



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

Instituto de Astronomía

**PROBANDO LA CONSISTENCIA DE LA HIPÓTESIS DE LA MATERIA OSCURA EMPLEANDO
OBSERVACIONES DE CUASARES EN LAS REGIONES DE LÍNEAS ANCHAS Y ANGOSTAS**

**PARA OPTAR POR EL GRADO DE
MAESTRO EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)**

**PRESENTA:
ARMANDO JOSÉ LARA DÍAZ INFANTE**

**TUTORES
DR. XAVIER NICOLÁS HERNÁNDEZ DÖRING, INSTITUTO DE ASTRONOMÍA
DR. YAIR EMMANUEL KRONGOLD HERRERA, INSTITUTO DE ASTRONOMÍA**

MÉXICO, CDMX, JULIO 2019



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

1. Datos del Alumno.

Lic.
Armando José
Lara
Díaz Infante
alara@astro.unam.mx

2. Datos del Tutor 1.

Dr.
Xavier Nicolás
Hernández
Doring
xavier@astro.unam.mx

3. Datos del Tutor 2.

Dr.
Yair Emmanuel
Krongold
Herrera
yair@astro.unam.mx

4. Datos del Sinodal 1.

Dra.
Castalia Alenka
Negrete
Peñaloza
alenka@astro.unam.mx

5. Datos del Sinodal 2.

Dr.
Roberto Allan
Sussman
Livovsky
sussman@nucleares.unam.mx

6. Datos del Sinodal 3.

Dr.
Joseph Aurele
Luc
Binette
lbinette@astro.unam.mx

7. Datos del Sinodal 4.

Dr.
José Octavio
Valenzuela
Tijerino
octavio@astro.unam.mx

8. Datos del Sinodal 5.

Dra.
Mariana
Cano
Díaz
mcano@astro.unam.mx

9. Datos de la tesis.

Probando la Consistencia de la Hipótesis de la
Materia Oscura Empleando Observaciones de
Cuasares en las Regiones de Líneas Anchas y
Angostas
45 pp.
2019

Dedicatoria

A mi familia, amigos, novia y hermanos, por el cariño y apoyo que siempre me dan.

Agradecimientos

Agradezco a: mi familia, amigos y profesores, por su ejemplo y motivación que me son de gran ayuda durante mi desarrollo personal; Yair y Xavier, por permitirme trabajar bajo su tutela; mis sinodales, por las observaciones hechas en esta tesis, así como las recomendaciones que me dan para mi formación académica.

También agradezco a Kin, Alonso y Luis que me prestaron sus computadoras cuando la mía se quedaba pasmada durante la realización de esta tesis, así como también a Paola, Alexia, Cristina y Tania.

De igual manera agradezco a CONACyT por el apoyo económico brindado a través de su beca de posgrado durante el transcurso de mi maestría.

Agradezco especialmente a: Alenka, por el apoyo tan grande que me brindó durante la realización de esta tesis; Ofe y Jerry, por sus buenos consejos en todo momento, estar ahí en cualquier situación y ser magníficas personas que muestran un cariño incondicional por la gente que los rodea; Paola, por estar a mi lado en etapas importantes de mi vida, por esas pláticas y aventuras tan grandes alrededor del mundo y por motivarme a seguir adelante cada día.

Resumen

El objetivo de este trabajo fue encontrar un límite superior de la densidad central de materia oscura (ρ_{DM}) de algunos cuasares (Quasi-Stellar Object - QSO) utilizando un perfil de densidad para un agujero negro super masivo (Super Massive Black Hole - SMBH) sumergido en una distribución maxwelliana de partículas de materia oscura. Para ello se estudió la Región de Líneas Anchas (Broad Line Region - BLR) y la Región de Líneas Angostas (Narrow Line Region - NLR) dominadas por un agujero negro (Black Hole - BH) central. La muestra de objetos utilizada consistió de 15 cuasares del Data Release 12 del Sloan Digital Sky Survey, que presentan una componente ancha y otra angosta en la línea de $H\beta$. Estos perfiles de $H\beta$ se ajustaron con el software Sherpa para obtener los Full-Width Half Maximum (FWHM) de ambas componentes. A partir del FWHM de la componente ancha se estimó la masa del BH central, y a partir del FWHM de la componente angosta se estimó la masa interna al radio de la región de líneas angostas (R_{NLR}). El perfil de densidad utilizado fue el obtenido por X. Hernandez y W. Lee (2018) al explorar la respuesta de una distribución de densidad de materia oscura constante e isotérmica a la presencia de una masa puntual, M , haciendo el análisis perturbativo a primer orden de la función de distribución. Integrando este perfil de densidad se obtuvo un perfil de masa que permitió tener un modelo que predice una densidad central de materia oscura para el tipo de sistemas que se quieren estudiar. Explícitamente lo que se consideró en este trabajo fue que la masa interna a la NLR (M_{NLR}) es la masa interna a la BLR (M_{BLR}) más la integral de toda la masa entre el radio de la BLR (R_{BLR}) y el radio de la NLR (R_{NLR}). Para estimar el radio de la NLR se usaron dos modelos, uno que comprende una zona extendida y otro más sencillo de una zona compacta, ambos tomados del trabajo de Baskin & Laor (2005). Se obtuvo que los límites superiores de las densidades centrales estimadas con ambos modelos varían para el mismo objeto en un orden de 10^2 , tal que el R_{NLR} influye de manera significativa en las densidades ρ_{DM} estimadas. En el modelo de una zona compacta, en los que el R_{NLR} es del orden de cientos de pc, se obtuvo que el límite superior de densidad central de materia oscura es del orden de $1000 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$, mientras que, para el modelo de una zona extendida, el R_{NLR} es del orden de kpc, encontrando que el límite superior de materia oscura se ve acotado en un orden de $10 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$, en promedio. Se hizo un análisis analítico para determinar la característica espectral que influye sobre las estimaciones del ρ_{DM} y se encontró que conforme el ancho de la componente angosta es menor, el límite superior de la densidad central de materia oscura es menor. Si bien los resultados obtenidos no fueron tan restrictivos como se hubieran esperado, estos son límites superiores firmes de la densidad central de materia oscura de los objetos estudiados.

Índice

1	Introducción	3
1.1	AGNs y Cuasares	5
1.2	Regiones de Líneas Anchas (BLR)	6
1.3	Regiones de Líneas Angostas (NLR)	8
1.4	Modelo de dos-zonas de la NLR	8
1.5	El Estudio de Sistemas Dinámicos	9
1.6	La Funcion de Distribución	10
1.7	Estabilidad y Respuesta de Sistemas Dinámicos	11
1.8	Modelo del Perfil de Densidad	12
1.9	Consideraciones Teóricas	17
2	Metodología	19
2.1	Selección de la Muestra de Cuasares	19
2.2	Sherpa: Software de Ajuste y Modelaje	21
2.3	Velocidades de la BLR y NLR	22
2.4	Luminosidad en $H\beta$ y en el continuo a $\lambda 5100$	23
2.5	Determinación del R_{BLR} y R_{NLR}	24
2.6	Determinación de las Masas internas a la BLR y NLR	25
3	Resultados	27
3.1	Manejo de Incertidumbres	28
3.2	Incertidumbres Asociada al R_{NLR}	29
3.3	Propagación de Incertidumbres considerando Fake-Data	30
3.4	Fuente Dominante de Incertidumbre	33
3.5	Considerando un Sistema No Virializado	33
3.6	Considerando una Componente de Outflow	34
3.7	Dependencia de ρ_{oDM} con componentes observables	36
4	Conclusiones	39
4.1	Trabajo a Futuro.	40
5	Anexo	41
5.1	Estimación del R_{BLR} a partir de Bentz et al. (2009)	44
	Bilbiografía	45

Yūgen

Capítulo 1

Introducción

La motivación principal para realizar este trabajo proviene del hecho de que la dinámica que se observa en las galaxias hace suponer que podría existir más materia de la que vemos, a esta hipotética componente se le llamó materia oscura (Dark Matter - DM). Sin embargo, desde que se propuso hasta la fecha, no hay evidencias directas de su existencia, por lo que se han creado teorías alternas a esta hipótesis para tratar de explicar la dinámica que se observa en el universo (e.g. Milgrom 1983). Paralelamente, han surgido formas de probar la validez de la teoría de materia oscura; por ejemplo, análisis de fricción dinámica en galaxias dSph para restringir y limitar los perfiles de densidad de los hipotéticos halos de materia oscura (e.g. Hernandez & Gilmore 1998; Hernandez & Lee 2008), pues una de las discrepancias mejor conocidas en el escenario cosmológico de materia oscura fría (Cold Dark Matter - CDM) es el problema "cuspy-core", el cual hace referencia al comportamiento del perfil de densidad del halo de materia oscura en los centros de las galaxias. El perfil de materia oscura más utilizado es el de Navarro-Frenk-White (NFW), el cual es un ajuste a los halos de materia oscura a partir de simulaciones de N-cuerpos (Navarro et al., 1996). Este, junto con otros modelos similares obtenidos a partir de simulaciones cosmológicas de N-cuerpos, basados en partículas de CDM no-colisionales, siempre muestran una distribución de densidad de masa de ley de potencias, típicamente $\rho \propto r^{-1}$ en sus centros, conocidos como "cuspy" (e.g. Navarro et al., 1996, Ogiya & Mori, 2014). Estas predicciones de densidades centrales altas no concuerdan con las restricciones dinámicas observadas en la zona central de las galaxias, las cuales revelan que el perfil de densidad del halo de DM debería ser constante en el centro de las galaxias, conocidos como "core" (e.g. Ogiya & Mori 2014; Weinberg et al., 2015).

Simulaciones hidrodinámicas recientes de galaxias incluyendo feedback estelar (e.g. Di Cintio et. al 2013), muestran que los perfiles de densidad de materia oscura pueden ser modificados por procesos bariónicos en el centro de los halos galácticos, encontrando que la pendiente del perfil interno depende únicamente de la relación $M_{\star}/M_{\text{halo}}$, donde M_{\star} es la masa de las estrellas formadas y M_{halo} es la masa del halo de la supuesta materia oscura. Se obtiene que, para valores $M_{\star}/M_{\text{halo}} \lesssim 0.01\%$, la contribución estelar no es suficiente para modificar la distribución de DM y el perfil se mantiene cuspy. Para $M_{\star}/M_{\text{halo}}$ mayores, la contribución estelar modifica la distribución de DM resultando en un perfil con core, donde los perfiles más planos se forman para $M_{\star}/M_{\text{halo}} \sim 0.5\%$, con $M_{\text{halo}} \approx 6.3 \times 10^{10} M_{\odot}$ y $M_{\star} \approx 3.1 \times 10^8 M_{\odot}$. Un punto importante de estos trabajos es que el proceso descrito a partir de materia bariónica se vuelve ineficiente para halos de DM más masivos, en los cuales los perfiles cuspy se mantienen. Dado que la formación de un core en estos tipos de procesos se presentan en un determinado rango de masas, es importante explorar el perfil de densidad de DM en regiones centrales en objetos masivos a partir de observaciones de componentes dinámicas para determinar si presentan cuspy o core.

Hernandez & Lee (2010) estudiaron las tasas de crecimiento de los agujeros negros centrales mediante la acumulación de partículas de materia oscura en órbitas no ligadas al agujero negro central. A medida que la masa del agujero negro crece, se produce un régimen de acrecentamiento fuera de control. Exigir que no se haya alcanzado dicho régimen a lo largo de la vida de los halos galácticos de materia oscura conduce a la identificación de límites superiores críticos para la densidad de la materia oscura. Estos límites escalan proporcionalmente al valor supuesto de la dispersión de la velocidad de la materia oscura, e inversamente proporcional al valor supuesto de la masa del agujero negro central. Para las masas más grandes inferidas de agujero negro para cuasares (Quasi-Stellar Object - QSO), de $5 \times 10^9 M_{\odot}$, se excluyen densidades de materia oscura de la región central mayores que $25 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$. Estos límites sugieren que las estructuras de los halos de materia oscura se caracterizan por regiones centrales de densidad constante, en lugar de perfiles tipo cuspy.

El objetivo de esta tesis se centra en encontrar un límite superior de la densidad central de materia oscura (ρ_{DM}) de algunos cuasares observados, estudiando la Región de Líneas Anchas (Broad Line Region - BLR) y la Región de Líneas Angostas (Narrow Line Region - NLR) dominadas por un agujero negro central (Black Hole - BH), utilizando un perfil de densidad de materia oscura que comprende un objeto sumergido en una distribución de DM. Para ello se usarán estimaciones de masas internas a las BLR y NLR de un mismo objeto para acotar la densidad central de materia oscura de estos; la masa interna a la NLR será igual a la interna a la BLR sumada a la integral del perfil de densidad de materia oscura hasta este punto. Esto se hará ajustando, mediante el software Sherpa, la componente ancha y la componente delgada de la línea de $H\beta$ de una muestra de 15 cuasares con el fin de obtener sus propiedades dinámicas que permitan determinar ρ_{DM} dado el perfil de densidad central de materia oscura. Se espera que los resultados sean contundentes para, además de encontrar el límite superior de ρ_{DM} , poder concluir si se presenta cuspy o core.

En §§ 1.1, 1.2 y 1.3 se mencionan brevemente algunas características de los núcleos activos de galaxias (Active Galactic Nucleus - AGN), pues si bien se amplia la información que existe de estos, este trabajo se enfoca únicamente en dos de las componentes de un cuasar, la BLR y la NLR, particularmente en sus distancias al agujero negro central, por lo que no hace falta una revisión más extensa. En § 1.4 se menciona el modelo de Baskin & Laor (2005) para una NLR compacta y una NLR extendida de dos zonas, estos modelos se usarán para realizar las estimaciones finales de la densidad central de materia oscura. En §§ 1.5, 1.6, 1.7 se menciona brevemente la teoría detrás del estudio de sistemas dinámicos y en § 1.8 se menciona el trabajo de Hernandez & Lee (2008) en el que, bajo un análisis perturbativo a primer orden, obtienen un perfil de densidad, el cual se utilizará en este trabajo para encontrar una expresión que permita calcular la densidad central de materia oscura de los objetos de la muestra de cuasares utilizadas. En § 1.9 se enlistan las suposiciones que se hacen con el fin de tener una interpretación más clara de los resultados, así como el de la fuente dominante de incertidumbre. En § 2 se muestra la metodología realizada para el ajuste de los espectros, así como el de la estimación de los parámetros de la velocidad (§ 2.3), luminosidad (§ 2.4), radios de la BLR y NLR (§ 2.5) y las masas internas a estos radios (§ 2.6). Los resultados obtenidos de la densidad central de materia oscura en ambos modelos de NLR se muestran en § 3. El manejo de incertidumbres, así como el análisis de estas, se muestra en las §§ 3.1, 3.2 y 3.3. En §§ 3.5 y 3.6 se muestran los resultados para el caso en el que los sistemas estudiados no se encuentren virializados. En § 3.7 se explora la dependencia de la densidad central de materia oscura con las componentes espectrales observadas. Finalmente en § 4 se redactan las conclusiones y en § 4.1 el trabajo a futuro.

Nota: De no mencionar lo contrario, para todos los procesos computacionales requeridos se utilizó el lenguaje de programación Julia en la interfaz Jupyter con las paqueterías PyPlot y Distributions.

1.1 AGNs y Cuasares

En el universo se encuentran distintos tipos de objetos, uno de ellos son las galaxias. Algunas galaxias presentan una fuerte emisión de energía no térmica en sus centros, a los cuales se les conoce como núcleos activos de galaxias. Los objetos más representativos de esta familia de galaxias son los cuasares, objetos típicamente de alto redshift. La fuente central de estos objetos es mucho más brillante que el resto de su galaxia anfitriona, haciendo que parezcan objetos puntuales en imágenes ópticas (Schneider 2015). La radiación se origina en una región espacial muy chica, la cuál es medible, por ejemplo, a partir de variaciones de la intensidad durante periodos de tiempo determinados.

Dada la cantidad de energía emitida en una región menor a un parsec cúbico, el modelo más aceptado para la generación de esta energía en los AGNs es el de material en un disco cayendo a un BH central, pues la eficiencia y la masa necesaria para generar tales cantidades de energía solamente se consiguen bajo estas suposiciones. Este modelo dice que la radiación es producida por este material que cae al BH central, a este proceso se le llama acreción, convirtiendo energía potencial en energía cinética. Esta energía cinética que lleva el material en el disco de acreción es radiada debido a la fricción que llega a experimentar el material. La radiación que emite un AGN usualmente cubre un amplio rango del espectro electromagnético, desde radio hasta rayos-X y rayos- γ . Por ello es que telescopios como el Very Large Array (VLA), Hubble Space Telescope (HST), International Ultraviolet Explorer (IUE), entre otros, han sido de gran utilidad para estudiar este tipo de objetos.

Hasta ahora, solamente he mencionado un tipo de AGN, los cuasares, pero la familia de AGNs es grande y se diferencian entre sí dadas sus propiedades espectrales, sus luminosidades y su proporción entre su luminosidad nuclear y su luminosidad estelar. En este trabajo se analizará el espectro de una muestra de cuasares, por lo que es importante señalar dos de las componentes de los AGNs que repercuten en las estimaciones que se realizarán. Pero antes, es importante mencionar el Modelo Unificado de AGNs, un esquema de este modelo se muestra en la figura 1.1. Esencialmente lo que este modelo dice es que todos los distintos tipos de AGNs, como los son los Seyfert tipo-I, Seyfert tipo-II, blazares, cuasares, etc., constituyen un único tipo de AGN y que las diferencias observacionales son consecuencia del ángulo en el que se encuentran con respecto a la línea de visión.

Para poder hablar de las diferencias entre los AGNs y por qué estas son relevantes al momento de escoger cuasares para el tema de estudio en este trabajo, primero es necesario ver cuáles son sus componentes. Hasta ahora, únicamente se ha mencionado el disco de acreción al rededor del agujero negro, sin embargo, siguiendo la figura 1.1, vemos que si nos alejamos un poco del centro, nos encontramos que este disco de acreción se empieza a fragmentar a distancias del orden de 10^{-2} pc. A esta región, conformada de nubes de gas con una densidad del orden de 10^{10} cm^{-3} , es la región conocida como región de líneas anchas (BLR) (Netzer 2013). Debido a su cercanía al agujero negro central, su dinámica está fuertemente dominada por este, lo que hace que presente ensanchamiento de sus líneas de emisión por efecto Doppler, las cuales son emitidas por el proceso de ionización que experimenta producto de la radiación emitida por la fuente central. De esta región se hablará más adelante en § 1.2. Al rededor de la BLR se encuentra un toro de gas y polvo que oscurece las líneas emitidas por la BLR cuando el AGN es visto *edge-on*. De ser este el caso, el espectro observado del AGN carece de líneas de emisión anchas. Afuera de este toro de gas y polvo se encuentra la región conocida como región de líneas angostas (NLR), esta región tiene una densidad tan baja, del orden de 10^3 - 10^5 cm^{-3} , que el tiempo para que suceda una transición prohibida en los átomos del gas es menor al tiempo de colisión entre partículas, por esta razón es que en los espectros de objetos como las Galaxias Seyfert Tipo-II, únicamente se presentan líneas delgadas, pues la BLR se ve oscurecida por el polvo, mientras que objetos como las Galaxias Seyfert-Tipo I presentan en su espectro tanto líneas delgadas como líneas anchas. En § 1.3 se hablará un poco más de esta región

de líneas delgadas.

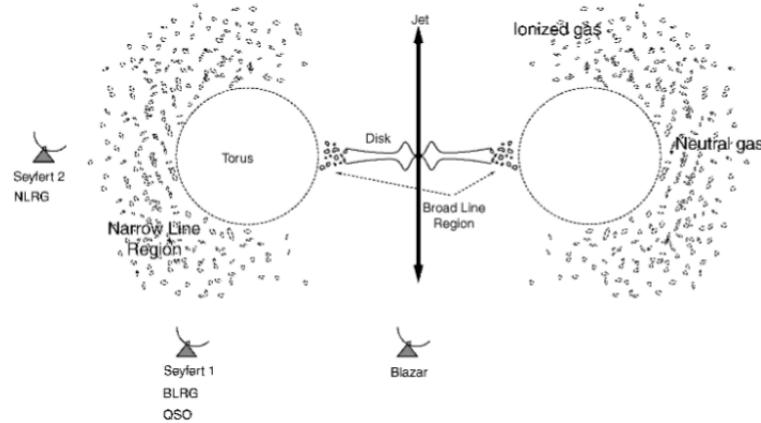


Figura 1.1: Este esquema muestra el Modelo Unificado de AGNs el cuál dice que todos los tipo de AGN que se han observado conforman un mismo tipo de AGN y que la diferencia observada radica únicamente en la orientación que este tiene respecto a la línea de visión. En este esquema se ilustra un disco de acreción que está rodeado por un toro grueso de polvo que oscurece el centro del AGN cuando se le mira en una dirección cercana al plano del disco, bloqueando la fuente del continuo y la BLR. Imagen tomada del libro *Extragalactic Astronomy and Cosmology - An Introduction*, Ed. Springer (2006), pag. 209, del autor Peter Schneider.

Así, los objetos astronómicos que se han elegido para utilizar el modelo teórico propuesto en este trabajo, son los cuasares, pues dada la alta luminosidad que presentan, así como las líneas espectrales provenientes de dos regiones a distintas distancias del centro (la región de líneas anchas y la región de líneas angostas), es que, bajo ciertas consideraciones, se pueden determinar sus características dinámicas, con las cuáles se estimará un límite superior a la densidad central de materia oscura en cada uno.

1.2 Regiones de Líneas Anchas (BLR)

Los Núcleos Activos de Galaxias son fuentes de líneas de emisión en el óptico, radio y rayos X, muy probablemente provenientes de la acreción de materia hacia el agujero negro masivo (con masas del BH entre 10^6 y $10^{10} M_{\odot}$) que se encuentra en sus centros.

La región donde se emiten las líneas anchas está próxima a la fuente central de un AGN ($\lesssim 0.1$ pc, e.g. Baskin & Laor, 2005), por lo que juega un papel importante en el estudio de la fuente central. El ensanchamiento de las líneas se debe al efecto doppler asociado a la rotación que tiene el material alrededor del BH central y no a un ensanchamiento térmico, pues si se considera únicamente la temperatura de ionización del hidrógeno, la velocidad asociada es del orden de 10 km s^{-1} , resultado que no concuerda con las velocidades estimadas a partir del FWHM, que son típicamente del orden de 10^3 km s^{-1} en la zona de la BLR. En este trabajo se utilizan los anchos de estas líneas como estimaciones de velocidades de rotación en las regiones de líneas anchas para determinar la masa del BH central (M_{BH}), dado que la BLR está dinámicamente dominada por la masa del BH central. Por esta razón es que la masa interna al

radio de la BLR (M_{BLR}) se puede considerar la masa del BH, entonces $M_{\text{BH}} = M_{\text{BLR}}$.

Obtener una relación para estimar el R_{BLR} es fundamental para conocer la masa del BH central del AGN. Esto implica suposiciones al momento de obtener una relación del tamaño de la BLR así como cuando se estima la masa del agujero negro central, pues siempre existirá una componente sistemática de error debido a que no se conoce la geometría y cinemática de la BRL (Kaspi et al., 2005).

Asumiendo órbitas keplerianas ligadas para la BLR se puede estimar la masa del BH a partir de la siguiente expresión:

$$M_{\text{BH}} = f(R_{\text{BLR}}) \frac{R_{\text{BLR}} v^2}{G}, \quad (1.1)$$

donde v es la velocidad asociada al Full-Width Half Maximum (FWHM) de la línea y $f(R_{\text{BLR}})$ es un factor geométrico-dinámico tal que si v es la velocidad Kepleriana media, entonces $f(R_{\text{BLR}}) = 1$ (Netzer 2013).

Existe una diversidad en los perfiles de las línea de emisión de $H\beta$ en AGNs (Peterson 1997), en algunos casos el FeII llega a estar presente en los espectros y es necesario sustraerlo para poder ajustar correctamente la componente ancha y la componente angosta de la línea de $H\beta$. La emisión de las líneas se debe a transiciones electrónicas, por lo que la densidad electrónica de estas regiones se puede inferir. En principio, la estructura y el tamaño de la BLR se puede obtener observando la respuesta de las líneas de emisión a las variaciones en el continuo. Como la radiación de un AGN varía, cuando esta llega a la BLR, se esperan consecuentemente variaciones en las condiciones físicas es esta. De ser así, una disminución en el flujo del continuo provoca un flujo menor en la línea. Esto es precisamente lo que ocurre y es medible. Debido a la finita extensión de la BLR, la variabilidad observada en las líneas va a ser retrasada un tiempo Δt , que es el tiempo que le toma a la luz atravesar la BLR, $\Delta t \sim r/c$. Así, observando las variaciones del continuo y las líneas de emisión se puede determinar Δt y estimar los valores de r correspondientes (Schenider 2015). Por medio de este método conocido como Mapeo de Reverberación es como se puede determinar la distancia de la BLR a la fuente central y la relación $R_{\text{BLR}}-L$, donde L es la luminosidad del AGN. Utilizando este método, Bentz et al.(2009) encuentran una relación para el R_{BLR} que es consistente con resultados previos en los que $R_{\text{BLR}} \propto L^{0.5}$.

Kaspi et al. (2005) reinvestigan la relación entre el R_{BLR} y la línea de emisión de Balmer, rayos-X, UV y luminosidades del continuo en el óptico. Utilizan los tamaños de la BLR compilados por Peterson et al. (2004) y estudian su relación con la luminosidad medida del AGN en rayos-X, UV y las bandas del continuo en el óptico y en la línea de emisión ancha de $H\beta$ encontrando que la relación del R_{BLR} en función de la luminosidad del continuo está dada por:

$$\frac{R_{\text{BLR}}}{8.4 \times 10^{-3} pc} = (2.23 \pm 0.21) \left[\frac{\lambda L_{\lambda}(5100\text{\AA})}{10^{44} erg s^{-1}} \right]^{0.69 \pm 0.05}, \quad (1.2)$$

en este trabajo usaremos esta relación en las estimaciones del R_{BLR} .

1.3 Regiones de Líneas Angostas (NLR)

La Región de Líneas Angostas (NLR), a diferencia de la BLR, está espacialmente resuelta en el óptico y la densidad electrónica es lo suficientemente baja para que existan transiciones prohibidas. Una de las propiedades generales de la emisión de la NLR es que esta emisión viene de una región espacialmente extendida por lo que distribuciones físicas y cinemáticas se pueden mapear directamente (Peterson 1997).

La distancia a la que se puede llegar a observar gas de baja densidad (densidades del gas del orden de $10^3 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$) expuesta directamente a la radiación de un AGN puede exceder la galaxia anfitriona por lo que la extensión de la NLR puede tener distancias de 100 kpc o más (Netzer 2013), a lo cual se le llama Extended Narrow Line Region (ENLR). En este trabajo, sin embargo se denotará como NLR.

El FWHM de las líneas de emisión angostas está en un rango de 200 a 900 km s^{-1} , encontrando que la mayoría cae dentro de 350 y 400 km s^{-1} . También se llegan a encontrar casos extremos en los que el FWHM de la NLR es del orden de 10^3 km s^{-1} (e.g. la galaxia Seyfert Tipo-2 NGC 1068 con FWHM de la NLR $\approx 1200 \text{ km s}^{-1}$).

La variedad de estados de ionización que se presentan en el espectro de líneas angostas es muy amplio, encontrando tanto líneas de baja ionización (e.g. [OI] $\lambda 6300$), como líneas de alta ionización (e.g. [OIII] $\lambda\lambda 4959, 5007$). La razón del flujo de líneas delgadas indica que el gas de la NLR está fotoionizado por el espectro del AGN y no por estrellas de la región nuclear. Así, la NLR es la región espacial más grande donde la radiación de ionización proveniente de la fuente central domina sobre todas las demás fuentes (Peterson 1997). Como en el caso de la BLR, la intensidad relativa de las líneas de emisión que se observan en el espectro de la NLR permite saber algunas de sus propiedades, limitando los parámetros de los modelos que buscan reproducir y predecir las observaciones en AGNs. En este trabajo se hará uso de estimaciones recientes de modelos de dos zonas para la NLR (Baskin & Laor, 2005) junto con modelos más sencillos de una zona (Baskin & Laor, 2005) para estimar los tamaños de las NLR (Ver § 1.4).

1.4 Modelo de dos-zonas de la NLR

Baskin & Laor (2005) exploran un modelo de una región extendida de líneas angostas para ajustar las líneas de emisión de [OIII] $\lambda 5007$, [OIII] $\lambda 4363$ y $\text{H}\beta$ en una muestra de cuasares de Palomar Green. En ese modelo la línea de [OIII] $\lambda 4363$ se emite principalmente en una zona interior con densidad electrónica del orden de 10^7 electrones por cm^3 y la línea de emisión de [OIII] $\lambda 5007$ es más brillante en la región externa de densidad electrónica del orden de 10^3 electrones por cm^3 . Esto da una extensión de la NLR del orden de kpc, a diferencia de modelos de una sola zona para la emisión de [OIII] $\lambda 5007$ que dan extensiones mucho más compactas.

Utilizando el código de fotoionización CLOUDY, Baskin & Laor (2005) infieren el factor de cobertura (CF) del gas de la NLR, su densidad electrónica (n_e) y el parámetro de ionización (U) en cada objeto asumiendo una zona de emisión uniforme y única. La distancia de la fuente del continuo ionizante central a la región de emisión de [OIII] $\lambda 5007$ (R_{NLR}) la determinan a partir de n_e , U y la luminosidad ionizante L_{ion} como sigue. Por definición $U \equiv n_\gamma/n_e$, donde la densidad de fotones ionizantes n_γ está dada por $n_\gamma = L_{\text{ion}}/4\pi R_{\text{NLR}}^2 c \langle h\nu \rangle$, donde $\langle h\nu \rangle$ es el promedio de la energía de fotones ionizantes. De estas relaciones se obtiene $R_{\text{NLR}} = K L_{\text{ion}}^{1/2} (U n_e)^{-1/2}$, donde $K \equiv (4\pi c \langle h\nu \rangle)^{-1/2}$.

Antes de continuar quiero, por simplicidad de notación, hacer la siguiente nota: cuando los parámetros que utilice en este trabajo hagan referencia al modelo de dos-zonas y en particular a los correspondientes a la zona externa, tendrán el subíndice t - z (two-zone), pues en este trabajo se omite el análisis de la zona interna de este modelo (la referente a la línea de [OIII] λ 4363). Por el contrario, para el modelo de una región de emisión de [OIII] λ 5007 de una única zona utilizaré el subíndice s - z (single-zone).

Continuando con el trabajo de Baskin & Laor (2005); para el modelo de una única zona, encontraron que la relación para el mejor ajuste es

$$R_{\text{NLR},s-z} = 40 L_{44}^{0.45} [pc], \quad (1.3)$$

con un coeficiente de correlación de 0.836, donde $L_{44} = \lambda L_{\lambda}(4861)/10^{44} \text{erg s}^{-1}$. La dispersión rms en la relación R_{NLR} versus L es 0.2 (en $\log R_{\text{NLR},s-z}$).

Para la aproximación de dos zonas encontraron un coeficiente de correlación más debil, pero aún así significativo de 0.648 y la relación derivada es

$$R_{\text{NLR},t-z} = 750 L_{44}^{0.34} [pc], \quad (1.4)$$

para el mejor ajuste, con una dispersión rms de 0.3 (en $\log R_{\text{NLR},t-z}$).

En la sección § 3 se verá que los resultados más interesantes se obtienen a partir de ciertas consideraciones como por ejemplo un sistema no virializado o una NLR muy alejada de la fuente central a distancias del orden de kpc. Por ello es que se ha querido usar un modelo de dos zonas que nos permita considerar NLR lo más alejado posibles del BH central. Los resultados que se obtengan de la densidad central de materia oscura considerando (1.4) se compararán con los resultados obtenidos utilizando (1.3). Pero para ello se requiere primero definir un perfil de densidad de materia oscura alrededor del agujero negro central. Para ello se utilizará el perfil de Hernandez & Lee (2008) del cuál se habla en § (§1.8).

1.5 El Estudio de Sistemas Dinámicos

Los modelos de sistemas no-colisionales en equilibrio son la principal herramienta para comparar las teorías de dinámica galáctica con las observaciones. En estos modelos se asume que el sistema consiste de N masas puntuales idénticas, las cuáles pueden servir, por ejemplo, para representar estrellas o partículas de materia oscura. Esta suposición, aunque no es realista, facilita el desarrollo del trabajo y no impacta en la validez del resultado (Binney & Tremaine, 1987). En sistemas como estos no tiene sentido seguir la órbita de cada una de estas partículas, en vez de eso se utiliza la probabilidad de encontrar una partícula en el volumen del espacio-fase de seis-dimensiones $d^3\vec{x} d^3\vec{v}$ alrededor de la posición \vec{x} y la velocidad \vec{v} . Por eso es necesario definir una función de distribución (f) tal que $f(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3\vec{x} d^3\vec{v}$ es la probabilidad que al tiempo t una partícula escogida aleatoriamente tenga coordenadas en el espacio-fase en un rango dado. Por suposición, todas las partículas son idénticas, por lo que esta probabilidad es la misma para cualquier partícula. Por definición, f está normalizada tal que la integral sobre todo el espacio fase es

$$\int f(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3\vec{x} d^3\vec{v} = 1. \quad (1.5)$$

Análogo a la conservación de masa, descrita por la ecuación de continuidad, la ecuación para la conservación de probabilidad en el espacio fase es

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \vec{w}} [f \dot{\vec{w}}] = 0, \quad (1.6)$$

donde $\vec{w} = (\vec{q}, \vec{p})$ y $\dot{\vec{w}} = (\dot{\vec{q}}, \dot{\vec{p}})$, donde \vec{q} y \vec{p} son las coordenadas generalizadas. Utilizando las ecuaciones de Hamilton:

$$\dot{\vec{q}} = \frac{\partial H}{\partial \vec{p}} \quad (1.7)$$

y

$$\dot{\vec{p}} = -\frac{\partial H}{\partial \vec{q}}, \quad (1.8)$$

para resolver (1.6), se llega a la ecuación no-colisional de Boltzman:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \dot{\vec{q}} \frac{\partial f}{\partial \vec{q}} + \dot{\vec{p}} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = 0. \quad (1.9)$$

En términos de coordenadas cartesianas inerciales en el que $H = \frac{1}{2}v^2 + \Phi(\vec{x}, t)$, donde Φ es el potencial gravitacional, (1.9) queda como:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} - \frac{\partial \Phi}{\partial \vec{x}} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = 0. \quad (1.10)$$

1.6 La Funcion de Distribución

Una de las formas de determinar la función de distribución es relacionando la densidad numérica de partículas, ρ , que se observan, por ejemplo, contando las estrellas en una galaxia, con la función de distribución. Esta relación está dada por:

$$\rho(\vec{x}) \equiv Nv(\vec{x}), \quad (1.11)$$

donde

$$v(\vec{x}) \equiv \int f(\vec{x}, \vec{v}) d^3\vec{v} \quad (1.12)$$

es la probabilidad por unidad de volumen de encontrar una partícula específica en \vec{x} , sin importar su velocidad, y N es el número total de partículas.

Sin embargo, existen casos en los que no es fácil contar el número de partículas, por lo que se deben hacer suposiciones para poder analizar el sistema, por ejemplo, en el caso más sencillo se supone que la distribución de partículas se asemeja a la de un gas isotérmico con geometría esférica. Para este tipo de sistemas la distribución de velocidades, σ , en cualquier punto de la esfera isotérmica sigue una distribución Maxwelliana:

$$f(v) \propto \exp(-v^2/2\sigma^2). \quad (1.13)$$

Como se ha visto hasta ahora, en el análisis realizado se han ido haciendo suposiciones que simplifiquen el modelo, así como también las ecuaciones. Estas simplificaciones son afines a las consideraciones que se tomarán en este trabajo, las cuales servirán para tener un primer acercamiento al tema en cuestión. Sin embargo, el problema puede ser tan complejo como se desee, por ejemplo, considerando un potencial axisimétrico dependiente del tiempo y un sistema de partículas que no obedecen una función de distribución maxwelliana, sin embargo, al tomar casos así, las soluciones suelen ser numéricas y no analíticas.

1.7 Estabilidad y Respuesta de Sistemas Dinámicos

Los sistemas dinámicos de los que se han hablado hasta el momento son sistemas en equilibrio, sin embargo, es importante analizar la respuesta de este tipo de sistemas a fuerzas externas. Por ejemplo, pensemos en un lápiz en posición vertical sobre una mesa, apoyado únicamente sobre su punta, intuitivamente sabemos que una pequeña perturbación genera una respuesta grande, pues por más mínima que sea la fuerza externa que sienta, por ejemplo, una ligera brisa de aire, el lápiz caera, en este caso se dice que el sistema es inestable. En la naturaleza, sin embargo, no son comunes los sistemas que evolucionen rápidamente tal que se alejen de sus condiciones iniciales dado el más ligero cambio de estas. Sin embargo, varios sistemas estelares en equilibrio son inestables, por ejemplo, el modelo más simple de una galaxia disco consiste en un disco auto-gravitante delgado, en el que las estrellas se mueven en órbitas circulares, pero encontraremos que cualquier disco frío, sin movimientos aleatorios, es violentamente inestable (Binney & Tremaine, 1987). Así, la estabilidad de un sistema dinámico es un aspecto particular de su respuesta a fuerzas externas, y por ello es que se debe tener una teoría que considere la respuesta del sistema.

Si se tiene un sistema en equilibrio con densidad $\rho_{inicial-del-sistema}(\vec{x})$, que interactúa con un potencial gravitacional externo, $-\epsilon\nabla\Phi_{externo}$, donde $|\nabla\Phi_{externo}|$ es del mismo orden que el campo gravitacional en el sistema en equilibrio, y $\epsilon \ll 1$, entonces la función de distribución que generara este campo externo es $\nabla^2\Phi_{externo} = 4\pi G\rho_{externa}$. Debido a que la perturbación es débil, la respuesta es lineal y por lo tanto también es proporcional a ϵ ; así, podemos escribir la perturbación inducida a la densidad del sistema como $\epsilon\rho_{respuesta}(\vec{x}, t)$. La función respuesta $R(\vec{x}, \vec{x}', \tau)$ definida por

$$\rho_{respuesta}(\vec{x}, t) = \int R(\vec{x}, \vec{x}', \tau) \rho_{externa}(\vec{x}', t') d^3\vec{x}' dt', \quad (1.14)$$

relaciona la respuesta de la densidad, $\rho_{respuesta}(\vec{x}, t)$, con la densidad $\rho_{externa}$, donde $\tau = t - t'$. La respuesta únicamente depende de τ , pues el sistema en equilibrio es independiente del tiempo, así que la respuesta al tiempo t a partir de un impulso instantáneo al tiempo t' solamente depende en el retraso $t - t'$, donde por causalidad se debe de cumplir que $R(\vec{x}, \vec{x}', \tau) = 0$ para $\tau < 0$.

Tanto la densidad $\rho_{externa}$, como la $\rho_{respuesta}$ contribuyen al potencial gravitacional, y es el potencial perturbado total $\Phi_{perturbado-total} \equiv \Phi_{externo} + \Phi_{respuesta}$ el que determina la dinámica del sistema. La densidad correspondiente es $\rho_{perturbada-total} = \rho_{externa} + \rho_{respuesta}$.

La función de polarización $P(\vec{x}, \vec{x}', \tau)$ relaciona la respuesta de la densidad, $\rho_{respuesta}$, con la densidad total perturbada, $\rho_{total-perturbada}$, por medio de:

$$\rho_{respuesta}(\vec{x}, t) = \int P(\vec{x}, \vec{x}', \tau) \rho_{perturbada-total}(\vec{x}', t') d^3\vec{x}' dt'. \quad (1.15)$$

Estas dos funciones, (1.14) y (1.15), obtenidas bajo aproximaciones lineales, permiten explorar la respuesta de un sistema a una perturbación. (1.14) permite describir la respuesta de la densidad a una fuerza perturbativa externa, mientras que (1.15) permite describir la respuesta de la densidad a una fuerza perturbativa total que incluye cualquier contribución de la auto-gravedad de la respuesta de la densidad. Si la auto-gravedad de la respuesta de la densidad es despreciable, entonces la polarización y la función respuesta son idénticas (Binney & Tremaine, 1987).

1.8 Modelo del Perfil de Densidad

Al estudiar sistemas dinámicos, uno de los objetivos principales es calcular la fuerza $\vec{F}(\vec{x})$ en una partícula de masa m que se encuentra en una posición \vec{x} , generada por la atracción gravitacional de una distribución de masa $\rho(\vec{x})$. El potencial gravitacional, $\Phi(\vec{x})$, se relaciona con $\vec{F}(\vec{x})$ por medio de:

$$\vec{F}(\vec{x}) = -\nabla\Phi(\vec{x}). \quad (1.16)$$

El potencial, al ser un campo escalar, es más fácil visualizar que el campo vectorial gravitacional, por lo que este se suele utilizar con mayor frecuencia. Además, por medio de la ecuación de Poisson,

$$\nabla^2\Phi = 4\pi G\rho, \quad (1.17)$$

se puede relacionar el potencial del sistema con el perfil de densidad ρ . También, en varias situaciones la manera más fácil de obtener $\vec{F}(\vec{x})$ por unidad de masa, es primero calcular el potencial y después sacar su gradiente (Binney & Tremaine, 1987).

Si bien existen muchos modelos de perfiles de densidad (e.g. Plummer, Jaffe, Hernquist, NFW), en este trabajo se utilizará el perfil de densidad que obtienen X. Hernandez y W. Lee en su artículo de investigación del año 2008 titulado *The tightening of wide binaries in dSph galaxies through dynamical friction as a test of the dark matter hypothesis* al explorar la respuesta de una distribución de densidad de materia oscura constante e isotérmica a la presencia de una masa puntual M haciendo el análisis perturbativo a primer orden de la función de distribución.

Su modelo consiste en un medio infinito de pequeñas partículas de materia oscura, es decir un halo de DM de gran escala, que produce un fondo de densidad constante ρ_o y obedece una función de distribución Maxwelliana isotrópica

$$f_o(v) \propto \exp(-v^2/2\sigma^2), \quad (1.18)$$

en cualquier punto. La presencia de una estrella de masa M produce una perturbación al potencial que siente la materia oscura, dado por

$$\Phi_1(r) = \frac{-GM}{r}, \quad (1.19)$$

donde M es la masa de la estrella y r es una coordenada radial centrada en la estrella, donde además se ve que el problema tiene simetría esférica. La función de distribución total la toman como

$$f(r, v) = f_o(v) + \epsilon f_1(r, v), \quad (1.20)$$

a la cuál le corresponde una densidad perturbada total

$$\rho(r) = \rho_o + \epsilon \rho_1(r), \quad (1.21)$$

debido a un potencial total

$$\Phi(r) = \Phi_o(r) + \epsilon\Phi_1(r), \quad (1.22)$$

donde (1.20) debe satisfacer la ecuación de Boltzmann:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f - \vec{\nabla} \Phi \cdot \vec{\nabla}_v f = 0. \quad (1.23)$$

Considerando una solución estacionaria, tomando únicamente los términos a primer orden en la perturbación y tomando el potencial producido por la distribución de partículas de materia oscura igual a cero, $\Phi_o = 0$, se obtiene

$$v \frac{\partial f_1}{\partial r} = \frac{GM}{r^2} \frac{\partial f_o}{\partial v}, \quad (1.24)$$

Utilizando la dependencia explícita de $f_o(v)$ en la ecuación anterior permite escribir (1.24) como

$$v \frac{\partial f_1}{\partial r} = \frac{-v GM}{\sigma^2 r^2} f_o, \quad (1.25)$$

que integrando sobre el espacio de velocidades se obtiene

$$\frac{d\rho_1}{dr} = \frac{-GM}{\sigma^2 r^2} \rho_o. \quad (1.26)$$

Resolviendo esta última ecuación se llega a la perturbación de la densidad inducida sobre la distribución de materia oscura por una sola estrella en reposo de masa M :

$$\rho_1(r) = \frac{GM}{r\sigma^2} \rho_o, \quad (1.27)$$

donde σ es la dispersión de velocidades de las partículas del halo y r es la distancia a la masa M . En (1.27) aparece un pico de densidad tal que el perfil de densidad cambia de una densidad constante ρ_o a $\rho_o + \rho_1(r)$. Así, el perfil de densidad de DM que se utiliza en este trabajo para probar la consistencia de la hipótesis de la Materia Oscura es

$$\rho(r) = \rho_o \left(1 + \frac{GM}{r\sigma^2} \right), \quad (1.28)$$

donde $\rho(r)$ es el perfil de densidad de materia oscura, ρ_o es la densidad central de materia oscura y M es la masa del BH central.

Si bien este es el resultado de un análisis perturbativo a primer orden, se puede comparar con un análisis más completo de fricción dinámica, cuando se tiene una partícula moviéndose a velocidad \vec{v} a través de una distribución de un halo de partículas de materia oscura, la cual perturba las órbitas de las partículas alrededor y crea una zona de sobredensidad. El perfil de densidad asociado a un sistema como este fue explorado por Mulder (1983) quien modela un objeto masivo pasando a través de un fondo de partículas no colisionales y deriva la respuesta que tiene la densidad de este fondo de partículas. El modelo consiste en un objeto esférico extendido con potencial $\Phi(r)$ moviéndose con una velocidad constante v_o a través de un fondo homogéneo de densidad ρ_o y una distribución de velocidades Maxwelliana isotrópica con una dispersión unidimensional σ_o . Las soluciones de este modelo son numéricas, sin embargo para una masa puntual la respuesta de la densidad puede ser calculada analíticamente. Con ello obtuvo que la respuesta de la densidad en unidades adimensionales y con la constante gravitacional $G=1$ y la masa del objeto central $M=1$ es:

$$\rho_1 = \rho_o \left[\left(\frac{1}{r\sigma_o^2} \exp \left(-\frac{1}{2} p^2 (1 - \mu^2) \right) \right) \left(1 + \text{err} \left(\frac{p\mu}{\sqrt{2}} \right) \right) \right], \quad (1.29)$$

donde $\mu \equiv \cos(\theta)$, θ es el ángulo que se forma entre el vector posición r centrado en el objeto masivo y el eje-z, $p = v_o/\sigma_o$ y err es la función error.

Entonces, aunque (1.28) es una función perturbativa a primer orden, se puede ver que si tomamos la respuesta de la densidad (1.29) y lo evaluamos en $v_o \rightarrow 0$, se obtiene

$$\rho(r) = \rho_o \left(1 + \frac{1}{r\sigma_o^2} \right), \quad (1.30)$$

que coincide con (1.28). Con este resultado se puede afirmar que es adecuado usar (1.28). De aquí en adelante la densidad central de materia oscura, ρ_o , la escribiré como ρ_{oDM} .

Reescribiendo (1.28) como

$$\rho(r) = \rho_{oDM} \left(1 + \frac{A}{r} \right), \quad (1.31)$$

donde A es el radio característico:

$$A = \frac{GM_{\text{BH}}}{\sigma^2} \quad (1.32)$$

y multiplicandola por $4\pi r^2$ e integrando desde $r = 0$ hasta $r = R$ se obtiene una ecuación para $M(R)_{\text{DM}}$ de la forma

$$M(R)_{\text{DM}} = 4\pi \left[\int_0^R \rho_{\text{oDM}} \left(1 + \frac{A}{r} \right) r^2 dr \right]. \quad (1.33)$$

Resolviendo (1.33) se obtiene que la masa de materia oscura dentro de un radio R es

$$M(R)_{\text{DM}} = 4\pi\rho_{\text{oDM}} \left[\frac{R^3}{3} + \frac{AR^2}{2} \right] \quad (1.34)$$

tal que la masa total dentro del radio R es

$$M(R)_{\text{Tot}} = M(R)_{\text{DM}} + M_{\text{BH}}. \quad (1.35)$$

Sustituyendo (1.34) en (1.35) se obtiene una expresión explícita de la masa total dentro del radio R , dada por:

$$M(R)_{\text{Tot}} = 4\pi\rho_{\text{oDM}} \left[\frac{R^3}{3} + \frac{AR^2}{2} \right] + M_{\text{BH}}. \quad (1.36)$$

La densidad central de materia oscura, ρ_{oDM} , tiene un valor constante en cada objeto que se está estudiando. Para calcular este valor se puede despejar ρ_{oDM} de la ecuación anterior, obteniendo así:

$$\rho_{\text{oDM}} = \frac{M(R)_{\text{Tot}} - M_{\text{BH}}}{4\pi \left[\frac{R^3}{3} + \frac{AR^2}{2} \right]}. \quad (1.37)$$

Con esto se tiene un modelo que predice una densidad central de materia oscura para el tipo de sistemas que se quieren estudiar. Explícitamente lo que se considera en este trabajo es que la masa interna a la NLR (M_{NLR}) es la masa interna a la BLR (M_{BLR}) más la integral de toda la masa entre el radio de la BLR (R_{BLR}) y el radio de la NLR (R_{NLR}). Dado que dentro de la NLR se está necesariamente incluyendo algo de masa estelar (M_{\star}), si ignoramos esta contribución, estaremos obteniendo una cota superior firme de ρ_{oDM} que necesariamente será menor si a la $M(R)_{\text{Tot}}$ de (1.37) además de restarle la M_{BH} también se le resta la M_{\star} .

1.9 Consideraciones Teóricas

En este trabajo se presentan resultados que se obtienen a partir de modelos teóricos, que si bien son utilizados comunmente por la comunidad científica, no se salvan de tener suposiciones relevantes que son importantes tener presentes y que posteriormente ayudarán a identificar cuál es la fuente dominante de incertidumbres en los resultados. Por esto último es que en esta sección se presentan enlistadas las suposiciones que se harán en este trabajo.

- Suponer una función de distribución Maxwelliana.

Cuando se pretende describir un sistema de partículas que obedecen una distribución de velocidades isotrópicas y de simetría esférica, ya sea para estudiar la respuesta de los perfiles de densidad a una perturbación, o específicamente problemas de fricción dinámica, es común utilizar una función de distribución Maxwelliana (Binney & Tremaine, 1987). Este es el modelo más simple, que si bien permite un primer acercamiento al problema planteado, puede no ser tan precisa cuando se quiere estudiar, un sistema no isotérmico, o la evolución de estructuras de halos de DM en las que la tasa de pérdida de masa hace que la comparación entre la dinámica observada y las predicciones de modelos de DM se vea comprometida (Hayashi et al., 2003).

Con lo anterior, también se está suponiendo que la dispersión de velocidades va a ser constante a cualquier radio. Esta extrapolación es válida en este trabajo, pues únicamente se analizará la región que rodea el agujero negro. Por otro lado, cuando se quiere analizar el perfil de la dispersión de velocidades del halo completo, esta extrapolación ya no es válida, pues la anisotropía de las componentes de la velocidad hacen que un perfil isotérmico sea descartado.

- Extensión del R_{NLR} .

En el presente trabajo no se está haciendo una medición directa del radio de la región de líneas angostas, por lo que existe una gran incertidumbre de su verdadera extensión, pues así como podría ser de algunos cientos de pc, también podría llegar a medir unos cuantos kpc. Por esta razón es que se utilizarán dos modelos, uno de una región compacta y otro de una región extendida. Las hipótesis consideradas en estos modelos son, en el caso de la *single-zone*, la simplificación que la línea de $\text{H}\beta$, $\text{O}[\text{III}]\lambda 5007$ y $\text{O}[\text{III}]\lambda 4363$ se originan en una única zona de gas homogéneo. Para el caso de la aproximación de *two-zone*, la NLR tiene un gradiente de densidad tal que la zona externa es de baja densidad, donde la línea de $\text{O}[\text{III}]\lambda 5007$ es emitida, mientras que la línea de $\text{O}[\text{III}]\lambda 5007$ se emite en una región mucho más interna y de densidad más alta. Estos modelos permiten encontrar una relación del R_{NLR} con la luminosidad de la línea, pero no dan una estimación exacta del R_{NLR} . Entonces, ¿por qué utilizar estos modelos y no usar observaciones directas? Existen varios puntos al respecto; 1) La primera respuesta a esta pregunta es que la resolución de las imágenes suele no ser lo suficientemente buena para poder medir la NLR; 2) Principalmente para cuasares, las imágenes de alta resolución de la NLR son extremadamente escasas; 3) La incertidumbre del tamaño de la NLR para objetos individuales sigue siendo muy grande; 4) El tamaño de la NLR no es una cantidad bien definida (Bennert et al., 2002). Por estos motivos es que se utilizará un modelo que estima el R_{NLR} y no una observación.

- Sistemas virializados

Otra suposición muy fuerte es considerar que los sistemas están virializados. Debido a esta suposición es que se buscarán los espectros más limpios, en los que se puedan distinguir el perfil

que presentan las líneas, para únicamente seleccionar aquellos que presenten perfiles gaussianos. Estos últimos son típicos en líneas ensanchadas por efecto Doppler dada la rotación de la región emisora al rededor del BH central. Por el contrario, se quieren evitar aquellos que presentan perfil Lorentziano, pues estos son ensanchamientos por presión o colisiones de las partículas del gas.

- No se considera un fondo estelar.

Al no considerar masa estelar, M_* , el valor estimado de ρ_{oDM} se ve sobreestimado en caso de que exista una componente de masa estelar dentro del R_{NLR} . Esta sobreestimación se da desde la ecuación 1.35, en la que, para $R=R_{\text{NLR}}$, se está considerando que la masa total es únicamente la masa del agujero negro más la masa de materia oscura. Como se ve en (1.37), ρ_{oDM} es proporcional a la masa de materia oscura, la cuál está dada por la resta $M(R)_{\text{Tot}} - M_{\text{BH}}$, por lo que si se hubiera considerado masa estelar, la masa de materia oscura hubiera sido $M(R)_{\text{Tot}} - M_{\text{BH}} - M_*$, lo que acotaría aún más la densidad central de materia oscura. Si bien podría ser despreciable en distancias cercanas al agujero negro central, podría llegar a ser relevante en las estimaciones hechas para radios del orden de kpcs.

Capítulo 2

Metodología

2.1 Selección de la Muestra de Cuasares

Para construir nuestra muestra de QSOs consideramos los objetos listados en el Data Release 12 del Sloan Digital Sky Survey (SDSS) (Eisenstein et al., 2011) y utilizando el editor de tablas TOPACT (Taylor 2005) se seleccionaron aquellos objetos en un rango de redshift entre $z = 0$ y $z = 0.5$ con $SNR_SPEC > 20$ y $SNR_5150 > 20$ (donde SNR_SPEC es la Relación Señal a Ruido (S/N) media en todo el espectro y SNR_5150 es la S/N entre 5100 Å y 5250 Å en el sistema de referencia en reposo). Corrigiendo la longitud de onda (λ) por redshift, z , (con $\lambda_{\text{reposo}} = \lambda_{\text{observada}} / (1 + z)$) y utilizando el software SHERPA (Freeman et al., 2001), se hizo un corte en el espectro de cada uno de estos objetos mostrando sólo la línea de $H\beta$ y $[OIII]\lambda 5007$ para hacer una inspección visual de esta submuestra y quedarnos con aquellos objetos cuyos espectros presentaran las líneas de emisión $H\beta$ y $[OIII]\lambda 5007$ más nítidas, sin contaminación de líneas de FeII.

El número de objetos desde la muestra madre hasta la muestra final se fue reduciendo de la siguiente manera: La muestra madre consistía de 297301 objetos; al hacer el primer corte se quitaron todos aquellos objetos con un $z > 0.5$, quedando únicamente 3520. En estos 3520 objetos se hizo el segundo corte, tomando sólo aquellos cuya SNR_5150 fuera mayor a 20, reduciendo la muestra a 346 objetos. El tercer corte se hizo sobre estos 346 objetos, tomando únicamente aquellos cuya SNR_SPEC fuera mayor a 20, reduciendo el número de objetos a 276. Se hizo una lista con el Plate, MJD y FiberID de cada uno de estos 276 objetos para buscar sus espectros en el SDSS. Esta búsqueda únicamente arrojó los espectros de 273 objetos. En cada uno de estos espectros se ajustó, con el software Sherpa, la componente delgada y la componente ancha de $H\beta$ con un perfil gaussiano en cada una de estas componentes para detectar, bajo una inspección visual, aquellas líneas de $H\beta$ más limpias, buscando que no presentaran líneas de absorción o líneas de FeII. Debido a todas las suposiciones que se hacen en este trabajo, como por ejemplo que el sistema está virializado, era importante buscar aquellos espectros cuyas líneas de $H\beta$ se ajustaran adecuadamente con perfiles gaussianos y que estos estuvieran centrados, es decir, que no presentaran asimetrías que sobreestimarán el FWHM de la componente ancha de $H\beta$ y la cuál, a su vez, provocaría una sobreestimación de la masa del BH. Al tener la precaución de tomar aquellos espectros que visualmente se vieran centrados, simétricos y con líneas delgadas bien definidas, la muestra que se tenía hasta este punto, que constaba de 273, se redujo a 15 objetos. En la figura 2.1 se muestran dos espectros con el fin de dar una idea al lector del criterio visual que se utilizó en este último paso mencionado, buscando espectros como el de la imagen de la derecha.

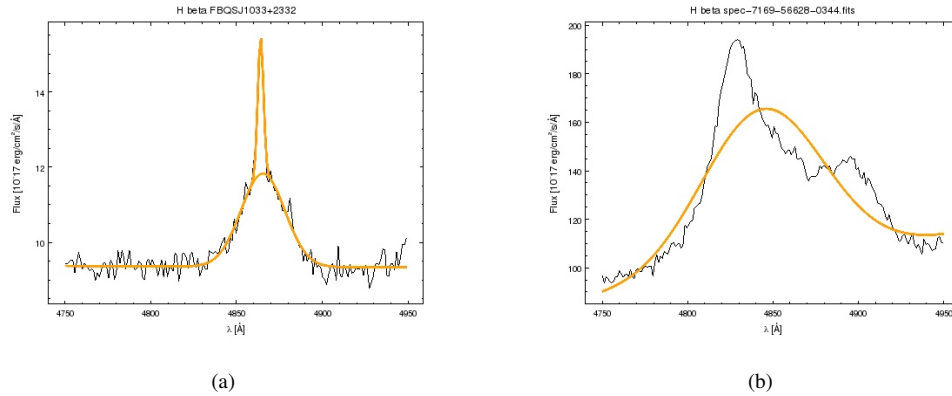


Figura 2.1: A la derecha (a) se muestra un ejemplo del tipo de perfil de la línea de $H\beta$ que se buscó durante la inspección visual de los espectros. Por otro lado, a la izquierda (b) se muestra un tipo de perfil que ejemplifica aquellos que se evitaron, sustrayéndolos de la muestra. En estos últimos no se aprecia un perfil gaussiano claro y por ello es necesario un trabajo particular sobre el espectro con el fin de analizar las líneas de emisión o absorción que llegase a presentar, sustraerlas y dejar únicamente la línea de $H\beta$. En este trabajo no se realizó dicho análisis, sin embargo puede ser realizado en trabajos futuros con el fin de aumentar el número de cuasares en la muestra final.

A pesar de contar únicamente con 15 cuasares en la muestra final, esta es suficiente para el objetivo de este trabajo, pues si bien no tenemos una población estadística, lo que se busca en este trabajo son casos restrictivos de la densidad central de materia oscura, es decir contraejemplos, estando conscientes que el modelo que se utiliza es una primera aproximación del modelo de dos zonas de la NLR.

Cabe mencionar que la primera muestra que se intentó obtener fue de cuasares con líneas de emisión de CIV y MgII, sin embargo la línea angosta de emisión de la NLR tenía amplitudes muy bajas tal que el ruido del espectro se llegaba a confundir con esta línea. Además, debido a que estas líneas en el Data Release 12 del SLOAN se presentan en corrimientos al rojo (z) de entre $z = 2.6$ y $z = 4.3$ en el caso del CIV λ 1549 y de entre $z = 0.42$ y $z = 2.2$ en el caso del MgII λ 2798, la resolución de estas no era suficiente para poder hacer ajustes óptimos que permitieran un buen modelaje. Es por ello que mejor se optó utilizar las líneas de $H\beta\lambda$ 4861 y O[III] λ 5007 pues estas no presentan tanta contaminación debido a que se encuentran más cerca, entre redshifts $0 < z < 1$ (ver la tabla 2.1), permitiendo realizar mejores ajustes.

Objeto	RA	DEC	z
QSO			
4C-01.61	23:51:56.13	-01:09:13.35	0.17
Mrk1014	01:59:50.24	00:23:40.91	0.16
Mrk106	09:19:55.35	55:21:37.12	0.12
Mrk290	15:35:52.40	57:54:09.50	0.03
Mrk110	09:25:12.85	52:17:10.34	0.04
SDSSJ143023.04+305301.8	14:30:23.05	30:53:01.82	0.42
SDSSJ013150.60+034726.1	01:31:50.61	03:47:26.17	0.39
SDSSJ011434.02+023551.2	01:14:34.03	02:35:51.25	0.41
SDSSJ080934.33+123200.8	08:09:34.33	12:32:00.86	0.37
SDSSJ111542.87+273712.9	11:15:42.87	27:37:12.94	0.39
FBQSJ1033+2332	10:33:46.40	23:32:20.08	0.47
SDSSJ233353.27+284430.8	23:33:53.28	28:44:30.86	0.41
SDSSJ104020.34+564006.2	10:40:20.35	56:40:06.29	0.44
QSOB1136+5730	11:38:48.66	57:14:17.65	0.45
SDSSJ021337.89-042814.7	02:13:37.89	-04:28:14.76	0.42

Tabla 2.1: En esta tabla se muestran los valores de la ascensión recta (RA), declinación (DEC) y redshift (z) de cada uno de los objetos en nuestra muestra.

2.2 Sherpa: Software de Ajuste y Modelaje

Para realizar los ajustes de los espectros, se empleó SHERPA, un software de ajuste y modelaje de CIAO (Chandra Interactive Analysis of Observations). Utilizando el método Levenberg-Marquardt y la estadística de Chi-Cuadrada, se ajustó el continuo con una función de ley de potencias y el ancho de las líneas con curvas gaussianas.

Las funciones utilizadas fueron *powerlaw* y *gauss1d*; estas son funciones con las que cuenta SHERPA para hacer ajustes. La primera, con la cuál se ajustó el continuo, se utiliza cuando el eje independiente está en Angstroms y cuya forma funcional del modelo para puntos es dado por

$$f(x) = A \left(\frac{x}{x_o} \right)^\gamma, \quad (2.1)$$

donde A es la amplitud en el punto de referencia x_o y γ es el índice de la ley de potencia. La segunda, utilizada para ajustar las curvas de las líneas, es una función gaussiana de 1 dimensión cuya forma funcional del modelo para puntos es

$$g(x) = B \exp \left[b \left(\frac{x - x_o}{FWHM} \right)^2 \right], \quad (2.2)$$

donde B es la amplitud y se refiere al pico máximo del modelo y x_o es la posición central de la gaussiana. La abreviación *FWHM* se refiere al Full-Width Half Maximum de la gaussiana y $b = -4 \log(2)$.

2.3 Velocidades de la BLR y NLR

La línea [OIII] λ 5007 no tiene componente ancha de la BLR a diferencia de H β que tiene ambas, una componente ancha y otra angosta. Para encontrar las velocidades de la BLR y NLR se ajustaron ambas líneas de H β utilizando una función *powerlaw* para el continuo del espectro y dos funciones *gauss1d* (una para la línea ancha y otra para la línea angosta), corrigiendo el espectro por corrimiento al rojo para realizar los ajustes de los objetos observados siempre en el sistema de referencia en reposo.

Típicamente se utiliza la línea ancha de H β para encontrar la velocidad de la BLR, mientras que para encontrar la velocidad de la NLR se utiliza la línea del [OIII] λ 5007, sin embargo en este trabajo se comparó el FWHM de la componente angosta de H β y con el FWHM de la línea del [OIII] λ 5007 en cada uno de los espectros y se encontró que el FWHM de la línea angosta de H β correspondía al FWHM de la línea del [OIII] λ 5007 por lo que se decidió utilizar únicamente la línea de H β para medir tanto el FWHM de la línea ancha como el FWHM de la línea angosta. Los resultados obtenidos se transformaron de la escala de longitud de onda a la escala de velocidades mediante

$$v_{H\beta} \left[\frac{\text{km}}{\text{s}} \right] = \left(\frac{\text{FWHM}(H\beta) [\text{\AA}]}{4861 [\text{\AA}]} \right) \left(3 \times 10^5 \left[\frac{\text{km}}{\text{s}} \right] \right). \quad (2.3)$$

Los FWHM en unidades de km/s de H β ($v_{H\beta}$) obtenidas (tabla 2.2) son del orden de 10^3 km s^{-1} para la BLR (v_{BLR}) y de 10^2 km s^{-1} para la NLR (v_{NLR}). Estos órdenes de magnitud son consistentes con los valores típicos en núcleos activos (e.g. Netzer 2013) y sustentan el ajuste realizado en SHERPA.

Objeto	v_{BL} $\left[\frac{\text{km}}{\text{s}} \right]$	v_{NL} $\left[\frac{\text{km}}{\text{s}} \right]$	z
QSO			
4C-01.61	4844	597	0.17
Mrk1014	2365	514	0.16
Mrk106	4362	444	0.12
Mrk290	4122	427	0.03
Mrk110	3027	407	0.04
SDSSJ143023.04+305301.8	3146	273	0.42
SDSSJ013150.60+034726.1	2141	636	0.39
SDSSJ011434.02+023551.2	3735	486	0.41
SDSSJ080934.33+123200.8	3382	583	0.37
SDSSJ111542.87+273712.9	3374	528	0.39
FBQSJ1033+2332	1850	240	0.47
SDSSJ233353.27+284430.8	3655	619	0.41
SDSSJ104020.34+564006.2	4089	546	0.44
QSOB1136+5730	4259	436	0.45
SDSSJ021337.89-042814.7	3518	734	0.42

Tabla 2.2: Se muestran las velocidades de las líneas ancha y angosta de H β obtenidas a partir del ajuste realizado con SHERPA y (2.3) en cada objeto de nuestra muestra así como su redshift, z . La incertidumbre asociada se puede despreciar como se observa en los ajustes mostrados en las figuras 5.1, 5.2 y 5.3, pues un error menor al 15% no influye en los resultados.

2.4 Luminosidad en H β y en el continuo a $\lambda 5100$

Ajustando el continuo en $\lambda 5100$ con *powerlaw* y restringiendo el valor promedio del flujo entre $\lambda 5050$ y $\lambda 5150$, se calculó la luminosidad en el continuo ($L_{\lambda}(5100\text{\AA})$), a partir del flujo observado a 5100\AA ($F_{o,\text{cont}}$) por medio de:

$$F_o = \frac{L_r}{4\pi D^2(1+z)}, \quad (2.4)$$

donde $F_r = F_o(1+z)$. Aquí, el subíndice "o" se refiere a que la cantidad es la observada, por lo que el subíndice "r" indica en el sistema de reposo, corregida por redshift, tal que la luminosidad del continuo en el sistema de referencia en reposo esta dada por:

$$L_{\lambda}(5100 \text{ \AA}) \left[\frac{\text{erg}}{\text{s \AA}} \right] = 4\pi (D_C [\text{cm}])^2 \left(F_{o,\text{cont}}(1+z) \left[\frac{\text{erg}}{\text{s cm}^2 \text{ \AA}} \right] \right), \quad (2.5)$$

la cuál, en unidades de erg s^{-1} , es simplemente:

$$L_{\text{cont}} \left[\frac{\text{erg}}{\text{s}} \right] = (5100\text{\AA})L_{\lambda}(5100 \text{ \AA}), \quad (2.6)$$

donde D_C es la Distancia Radial Comóvil para un universo plano con $\Omega_{\text{vac}} = 0.714$, $\Omega_M = 0.286$, $H_0 = 69.6 \frac{\text{km}}{\text{Mpc}}$, $c = 3 \times 10^5 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ y $1[\text{Mpc}] = 3.08568 \times 10^{24}[\text{cm}]$ (Bennett et al., 2014), obtenida con NED Wright's Javascript Cosmology Calculator (Wright 2006).

Para calcular la luminosidad en H β ($L_{\lambda}(4861\text{\AA})$), se restringió el espectro entre $\lambda 4750$ y $\lambda 4950$ y se tomó la amplitud del pico máximo en $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$, es decir el flujo observado en H β ($F_{o,\text{H}\beta}$), utilizando

$$L_{\lambda}(4861 \text{ \AA}) \left[\frac{\text{erg}}{\text{s \AA}} \right] = 4\pi (D_C [\text{cm}])^2 \left(F_{o,\text{H}\beta}(1+z) \left[\frac{\text{erg}}{\text{s cm}^2 \text{ \AA}} \right] \right), \quad (2.7)$$

donde $F_{o,\text{H}\beta}$ es el flujo observado en la línea de H β . (2.7) en unidades de erg s^{-1} , es simplemente:

$$L_{\text{H}\beta} \left[\frac{\text{erg}}{\text{s}} \right] = (4861\text{\AA})L_{\lambda}(4861 \text{ \AA}). \quad (2.8)$$

A continuación se muestran los resultados obtenidos para D_C , L_{cont} y $L_{\text{H}\beta}$.

Objeto	Dc	L_{cont}	$L_{H\beta}$
QSO	[Mpc]	$10^{44} \left[\frac{\text{erg}}{\text{s}} \right]$	$10^{44} \left[\frac{\text{erg}}{\text{s}} \right]$
4C-01.61	720	4.6	9.0
Mrk1014	679	4.4	10.3
Mrk106	515	2.5	6.2
Mrk290	129	0.4	0.9
Mrk110	152	0.1	0.7
SDSSJ143023.04+305301.8	1641	1.0	2.0
SDSSJ013150.60+034726.1	1516	0.2	0.8
SDSSJ011434.02+023551.2	1595	0.5	1.2
SDSSJ080934.33+123200.8	1475	0.5	1.3
SDSSJ111542.87+273712.9	1547	1.7	5.8
FBQSJ1033+2332	1808	2.5	4.3
SDSSJ233353.27+284430.8	1611	1.5	4.0
SDSSJ104020.34+564006.2	1703	1.4	3.8
QSOB1136+5730	1733	4.3	11.4
SDSSJ021337.89-042814.7	1636	1.8	3.8

Tabla 2.3: La incertidumbre en el flujo es menor al 2.5% para todos los casos. La distancia comovil (Dc) se obtuvo con Ned Wright's Javascript Cosmology Calculator (Wright 2006). $L_{H\beta}$ es la calculada con (2.7) y (2.8) donde el flujo $F_{o,H\beta}$ es la suma del valor del flujo en el pico del continuo más el valor del flujo en el pico de la línea ancha más el flujo en el pico de la línea angosta.

2.5 Determinación del R_{BLR} y R_{NLR}

Reescribiendo (1.2) de la forma

$$R_{BLR} = 0.018732 L_{\text{cont},44}^{0.69} [pc], \quad (2.9)$$

donde $L_{\text{cont},44} = \frac{L_{\text{cont}}}{10^{44} \frac{\text{erg}}{\text{s}}}$ (L_{cont} : Luminosidad en el continuo, i.e. $\lambda L_{\lambda}(5100\text{\AA})$), se calculó el radio de la BLR de cada objeto. Los resultados concuerdan con los obtenidos a partir de la relación de Bentz et al. (2009) (ver la Tabla 5.1 en el anexo).

Para calcular el R_{NLR} del modelo de una NLR compacta para la emisión de la línea de $[OIII]\lambda 5007$, se utilizó (1.3), para el caso del modelo extendido de NLR, se utilizó (1.4). No se hizo análisis alguno de la región interna de la NLR para el modelo de dos zonas pues el ruido en la línea de $[OIII]\lambda 4363$ no permitía un buen modelado. Sin embargo, para el propósito de este trabajo, únicamente se requieren (1.3) y (1.4). Los resultados obtenidos se muestran en la tabla 2.4.

Objeto QSO	R_{BLR} [pc]	$R_{NLR,s-z}$ [pc]	$R_{NLR,t-z}$ [pc]
4C-01.61	0.054	108^{+65}_{-40}	1584^{+1584}_{-792}
Mrk1014	0.052	114^{+69}_{-43}	1657^{+1657}_{-828}
Mrk106	0.035	91^{+55}_{-34}	1397^{+1397}_{-699}
Mrk290	0.009	38^{+23}_{-14}	719^{+719}_{-359}
Mrk110	0.004	34^{+20}_{-13}	662^{+662}_{-331}
SDSSJ143023.04+305301.8	0.019	55^{+33}_{-21}	953^{+953}_{-477}
SDSSJ013150.60+034726.1	0.006	36^{+21}_{-13}	689^{+689}_{-344}
SDSSJ011434.02+023551.2	0.011	44^{+26}_{-16}	800^{+800}_{-400}
SDSSJ080934.33+123200.8	0.012	45^{+27}_{-17}	817^{+817}_{-408}
SDSSJ111542.87+273712.9	0.027	88^{+53}_{-33}	1365^{+1365}_{-683}
FBQSJ1033+2332	0.035	77^{+46}_{-29}	1234^{+1234}_{-617}
SDSSJ233353.27+284430.8	0.025	75^{+45}_{-28}	1207^{+1207}_{-603}
SDSSJ104020.34+564006.2	0.024	73^{+44}_{-27}	1177^{+1177}_{-588}
QSOB1136+5730	0.051	119^{+72}_{-45}	1714^{+1714}_{-857}
SDSSJ021337.89-042814.7	0.028	73^{+44}_{-27}	1176^{+1176}_{-588}

Tabla 2.4: La incertidumbre asociada al R_{BLR} es menor a ± 0.001 pc en todos los casos. Esta se calculó a partir de la ecuación (1.1) obtenida por Kaspi et al. (2005), donde la luminosidad va como $L_{cont,44}^{0.69 \pm 0.05}$. En el caso del R_{NLR} , la incertidumbre asociada a $R_{NLR,s-z}$ es un factor de 1.6 y para $R_{NLR,t-z}$ es un factor de 2.

Los rangos de distancias obtenidos (tabla 2.4) concuerdan con los valores del radio donde la predicción de modelos de CDM no empatan con las velocidades de las estrellas en los centros de galaxias, estos radios corresponden a los primeros 3 kpc (e.g. Weinberg et al., 2015). Esto concuerda con la escala de distancias de los $R_{NLR,t-z}$ obtenidos.

2.6 Determinación de las Masas internas a la BLR y NLR

Como estamos considerando un sistema virializado, la masa interna a la BLR es la masa del BH (M_{BH}), por lo que se utilizará (1.1) con $f(R_{BLR}) = 1$ para realizar nuestras mediciones, así la masa interna al

radio R está dada por

$$M = \frac{Rv^2}{G}, \quad (2.10)$$

donde M es la masa interna a una distancia R del BH central y v la velocidad de rotación del cuerpo al rededor del BH central. Haciendo los cálculos para cada uno de los modelos de las NLR consideradas se obtienen los resultados mostrados en la tabla 2.5. Nótese que $M(R)_{\text{Tot}}$ de (1.37) es la masa interna al radio de la NLR, es decir $M(R_{\text{NLR}})$ calculada con (2.10).

Objeto QSO	M_{BH} $10^7 M_{\odot}$	$M_{\text{NLR,s-z}}$ $10^9 M_{\odot}$	$M_{\text{NLR,t-z}}$ $10^{10} M_{\odot}$
4C-01.61	29.3	$8.9^{+5.3}_{-3.3}$	$13.1^{+13.1}_{-6.6}$
Mrk1014	6.8	$7^{+4.2}_{-2.6}$	$10.2^{+10.2}_{-5.1}$
Mrk106	15.6	$4.2^{+2.5}_{-1.6}$	$6.4^{+6.4}_{-3.2}$
Mrk290	3.6	$1.6^{+1.0}_{-0.6}$	$3.1^{+3.1}_{-1.5}$
Mrk110	0.8	$1.3^{+0.8}_{-0.5}$	$2.6^{+2.6}_{-1.3}$
SDSSJ143023.04+305301.8	4.3	$1^{+0.6}_{-0.4}$	$1.7^{+1.7}_{-0.8}$
SDSSJ013150.60+034726.1	0.6	$3.4^{+2.0}_{-1.3}$	$6.5^{+6.5}_{-3.2}$
SDSSJ011434.02+023551.2	3.6	$2.4^{+1.4}_{-0.9}$	$4.4^{+4.4}_{-2.2}$
SDSSJ080934.33+123200.8	3.1	$3.5^{+2.1}_{-1.3}$	$6.5^{+6.5}_{-3.2}$
SDSSJ111542.87+273712.9	7	$5.7^{+3.4}_{-2.1}$	$8.8^{+8.8}_{-4.4}$
FBQ SJ1033+2332	2.8	$1^{+0.6}_{-0.4}$	$1.7^{+1.7}_{-0.8}$
SDSSJ233353.27+284430.8	7.8	$6.7^{+4.0}_{-2.5}$	$10.7^{+10.7}_{-5.4}$
SDSSJ104020.34+564006.2	9.3	$5^{+3.0}_{-1.9}$	$8.2^{+8.2}_{-4.1}$
QSOB1136+5730	21.5	$5.3^{+3.2}_{-2.0}$	$7.6^{+7.6}_{-3.8}$
SDSSJ021337.89-042814.7	8	$9.1^{+5.4}_{-3.4}$	$14.7^{+14.7}_{-7.4}$

Tabla 2.5: La incertidumbre asociada a M_{BH} es menor a $0.55 \times 10^7 M_{\odot}$. Se observa que la mayoría de los objetos en nuestra muestra tienen una M_{BH} del orden de $10^7 M_{\odot}$.

Capítulo 3

Resultados

Utilizando (1.37) con $\sigma = 160 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ se obtienen los resultados de ρ_{DM} mostrados en tabla 3.1 para cada uno de los cuasares de nuestra muestra. Se tomó $\sigma = 160 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ dado que para una distribución gaussiana en un halo isotermo se tiene que $2\sigma^2 = v_{\text{rot}}^2$ y se está tomando una velocidad de rotación de equilibrio centrífugo igual a la de nuestra Galaxia de $v_{\text{rot}} = 220 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Los resultados son poco sensibles a σ dado que por la relación Tully Fisher se sigue que $\sigma_{\text{galaxia}} = 160 \frac{\text{km}}{\text{s}} \left(\frac{M_{\text{bar-galaxia}}}{M_{\text{bar-MW}}} \right)^{\frac{1}{4}}$, donde se está comparando σ_{MW} (MW: Milky Way) con σ_{galaxia} . Como las galaxias que estamos viendo tendrán una masa parecida a la de la Vía Lactea, variaciones en σ introducen un error despreciable, pues para distintas masas, la σ se mantiene casi constante, esto se debe a que la potencia es 1/4.

Objeto	ρ_{s-z} $\left[\frac{M_{\odot}}{pc^3}\right]$	ρ_{t-z} $\left[\frac{M_{\odot}}{pc^3}\right]$
4C-01.61	978^{+1993}_{-524}	$7.5^{+21.2}_{-5.6}$
Mrk1014	967^{+2322}_{-571}	$5.3^{+15.6}_{-3.9}$
Mrk106	884^{+1904}_{-492}	$5.4^{+15.7}_{-4.1}$
Mrk290	5586^{+13262}_{-3263}	$19.4^{+57.4}_{-14.5}$
Mrk110	7496^{+19806}_{-4578}	$20.9^{+62.8}_{-15.7}$
SDSSJ143023.04+305301.8	1094^{+2581}_{-639}	$4.5^{+13.3}_{-3.4}$
SDSSJ013150.60+034726.1	16851^{+44798}_{-10325}	$47.2^{+142.0}_{-35.4}$
SDSSJ011434.02+023551.2	5648^{+13565}_{-3322}	$20.3^{+60.1}_{-15.2}$
SDSSJ080934.33+123200.8	7938^{+19356}_{-4703}	$28.0^{+83.3}_{-21.0}$
SDSSJ111542.87+273712.9	1627^{+3836}_{-952}	$8.2^{+24.2}_{-6.1}$
FBQJ1033+2332	477^{+1182}_{-285}	$2.1^{+6.2}_{-1.6}$
SDSSJ233353.27+284430.8	2948^{+6811}_{-1706}	$14.3^{+42.2}_{-10.7}$
SDSSJ104020.34+564006.2	2329^{+5258}_{-1331}	$11.7^{+34.3}_{-8.8}$
QSOB1136+5730	488^{+1039}_{-270}	$3.5^{+10.0}_{-2.6}$
SDSSJ021337.89-042814.7	4401^{+10135}_{-2542}	$21.2^{+62.4}_{-15.9}$

Tabla 3.1: ρ_{s-z} y ρ_{t-z} son los resultados obtenidos de la densidad central de materia oscura en los objetos de nuestra muestra de QSOs utilizando el modelo de NLR de una región compacta y el modelo de NLR de una región extendida de dos zonas propuestas por Baskin & Laor (2005), respectivamente. Referente a las incertidumbres se hablará en § 3.1.

3.1 Manejo de Incertidumbres

Se observa que las incertidumbres reportadas en la tabla 3.1 son, por arriba de la medida, el 100% del valor estimado. Reportar estas incertidumbres podría estar de más, pues en este trabajo se está hablando de estimaciones de dos modelos distintos y no de mediciones, además, los resultados de ρ_{oDM} que se obtienen con ambos modelos difieren entre sí, para un mismo objeto, un orden de 10^2 . Sin embargo, si se escoge alguno de estos modelos, el error asociado puede ser de interés, es por esto que se está reportando el error asociado a las estimaciones tomando el factor de error de la estimación, el cuál está asociado a la dispersión encontrada por Baskin & Laor (2005). Estos fueron de 0.2 (en $\log(R_{NLR})$) para el R_{NLR}

de una única zona y de 0.3 (en $\log(R_{\text{NLR}})$) para el modelo de dos zonas. Así, para el caso del R_{NLR} , la incertidumbre asociada al $R_{\text{NLR},s-z}$ es un factor de 1.6 y para $R_{\text{NLR},t-z}$ es un factor de 2. Esto se explica a detalle en la § 3.2.

La incertidumbre asociada al R_{BLR} es ± 0.001 [pc]. Esta incertidumbre reportada es la máxima encontrada entre las incertidumbres calculadas para cada uno de los QSOs utilizando la ecuación (1.2). Tomando esta incertidumbre y reportando nuevamente sólo la incertidumbre más grande, el error asociado a la M_{BH} es $\pm 0.55 \times 10^7 M_{\odot}$.

En SHERPA se utilizó el método Levenberg-Marquardt y la estadística de Chi-Cuadrado para hacer los ajustes. La relación entre la desviación estándar σ y el FWHM es $\text{FWHM} = \sigma \sqrt{8 \log(2)}$. Las incertidumbres para el FWHM obtenidas con esta expresión pueden ser ignoradas debido a que variaciones de 15% no afectan nuestros resultados. Además el lector puede observar que en los ajustes mostrados en las figuras 5.1, 5.2 y 5.3 las curvas gaussianas caen óptimamente (con un error menor al 15%) en los datos del espectro. El valor del flujo de la línea se tomó en el pico de la línea y la incertidumbre asociada es menor al 2.5%. Esta incertidumbre se tomó a ojo, dado el desfase entre el ajuste y la línea del espectro. A pesar de tomarla a ojo y ser lo suficientemente conservador al reportarla, la incertidumbre sigue siendo muy chica. Esta incertidumbre se puede corroborar viendo los espectros mostrados en § 5 y comparando el ajuste con la línea de emisión.

3.2 Incertidumbres Asociada al R_{NLR}

Dado que las incertidumbres reportadas por Baskin & Laor (2005) de las relaciones que encuentran para el R_{NLR} son las dispersiones, σ , estimadas a partir de la raíz cuadrada del error cuadrático medio (rms), la incertidumbre asociada al R_{NLR} de la tabla 2.4 se calculó de la siguiente forma:

- Incertidumbre asociada al $R_{\text{NLR},s-z}$ reportada en la tabla 2.4

La dispersión reportada por Baskin & Laor (2005) para la relación del $R_{\text{NLR},s-z}$ es $\sigma_{s-z} = 0.2$ (en $\log_{10} R_{\text{NLR}}$), por lo que se tomó un factor de $10^{0.2} \approx 1.585 \approx 1.6$ de cada una de las estimación hechas a partir de (1.3) como incertidumbre asociada. Es decir, la incertidumbre por debajo de (1.3) es

$$R_{\text{NLR},s-z,\text{min}} = R_{\text{NLR},s-z} - \frac{R_{\text{NLR},s-z}}{1.6}, \quad (3.1)$$

mientras que la incertidumbre por arriba de (1.3) es

$$R_{\text{NLR},s-z,\text{max}} = 1.6 R_{\text{NLR},s-z} - R_{\text{NLR},s-z}. \quad (3.2)$$

Así, los valores que se muestran en la columna $R_{\text{NLR},s-z}$ de la tabla 1.3 son:

$$R_{\text{NLR},s-z} \frac{R_{\text{NLR},s-z,\text{max}}}{R_{\text{NLR},s-z,\text{min}}} \quad (3.3)$$

- Incertidumbre asociada al $R_{\text{NLR},t-z}$ reportada en la tabla 2.4

Siguiendo el mismo procedimiento que en el punto anterior se tiene que la dispersión reportada por Baskin & Laor (2005) para la relación del $R_{\text{NLR},t-z}$ es $\sigma_{t-z} = 0.3$ (en $\log_{10} R_{\text{NLR}}$), por lo que se tomó un factor de $10^{0.3} \approx 1.996 \approx 2$ de cada una de las estimaciones hechas a partir de (1.4) como incertidumbre asociada. Así, la incertidumbre por debajo de (2.4) es

$$R_{\text{NLR},t-z,\text{min}} = R_{\text{NLR},t-z} - \frac{R_{\text{NLR},t-z}}{2}, \quad (3.4)$$

mientras que la incertidumbre por arriba de (1.3) es

$$R_{\text{NLR},t-z,\text{max}} = 2 R_{\text{NLR},s-z} - R_{\text{NLR},s-z}. \quad (3.5)$$

Así, los valores que se muestran en la columna $R_{\text{NLR},t-z}$ de la tabla 2.4 son:

$$R_{\text{NLR},t-z} \frac{R_{\text{NLR},t-z,\text{max}}}{R_{\text{NLR},t-z,\text{min}}} \quad (3.6)$$

Considerando estas incertidumbre del $R_{\text{NLR},s-z}$ y del $R_{\text{NLR},t-z}$ se calcularon las masa máximas y mínimas, así como las densidades central de materia oscura máximas y mínimas de cada uno de los objetos de nuestra muestra. Con dichos valores se obtienen incertidumbres de un factor de 2 del valor estimado y no permiten acotar el ρ_{ODM} lo suficiente, por ello, es que se decidió hacer una propagación de incertidumbres que se explica a continuación en § 3.3.

3.3 Propagación de Incertidumbres considerando Fake-Data

Con el fin de reducir las incertidumbres asociadas al $R_{\text{NLR},s-z}$ y al $R_{\text{NLR},t-z}$, así como también las de la masa interna a estos radios y las de la densidad central de materia oscura correspondientes, se hizo una propagación de incertidumbres utilizando *fake-data* (datos generados aleatoriamente). A continuación se explica cómo se llevó a cabo este procedimiento y las dispersiones encontradas en ambos modelos.

1. $L_{H\beta}$ Fake-Data

Primero se generó una lista de 5000 valores aleatorios con una distribución líneal en un rango de 0.7 a 11.4 ($10^{44} \left[\frac{\text{erg}}{\text{s}} \right]$), que corresponde al rango de valores de $L_{H\beta}$ obtenidos en los objetos estudiados en este trabajo (ver tabla 2.3), a estos valores los llamafe $L_{H\beta, fake-data}$.

2. R_{NLR} Fake-Data

Utilizando (1.3) y (1.4) se calculó, para $L_{H\beta, fake-data}$, el R_{NLR} en ambos modelos ($s - z$ y $t - z$) obteniendo dos listas de valores, a las cuales nombraré $R_{NLR, s-z, fake-data}$ y $R_{NLR, t-z, fake-data}$, respectivamente.

3. Ruido asociado a R_{NLR} Fake-Data

Para asociarle un ruido a $R_{NLR} fake - data$, se utilizó una distribución gaussiana alrededor de cada valor del $R_{NLR, s-z, fake-data}$ y $R_{NLR, t-z, fake-data}$ utilizando la dispersión rms encontrada por Baskin & Laor en cada modelo (1.6 y 2, respectivamente). A este ruido obtenido lo llamaré $R_{NLR, s-z, fake-data, ruido}$ y $R_{NLR, t-z, fake-data, ruido}$.

4. Error asociado al Fake-Data del R_{NLR}

Ahora, para calcular el error simulado de cada uno de los valores de $R_{NLR, s-z, fake-data}$ y $R_{NLR, t-z, fake-data}$ se multiplicaron las dispersiones del $R_{NLR, s-z}$, $\sigma_{s-z} = 1.6$ pc, y del $R_{NLR, t-z}$, $\sigma_{t-z} = 2$ pc, obtenidas por Baskin & Laor (mencionada anteriormente en § 3.2), por $R_{NLR, s-z, fake-data, ruido}$ y $R_{NLR, t-z, fake-data, ruido}$, respectivamente. A los errores simulados obtenidos los llamaré $R_{NLR, s-z, fake-data, error}$ y $R_{NLR, t-z, fake-data, error}$, respectivamente, tal que:

$$R_{NLR, fake-data} = \begin{cases} R_{NLR, s-z, fake-data} \pm R_{NLR, s-z, fake-data, error} \\ R_{NLR, t-z, fake-data} \pm R_{NLR, t-z, fake-data, error} \end{cases} \quad (3.7)$$

5. R_{BLR} Fake-Data

Para tener una lista de $R_{BLR} Fake-Data$ primero se generó una lista de 5000 valores aleatorios de la luminosidad del continuo ($L_{cont, fake-data}$) utilizando una distribución líneal en un rango de 0.1 a 4.6 ($10^{44} \left[\frac{\text{erg}}{\text{s}} \right]$), que corresponde al rango de valores de L_{cont} obtenidos en los objetos estudiados en este trabajo (ver tabla 2.3).

Por medio de (1.2) se calculó $R_{BLR} Fake-Data$ ($R_{BLR, fake-data}$) para cada uno de los 5000 valores de $L_{cont, fake-data}$.

Para obtener la incertidumbre asociada a $R_{BLR, fake-data}$, se utilizó (1.2) eligiendo de manera aleatoria el signo de la incertidumbre reportado en dicha ecuación, para, posteriormente calcular la desviación estandar rms de la diferencia entre $R_{BLR, fake-data}$ y esos valores calculados ($\sigma_{RBL, fake-data}$), obeniendo $\sigma_{RBL, fake-data} = 0.0215 \approx 0.02$ pc, tal que, así, el fake data del R_{BLR} es $R_{BLR, fake-data} = R_{BLR, fake-data} \pm 0.02$ pc

6. v_{BLR} y v_{NLR} Fake-Data

Utilizando una distribución líneal se generó una lista de 5000 valores aleatorios de v_{BLR} en un rango de 1850 a 4844 km s^{-1} ($v_{BLR, fake-data}$) y en un rango de 240 a 734 km s^{-1} ($v_{NLR, fake-data}$)

para v_{NLR} , los rangos utilizados corresponden a los rangos de velocidades obtenidos en este trabajo (ver la tabla 2.2).

7. ρ_{oDM} *Fake-Data*

Escribiendo (1.37) en su forma explícita se tiene:

$$\rho_{\text{oDM}} = \frac{\frac{R_{\text{NLR}}v_{\text{NLR}}^2}{G} - \frac{R_{\text{BLR}}v_{\text{BLR}}^2}{G}}{4\pi \left[\frac{R_{\text{NLR}}^3}{3} + \frac{\left(\frac{R_{\text{BLR}}v_{\text{BLR}}^2}{G} \right)^2}{2\sigma^2} R_{\text{NLR}}^2 \right]} \quad (3.8)$$

Reacomodando los términos de la ecuación anterior, esta se ve como:

$$\rho_{\text{oDM}} = \frac{R_{\text{NLR}}v_{\text{NLR}}^2 - R_{\text{BLR}}v_{\text{BLR}}^2}{4\pi G \left[\frac{R_{\text{NLR}}^3}{3} + \frac{R_{\text{BLR}}v_{\text{BLR}}^2 R_{\text{NLR}}^2}{2\sigma^2} \right]} \quad (3.9)$$

Sustituyendo $v_{\text{BLR } fake\text{-data}}$, $v_{\text{NLR } fake\text{-data}}$, $R_{\text{BLR } fake\text{-data}}$ junto con $R_{\text{NLR } s-z, fake\text{-data}}$ y $R_{\text{NLR } fake\text{-data}}$ en 3.8 se obtienen valores *fake-data* de la densidad central de materia oscura ($\rho_{\text{oDM}, fake\text{-data}}$).

Considerando el error simulado de $R_{\text{NLR } fake\text{-data}}$, así como la incertidumbre de $R_{\text{BLR } fake\text{-data}}$, tomando el signo de estas incertidumbre aleatoriamente, se calcularon nuevos valores de la densidad central de materia oscura, a los cuales nombraré $\rho_{\text{oDM}, fake\text{-data}, con\text{-incertidumbre}}$.

Se hizo la resta de $\rho_{\text{oDM}, fake\text{-data}}$ menos $\rho_{\text{oDM}, fake\text{-data}, con\text{-incertidumbre}}$ y se calculó la desviación estándar de los valores obtenidos ($\sigma_{\rho_{\text{oDM}, fake\text{-data}}}$), obteniendo una nueva estimación del error asociado a ρ_{oDM} dados por:

$$\begin{aligned} \sigma_{\rho_{\text{oDM}, s-z, fake\text{-data}}} &= 2875 M_{\odot} \text{pc}^{-3} \\ \sigma_{\rho_{\text{oDM}, t-z, fake\text{-data}}} &= 10.2 M_{\odot} \text{pc}^{-3} \end{aligned} \quad (3.10)$$

La dispersión encontrada no tiene sentido físico para la mitad de los objetos de la muestra de cuasares estudiada en este trabajo, pues al restar esta dispersión al valor estimado de ρ_{oDM} , se obtienen densidades negativas. Esto corrobora que, aunque las incertidumbres mostradas en las tablas 2.4, 2.5, 3.1, 3.2 y 3.3 son muy grandes (un factor de 2 o de 4 según la variable de la que se hable), estas tienen sentido físico, además que no varían mucho de las obtenidas bajo una propagación de incertidumbres.

3.4 Fuente Dominante de Incertidumbre

La propagación de incertidumbres realizada en § 3.3 muestra que la fuente dominante de incertidumbre es la asociada al R_{NLR} , pues no sólo se observa que la dispersión encontrada es muy grande (ver (3.10)), sino que también los valores de la tabla 3.1 son un claro ejemplo de cuánto puede llegar a cambiar ρ_{oDM} según la distancia a la que esté la región de líneas angostas. Por esto último, se podría decir que todas las demás incertidumbres asociadas a los demás parámetros necesarios para calcular ρ_{oDM} son despreciables, sin embargo, en este trabajo no se hará el análisis cuantitativo para demostrarlo.

3.5 Considerando un Sistema No Virializado

Como se mencionó anteriormente, el sistema que se está considerando en este trabajo para calcular los parámetros de la NLR está virializado, sin embargo, de no ser el caso, la masa interna al radio R quedaría expresada como:

$$M = \frac{Rv^2}{2G}. \quad (3.11)$$

Este caso en el que el sistema no está virializado restringe aún más la densidad central ρ_{oDM} . Los resultados para este caso se muestran en la tabla 3.2. Esencialmente, los valores son un factor ≈ 2 más chicos que los reportados en tabla 3.1.

Objeto QSO	ρ_{s-z} $\left[\frac{M_{\odot}}{pc^3}\right]$	ρ_{t-z} $\left[\frac{M_{\odot}}{pc^3}\right]$
4C-01.61	614^{+742}_{-348}	$3.8^{+11.2}_{-2.9}$
Mrk1014	517^{+772}_{-311}	$2.7^{+7.9}_{-2.0}$
Mrk106	521^{+683}_{-302}	$2.8^{+8.1}_{-2.1}$
Mrk290	3094^{+4710}_{-1856}	$9.7^{+29.1}_{-7.3}$
Mrk110	3856^{+6595}_{-2375}	$10.5^{+31.5}_{-7.8}$
SDSSJ143023.04+305301.8	596^{+891}_{-356}	$2.3^{+6.7}_{-1.7}$
SDSSJ013150.60+034726.1	8598^{+14633}_{-5297}	$23.6^{+71.2}_{-17.7}$
SDSSJ011434.02+023551.2	3088^{+4727}_{-1857}	$10.2^{+30.5}_{-7.6}$
SDSSJ080934.33+123200.8	4288^{+6657}_{-2590}	$14.1^{+42.1}_{-10.5}$
SDSSJ111542.87+273712.9	888^{+1305}_{-531}	$4.1^{+12.3}_{-3.1}$
FBQJ1033+2332	249^{+389}_{-151}	$1.0^{+3.1}_{-0.8}$
SDSSJ233353.27+284430.8	1646^{+2373}_{-978}	$7.2^{+21.5}_{-5.4}$
SDSSJ104020.34+564006.2	1327^{+1861}_{-783}	$5.9^{+17.5}_{-4.4}$
QSOB1136+5730	289^{+372}_{-167}	$1.8^{+5.2}_{-1.3}$
SDSSJ021337.89-042814.7	2469^{+3551}_{-1467}	$10.7^{+31.8}_{-8.0}$

Tabla 3.2: Resultados considerando un sistema no virializado tal que la masa interna al radio R esté dada por un medio de (3.11).

3.6 Considerando una Componente de Outflow

Si bien los espectros analizados no muestran una componente de outflow, no se puede descartar la posibilidad de que exista una componente radial en la velocidad tal que la velocidad medida no sea únicamente rotacional. De ser este el caso, la velocidad de la NLR que estamos midiendo queda expresada como

$$v_{\text{medida}} = \sqrt{v_{\text{rotacional}}^2 + v_{\text{outflow}}^2}. \quad (3.12)$$

Y suponiendo que la contribución que tiene el outflow en la velocidad es comparable a la de la velocidad de rotación, entonces se tiene que

$$v_{\text{medida}} = \sqrt{2(v_{\text{rotacional}}^2)}. \quad (3.13)$$

Despejando la velocidad de rotación, que es la que nos interesa y suponiendo que las velocidades son virializadas se obtiene

$$v_{\text{rotacional}} = \frac{v_{\text{medida}}}{\sqrt{2}}. \quad (3.14)$$

Utilizando esta ecuación para obtener la velocidad de rotación de la NLR se obtiene un límite de ρ_o menor a los mostrados en tabla 3.1. Estas nuevas mediciones de ρ_o se muestran en la tabla 3.3 y son un factor ≈ 4 más pequeñas que los resultados de la tabla 3.1.

Objeto QSO	ρ_{s-z} $\left[\frac{M_{\odot}}{\text{pc}^3}\right]$	ρ_{t-z} $\left[\frac{M_{\odot}}{\text{pc}^3}\right]$
4C-01.61	297^{+345}_{-166}	$1.9^{+5.6}_{-1.4}$
Mrk1014	256^{+380}_{-154}	$1.3^{+4.0}_{-1.0}$
Mrk106	250^{+316}_{-144}	$1.4^{+4.0}_{-1.0}$
Mrk290	1511^{+2290}_{-904}	$4.9^{+14.5}_{-3.6}$
Mrk110	1916^{+3329}_{-1182}	$5.2^{+15.8}_{-3.9}$
SDSSJ143023.04+305301.8	284^{+418}_{-168}	$1.1^{+3.4}_{-0.8}$
SDSSJ013150.60+034726.1	4291^{+7352}_{-2646}	$11.8^{+35.6}_{-8.9}$
SDSSJ011434.02+023551.2	1521^{+2322}_{-913}	$5.1^{+15.2}_{-3.8}$
SDSSJ080934.33+123200.8	2125^{+3298}_{-1282}	$7.0^{+21.0}_{-5.3}$
SDSSJ111542.87+273712.9	438^{+639}_{-261}	$2.1^{+6.1}_{-1.5}$
FBQJ1033+2332	121^{+189}_{-73}	$0.5^{+1.6}_{-0.4}$
SDSSJ233353.27+284430.8	813^{+1163}_{-482}	$3.6^{+10.7}_{-2.7}$
SDSSJ104020.34+564006.2	651^{+900}_{-382}	$3.0^{+8.7}_{-2.2}$
QSOB1136+5730	139^{+170}_{-79}	$0.9^{+2.6}_{-0.7}$
SDSSJ021337.89-042814.7	1224^{+1749}_{-726}	$5.3^{+15.9}_{-4.0}$

Tabla 3.3: ρ_{ODM} obtenidas considerando un sistema con outflow tal que la velocidad de la NLR está dada por (3.14).

3.7 Dependencia de ρ_{ODM} con componentes observables

Un análisis que no hay que dejar pasar y que servirá para el trabajo a futuro es ver si existe alguna relación entre el valor de ρ_{ODM} y las componentes observadas en un AGN. Para contestar esta pregunta primero es necesario ver (1.37) en su forma más explícita posible y hacer varias aproximaciones utilizando relaciones típicas conocidas, como por ejemplo que la dispersión de velocidades característica v en la BLR es del orden de 10^3 km s^{-1} y que para el caso de la NLR es del orden de 10^2 km s^{-1} , por lo que la primera suposición es aproximar $v_{\text{BLR}} = 10v_{\text{NLR}}$. La otra aproximación es suponer que R_{NLR} puede ser desde 10^3 hasta 10^5 veces el R_{NLR} , por lo que la segunda suposición es aproximar $R_{\text{NLR}} = 10^n R_{\text{BLR}}$, con $n = \{3, 4, 5\}$. Esta última suposición se hace para varios valores de n , pues si consideramos un BLR del orden de 10^{-2} pc, entonces, para $n = 3$ se obtiene que el R_{NLR} es del orden de 10^2 pc, lo cual corresponde a R_{NLR} típicos

de un modelo de zona compacta. Por otro lado, si se considera $n = 5$ se obtienen R_{NLR} típicos de regiones de líneas angostas extendidas. Así, aunque las suposiciones que se están haciendo son burdas, sirven para el análisis que se quiere hacer.

Tomando (1.37) en su forma explícita, dada por (3.9), se tiene:

$$\rho_{oDM} = \frac{R_{NLR} v_{NLR}^2 - R_{BLR} v_{BLR}^2}{4\pi G \left[\frac{R_{NLR}^3}{3} + \frac{R_{BLR} v_{BLR}^2 R_{NLR}^2}{2\sigma^2} \right]}. \quad (3.15)$$

Sustituyendo $v_{BLR} = 10v_{NLR}$ y $R_{NLR} = 10^n R_{BLR}$ con $n = \{3, 4, 5\}$, en (3.9), se obtiene:

$$\rho_{oDM} = \frac{10^n R_{BLR} v_{NLR}^2 - R_{BLR} (10v_{NLR})^2}{4\pi G \left[\frac{(10^n R_{BLR})^3}{3} + \frac{R_{BLR} (10v_{NLR})^2 (10^n R_{BLR})^2}{2\sigma^2} \right]}, \quad (3.16)$$

que se reduce a

$$\rho_{oDM} = \frac{v_{NLR}^2 (10^n - 10^2)}{4\pi G \left[R_{BLR}^2 \left(\frac{10^{3n}}{3} + \frac{10^2}{2} \left(\frac{v_{NLR}^2}{\sigma^2} \right) \right) \right]}. \quad (3.17)$$

(3.17) sugiere que los casos más restrictivos se encontrarán en los cuasares que presenten las componentes de línea más angostas. En la figura 3.1 se ha graficando (3.17) para distintos valores de v_{NLR} , con $\sigma = 160 \text{ km s}^{-1}$ y $R_{BLR} = 0.01 \text{ pc}$, se ve una dependencia lineal en esta gráfica tipo log-log, entre la densidad central de materia oscura y el ancho de la línea angosta, esto nos dice que, bajo un modelo de una región de líneas angostas extendida, valores de $v_{NLR} \lesssim 150 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ podrían acotar la densidad central de materia oscura por debajo de $10 \frac{M_{\odot}}{\text{pc}^3}$.

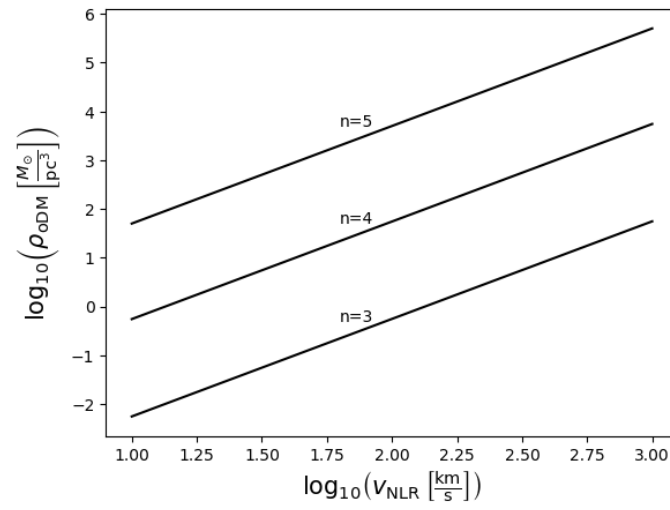


Figura 3.1: Aquí se muestra la gráfica correspondiente a (3.17) para distintos valores de v_{NLR} , con $\sigma = 160 \text{ km s}^{-1}$ y $R_{BLR}=0.01 \text{ pc}$, considerando $n = \{3, 4, 5\}$.

Capítulo 4

Conclusiones

Respecto a la obtención de la muestra, la S/N promedio en los rangos seleccionados al hacer el primer corte en el editor de tablas TOPCAT pudo haber sido dominado por las partes externas de las líneas de emisión y por lo tanto influir a la hora de hacer la selección de objetos. Pese a ello, una inspección detallada de cada uno de los 297301 espectros con los que cuenta el Data Release 12 del SLOAN podría sumar más objetos de interés a nuestra muestra.

Si bien en este trabajo se utiliza una primera aproximación a un modelo de dos zonas de NLR, no se puede descartar este modelo pues se sabe que las regiones de líneas angostas pueden extenderse más allá de unos cuantos kpc. La poca certeza del verdadero valor del R_{NLR} en cada uno de los objetos estudiados en este trabajo no permite afirmar que la densidad central de materia oscura tiene un límite superior por debajo de $1 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$, pero sí permite poner un límite superior del orden de $10 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ en 7 de los 15 casos presentados aquí, cuando se considera el modelo de dos zonas.

Como se muestra en la sección anterior, todas las incertidumbres en las hipótesis principales usadas para inferir ρ_{ODM} operan en el mismo sentido: el ignorar la componente estelar, el tomar un límite inferior de cero outflow o la suposición límite de órbitas circulares de equilibrio centrífugo, en todos los casos implican estimaciones de ρ_{ODM} mayores a las que se obtendrían si se relajan las hipótesis mencionadas. Por lo anterior podemos afirmar que los límites a ρ_{ODM} obtenidos son límites superiores firmes. Esto sugiere fuertemente la existencia de halos con core en las galaxias estudiadas, dentro de la hipótesis de la materia oscura.

Si el radio de la NLR de nuestra muestra de QSOs es del orden del estimado a partir del modelo de dos zonas a partir de la relación (1.4), el límite superior de la ρ_{ODM} más restrictivo obtenido en nuestra muestra sería $\rho_{\text{ODM}} = 2.1 \left[\frac{M_{\odot}}{\text{pc}^3} \right]$, para FBQSJ1033+2332.

Los resultados no son concluyentes para determinar si existe cuspy o core en estos objetos, pues el rango de incertidumbres que existe es muy grande (factor de 1.6 para s - z y de 2 para t - z). Además, no se tiene información de la curva de rotación de la galaxia anfitriona, por lo que no se pueden comparar los resultados obtenidos con aquellos que predice algún otro perfil de densidad de materia oscura que comprenda todo el halo de DM de la galaxia. Sin embargo, a pesar de ello, sí se puede concluir que, en caso de que el halo tenga core, el límite superior de ρ_{ODM} rigurosamente es el mostrado en la tabla 3.1.

4.1 Trabajo a Futuro.

Los resultados obtenidos fueron estimados a partir de ciertas suposiciones, por lo que observaciones y estudios particulares de cada uno de estos cuasares pueden acotar aún más su límite superior de densidad central de materia oscura. Si en estos objetos se logra detectar emisiones en una region extendida de líneas angostas, esta podría llegar a medir varios kpc (Semyeong Oh et al., 2013). Otra alternativa es considerar otros modelos de la NLR que estén enfocados a un determinado tipo de AGN (Bennert et al., 2002), con lo cuál se tendría menor incertidumbre en las estimaciones obtenidas.

También queda explorar el perfil de densidad de DM en regiones centrales a partir observaciones de componentes dinámicas de aquellos objetos con masas para las cuales simulaciones hidrodinámicas de galaxias, incluyendo feedback estelar, predicen un perfil cuspy, esto con el fin de restringir la densidad central de materia oscura y poder determinar si se presenta core o cuspy. Paralelamente, dado que los límites superiores de densidad central de materia oscura obtenidos por Hernandez & Lee (2010) son para masas del BH del orden de $5 \times 10^9 M_{\odot}$, y en este trabajo, las masas son dos órdenes menor, queda, como trabajo a futuro, explorar cuasares que presenten masas del agujero negro central de este orden.

En resumen; de los resultados obtenidos a lo largo de este trabajo, se puede esperar que cuasares con agujeros negros centrales más masivos (con masas del orden de $10^9 M_{\odot}$) y con R_{NLR} más alejadas (del orden de kpc) permitan estimar límites superiores más restrictivos de las densidades centrales de materia oscura, que los obtenidos en este trabajo. Por ello es que el primer paso es buscar una muestra de objetos con estas características y reproducir el procedimiento realizado en este trabajo.

Capítulo 5

Anexo

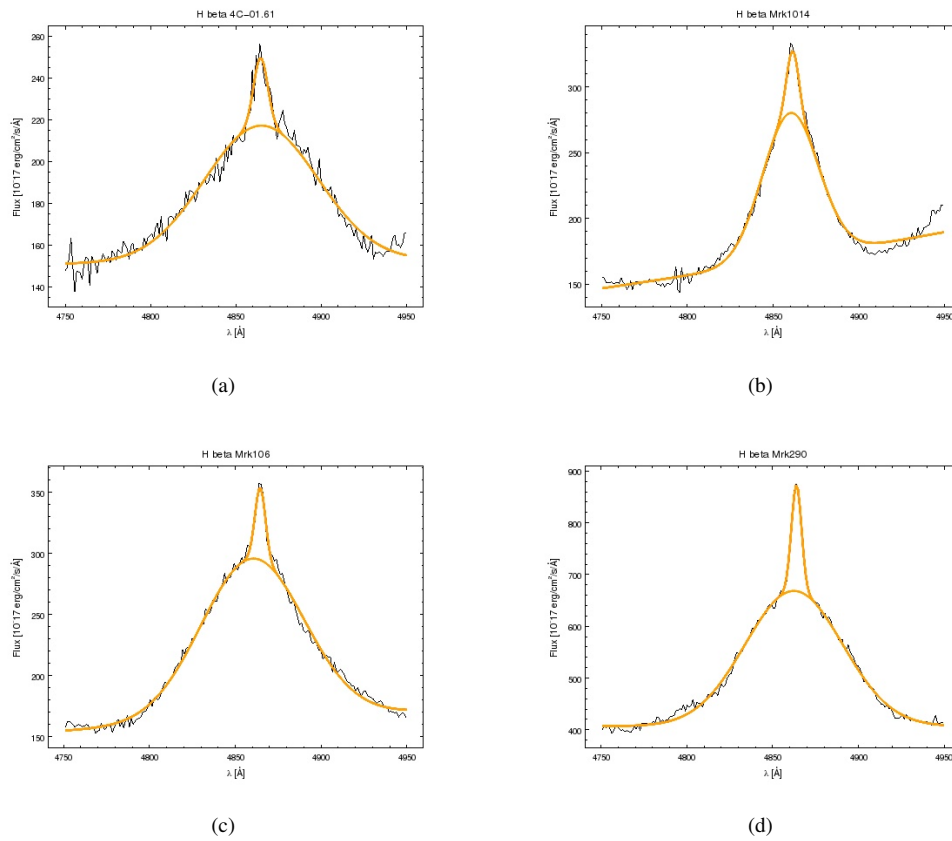


Figura 5.1: Ajustes realizados con Sherpa de los espectros de (a) 4C-01.61, (b) Mrk1014, (c) Mrk106 y (d) Mrk290 para las líneas ancha y angosta de $H\beta$ de nuestra muestra de QSOs. El eje de las abscisas está en Angstroms y el eje de las ordenadas es el flujo en $\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ s \AA}}$ corregidos por corrimiento al rojo.

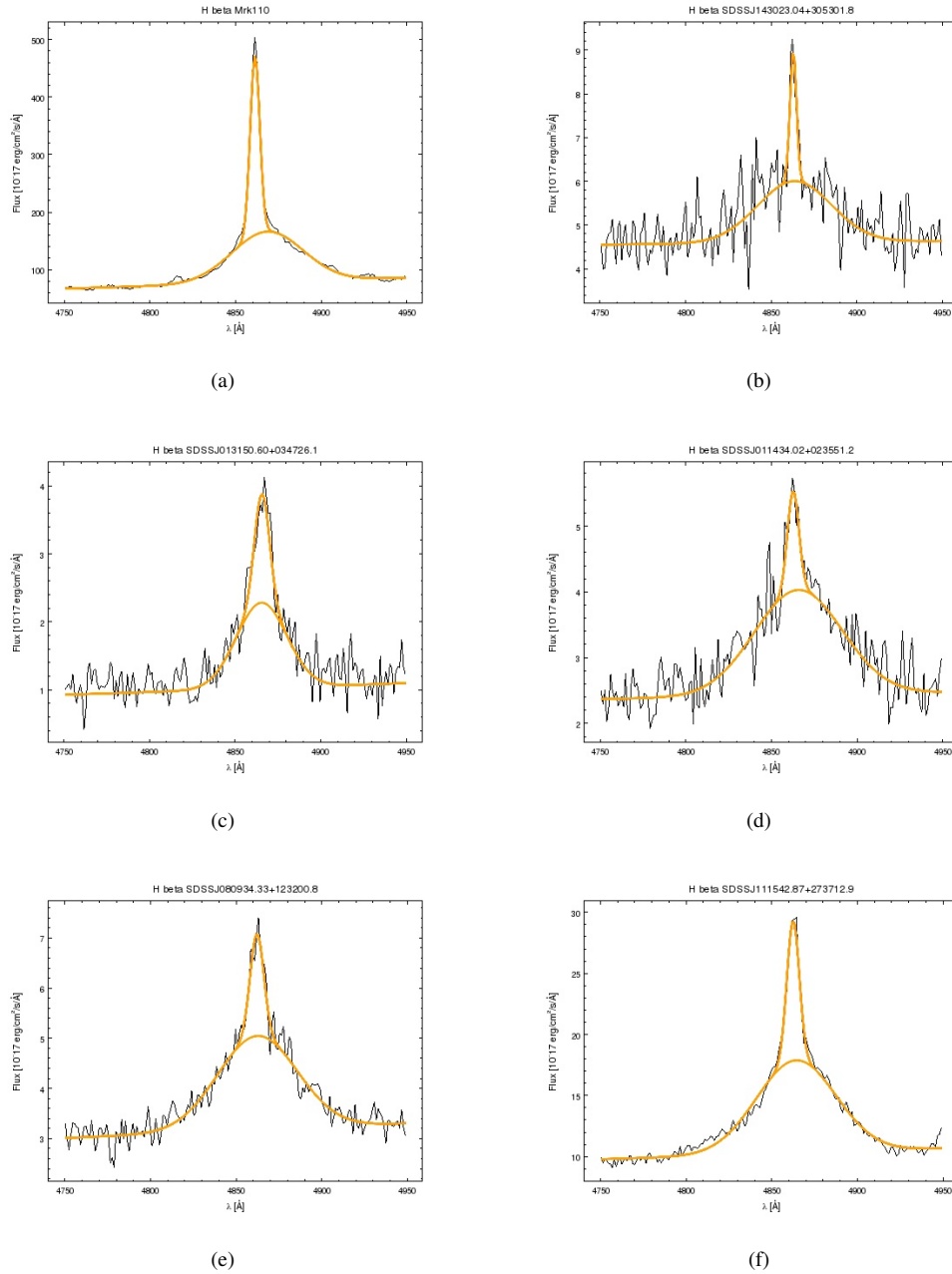


Figura 5.2: Ajustes realizados con Sherpa de los espectros (a) Mrk110, (b) SDSSJ143023.04+305301.8, (c) SDSSJ013150.60+034726.1, (d) SDSSJ011434.02+023551.2, (e) SDSSJ080934.33+123200.8 y (f) SDSSJ111542.87+273712.9 para las líneas ancha y angosta de $H\beta$ de nuestra muestra de QSOs. El eje de las abscisas está en Angstroms y el eje de las ordenadas es el flujo en $\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{s \AA}}$ corregidos por corrimiento al rojo.

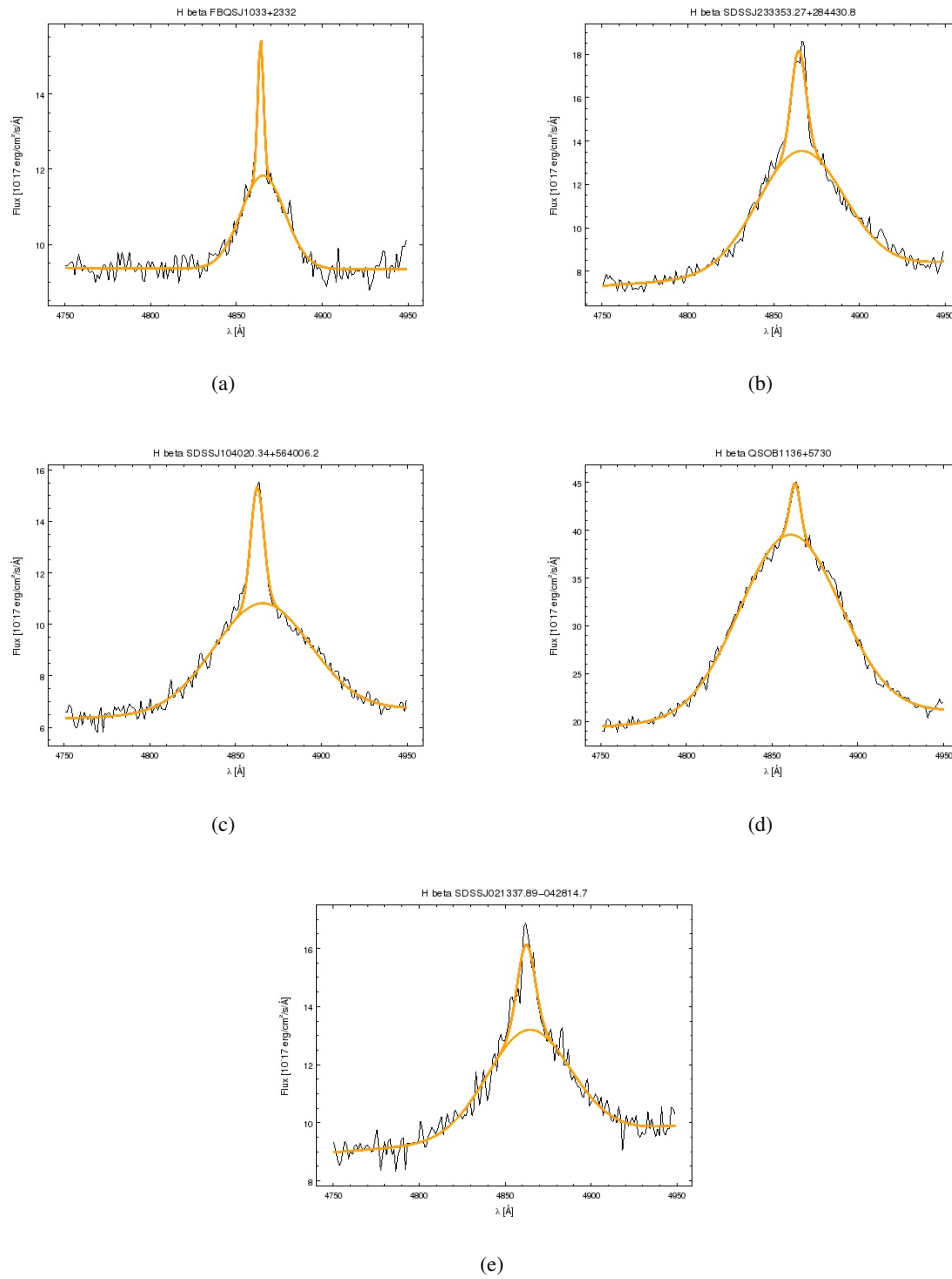


Figura 5.3: Ajustes realizados con Sherpa de los espectros (a) SDSSJ111542.87+273712.9, (b) FBQSJ1033+2332, (c) SDSSJ104020.34+564006.2, (d) QSOB1136+5730 y (e) SDSSJ021337.89-042814.7 para las líneas ancha y angosta de $H\beta$ de nuestra muestra de QSOs. El eje de las abscisas está en Angstroms y el eje de las ordenadas es el flujo en $\frac{erg}{cm^2 s \text{ \AA}}$ corregidos por corrimiento al rojo.

5.1 Estimación del R_{BLR} a partir de Bentz et al. (2009)

Si bien se ha elegido utilizar (1.2), obtenida por Kaspi et al. (2005), para estimar el radio de la BLR, en la tabla 5.1 se verá que al utilizar la relación obtenida por Bentz et al. (2009), se obtienen resultados consistentes con estos. La relación que Bentz et al. (2009) encuentran para el R_{BLR} es

$$\log_{10}(R_{BLR}) = -21.3 \left(\begin{smallmatrix} +2.9 \\ -2.8 \end{smallmatrix} \right) + 0.519 \left(\begin{smallmatrix} +0.063 \\ -0.066 \end{smallmatrix} \right) \log_{10}(\lambda L_{\lambda}(5100 \text{ \AA})), \quad (5.1)$$

donde $\lambda=5100\text{\AA}$ y $L_{\lambda}(5100 \text{ \AA})$ es la luminosidad del espectro en el continuo a 5100\AA .

La razón por la que se prefirió utilizar (1.2), en vez de (5.1), para estimar el R_{BLR} es debido a que la incertidumbre asociada es menor en la relación obtenida por Kaspi et al. (2009), como se menciona en la tabla 5.1.

Objeto QSO	R_{BLR} (Kaspi et al., 2005) [pc]	R_{BLR} (Bentz et al., 2009) [pc]
4C-01.61	0.054	0.057
Mrk1014	0.052	0.056
Mrk106	0.035	0.043
Mrk290	0.009	0.018
Mrk110	0.004	0.010
SDSSJ143023.04+305301.8	0.019	0.028
SDSSJ013150.60+034726.1	0.006	0.013
SDSSJ011434.02+023551.2	0.011	0.020
SDSSJ080934.33+123200.8	0.012	0.021
SDSSJ111542.87+273712.9	0.027	0.036
FBQJ1033+2332	0.035	0.043
SDSSJ23353.27+284430.8	0.025	0.035
SDSSJ104020.34+564006.2	0.024	0.034
QSOB1136+5730	0.051	0.055
SDSSJ021337.89-042814.7	0.028	0.037

Tabla 5.1: En esta tabla se comparan los radios de la BLR estimados a partir de dos relaciones, la primera a partir de (1.2) obtenida por Kaspi et al. (2005), y la segunda a partir de (5.1) obtenida por Bentz et al. (2009). La incertidumbre asociada a la primera es ± 0.001 pc, mientras que la segunda tiene una incertidumbre asociada de ± 0.007 pc. Estos dos últimos valores son las incertidumbres máximas encontradas para los radios de la BLR calculados.

Bibliografía

- [Bennert et al.(2002)] Bennert, N., Falcke, H., Schulz, H., et al. 2002, , 574, L105.
- [Bentz et al.(2009)] Bentz, M. C., Peterson, B. M., Netzer, H., et al. 2009, *apj*, 697, 160.
- [Binney & Tremaine(2008)] Binney, J., & Tremaine, S. 2008, *Galactic Dynamics: Second Edition*, by James Binney and Scott Tremaine. ISBN 978-0-691-13026-2 (HB). Published by Princeton University Press, Princeton, NJ USA, 2008.,
- [Eisenstein et al.(2011)] Eisenstein, D. J., Weinberg, D. H., Agol, E., et al. 2011, *aj*, 142, 72.
- [Freeman et al.(2001)] Freeman, P., Doe, S., & Siemiginowska, A. 2001, *proscpie*, 4477, 76
- [Hernandez, & Gilmore(1998)] Hernandez, X., & Gilmore, G. 1998, *mnras*, 297, 517.
- [Hernandez, & Lee(2008)] Hernandez, X., & Lee, W. H. 2008, *mnras*, 387, 1727.
- [Hernandez, & Lee(2010)] Hernandez, X., & Lee, W. H. 2010, , 404, L6.
- [Kaspi et al.(2005)] Kaspi, S., Maoz, D., Netzer, H., et al. 2005, *apj*, 629, 61.
- [Milgrom(1983)] Milgrom, M. 1983, *apj*, 270, 365.
- [Mulder(1983)] Mulder, W. A. 1983, *aap*, 117, 9.
- [Navarro et al.(1996)] Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, *apj*, 462, 563.
- [Netzer(2013)] Netzer, H. 2013, *The Physics and Evolution of Active Galactic Nuclei*.
- [Ogiya, & Mori(2014)] Ogiya, G., & Mori, M. 2014, *apj*, 793, 46.
- [Oh et al.(2013)] Oh, S., Woo, J.-H., Bennert, V. N., et al. 2013, , 767, 117.
- [Peterson(1997)] Peterson, B. M. 1997, *Journal of the British Astronomical Association*, 107, 222.
- [Schneider(2015)] Schneider, P. 2015, *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction*.
- [Taylor(2005)] Taylor, M. B. 2005, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV*, 347, 29
- [Weinberg et al.(2015)] Weinberg, D. H., Bullock, J. S., Governato, F., et al. 2015, *Proceedings of the National Academy of Science*, 112, 12249.
- [Wright(2006)] Wright, E. L. 2006, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 118, 1711.