



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
Programa de Posgrado en Astrofísica
Instituto de Astronomía

Estudio del Agregamiento Jerárquico de AGNs de Luminosidad
Moderada por Medio de la Distribución de Ocupación
de Halos en Simulaciones Cosmológicas.

Tesis

Que para optar por el grado de:
Doctora en Ciencias (Astrofísica)

Presenta:

Liliana Iveth Altamirano Dévora

Tutores:

Dr. Héctor Aceves & Dr. Takamitsu Miyaji
Instituto de Astronomía, Ensenada

Ensenada, Baja California, Junio de 2016



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Dedicatoria

a mis Padres: Berta Dévora y Manuel Altamirano,

a mis Hermanos,

*y por último,
a los amigos y familia que he perdido en estos años
por la violencia en Cd. Juárez, Chih.;*

... con Toda mi Pasión.

Agradecimientos

Quiero agradecer a mi familia por ser un gran pilar, por darme su inmenso amor. Mi madre Bertha Dévora quien me apoya enormemente. A mis hermanos: Paty, Lety, Beto y Edgar, gracias por su comprensión, por los regaños, por las aventuras, por ser grandes amigos y cómplices. A mi padre Manuel Altamirano quién me acompaña en mi corazón siempre, como ese gran amigo que siempre fue. A mis sobrinos: Yesica, Karla, Jesús, Abril, Danna y Jimena que los vi crecer desde lejos y que los quiero con todo mi corazón. También agradecer a los que se han vuelto parte de la familia: Lulu, Jesús y Carlos.

A mis directores de tesis, el Dr. Héctor Aceves y el Dr. Takamitsu Miyaji, por su enorme paciencia. Han sido un gran ejemplo a seguir.

Quiero agradecer grandemente a el Dr. William Schuster quién me apoyo, desde la maestría. A el Dr. Alexander Knebe quien me ayudo al atender mis dudas con el código para la identificación de halos. También agradecer a el Dr. Héctor Toledo, Dr. Leonel Gutiérrez, Dr. Raúl Michel, Dr. Luis Aguilar, M.C. Manuel Álvarez y Dr. Vladimir Ávila por enseñarme tanto y motivarme para aprender más.

El camino no ha sido fácil, en ningún momento, enfrentando cada reto de la vida con la pasión del sueño de mi alma. Han sido momentos llenos de aventura y de pasión por la Astronomía, siempre pensé que era solo un sueño y ahora sé que con mucho trabajo los sueños se pueden realizar.

También quiero agradecer a mis compañeros que se hicieron mis amigos en esta gran aventura: Sergio Silva, Enrique Perez, Dulce Trejo, Chantal Gonzalez, Abril Nubes, Aldo Rodríguez, Héctor Otí, Karen Reséndiz y Zeuz Valtierra, quienes han hecho que sea más liviana la carga. A mis amigas de años que me han apoyado apesar de la distancia: Maribel Castro, Aracely Solis, San Juana Rodríguez, Arami Rodríguez, Abril Elizalde, Maricela García, Karina Espinoza y Nancy Monreal. Un especial agradecimiento a Angel Castro, que ha sido mi compañero estos últimos años, gracias por cobijarme todos estos años.

Al Instituto de Astronomía y al Observatorio Astronomico Nacional que han sido mi hogar en estos ultimos años. Y en particular a CONACyT por la beca doctoral. Este proyecto se derivo de los proyectos de UNAM PAPIIT IN109710, IN1102009, IN104113, IN108914, IN104216, y por CONACyT 83564 y 179662.

*“He sido un hombre
afortunado, en la vida nada me
ha sido fácil”*

Sigmund Freud

Índice general

Índice de Tablas	VI
Índice de Figuras	VIII
1. Introducción	1
1.1. Motivación	1
1.2. Objetivos	6
1.3. Estructura de la Tesis	6
2. Núcleos Activos de Galaxias	10
2.1. Galaxias que hospedan AGNs	12
2.2. Ambientes de galaxias anfitrionas de AGNs	15
2.3. Mecanismos de activación de AGNs	18
2.4. Simulaciones numéricas de AGNs	20
3. Metodología	22
3.1. Simulaciones cosmológicas	22
3.1.1. Modelo cosmológico	23
3.1.2. Formación de estructura	25
3.1.3. Métodos de N-cuerpos	27
3.2. Identificador de halos	33
3.3. Relación subhalo-mXAGN	36
3.4. Mecanismo de activación	40
3.4.1. Fusiones	41
3.4.2. Fly-by	45

3.5. Distribución de ocupación de halos	46
4. Resultados	49
4.1. HOD	49
4.2. Propiedades de los subhalos anfitriones	54
5. Conclusiones	63
5.1. Trabajo futuro	66

Índice de cuadros

4.1. Densidades numéricas y pendientes de las HODs.	52
4.2. Número de densidad y valores de pendientes con diferentes λ_{Edd}	53

Índice de figuras

1.1. Grupo de galaxias con un miembro que hospeda un núcleo galáctico activo (AGN)	3
1.2. Distribución de ocupación de halos (HOD) de núcleos galácticos activos de luminosidad moderada (mXAGNs)	5
2.1. Tipos de AGNs	11
2.2. Rayos X en un grupo de galaxias	11
2.3. Dispersión y masa del agujero negro	14
2.4. Ambiente anfitrión	16
2.5. Grupo de galaxias con múltiples AGNs	17
2.6. Ambiente de AGNs	17
2.7. Mecanismo de activación de galaxias	19
2.8. QSOs en simulaciones cosmológicas	21
3.1. Fondo cósmico de microondas	24
3.2. Distribución de galaxias	26
3.3. Métodos para calcular la fuerza	29
3.4. Simulaciones cosmológicas	32
3.5. Identificadores de halos de materia oscura	33
3.6. Halos con AHF	35
3.7. Esquema de un halo	37
3.8. Relación masa-dispersión	38
3.9. Pares progenitores	42
3.10. Familia de progenitores	43
3.11. Mecanismo alternativo para desencadenar la actividad nuclear	45

4.1. HOD en simulación	51
4.2. HOD con diferentes valores de λ_{Edd}	58
4.3. HOD activación por fly-by	59
4.4. Ambientes de mXAGNs simulados	60
4.5. Distribución de espín de los mXAGNs	61
4.6. Distribución de la concentración	62

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

1.1. Motivación

Nuestro actual entendimiento de cómo las galaxias se distribuyen en el universo es una de las metas tanto de la cosmología teórica como la cosmología observacional (e.g., [Nagai & Kravtsov, 2005](#)). El entender cómo es su distribución nos ayuda a entender como es la historia del Universo. La relación que existe entre la distribución de materia luminosa y la distribución de materia no luminosa (materia oscura) es determinada por propiedades térmicas de la materia oscura, la historia de formación estelar y el modelo cosmológico (e.g., [Postman, 2006](#)). Además que, estudiar el origen y evolución de la distribución de las galaxias en diferentes ambientes puede revelar información importante acerca de las propiedades internas de las galaxias, se ha encontrado que los núcleos galácticos activos (AGNs, por sus siglas en inglés) juegan un papel muy importante en la evolución de las galaxias (e.g., [Chatterjee et al., 2012](#)). Las galaxias que hospedan un AGN al igual que las galaxias no activas (“normales”) están distribuidas aleatoriamente en el espacio comóvil ([Hickox et al., 2009](#)), y pueden estar tanto en cúmulos de galaxias, grupos, filamentos, aislados y en vacíos ([Krumpe et al., 2014](#)).

Se ha encontrado que menos de la mitad ($\sim 40\%$) de las galaxias masivas observadas en $z=2-3$ están en una fase activa (e.g., [Hanslmeier, 2012](#)). La razón por la cual estas galaxias tienen su núcleo activo no es claro. Se sabe, por estudios de [Gunn \(1979\)](#), que para mantener una galaxia activa se necesitan tres ingredientes: 1) Un agujero negro supermasivo (SMBH, por sus siglas en Inglés) de masa $10^6-10^{10}M_{\odot}$, 2) El combustible o material que va a ser acregado por el SMBH, y 3) El mecanismo que llevará el combustible a la zona central de la galaxia. A pesar de la relación notable entre la masa del agujero negro (M_{BH}) y la masa del bulbo (M_{BULBO}), existe un desafío al momento de describir qué tipo de galaxia anfitriona hospeda a un AGN. Estudiar las propiedades de las galaxias anfitrionas de AGNs ayuda a entender como es el papel que juega el agujero negro en la evolución de las galaxias, saber cuales parámetros o propiedades son sensibles a la actividad nuclear ayudará a entender el efecto que ejerce que el núcleo este activo en una galaxia. Resultados de [Kelly & Shen \(2013\)](#) han mostrado que no hay mecanismos que dominen en la activación de las galaxias, aparentemente más de un proceso físico es necesario para desencadenar la actividad nuclear ([Silverman et al., 2011](#)).

Algunas de las preguntas que surgen alrededor de estos objetos son: ¿qué inicia la fase activa?, ¿cuánto tiempo dura la fase?, ¿qué efecto tiene el AGN en la galaxia anfitriona?, ¿existe una relación entre la actividad y el ambiente alrededor de la galaxia donde reside el AGN? y si es así, ¿el mecanismo por el cual la AGN se prendió fue inducido de manera local (aislada) o externa (e.g. cúmulo o grupo al que pertenece)?, ¿cuál es la relación entre el crecimiento del SMBH, la galaxia anfitriona y su ambiente a gran escala del universo? ([Alexander & Hickox, 2012](#)).

La distribución de ocupación de halos (HOD, por sus siglas en inglés) es una técnica que nos ayuda a entender cómo es que los AGNs se distribuyen, ya que a gran escala nos proporciona gran información acerca de la galaxia anfitriona y del ambiente en donde se encuentra, lo cual nos ayuda a entender el mecanismo por el cuál fue desencadenada la actividad en la galaxia.

Medidas recientes de la función de correlación $\xi(r)$ de los AGNs, así como modelaje de su HOD, indican que los AGNs residen principalmente en halos de materia oscura (DMHs) cuya masa es $M \sim 10^{13} M_{\odot}$ (e.g., [Miyaji et al., 2011](#)). Tal escala de masa corresponde a la de un grupo de galaxias (e.g., [Eke et al., 2004](#)), por lo que el estudio de los AGNs parece estar ligado a los grupos de galaxias (ver Fig. 1.1).

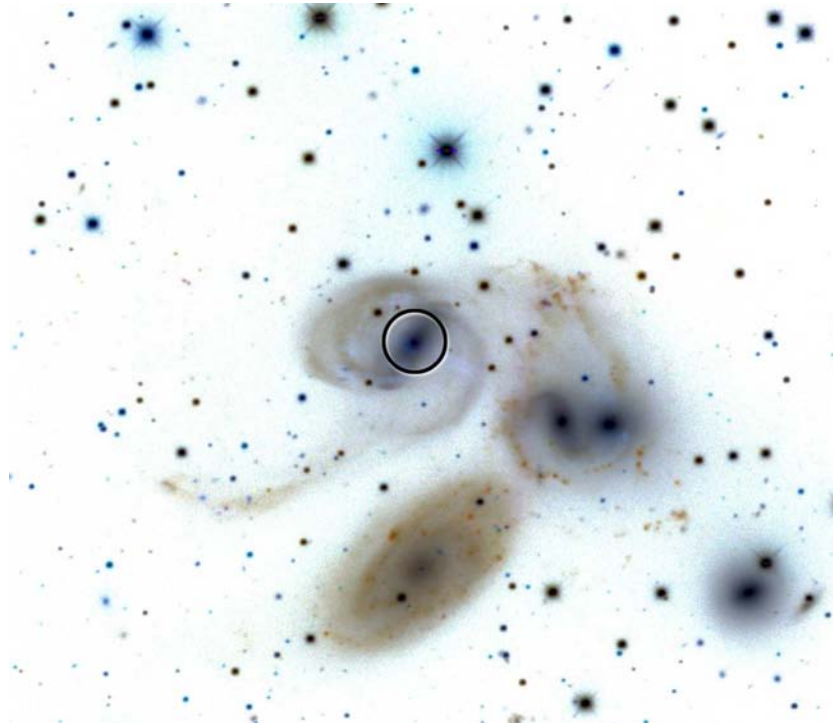


Figura 1.1 Grupo de galaxias llamado el Quinteto de Stephan, en donde se muestra en círculo negro un AGN (NGC 7319). Credito: NASA/Swift/Michael Koss (Universidad de Maryland) y NOAO/SDSS

Las fusiones de galaxias de masa similar (fusiones mayores) han sido consideradas como un posible mecanismo de activación de galaxias muy luminosas, ya que es uno de los procesos más violentos donde el gas rápidamente pierde momento angular y se dirige al centro de la galaxia; i.e. hacia el agujero negro. En cambio, para las galaxias menos luminosas, se opta por mecanismos internos de la galaxia, también llamados procesos seculares. Los AGNs con luminosidad moderada en rayos X se han estudiado poco, tanto observacionalmente como en los procesos físicos que dan origen a su luminosidad (e.g., [Hopkins & Hernquist, 2006](#); [Silverman et al., 2011](#); [Allevato et al., 2012](#); [Hütsi et al., 2014](#); [Leauthaud et al., 2015](#)).

Recientemente [Allevato et al. \(2012\)](#) encontró que la fracción de AGNs de luminosidad moderada que emiten en la banda de rayos X [0.5-2 keV] (mXAGN, por sus siglas en Inglés) incrementa con la masa del DMH, indicando que el número promedio de mXAGNs en galaxias satélites crece más lentamente que la proporción lineal observada para galaxias satélites no-activas en la HOD. En la Fig. 1.2 se muestran los resultados encontrados por [Allevato et al. \(2012\)](#), donde se muestra la HOD para los mXAGNs que están hospedados en galaxias centrales (rojo) y galaxias satélites (negro), encontrando que la HOD para mXAGNs que están en grupos de galaxias tiene una pendiente logarítmica α_s decreciente.

Las simulaciones numéricas proporcionan una herramienta importante para entender la distribución de materia oscura en el universo y la co-evolución de agujeros negros con respecto a su galaxia anfitriona (e.g., [Thacker et al., 2006](#); [Sijacki et al., 2007](#); [Di Matteo et al., 2008](#)), ya que son una de las herramientas más efectivas para estudiar y resolver problemas astrofísicos (e.g., [Moscardini & Dolag, 2011](#)). Por ello, se

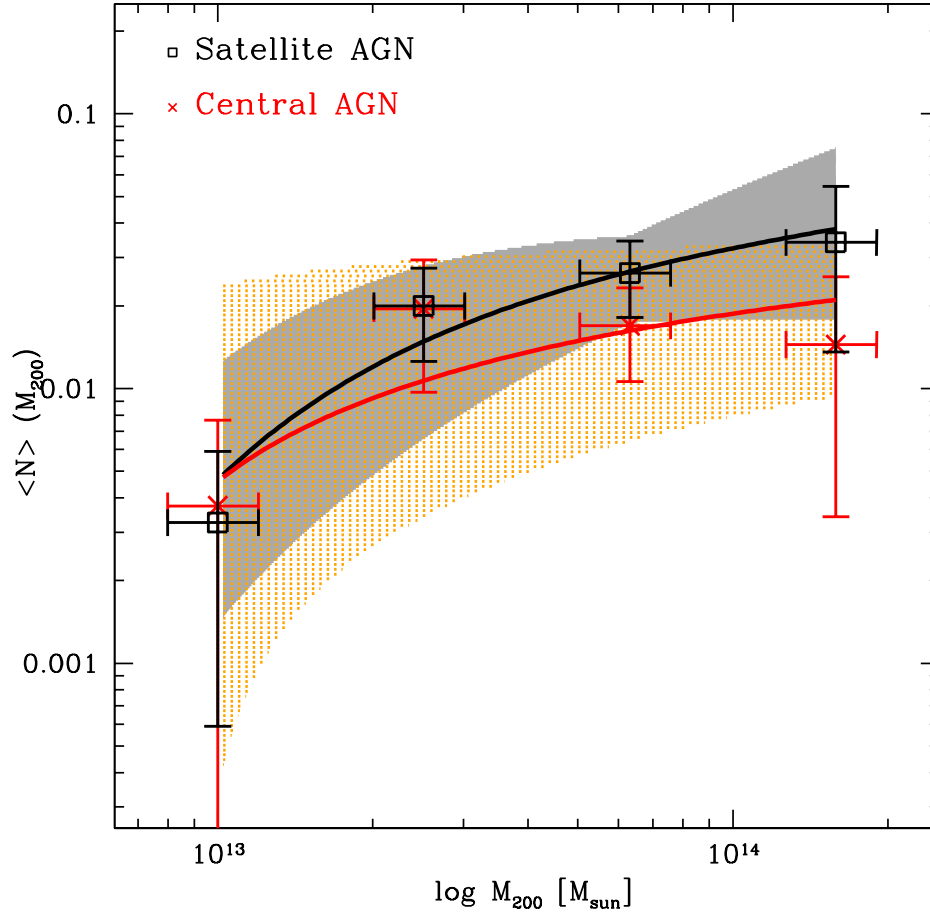


Figura 1.2 Grafica tomada de [Allevato et al. \(2012\)](#) donde se muestra la HOD de los mXAGNs, en rojo se grafica el número de galaxias centrales donde reside un mXAGN que se hospeda en un grupo de galaxias con masa M_{200} , en negro se muestra el número de galaxias satélites donde reside un mXAGN, donde el ambiente en que se hospedan las galaxias es un grupo de galaxias.

han aplicado simulaciones cosmológicas para estudiar los AGNs (e.g., [Cattaneo et al., 2005](#); [Hopkins & Hernquist, 2006](#); [Croton, 2009](#); [Fanidakis et al., 2012, 2013](#); [Shankar, 2013](#); [Conroy & White, 2013](#); [Hirschmann et al., 2014](#); [Sijacki et al., 2015](#)), lo que permite relacionar los DMHs con galaxias que hospeden AGNs a través de modelos semi-analíticos, ayudando a constreñir modelos para el agregamiento y evolución de estos

últimos.

1.2. Objetivos

Esta tesis pretende investigar si, considerando como mecanismos de activación a las fusiones mayores y menores, se puede reproducir la HOD observada para mXAGN que residen en subhalos (galaxias) satélites. Para lo anterior se utiliza un conjunto de simulaciones cosmológicas en un modelo Λ CDM donde se identifican DMHs con masa $>10^{12.75} h^{-1} M_{\odot}$ en corrimiento al rojo $z = 0.5$. Además, a través de métodos semi-analíticos y empíricos se relacionan los subhalos de materia oscura con los mXAGNs. Y por último, se intenta distinguir algunas de las propiedades que tienen los DMHs que hospedan los mXAGNs con el fin de realizar una estimación estadística de las generalidades de los subhalos host.

1.3. Estructura de la Tesis

En esta tesis investigamos si usando como mecanismo de activación de mXAGNs las fusiones menores y las fusiones mayores podemos reproducir la HOD de los mXAGNs en $z=0.5$ por medio de simulaciones cosmológicas. Este trabajo ha sido aceptado para su publicación en la Revista Mexicana de Astrofísica y Astronomía ([Altamirano-Dévara et al., 2016](#)).

La estructura de esta tesis es de la siguiente manera: en el [Capítulo 2](#) se describen de manera general los AGNs, se discute la importancia de los AGNs seleccionados en

la banda de rayos X. Se hace también una descripción de los ambientes en los que se encuentran los mXAGNs, así como los mecanismos que han sido propuestos para desencadenar la actividad nuclear. Por último se describen de manera general los estudios numéricos que han sido aplicados para investigar la distribución de los AGNs.

En el [Capítulo 3](#) se describe el modelo cosmológico usado en el presente trabajo. Se describen los parámetros importantes del modelo cosmológico, así como la teoría de formación de estructura. Se hace una descripción general de los métodos de N-cuerpos que son usados comúnmente para tratar la materia oscura. Se describen los parámetros usados en las simulaciones cosmológicas, se describen algunos de los identificadores de halos y se muestran los parámetros usados para identificar los DMHs. También se describen los métodos semi-analíticos usados para relacionar la actividad nuclear a los subhalos de materia oscura. Se describe el modelo de agregamiento de HOD utilizado para los mXAGNs en las simulaciones. Además se describen los eventos fly-by como posibles mecanismos externos, que al igual que las propiedades encontradas para los halos anfitriones de mXAGNs serán incluidas en un segundo artículo con una estimación de la curva de luz de los mXAGNs.

En el [Capítulo 4](#) se muestran los resultados obtenidos al calcular la HOD de los mXAGNs simulados, utilizando como mecanismo para desencadenar la actividad nuclear procesos externos, tomando como ambiente DMHs de masa $10^{12.75} M_{\odot} h^{-1}$, después se hace una comparación de la HOD inferida de los mXAGNs en observaciones y la obtenida en esta tesis, utilizando la pendiente α_s de la HOD y se discute el valor obtenido. También se muestran las densidades numéricas encontradas durante la presente tesis de los mXAGNs en nuestras simulaciones cosmológicas, los resultados

obtenidos aceptados para su publicación en la Revista Mexicana de Astrofísica y Astronomía. También, se muestran algunas de las propiedades de los subhalos satélites que son propensos a albergar un mXAGN, tal como el espín y la concentración.

En el [Capítulo 5](#) se presentan las conclusiones y comentarios finales que resultan de esta tesis. También se recapitulan los métodos utilizados de forma muy general y se describe el trabajo futuro.

CAPÍTULO 2

NÚCLEOS ACTIVOS DE GALAXIAS

Una galaxia que exhibe una brillante emisión en la región nuclear debido a la liberación de energía gravitacional recibe el nombre de núcleo activo de galaxia (AGN). En algunas ocasiones esta emisión que viene desde el centro brilla más que toda la galaxia huésped. Los AGNs son un ingrediente crucial para la evolución de las galaxias (e.g., [Fontanot et al., 2011](#)). Se piensa que esta actividad es sólo una etapa en donde todas las galaxias pasan un tiempo de su vida (e.g., [Krumpe et al., 2014](#)).

Existen diferentes tipos de AGNs los cuales pueden ser clasificados por el ángulo en el que se esta observando (ver Fig. 2.1) o por sus propiedades espectroscópicas ([Schneider, 2006](#)).

El estudio de los AGNs en múltiples longitudes de onda permite entender los procesos físicos que ocurren en el centro de las galaxias. Especialmente en la banda de los rayos X [0.1- 200] KeV se obtiene estadísticamente un mejor mapeo, ya que se llega a detectar el 80 % de los AGNs ([Gandhi, 2005](#)). La selección de AGNs en la banda de rayos X, permite que la contribución de las estrellas en la galaxia anfitriona no se interponga ([Brandt et al., 2006](#)).

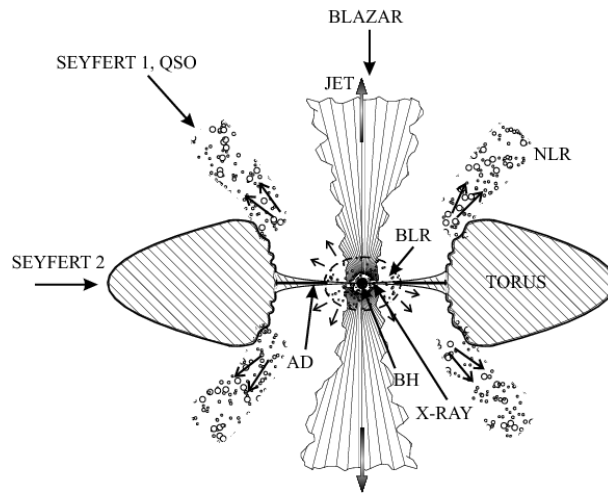


Figura 2.1 Esquema del modelo unificado del AGN, donde se muestra los componentes de un AGN, así como el tipo de AGN que se puede observar dependiendo del ángulo en el que sea observado (Jovanović & Popović, 2009).

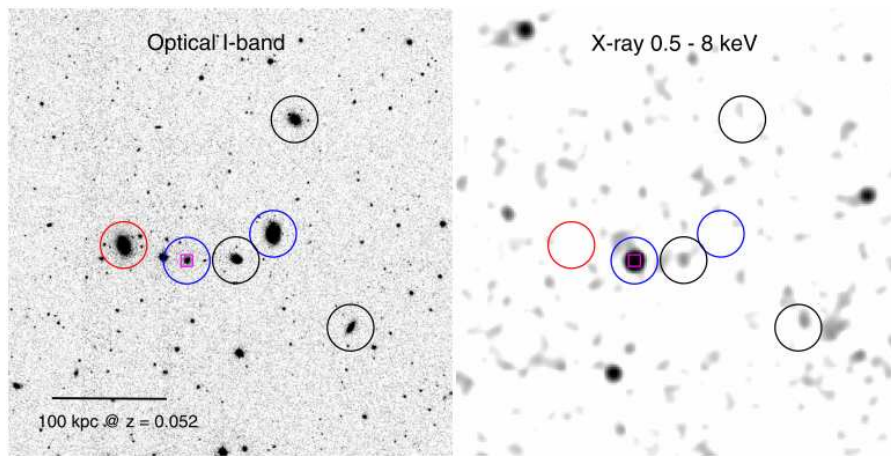


Figura 2.2 SDSS J142808.89-023124.8, imagen en la banda I del Sloan Digital Sky Survey (*izquierda*) y en la banda de rayos X con el telescopio Chandra (*derecha*). En círculos se muestran los miembros de un grupo de galaxias, miembro central (rojo), miembros identificados por SDSS (azul) y la fuente que emite en rayos X es mostrada por un cuadrado (magenta), Fig. 2 de Silverman et al. (2014).

En la Fig. 2.2 se muestra en círculos las galaxias miembros de un grupo de galaxias, los círculos de colores se muestran los miembros del grupo, en el lado derecho se detecta la emisión de rayos X de un AGN.

Para poder entender donde se hospedan los mXAGNs, se necesita tener un mapeo de estos objetos en grandes volúmenes. Por ello, es necesario estudiar su distribución para entender su ambiente. COSMOS (The Cosmological Evolution Survey) cubre 2 grados en campo ecuatorial, usando los siguientes telescopios: Hubble, Spitzer, GALEX, XMM-Newton, Chandra, Herschel, NuStar, J-VLA, Subaru, y Keck. Cubriendo el 75% de la edad del universo, con 2 millones de galaxias. Particularmente [Bongiorno et al. \(2012\)](#); [Allevato et al. \(2012\)](#); [Leauthaud et al. \(2015\)](#) estudiaron en el campo de COSMOS los mXAGNs.

2.1. Galaxias que hospedan AGNs

Los estudios de las galaxias que hospedan un AGN (las cuales son llamadas ‘anfitrionas’) son fundamentales para entender los procesos por los cuales se desencadena la actividad nuclear. Las propiedades de las galaxias anfitrionas pueden ser relacionadas con el agujero negro que hospedan ([Babić et al., 2007](#)), aunque se sigue debatiendo la naturaleza de estas relaciones ([Shankar, 2013](#)). Morfológicamente estas galaxias anfitrionas han sido estudiadas, especialmente si ha sido perturbada. Recientemente [Villforth et al. \(2014\)](#) tomando en cuenta una muestra de galaxias que hospedan AGNs en un rango de luminosidad de $41 \leq \log(L_X [\text{erg s}^{-1}]) \leq 44.5$, no encontró indicios de perturbaciones como se esperaba, indicando que las fusiones mayores no son el mecanismo dominante para activar los AGNs en $z \sim 0.7$.

Una de las maneras en las que se ha estudiado la relación que existe entre la galaxia anfitriona y el AGN, es relacionando la dispersión de velocidades de la región central

de la galaxia con la M_{BH} , ya que se ha encontrado que tanto para galaxias elípticas como para galaxias espirales existe correlación entre ambos parámetros (ver Fig. 2.3), sugiriendo una fuerte conexión entre la evolución de las galaxias y la actividad del BH (e.g., Gebhardt et al., 2000; Merrit & Ferrarese, 2001; Tremaine et al., 2002; Babić et al., 2007; Shankar, 2013). Por otro lado, Kormendy & Ho (2013) encontraron que esta co-evolución existe sólo en galaxias con bulbo.

Diferentes propiedades se han estudiado para relacionar la galaxia anfitriona con el BH, y el BH con los posibles mecanismos de activación: El medio ambiente en el que está embebido, la densidad, el gas, la masa, la luminosidad (e.g., Shen et al., 2008), la tasa de acreción del BH (Shankar et al., 2013; Aird et al., 2012), el *redshift* (e.g., Ferrarese & Merritt, 2000), el nivel de aglomeramiento de galaxias anfitrionas (e.g., Chatterjee et al., 2013).

Entender como la actividad nuclear esta relacionada a las propiedades de las galaxias y el ambiente a gran escala puede arrojar información de cual es el origen de la conexión entre el agujero negro y la galaxia, tal como se observa hoy en día (Choi et al., 2009). Además que, estudiar las propiedades de las galaxias anfitrionas es de gran importancia, ya que nos ayuda a responder algunas preguntas como son: 1) el efecto que tiene el AGN en la galaxia y viceversa, 2) el origen de la acreción, 3) el mecanismo de activación que inicia la fase activa en la galaxia y 4) la duración de la fase activa (e.g., Pović et al., 2012).

Se ha encontrado que las galaxias anfitrionas que hospedan AGNs en general están en el llamado “valle verde” del diagrama de color-magnitud (e.g., Nandra, 2007; Coil et al., 2009; Hickox et al., 2009; Schawinski et al., 2009; Xue et al., 2010; Georgakakis et al., 2011; Pović et al., 2012, 2013), se hospedan tanto en galaxias elípticas como en galaxias

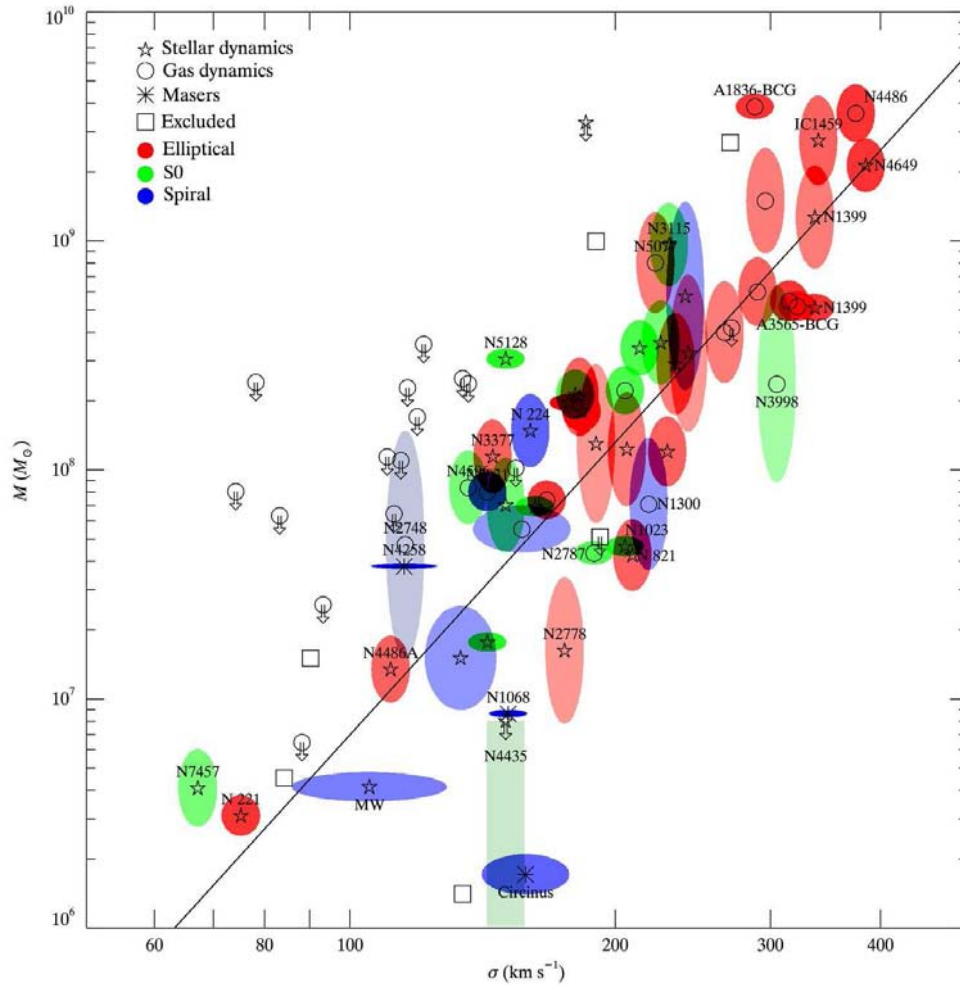


Figura 2.3 Conexión entre la dispersión (σ) y el M_{BH} . El símbolo indica el método de como se estimó la M_{BH} : dinámica estelar (pentagrama), dinámica del gas (círculo), máser (asterisco). Las flechas indican límites superiores con 3σ la masa del BH. El color de la elipse indica el tipo de galaxia: elíptica (roja), S0 (verde) y espiral (azul) la línea es el mejor ajuste para la relación para la muestra completa (Gültekin et al., 2009).

espirales. De hecho, se ha estudiado si existen galaxias enanas con este tipo de actividad (e.g., Filippenko & Sargent, 1985).

De una selección de cuásares (QSO's, por sus siglas en Inglés) con $z > 1$ se infiere

que están hospedados por galaxias elípticas (e.g., [Hopkins et al., 2008](#)). Por el contrario, estudios de QSOs más cercanos muestra que las galaxias que los hospedan son más de tipo espiral (e.g., [Cisternas et al., 2011](#); [Busch et al., 2014](#)). Mientras que AGNs de baja luminosidad están hospedados en galaxias espirales (e.g., [Diego, 2009](#)).

2.2. Ambientes de galaxias anfitrionas de AGNs

El ambiente de los AGNs, es decir, el DMH donde los mXAGNs viven es un poderoso indicador de la física que conduce a la formación de los SMBHs (e.g., [Mountrichas & Georgakakis, 2012](#)). Se ha observado una co-evolución entre la materia oscura, las galaxias y los BHs la cual ha sido estudiada a través de la HOD (e.g., [Marulli et al., 2009](#); [Richardson et al., 2012](#)). Observacionalmente, la masa del DMH es inferida calculando el parámetro de sesgo (definido como la relación entre la distribución de galaxias y materia) a gran escala (e.g., [Leauthaud et al., 2015](#)). Dicha masa está relacionada directamente con el nivel de aglomeramiento, ya que la masa del DMH puede ser inferida para una galaxia, grupo de galaxias, o para un cúmulo de galaxias (ver Fig. 2.4). De modo que estudiando el DMH y el ambiente observado ayuda a entender los AGNs ([Shimada et al., 2000](#); [Weinmann et al., 2006](#); [Georgakakis et al., 2008](#); [Arnold et al., 2009](#); [Gilmour et al., 2009](#); [Silverman et al., 2014](#)).

Trabajos recientes muestran que las galaxias anfitrionas de QSOs, viven en ambientes poco densos en $z=1$ (e.g., [Coil et al., 2007](#)), mientras que las galaxias anfitrionas de AGNs de baja/moderada luminosidad (Seyfert 1s, Seyfert 2s, LINERS, etc) aparecen en ambientes más densos (grupos o cúmulos de galaxias) en épocas tardías del universo

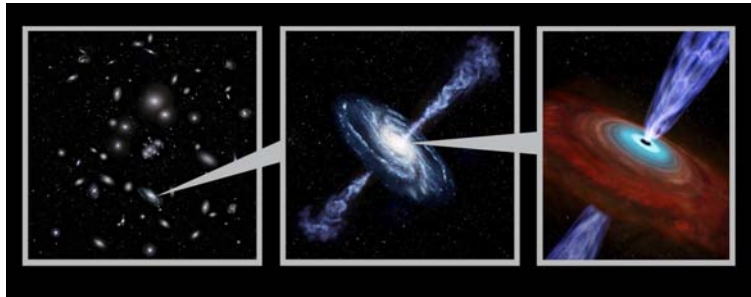


Figura 2.4 Ilustración artística de la distribución de galaxias (*izquierda*), galaxia anfitriona donde reside un AGN (*centro*) y un AGN (*derecha*).

<http://jvo.nao.ac.jp/science/20131010-e.html>

(e.g., [Allevato et al., 2012](#)). Estos grupos de galaxias pueden contener más de una galaxia anfitriona con un AGN. Recientemente [De Rosa et al. \(2015\)](#) a través de un estudio multifrecuencia mostró un grupo de galaxias donde la mayoría de sus miembros contiene un AGN (ver Fig. 2.5). La razón por la que algunos grupos contienen solo una galaxia anfitriona o múltiples galaxias anfitrionas no es claro aún. La Fig. 2.6 muestra el *Cuarteto de Grus* (izquierda), con cuatro galaxias como miembros, y todas ellas contienen un AGN. El grupo *Pavo* (derecha), contiene 7 galaxias de las que sólo una es activa. El porqué sólo una galaxia del grupo está activa no es entendido. La relación que parecen tener los AGNs con su ambiente abre un campo de preguntas: ¿Porqué en algunos grupos de galaxias sólo una hospeda un AGN?, ¿Tiene importancia la posición en la que se encuentran dentro de un cúmulo de galaxias?, ¿Existe correlación o anti-correlación entre el ambiente y la fracción de AGNs?.

Por otra parte, la fracción de AGNs encontrados en galaxias anfitrionas satélites aumenta en comparación con las encontradas en posiciones centrales en ambientes densos (e.g., [Allevato et al., 2012](#); [Schawinski et al., 2012](#)). La fracción de AGNs depende fuertemente de la morfología y del color ([Choi et al., 2009](#)), se ha encontrado que la

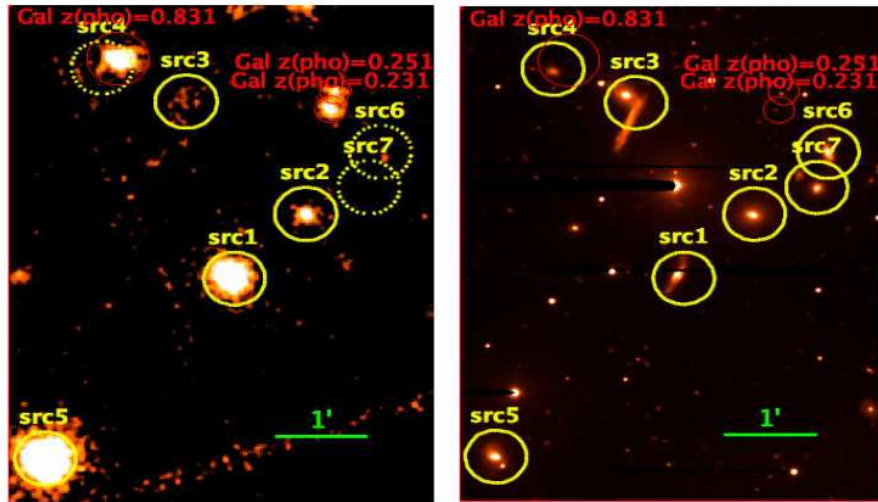


Figura 2.5 Imagen tomada con XMM (*izquierda*) y con SDSS (*derecha*) del grupo de galaxias SDSS J0959 + 1259, el cual contiene: dos Seyfert-2, un Seyfert-1, dos LINERs y tres galaxias con formación estelar (De Rosa et al., 2015).

fracción de AGNs en el campo es $f_A=3.8\pm 0.92$ (Haggard et al., 2010), mientras que la fracción que se encuentra en grupos es $f_A=8.0^{+3.0}_{-2.4}$ (Oh et al., 2014) y la fracción que se encuentra en cúmulos es $f_A=3.0^{+2.4}_{-1.4}$ (Martini et al., 2013).

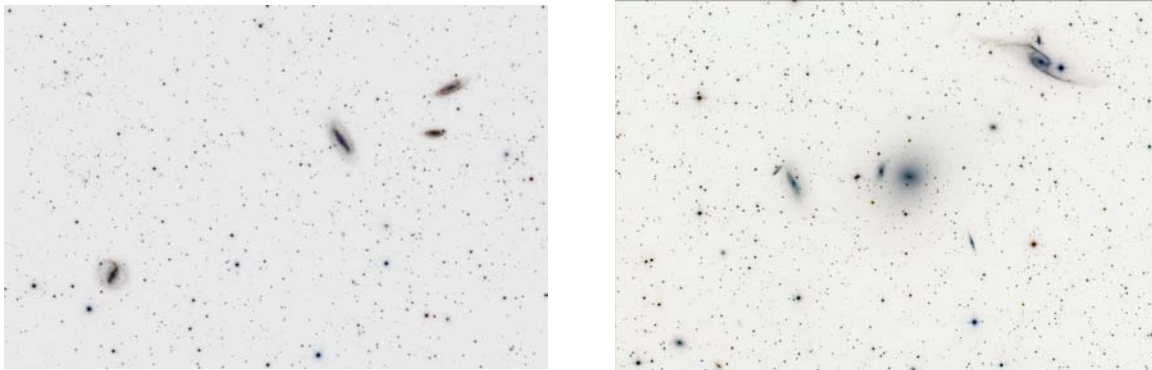


Figura 2.6 El ambiente anfitrión puede contener una o más galaxias que hospedan un AGN. Cuarteto de Grus (*izquierda*) y grupo Pavo (*derecha*).

Por otro lado, Leauthaud et al. (2015) por medio de un estudio de lentes gravitacionales débiles, encontró que no hay un ambiente predilecto para los mXAGNs, ya que

encontraron que 50 % están en ambientes tipo grupo y un 50 % en galaxias aisladas.

2.3. Mecanismos de activación de AGNs

En los últimos años se han estudiado los mecanismos por los cuales los SMBHs empiezan a acretar material. Naturalmente se espera que la actividad en las galaxias sea activada por medio de fusiones e interacciones con otras galaxias (Choi et al., 2009). Los mecanismos pueden clasificarse en: Fusiones mayores (Springel et al., 2005b; Hopkins et al., 2006; Marulli et al., 2009; Treister et al., 2012), fusiones menores (Taniguchi, 1999; Neistein & Netzer, 2014), evolución secular (e.g., Ehlert et al., 2015), acreción estocástica de gas (Hopkins & Hernquist, 2006), inestabilidades de disco (Merloni et al., 2015), pérdida de masa estelar (Ciotti & Ostriker, 2007; Kauffmann & Heckman, 2009), e inestabilidades de la barra (Shlosman et al., 1989; García-Burillo et al., 2005; Hopkins & Quataert, 2010). Hickox et al. (2009) muestra en forma general un esquema de los mecanismos que pueden inferir para activar los AGNs más luminosos y los menos luminosos (ver Fig. 2.7).

Los AGNs de alta luminosidad en la banda de rayos X ($L_x > 10^{43}$ erg s⁻¹) están relacionados con procesos muy energéticos, donde hay grandes cantidades de gas, tales como las fusiones mayores (Shen, 2009). Sin embargo, se ha encontrado que la morfología de estas galaxias no es elíptica (Cisternas et al., 2011). Por otro lado, los AGNs de baja luminosidad ($L_x < 10^{41}$ erg s⁻¹) y bajo redshift ($z < 1$) están asociados a procesos seculares (Milosavljević et al., 2006; Hopkins et al., 2006; Hopkins & Hernquist, 2006), o procesos estocásticos (Hopkins & Hernquist, 2006; Bournaud et al., 2011). Las fusiones

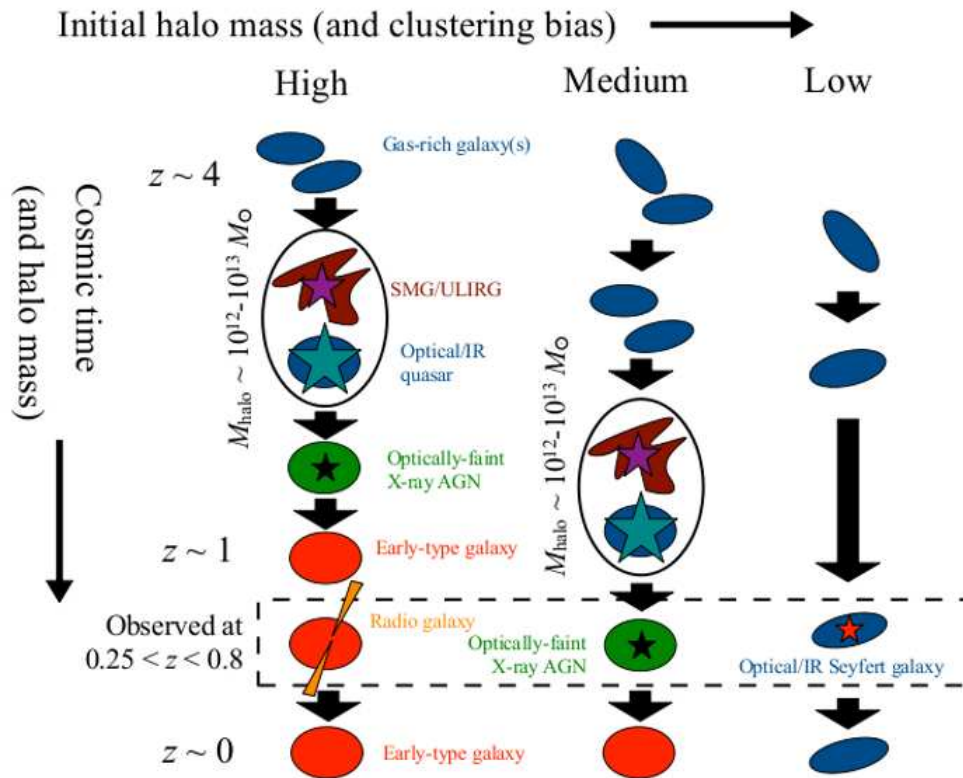


Figura 2.7 Diagrama donde se muestra la posible evolución de las galaxias que hospedan AGNs, describiendo a la izquierda los AGNs más luminosos y en la derecha los AGNs menos luminosos, mostrando también los mecanismos por los que se activan el agujero negro (Hickox et al., 2009).

menores son más comunes (de 3 a 4 veces más) que las fusiones mayores a bajo redshift (Kaviraj, 2014), además de que, se ha encontrado que el 75 % de galaxias espirales aisladas parecen tener al menos una galaxia satélite cercana (Zaritsky et al., 1997). Por su lado, Taniguchi (1999) propone que todos los AGNs locales son activados ya sea por fusiones menores o por fusiones mayores. Los resultados de Neistein & Netzer (2014) también muestran que los AGNs de baja/intermedia luminosidad son mayormente activados por fusiones menores. En el caso de los mXAGNs se ha encontrado que el

mecanismo de activación es diferente respecto a los cuásares, debido a que el DMH que hospedan a estos últimos es masivo (e.g., [Cappelluti et al., 2012](#); [Allevato et al., 2012](#)). Estudios teóricos sugieren que no sólo un mecanismo es el que domina el disparo de la actividad de el AGN, sino una combinación de procesos seculares y fusiones ([Draper & Ballantyne, 2012](#)).

2.4. Simulaciones numéricas de AGNs

El acrecentamiento en la masa de los BHs se ha estudiado en simulaciones numéricas ([Cattaneo et al., 2005](#); [Di Matteo et al., 2008](#); [Hopkins & Quataert, 2010](#); [Degraf et al., 2011](#)), para entender cómo es la co-evolución con sus galaxias anfitrionas ([Sheth & Tormen, 1999](#); [Tinker, 2005](#); [Thacker et al., 2006](#); [Sijacki et al., 2007](#); [Di Matteo et al., 2008](#)). Tales simulaciones son relacionadas a través de métodos semi-analíticos y de métodos empíricos para entender cómo se relaciona la teoría con las observaciones. Utilizando simulaciones hidrodinámicas [Degraf et al. \(2011\)](#) estudió cómo es que los BHs de QSOs se distribuyen y cómo es su crecimiento (ver Fig. 2.8), desde un contexto cosmológico .

Una de las limitantes al usar simulaciones, es el seguimiento de los subhalos para calcular el tiempo de fusión o el acrecentamiento del BH ([Wetzel et al., 2009](#)). En ocasiones el tamaño de la caja en simulaciones es disminuido para reducir el costo computacional necesario para seguir ciertos procesos físicos. Recientemente la simulación Illustris ([Sijacki et al., 2015](#)) es una de las simulaciones que contiene procesos físicos que conllevan a la evolución de los primeros BHs.

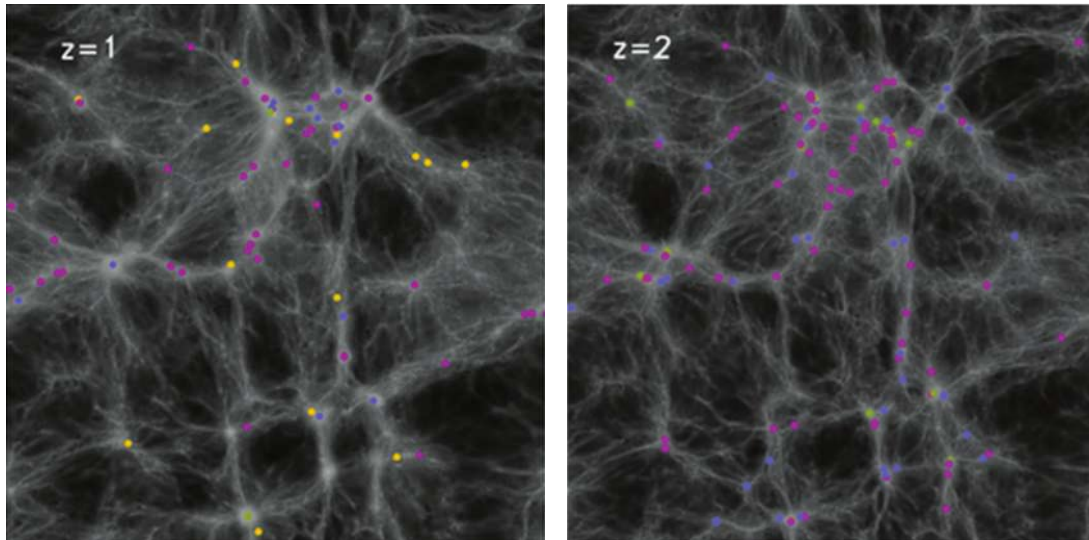


Figura 2.8 La distribución de BHs en simulaciones en $z = 1$ (*izquierda*) y en $z = 2$ (*derecha*), en color naranja se muestran BHs de luminosidad $L < 10^8 L_{\odot}$, en morado BHs $10^8 L_{\odot} < L < 10^9 L_{\odot}$, en azul BHs con $10^9 L_{\odot} < L < 10^{10} L_{\odot}$ y por último en verde los BHs con $L > 10^8 L_{\odot}$ (Degraf et al., 2011).

CAPÍTULO 3

METODOLOGÍA

En este capítulo se presenta la metodología usada en esta tesis. Se describe el modelo cosmológico que se sigue y se hace una descripción general de los códigos de N-cuerpos y el utilizado en particular en esta tesis. Se describen algunos de los códigos públicos para la identificación de los DMHs. Finalmente se describen los métodos semi-analíticos utilizados para relacionar las propiedades de los mXAGNs con las propiedades de los subhalos encontrados en las simulaciones cosmológicas.

3.1. Simulaciones cosmológicas

El uso de simulaciones cosmológicas permite el entendimiento de la distribución de la materia oscura en el universo, así como de la co-evolución del acrecentamiento de los agujeros negros con sus galaxias anfitrionas (e.g., [Thacker et al., 2006](#); [Sijacki et al., 2007](#); [Di Matteo et al., 2008](#)), ya que uno de los propósitos de las simulaciones de N-cuerpos, es calcular el crecimiento no-lineal de la estructura en el universo (e.g., [Baertschiger & Sylos Labini, 2002](#)).

3.1.1. Modelo cosmológico

Varios modelos han sido descritos para poder explicar la formación del Universo, tales como: la materia oscura fría (materia no bariónica que no es relativista; CDM), materia tibia (materia no bariónica y relativista; WDM) y la materia caliente (materia no barionica ultrarelativista; HDM). El modelo CDM predice la formación de pequeñas estructuras que se fusionan para formar grandes estructuras, reproduciendo generalmente la estructura a gran escala que se observa (Bahcall & Ostriker, 1997). La materia caliente por otro lado predice que sólo las grandes estructuras sobreviven a la época actual, es decir, no explica la formación de estructuras a pequeña escala.

El modelo cosmológico adoptado en las simulaciones hechas en la presente tesis es el modelo cosmológico estándar de materia fría con la presencia de una densidad de energía asociada a la constante cosmologica Λ (Λ CDM), el cual utiliza materia oscura fría no colisional.

El movimiento de la partícula puede ser descrito por su masa, su posición comóvil y momento, donde la estructura se forma a partir de perturbaciones generadas en el universo homogéneo e isotrópico (principio cosmológico), el cual se puede describir por la métrica de Robertson & Walker:

$$ds^2 = dt^2 - a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right) \quad (3.1)$$

donde r , θ y ϕ son las coordenadas esféricas comóviles. En la ecuación el factor de expansion $a(t)$, el cual describe la escala de la métrica, así como el parámetro de la curvatura del espacio k . Donde $k < 0$ corresponde a una curvatura negativa o universo

abierto, $k = 0$ universo plano o universo Euclidiano y $k > 0$ curvatura positiva o universo cerrado.

La evolución del universo se puede expresar con la ecuación de Friedmann, la cual se puede escribir como sigue:

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a^2} = H_0 \left[\frac{\Omega_R}{a^4} + \frac{\Omega_M}{a^3} + \frac{\Omega_K}{a^2} + \Omega_\Lambda \right] \quad (3.2)$$

donde ρ es la densidad total, H es el parámetro de Hubble, H_0 es la constante de Hubble en $z = 0$, Ω_M es el parámetro de densidad de materia no relativista, Ω_R es el parámetro de densidad de materia relativista, Ω_Λ es el parámetro de densidad de energía oscura y Ω_K es el parámetro asociado a la curvatura con respecto a la densidad crítica ($\rho_{crit} = 3H_0^2/8\pi G$). Tales parámetros de densidad, al igual que el parámetro de Hubble han sido recientemente medidos con la sonda cosmológica Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP; [Spergel et al. \(2003\)](#)), la cual mide las diferencias de temperatura en el fondo cósmico de microondas (CMB, ver Fig. 3.1).

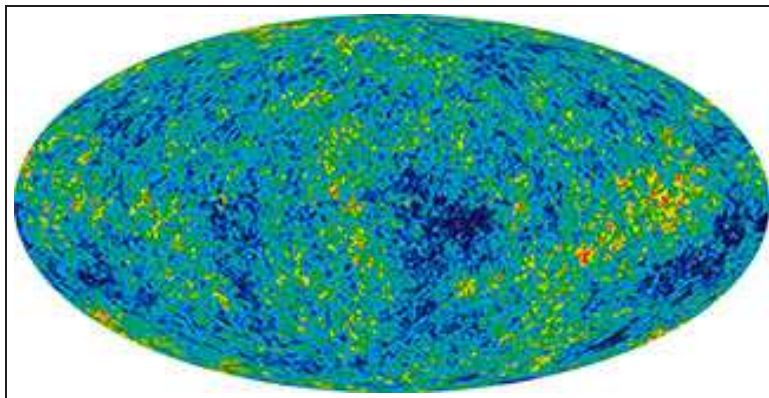


Figura 3.1 El fondo cósmico de microondas es una predicción del modelo de la gran explosión, los colores muestran la variación de la fluctuación $\approx 10^{-5}$ de temperatura (credito: NASA/WMAP Science Team).

3.1.2. Formación de estructura

Las mediciones del CMB ajustan con buena precisión con la expectativa teórica del modelo Λ CDM, y de que el crecimiento de estructuras empiezan desde un campo aleatorio gaussiano con fluctuaciones de densidad inicial, descrito por el espectro de potencia $P(k)$ (e.g., [Dolag et al., 2008](#)):

$$P(k) \propto k^{n_s}, \quad (3.3)$$

donde n_s es el índice espectral y k es el número de onda. Cuando $n_s=1$ significa que sigue el espectro de Harrison-Peebles-Zel'dovich.

El conocimiento actual de la distribución de las galaxias y su formación en el universo está basado en la teoría de inestabilidad gravitacional, la cual puede ser calculada en la teoría de gravedad de Newton. A partir de pequeñas inhomogeneidades, éstas son amplificadas por la gravedad, para dar lugar a la formación de estructuras.

El campo de perturbación de densidad puede ser descrito por medio del contraste de densidad:

$$\delta(x) \equiv \frac{\rho(x) - \langle \rho \rangle}{\langle \rho \rangle} \quad (3.4)$$

donde el numerador denota el incremento de densidad de alguna región con respecto a la densidad promedio de fondo. Las estructuras observadas son el resultado de la evolución no-lineal del movimiento de las partículas, por ejemplo, los cúmulos de galaxias son cien veces más densos que la densidad promedio (e.g., [Peacock, 1999](#)) y son el resultado de muchos procesos no-lineales.

Cuando la amplitud de las fluctuaciones de densidad son pequeñas ($\delta = \Delta\rho/\rho \ll 1$) las perturbaciones crecen de acuerdo a la teoría lineal de perturbaciones. El contraste de densidad obedece la relación lineal hasta que se acerca a 1, en cuyo momento los efectos no-lineales empiezan a tomar importancia, la región deja de expandirse y se colapsa para formar halos virializados (e.g., [Lacey & Cole, 1993](#)).

Observacionalmente uno de los primeros estudios extensos fue el proyecto del Center for Astrophysics (CfA, [Huchra & Burg \(1992\)](#)), después con el telescopio de 2.5m en el observatorio Apache Point de Nuevo México del proyecto Sloan Digital Sky Survey (SDSS) y con el telescopio Anglo-Australiano de 3.9m el proyecto 2dF Galaxy Redshift Survey (2dFGRS), con ello se logro estudiar cómo las galaxias se distribuyen en el universo cercano ($z < 0.5$), donde se puede detectar componentes como filamentos, nodos y vacíos (ver Fig. 3.2).

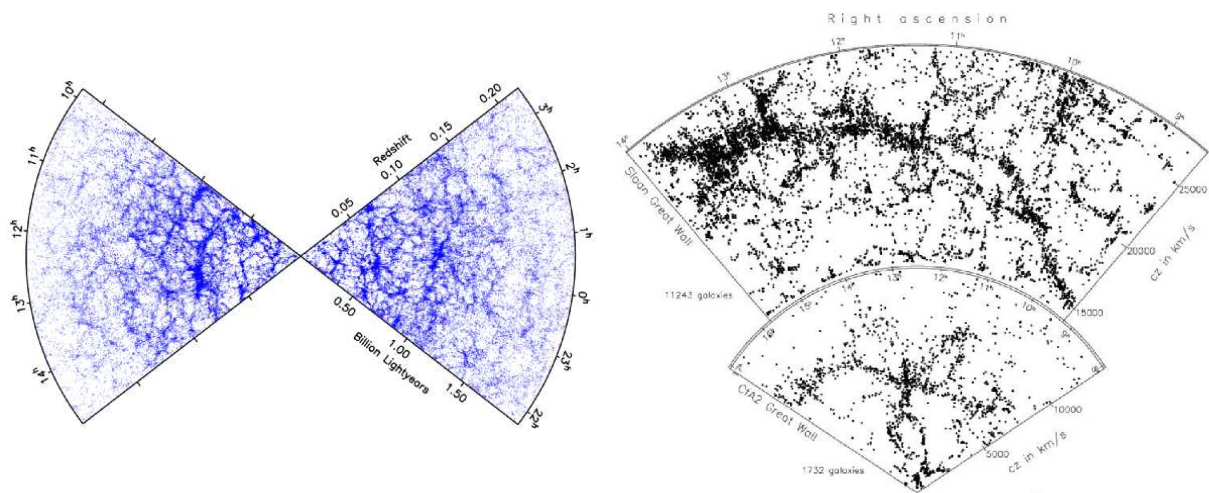


Figura 3.2 Distribución espacial de $\approx 80,000$ galaxias en el 2dFGRS (*izquierda*) y SDSS con 11,243 galaxias (*derecha-arriba*) y CfA con 1732 galaxias (*derecha-abajo*).

3.1.3. Métodos de N-cuerpos

Las simulaciones cosmológicas pueden ser divididas en dos categorías: 1) Simulaciones de N-cuerpos que tratan sólo interacciones gravitacionales de materia oscura, y 2) Simulaciones hidrodinámicas que modelan la disipación gaseosa a través de enfriamiento y calentamiento, además de interacciones gravitacionales entre materia oscura y gas (Ma, 1998).

Dado que la materia oscura es no-colisional se puede describir por medio de la ecuación de Boltzmann no-colisional:

$$\frac{df}{dt} \equiv \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} - \frac{\partial \phi}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0, \quad (3.5)$$

donde $f=(x, y, z, v_x, v_y, v_z)$ es el espacio fase de densidad, Φ es el potencial gravitacional, que en combinación con la la ecuación de Poisson:

$$\nabla^2 \Phi(\mathbf{x}, t) = 4\pi G \int f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = 4\pi G \rho \quad (3.6)$$

donde $\rho = \int f d^3v$, con lo cual se puede describir la evolución de un sistema dinámico. Dichas ecuaciones son resueltas por codigos de N-cuerpos, donde el espacio fase es muestreado con un número N de partículas (Springel, 2005).

En el código GADGET-2 (Springel, 2005) la dinámica de las partículas es descrita por:

$$H = \sum_i \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_i a(t)^2} + \frac{1}{2} \sum_{ij} \frac{m_i m_j \varphi(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j)}{a(t)} \quad (3.7)$$

donde $H = H(\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N, \mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_N, t)$. x_i son los vectores de las cordenadas comóviles y el momento de la i -partícula $\mathbf{p}_i = a^2 m_i \dot{\mathbf{x}}_i$, $a(t)$ es dada por el modelo cosmológico utilizado. Además, el potencial es calculado para un conjunto de partículas por medio de la siguiente ecuación:

$$\phi(\mathbf{x}) = \sum_i m_i \varphi(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i), \quad (3.8)$$

la cual es separada en el espacio de Fourier en dos terminos: largo alcance y de corto alcance. El primero puede ser calculado basado en métodos de Fourier y el segundo puede ser resuelto en un espacio real.

Para calcular la fuerza gravitacional entre N partículas han sido desarrollados algunos métodos, como son : Malla-partícula (PM), partícula-partícula partícula-malla (P³M), adaptivo (AP³M), de árbol (Tree codes), e híbrido (Hybrid TPM). El método PM convierte el conjunto de partículas dentro de una malla con densidad. El potencial es calculado para esta malla, en cada celda de la malla donde la partícula se ubica es calculada la fuerza gravitacional (ver Fig. 3.3), este método es limitado en resolución espacial. El P³M a diferencia de PM suma la masa de las partículas más cercanas para disminuir el error al calcular las fuerzas. AP³M utiliza la suma de las partículas sólo donde el número de densidad de las partículas es alta (Klypin & Holtzman, 1997; Bett, 2008).

Los métodos de malla calculan la densidad de las partículas comunmente por tres métodos (e.g., Dolag et al., 2008):

1. *Nearest Grid Point (NGP)*: La densidad es asignada en el punto más cercano de la partícula.
2. *Cloud in Cell (CIC)*: Utiliza interpolación lineal para encontrar los puntos más cercanos de una malla cúbica que rodea a la partícula.
3. *Triangular Shaped Cloud (TSC)*: Utiliza una interpolación cuadrática para encontrar los 27 puntos más cercanos de la malla.

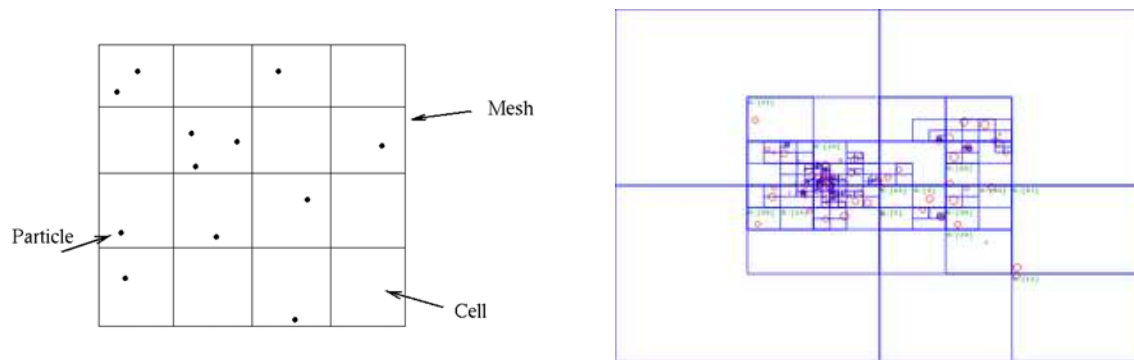


Figura 3.3 En el método de malla, se define una malla y una celda para encontrar las partículas (*izquierda*) y en el método de árbol ([Barnes & Hut, 1986](#)), la malla es ajustada hasta encontrar la región densa con más precisión (*derecha*).

El método de árbol calcula la fuerza en una forma grupal, utiliza grupos de partículas como una sola, también utiliza una malla, en donde el volumen de la simulación es dividido en celdas cúbicas, lo que lo hace un método lento. El método de árbol necesita como parámetro de entrada la separación espacial (ϵ) para el cálculo de la fuerza. El tiempo computacional para calcular la evaluación de la fuerza es de el orden $N_p \log N_p$ (N_p es el número de partículas) en comparación con el orden $(N_p)^2$ que siguen los códigos de malla.

La aproximación de Zel'dovich es uno de los métodos para modelar el crecimiento de estructura en el régimen no lineal, el cual provee una manera de iniciar el movimiento de las partículas, suponiendo que siguen un movimiento descrito por un desplazamiento inicial, dado por:

$$\mathbf{x}(t) = a(t)\mathbf{q} + b(t)\mathbf{f}(\mathbf{q}), \quad (3.9)$$

donde el primer término $a(t)\mathbf{q}$ describe la expansión cosmológica y el segundo término $b(t)\mathbf{f}(\mathbf{q})$ describe las perturbaciones. Las funciones $a(t)$ y $b(t)$ son conocidas; $b(t)$ crece más rápidamente que $a(t)$ debido a la inestabilidad gravitacional, (\mathbf{q}) es el campo de desplazamiento, y $\mathbf{f}(\mathbf{q})$ proporciona el desplazamiento de la partícula con respecto a la posición inicial (Zel'dovich, 1970). Esta aproximación es usada en estudios cosmológicos, para descripciones analíticas de movimientos de gran escala y para establecer las condiciones iniciales en el modelaje numérico.

Para esta tesis se realizaron 5 simulaciones cosmológicas en el contexto de Λ CDM (ver Figura 3.4) utilizando el código público GADGET-2 (Springel, 2005), el cual utiliza un algoritmo de árbol (TreeSPH) para calcular la gravedad en cada punto de la malla. Cada una de las simulaciones difiere en la semilla usada para generar las condiciones iniciales. Adoptamos un valor para la densidad de materia $\Omega_m=0.266$, densidad de energía oscura $\Omega_\Lambda=0.734$, constante de Hubble $H_0=72 \text{ Km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, y fluctuación de masa dentro de $8 h^{-1}\text{Mpc}$ RMS $\sigma_8=0.816$ consistente con resultados del WMAP7 (Larson et al., 2011). Las condiciones iniciales se generaron usando la teoría de perturbación lagrangiana de segundo orden (2LPT) y usando los parámetros de integración que corresponden a una simulación de alta resolución (Croce et al., 2006).

Cada simulación tiene un tamaño de $L=100 \text{ Mpc } h^{-1}$ por lado y un número de partículas de materia oscura $N_p=512^3$ cada una con una masa $m_p=6 \times 10^8 M_\odot$. Iniciando en un $z=50$ hasta $z=0$. Hemos utilizado el código CAMB ([Lewis et al., 2000](#)) para obtener la densidad del espectro de potencia lineal inicial.

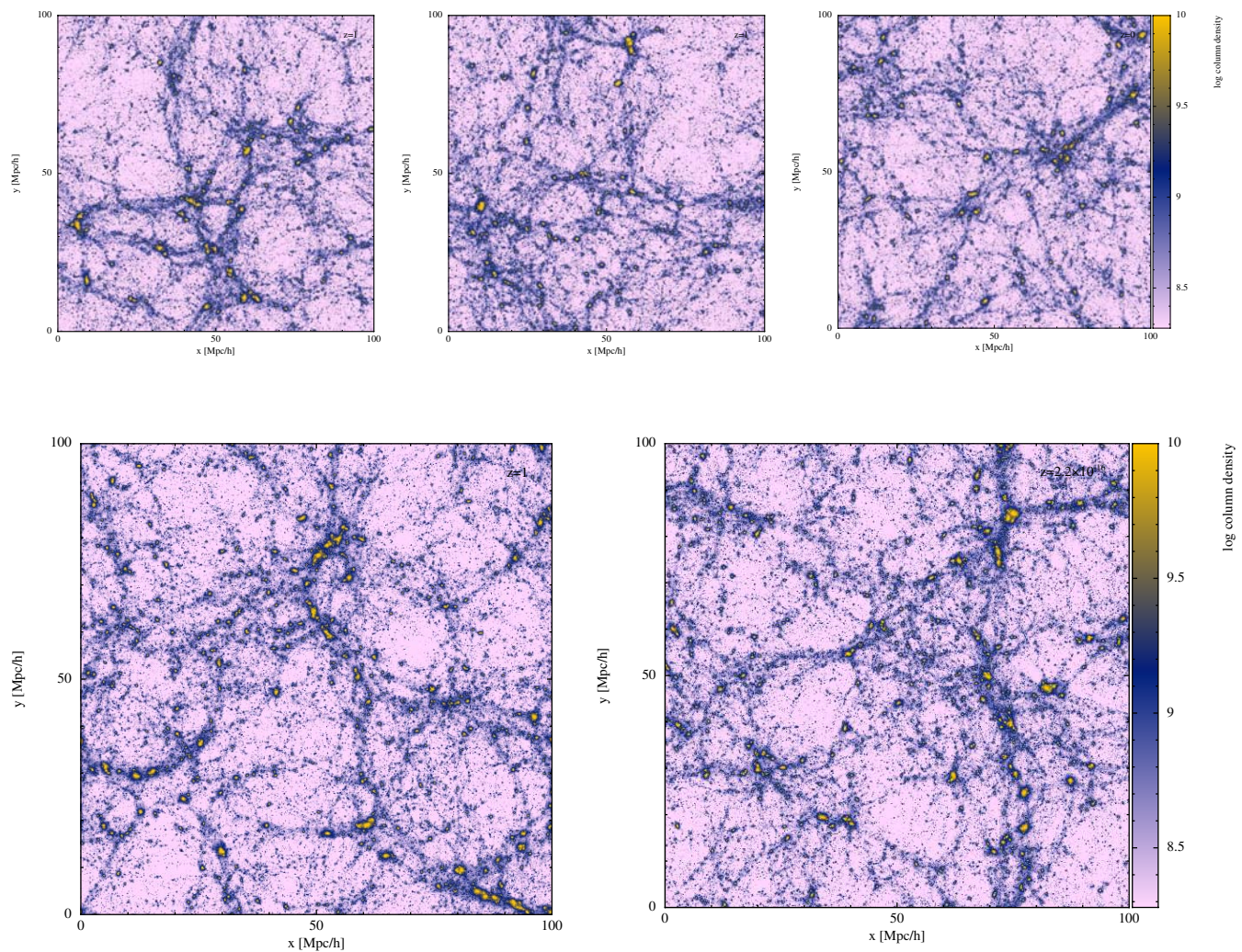


Figura 3.4 Se muestran 5 simulaciones cosmológicas utilizando el código público GADGET a un $z=0$ cada una diferente por la semilla al generar la condición inicial, obteniendo un volumen de $5 \times 10^6 \text{ Mpc } h^{-1}$.

3.2. Identificador de halos

Un halo virializado de materia oscura se suele definir donde la densidad es 200 veces la densidad crítica (e.g., [White, 2001](#)). Algunos de los identificadores públicos son: Friend Of Friends (FOF; [More et al. \(2011\)](#)), Bound Density Maxima (BDM; [Klypin & Holtzman \(1997\)](#)), Spline Kernel Interpolative Denmax (SKID; [Stadel \(2001\)](#)), Amiga Halo Finder (AHF; [Knebe et al. \(2011\)](#); [Knollmann & Knebe \(2009\)](#)), HOP ([Eisenstein & Hut \(1998\)](#)), ROCKSTAR ([Behroozi et al. \(2013\)](#)), ver Fig. 3.5.

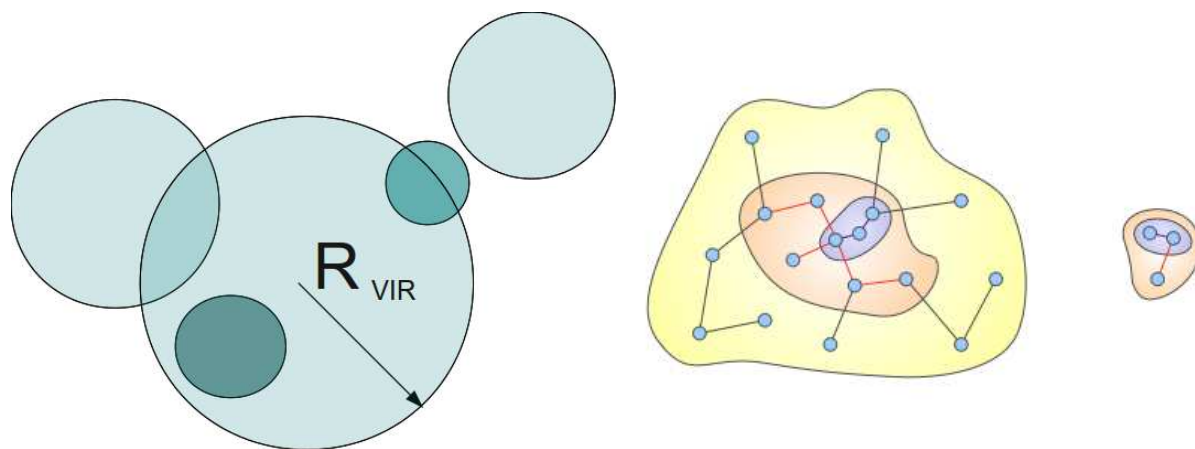


Figura 3.5 El BDM (*izquierda*) encuentra posiciones de máxima densidad y después elimina las partículas no ligadas, mientras que el FOF (*derecha*) asigna una distancia mínima para identificar grupos de halos.

Para obtener los halos de materia oscura hemos utilizado el código AHF, el cual localiza los centros de halos usando una malla de refinamiento adaptivo (AMR, por sus siglas en inglés). Los parámetros de la malla son definidos en cada simulación, algunos de los parámetros usados en el algoritmo son: el tamaño de la malla (definido por el parámetro DomGrid), en cada celda la densidad de las partículas es calculada por el método TSC (ver Sección 3.1.3). Si la densidad alrededor de la partícula excede

el límite de refinamiento en la malla (límite de refinamiento; DomRef), la celda será ajustada y cubierta con una malla más fina de mitad de tamaño de la celda original. En la malla más fina, la densidad de la partícula es recalculada en cada celda y después cada celda superior a otra frontera (refinamiento más fino; RefRef) es ajustada otra vez. Este proceso es repetido hasta que no hay más celdas que refinar. Por último, remueve las que no están ligadas y calcula las propiedades de cada halo.

En el algoritmo AHE, la masa virial de cada DMH está dada por:

$$M_{vir} = 4\pi\rho_b\Delta_{vir}(z)r_{vir}^3/3, \quad (3.10)$$

donde ρ_b es la densidad de fondo, Δ_{vir} es el cambio en densidad en un corrimiento al rojo z y r_{vir} es el radio virial, el cual se define donde la densidad promedio media (medida en términos de la densidad de fondo) del anfitrión cae por debajo de $\Delta_{vir}=200$. En cambio para los subhalos, la masa es truncada en sobre-densidades altas, dada por el aumento en el perfil de densidad (Knollmann & Knebe, 2009).

Algunos de los halos encontrados son ilustrados en la Fig. 3.6, donde se muestra del lado izquierdo el halo más masivo ($M_{vir} \approx 10^{14} M_{\odot} h^{-1}$) y del lado derecho un halo de masa intermedia ($M_{vir} \approx 10^{13} M_{\odot} h^{-1}$) en la simulación 5.

Cada halo identificado en esta tesis tiene un número mínimo de 100 partículas, debido a que se quiere identificar subhalos que alberguen galaxias tipo la Gran Nube de Magallanes ($\approx 10^{10} M_{\odot} h^{-1}$). Para el objetivo de esta tesis hemos seleccionado los DMHs que tienen $M_{vir} \geq 10^{12.75} M_{\odot} h^{-1}$, correspondiente a la masa encontrada para los grupos de galaxias (3.11) que contienen un mXAGN, tales DMHs los llamamos halos anfitriones

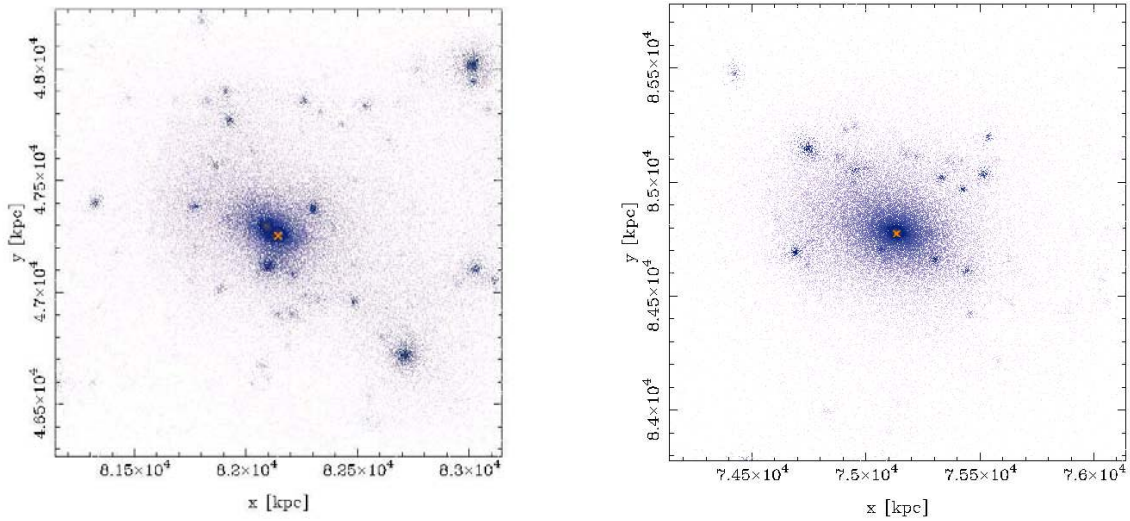


Figura 3.6 DMHs encontrados con el AHF, el halo más masivo (*izquierda*) y un halo de masa intermedia (*derecha*), el color indica el número de densidad. La figura esta centrada en el centro de masa del sistema, la cruz amarilla indica el centro del halo.

(de aquí en adelante HH), los cuales son identificados en un corrimiento al rojo $z=0.5$, ya que los mXAGNs observados en el campo de COSMOS tienen un corrimiento al rojo promedio $\langle z \rangle = 0.5$. Los subhalos que se encuentran dentro de los HHs los hemos separado en: subhalo central, al subhalo más cercano ($\sim 100 h^{-1}$ Kpc) al centro de masa del HH, y subhalos satélites (de aquí en adelante SHs) a todos los demás que están dentro del HH (ver Fig. 3.7), con el fin de poder comparar con las galaxias satélites donde residen los mXAGNs observados (Allevato et al., 2012), utilizamos sólo los SHs.

Desde el punto de vista observacional, se ha predicho que tanto las fusiones mayores como las fusiones menores no son el mecanismo de activación para todas las poblaciones de AGNs (Draper & Ballantyne, 2012). De otra manera, los AGNs que se encuentran a bajo redshift ($z < 1$) han sido activados por algún tipo de mecanismo

secular, lo cual es una de las razones por las que el objetivo de esta tesis es intentar reproducir la HOD suponiendo como mecanismo de activación las fusiones; para comprobar, si como se cree, las fusiones no son importantes en la activación de los mXAGNs. Los subhalos centrales han sido segregados en este estudio por que nos interesa reproducir aquellos mXAGNs que no se encuentran residiendo en posiciones centrales del halo anfitrión, por lo cual sólo los subhalos satélites son los estudiados en esta tesis.

La masa para los grupos de galaxias es calculada observacionalmente mediante la relación empírica de masa-luminosidad descrita por la siguiente ecuación ([Leauthaud et al., 2010](#)):

$$\log(M_{200}) = p_0 - \log E(z) + \log(M_0) + p_1[\log(L_x/E(z)) - \log(L_0)], \quad (3.11)$$

donde M_{200} es la masa dentro de un radio que contiene la densidad de materia 200 veces la densidad crítica, $\{p_0, p_1\} = \{0.729538, 0.561657\}$ son parámetros de ajuste, $\{\log M_0, \log L_0\} = \{13, 42.5\}$ son parámetros de calibración, tomando en cuenta el parámetro de concentración, $c = 5$ y $E(z)$ es la corrección por corrimiento al rojo, tal ecuación reproduce bien la relación $L_x - M$ para grupos de galaxias en COSMOS.

3.3. Relación subhalo-mXAGN

En la literatura existen diferentes métodos que describen de manera aproximada como relacionar un AGN con un DMH. Por ejemplo, [Croton \(2009\)](#) usa la relación $M_{BH}-\sigma$ (ver Fig. 3.8) para reproducir la función de luminosidad de los cuásares, usando

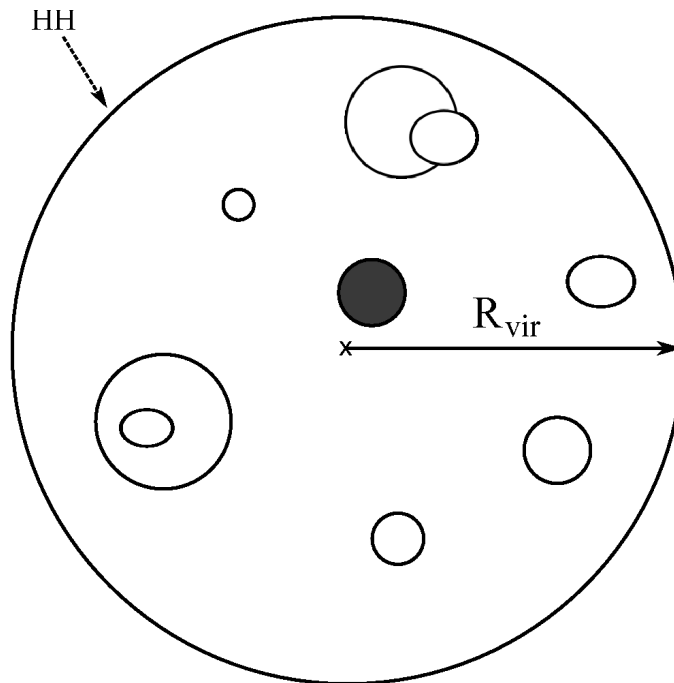


Figura 3.7 El HH está delimitado por el radio virial (R_{vir}), dentro del cual se define el subhalo central (círculo relleno) como el más cercano al centro de masa del HH y los SHs son el resto (círculos abiertos).

una técnica llamada empate de abundancias para “prender” los halos en la simulación Millenium (Springel et al., 2005a). Conroy & White (2013) utilizando un modelo simple para la demografía y la función de luminosidad de los cuásares.

Para poder saber qué propiedades debe tener el subhalo que hospeda un mXAGN, hemos utilizado métodos semi-analíticos (los cuales son un conjunto de relaciones matemáticas para describir y parametrizar diferentes cantidades físicas fundamentales) para asignar propiedades físicas y relacionar los subhalos con las galaxias anfitrionas; es decir inferir la presencia de SMBHs en los subhalos.

Estudios observacionales han encontrado que existe una correlación entre la masa del SMBH con la dispersión de velocidades del bulbo (e.g. Ferrarese & Merritt, 2000;

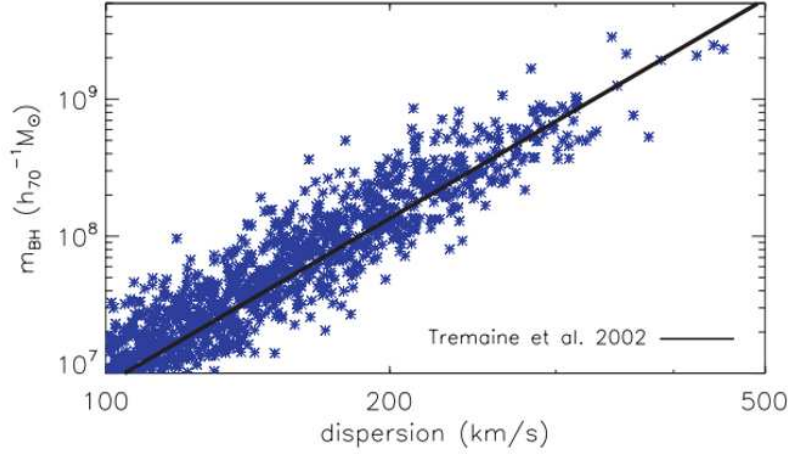


Figura 3.8 Relación de $M_{BH}-\sigma$ entre la masa del BH de los cuasares y la velocidad de dispersión de la galaxia (Fig. 2 de [Croton \(2009\)](#)). En azul son los valores simulados para cuasares y la línea recta es el ajuste a la relación observada medida por [Tremaine et al. \(2002\)](#).

[Gebhardt et al., 2000](#); [Tremaine et al., 2002](#)) y con la luminosidad ([Magorrian et al., 1998](#)), que conlleva a la co-evolución del BH con la galaxia ([Kormendy & Ho, 2013](#)). En esta tesis hemos utilizado la velocidad circular de los subhalos para obtener la dispersión central σ del subhalo, dado que es la forma reportada en estudios observacionales; el uso de, por ejemplo V_{max} no es reportado en la literatura. Esta relación ha sido medida observacionalmente para galaxias elípticas y galaxias espirales, en dicha relación la velocidad circular es determinada tomando el promedio ponderado de los datos donde la curva de rotación se vuelve plana ([Baes et al., 2003](#)), y es relacionada con σ a través de la siguiente ecuación:

$$\log\left(\frac{V_c}{u_0}\right) = 0.96 \log\left(\frac{\sigma}{u_0}\right) + (0.21 \pm 0.02), \quad (3.12)$$

donde la velocidad circular V_c y la dispersión σ tienen unidades de km s^{-1} y $u_0 = 200$

km s⁻¹ (la cual es una constante para tener las unidades apropiadas). Para obtener la M_{BH} utilizamos la relación de [Kormendy & Ho \(2013\)](#), la cual relaciona σ con M_{BH} de la siguiente manera:

$$\log \left(\frac{M_{BH}}{M_0} \right) = -0.50 + 4.38 \log \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right), \quad (3.13)$$

donde $M_0 = 10^9 M_\odot h^{-1}$ y $\sigma_0 = 200 \text{ km s}^{-1}$, M_{BH} en unidades de $M_\odot h^{-1}$.

Suponiendo que las mXAGNs simuladas tienen una eficiencia de acreción del BH $\lambda_{Edd}=0.1$, podemos obtener la luminosidad bolométrica L_{bol} , la cual se define como la luminosidad espectral integrada sobre todas las frecuencias, la cual es expresada de la siguiente forma:

$$\lambda_{Edd} = \frac{L_{bol}}{L_{Edd}(M_{BH})} \quad (3.14)$$

donde L_{bol} es la luminosidad bolométrica y $L_{Edd}(M_{BH})$ es la luminosidad de Eddington, definida como la luminosidad máxima que un AGN puede tener sin destruir su disco de acreción. Para convertir la L_{bol} en L_X , utilizamos la relación de [Lusso et al. \(2012\)](#):

$$\log L_X = (a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 + b) - \log L_{bol}, \quad (3.15)$$

donde L_X corresponde a luminosidad en la banda de rayos X [0.5-2 keV], $x = \log L_{bol} - 12$ (L_{bol} tiene unidades de L_\odot), $a_1=0.248$, $a_2=0.061$, $a_3=-0.041$ y $b=1.431$ son coeficientes de corrección bolométrica para el caso de los rayos X.

Usando la Ec. 3.14 podemos obtener un límite inferior para la M_{BH} de los subhalos

que albergan un mXAGN (subhalos que tienen $L_X \geq 10^{42.4} h^{-2} \text{ erg s}^{-1}$), la cual llamamos de aquí en adelante M_\bullet . Tales hoyos negros pueden estar activos o inactivos. Para encontrar los activos utilizamos la idea del ciclo del trabajo (*duty cycle*), el cual es definido como la fracción de tiempo en el cual el mXAGN ha estado activo para determinar el tiempo en el cuál seleccionamos los mXAGNs activos en $z = 0.5$. Esta técnica es usada en la presente tesis como una aproximación al proceso complejo de activación, en lugar de utilizar el empate de abundancias, por medio de la siguiente ecuación:

$$\frac{\tau_{AGN}}{\tau_{age(z=0.5)}} \approx \frac{n_{AGN}}{n_{(\geq M_\bullet)}}, \quad (3.16)$$

donde n_{AGN} es el número de densidad observada de mXAGNs, $n_{(\geq M_\bullet)}$ es el número de densidad simulada de SHs con M_\bullet (activos o inactivos), $\tau_{age(z=0.5)}$ es la edad del universo en $z = 0.5$, y τ_{AGN} es el tiempo de la fase activa del SMBH; ~ 940 Myr (adoptando un valor $\lambda_{edd}=0.1$). El tiempo de vida para valores altos de λ_{edd} (>0.1) es típicamente de 10-100 Myr, mientras que para valores moderados de λ_{edd} (0.001-0.1) el tiempo de vida es típicamente de 0.5-1 Gyr (Hopkins & Hernquist, 2009; Richardson et al., 2013).

3.4. Mecanismo de activación

Como ya se mencionó en el Capítulo 1 y en la Sección 2.3, para poder activar el núcleo de una galaxia se necesita un mecanismo que permita llevar el gas frío al centro de la misma galaxia, tal mecanismo puede ser interno o externo.

A gran escala se vuelven importantes los procesos externos que inciden en la evolución de las galaxias, procesos que pueden configurar la estructura de las galaxias, a pesar de que los mXAGNs pudieran ser activados por procesos seculares o procesos estocásticos. En esta tesis, investigamos si los procesos externos como se ha predicho no son a las galaxias un mecanismo viable para activar mXAGNs y verificar como la HOD obtenida para los mXAGNs bajo este esquema se asimila a la HOD inferida en observaciones para los mXAGNs.

3.4.1. Fusiones

Para poder estudiar la historia de fusión para cada subhalo que tiene $M_{BH} \geq M_{\bullet}$, utilizamos el algoritmo `MergerTree` que se encuentra como una herramienta en el código AHF, el cual nos brinda información de los posibles progenitores de cada SH en cada redshift. Hemos ordenado el numero de progenitores (P_i) utilizando la siguiente ecuación (Libeskind et al., 2010):

$$P_i = \frac{N_{shared}^2}{(N_{part(z)} * N_{part(z-1)})}, \quad (3.17)$$

donde N_{shared} es el número de partículas compartidas entre un cuadro de imagen y otro (separados en tiempo $\Delta(z)=0.14$), $N_{part(z)}$ es el número de partículas del halo en un z dado y $N_{part(z-1)}$ es el número de partículas del halo en el *redshift* anterior (en este caso el z corresponde al τ_{AGN}).

Para considerar que haya ocurrido una fusión mayor o menor, hemos definido como criterio que la razon de masa virial de los progenitores $\mu = M_{v2}/M_{v1}$, donde $M_{v2} < M_{v1}$.

Los progenitores que sufrirán una fusión pueden ser halo-halo, halo-subhalo o subhalo-subhalo, a todos los progenitores con la razón de masa $0.25 \leq \mu \leq 1.0$ como fusiones mayores y a todos aquellos con razón de masa $0.1 \leq \mu < 0.25$ como fusiones menores. Además, consideramos los siguientes criterios de señalización de una fusión de [Farouki & Shapiro \(1981\)](#):

1. Velocidad relativa $V_{12} = |V_1 - V_2|$ debe ser menor que el promedio de la dispersión de velocidades RMS de ambos halos progenitores $\langle V_{\text{rms}} \rangle$; es decir, $V_{12} \leq \langle V_{\text{rms}} \rangle$.
2. La separación física relativa $R_{12} = |r_1 - r_2|$ es menor que la suma de los radios viriales de ambos progenitores: $R_{12} \leq R_{v1} + R_{v2}$.

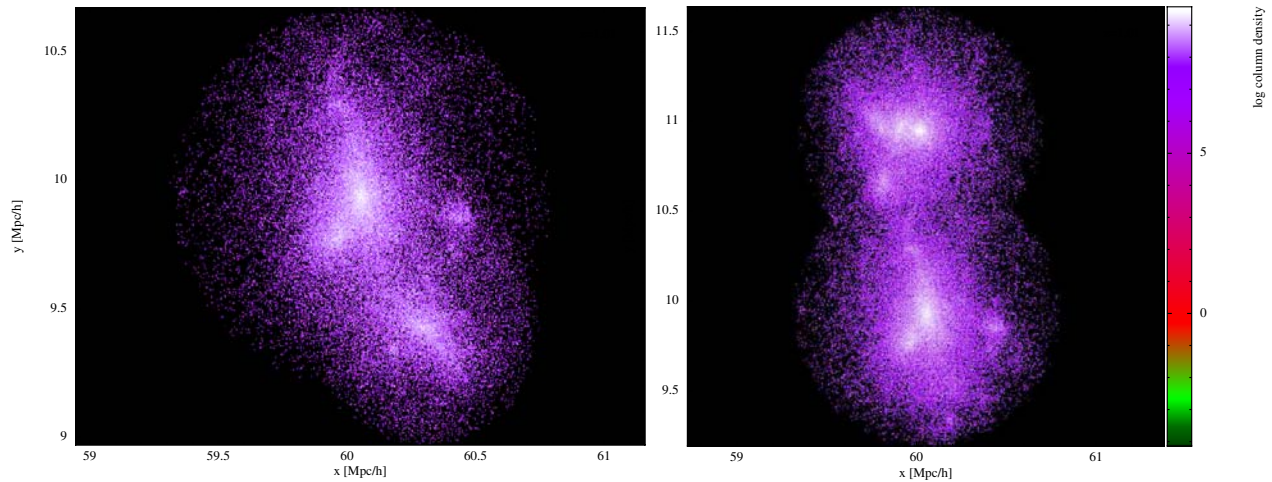


Figura 3.9 Ejemplos de pareja progenitora en $z=1.0$ que tendrán fusión menor (*izquierda*) y fusión mayor (*derecha*) en ≈ 1 Gyr.

En la Fig. 3.9 se muestra del lado izquierdo una pareja de progenitores de fusión menor, donde uno de los progenitores tiene 10 veces menos la masa del progenitor primario. Además, para el modelaje de las fusiones hemos tomado en cuenta a más de una pareja progenitora. Por ejemplo, en algunos casos se encuentran más de dos

progenitores. En ese caso tomamos en cuenta sólo los primeros 4 progenitores; P₁, P₂, P₃ y P₄ y se calculan los criterios de fusión en cada uno de los pares P₁-P₂, P₁-P₃, P₁-P₄, P₂-P₃, P₂-P₄ y P₃-P₄ (ver Fig. 3.10).

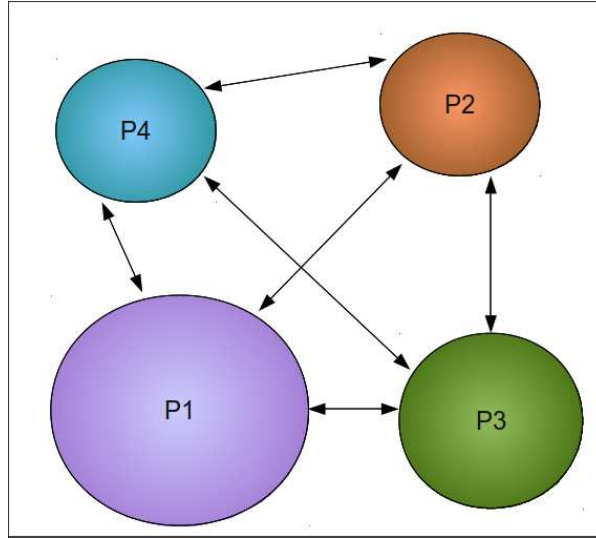


Figura 3.10 Si fuese el caso y existe más de una pareja progenitora (que cumplan los criterios de fusión descritos en la sub-sección 3.4.1), se toma en cuenta los primeros 4 progenitores.

El tiempo de fusión ha sido calculado en otros trabajos (Jiang et al., 2008; Hopkins et al., 2010) utilizando la expresión analítica para el tiempo de fricción dinámica (Mo et al., 2010) dado por:

$$t_{dt} \approx \frac{1.17}{\ln(M_h/M_s)} (M_h/M_s) \frac{1}{10H(z)}, \quad (3.18)$$

donde M_h es la masa del halo central, M_s es la masa del subhalo y $H(z)$ es la constante de Hubble al tiempo z . Es importante resaltar que la ecuación 3.18 sólo puede ser utilizada (y solo de manera aproximada) en el caso de que se trabaje con satélites pequeños moviéndose en un DMH; es decir, con posible utilización para el caso de fusiones

menores (Jiang et al., 2008). Para el caso de fusiones mayores también se ha utilizado formulas para la fricción dinámica, siendo estas no adecuadas para calcular el tiempo de fusión. Por ejemplo, Lotz et al. (2008) estimaron el tiempo de escala en función de las orbitas para galaxias de la misma masa (fusiones mayores) un tiempo máximo de fusión de 1.9 Gyr. Más aun, la dependencia del factor logaritmo no es conocida en muchos casos, y solo estimado en condiciones muy peculiares.

Utilizando la ecuación 3.18 hemos estimado el tiempo que les tomaría fusionarse a las parejas progenitoras (tiempo que tarda en caer el subhalo al halo central), y obtuvimos que para las fusiones menores el tiempo de fusión es de ~ 4.4 Gyr y para fusiones mayores ~ 2.5 Gyr. Comparando los tiempos de fricción dinámica con el tiempo en donde estimamos si tuvo fusión o no, encontramos que la sobreestimación es de ~ 2 a ~ 4 veces más. Algunos autores indican el tiempo para fusiones tipo galaxia-galaxia ($t_{df(g)}$) no es el mismo que para fusiones de halo-halo ($t_{df(h)}$), por lo que usualmente para saber el tiempo de fricción dinámica se adopta un tiempo de atraso; es decir, una vez que la escala de tiempo sea dado para el halo-halo un tiempo después ocurrirá la fusión galaxia-galaxia (Hopkins et al., 2010, e.g.). En esta tesis *no* requerimos el uso de la fórmula aproximada 3.18 sea para halos o gaaxias, ya que podemos identificar claramente en las simulaciones cuándo la fusión de halos (sean subhalo-subhalo, subhalo-halo principal) ocurre; con un error estimado de ≤ 0.5 Gyr, debido al intervalo en el tiempo de salida de los "snapshots" de las simulaciones. Esto se basa también en la suposición que las galaxias residen en los centros de cualquier halo oscuro; obviamente capaz de albergar una galaxia.

3.4.2. Fly-by

Otro de los mecanismos externos que ha sido explorado en esta tesis es el mecanismo por encuentro pasajero o llamado “fly-by” (Moore et al., 1996), un encuentro que no conduce a una fusión al menos en un par de giga-años (Menci et al., 2004). En este proceso ocurre una desestabilización en el gas durante el *fly-by* (Cavaliere & Vittorini, 2000), el cual ayuda en parte al acrecentamiento del SMBH para después aumentar la actividad nuclear (Menci et al., 2004), ver Fig. 3.11. El resultado de eventos dinámicos como lo son los fly-bys en grupos, causa que el gas del subhalo anfitrión pierda momento angular por las torcas generadas, desencadenando caídas del gas que reactivan los BHs inactivos y los vuelvan intermitentes; es decir, el BH puede pasar tiempo inactivo y después activarse y/o viceversa (Cavaliere & Vittorini, 2000).

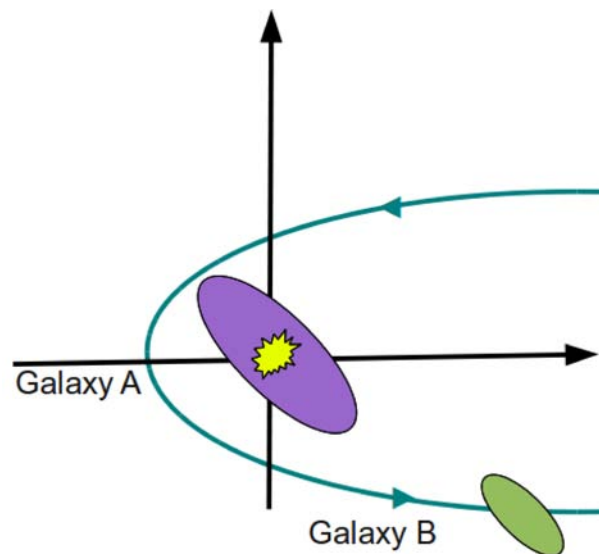


Figura 3.11 Esquema ilustrativo de un encuentro pasajero (Dai et al., 2015). El evento que conlleva a una desestabilización del gas dentro de la galaxia masiva, pudiendo llevar gas al centro y activando el BH.

A diferencia de las fusiones, hemos también considerado como criterio de activación un evento fly-by, donde la velocidad relativa sea mayor que la dispersión de velocidades promedio de los dos subhalos $V_{12} > \langle V_{\text{rms}} \rangle$ y que su separación relativa sea siempre mayor que la escala radial de los subhalos $R_{12} > \langle R_1 + R_2 \rangle$.

3.5. Distribución de ocupación de halos

Para estudiar cómo las galaxias anfitrionas de un AGN se distribuyen a gran-escala se han utilizado diferentes técnicas. Por ejemplo, la función de correlación de dos puntos $\xi(r)$ es la más usada para estudiar la estructura a gran escala. Ella muestra la probabilidad de encontrar dos galaxias a una distancia dada y está descrita por dos componentes: la distancia a la que ambas se encuentran, y la función de ocupación de halos (Coil, 2013).

Por otro lado, la HOD ha sido utilizada más recientemente para estudiar el agregamiento de las galaxias (e.g. Zehavi et al., 2005), y para corroborar la relación que existe entre el ambiente y las galaxias; es decir, la relación entre morfología y densidad. También, el uso de la HOD ha sido usada para estudiar la distribución total de los AGNs en los DMHs (Krumpe et al., 2014). Estudios recientes usando la HOD muestran que la distribución de los AGNs en los DMHs es diferente a la HOD encontrada para galaxias normales; es decir, las no activadas (e.g., Coil et al., 2009; Miyaji et al., 2011; Zehavi et al., 2011). También el aglomeramiento de galaxias puede ser entendido como una combinación del agrupamiento de los DMHs y de cómo las galaxias pueblan los DMHs (Coil, 2013). Usar la HOD para medir el agrupamiento de los AGNs permite distinguir entre modelos

para representar la evolución de los AGNs (e.g., [Chatterjee et al., 2012](#)). La distribución de los AGNs en el universo ayuda a revelar y entender la distribución de la materia oscura. Además, la relación que existe entre la agrupación y la luminosidad es una de las claves para entender el mecanismo por fusión (e.g., [Cappelluti et al., 2012](#)).

La HOD puede ser modelada teóricamente contando el número de subhalos como función de la masa del halo principal ([Croft et al., 2012](#)). En esta tesis contamos el número de subhalos satélites que albergan un mXAGN en función de la masa del halo en el que están hospedados ($M_{vir} \geq 10^{12.75} M_{\odot} h^{-1}$), para la cual aplicamos la siguiente fórmula:

$$N(M_{vir}) = \frac{n_{HH_{agn}}}{n_{HH}}, \quad (3.19)$$

donde $n_{HH_{agn}}$ es el número de densidad de los HHs que tienen al menos un SH, el cual tuvo su última fusión en un tiempo τ_{AGN} con otro subhalo o con un halo y tiene $M_{BH} \geq M_{\bullet}$ (activo), n_{HH} es la densidad total de los HHs de todas las simulaciones (es decir, todos los halos identificados por el AHF con masa $M_{vir} \geq 10^{12.75} M_{\odot} h^{-1}$), en donde el tamaño del bin $\Delta \log M_{vir} = 0.4$ para representar el mismo tamaño del bin de la HOD en [Allevato et al. \(2012\)](#). En esta tesis sólo estamos considerando los procesos de fusión e interacción tipo fly-by como posibles mecanismos de activación de los mXAGNs.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS

En este capítulo se muestran los resultados obtenidos, y se hace una discusión sobre ellos, además de comparar con los datos observados observacionalmente por [Allevato et al. \(2012\)](#) sobre los mXAGNs en $z = 0.5$. En la Sección 4.1 se presentan los resultados asociados a la distribución de ocupación de halos, dichos resultados han sido ya presentados en [Altamirano-Dévora et al. \(2016\)](#). Además se dan resultados tomando en cuenta como mecanismo los *fly-by*. Por último, en la Sección 4.2 se describe la distribución de espín de SH donde reside un mXAGN y la concentración de los mismos SH, tales resultados se incluirán en un segundo artículo de investigación.

4.1. HOD

Hemos obtenido un catálogo de HHs que albergan mXAGNs y por medio de la Ec. 3.19 hemos calculado la HOD. La HOD inferida en [Allevato et al. \(2012\)](#) es calculada a $z = 0$, mientras que nuestros resultados son a $z = 0.5$, por lo que hemos convertido el número de densidad [Allevato et al. \(2012\)](#) utilizando el modelo de [Ebrero et al. \(2009\)](#).

Este modelo muestra que el número de densidad de AGNs crece $\propto (1+z)^{3.38}$ en todas las luminosidades. Es decir, multiplicamos el número de densidad de [Allevato et al. \(2012\)](#) en $z=0$ por un factor de conversión equivalente para el número de densidad evaluada en $z=0.5$ en cada bin, para poder comparar con nuestros resultados.

Además, tomando en cuenta que la muestra de mXAGNs en [Allevato et al. \(2012\)](#) contiene solo AGNs oscurecidos, hemos agregado la contribución de los AGNs no-oscurecidos usando el modelo función de luminosidad de [Miyaji et al. \(2015\)](#) para encontrar n_{AGN} en $z=0.5$. Los resultados de la HOD tomando en cuenta los factores de corrección antes mencionados nos dan los resultados presentados en la Fig. 4.1.

Los errores en la Fig. 4.1 fueron calculados de la siguiente manera: Si $n_{HH_{agn}} < 15$, calculamos los errores suponiendo que siguen una distribución gaussiana en cada una de las pendientes con un intervalo de confianza de 1σ según [Gehrels \(1986\)](#), utilizando para el error positivo y para el error negativo las siguientes ecuaciones:

$$\lambda_u(n) = n + \left(n + \frac{3}{4}\right)^{\frac{1}{2}} + 1, \quad (4.1)$$

$$\lambda_l(n) = n \left(1 - \frac{1}{9n} - \frac{S}{3\sqrt{n}}\right)^3, \quad (4.2)$$

donde n es el número de eventos y S es el número de la gaussiana equivalente de σ correspondiente al nivel de confianza. En esta tesis utilizamos el valor de $S = 1$ (1σ), que corresponde a un nivel de confianza del 84%. Por otro lado, si $n_{HH_{agn}} \geq 15$, calculamos los errores con $\sqrt{n_{HH_{agn}}}$. Para poder comparar nuestra HOD y calcular el valor de su pendiente hemos utilizado la expresión matemática utilizada en [Allevato et al. \(2012\)](#),

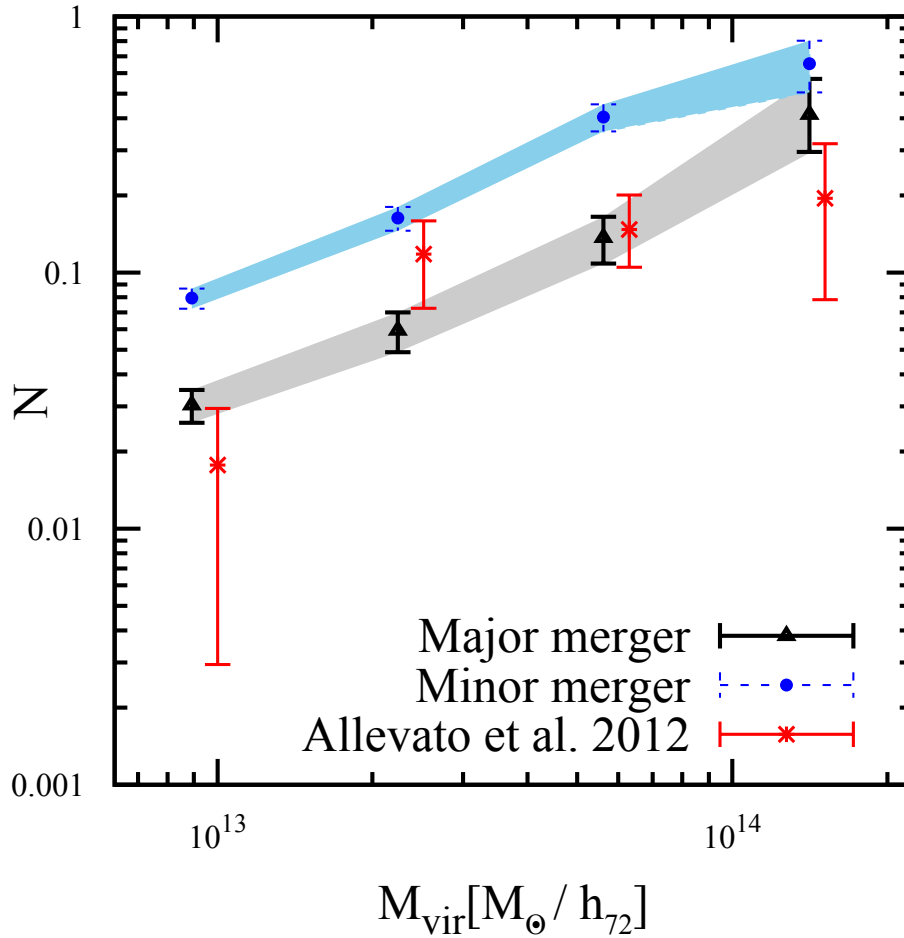


Figura 4.1 HODs usando fusiones mayores y fusiones menores como mecanismo de activación para los mXAGNs. Para una muestra de los mXAGNs simulados contra los mXAGNs inferidos de observaciones en [Allevato et al. \(2012\)](#) evaluado en $z=0.5$ ([Altamirano-Dévora et al., 2016](#)).

la cual es:

$$\langle N_{\text{sat}} \rangle (M_h) = f'_a \left(\frac{M_h}{M_1} \right)^{\alpha_s} \exp(-M_{\text{cut}}/M_h), \quad (4.3)$$

donde f'_a es una la normalización, M_1 es la masa del halo en donde el número de AGNs centrales es igual al número de AGNs albergados en galaxias satélites ($\log M_1 = 13.8 M_\odot$)

y M_{cut} es masa de corte ($\log M_{cut}=13.4 M_{\odot}$), M_h es la masa del DMH. Y α_s es la pendiente logarítmica. La fórmula 4.3 es una posible forma de parametrizar la distribución de ocupación, aunque [Allevato et al. \(2012\)](#) no pretenden explicar algún origen físico a la misma.

En el Cuadro 4.1 se muestran las densidades numéricas obtenidas de los subhalos satélites que hospedan un mXAGN, teniendo como mecanismos de activación las fusiones mayores y menores. Además se muestra el número de densidad de los mXAGNs satélites obtenidos por observaciones, la cual incluye los mXAGNs encontrados por [Allevato et al. \(2012\)](#) y los encontrados por [Miyaji et al. \(2015\)](#) son también mostrados en la tabla 4.1.

El número de la densidad encontrado para mXAGNs activados por fusiones menores es poco más del doble que para las fusiones mayores. Encontramos que los subhalos satélites que hospedan los mXAGNs residen preferentemente en halos masivos; es decir, hay más de un SH con mXAGN hospedado en un halo masivo.

Mecanismo	n_{agn}	α_s
Mayor	2.28×10^{-5}	0.20 ± 0.18
Menor	5.96×10^{-5}	0.10 ± 0.09
Observado ¹	4.2×10^{-5}	$0.22^{+0.41}_{-0.29}$

Cuadro 4.1 Densidades numéricas y pendientes de las HODs.

¹[Allevato et al. \(2012\)](#); [Miyaji et al. \(2015\)](#)

Mientras que el valor de α_s encontrado por [Allevato et al. \(2012\)](#) para los satélites mXAGNs es <0.6 , hemos encontrado que utilizando fusiones mayores y fusiones menores como mecanismo de activación de mXAGNs se reproduce bien el valor de la pendiente logarítmica. Es decir, las α_s encontradas para los mXAGNs simulados coinciden con el

valor observado, con lo cual no podemos discernir claramente entre ninguno de los dos tipos de activación sea por fusión mayor o menor.

Para ver el efecto de diferentes valores de λ_{Edd} en nuestros resultados, hemos tomando en cuenta tres valores aleatorios de λ_{Edd} encontramos que la forma de la HOD cambia de forma significativa (ver Fig. 4.2). En la Fig. 4.2 se muestra la HOD obtenida considerando diferentes valores de λ_{Edd} . Encontramos que los halos masivos tienden a hospedar más número de mXAGNs, mientras que en los halos de baja masa encontramos al menos un mXAGN por halo anfitrión. Considerando la masa de los halos donde se encuentran los mXAGN, se puede estimar que hay más halos de baja masa que de alta masa. La Fig. 4.2 muestra que mientras haya más halos de baja masa el número de mXAGNs encontrados será mucho menor, que corresponde con lo mencionado en la Sección 2.2, donde la fracción más alta de AGNs se encuentra en grupos o en cúmulos que la encontrada de AGNs en campo (aisladas). Esto es probablemente el resultado de que la interacción física entre galaxias es fundamental para la activación de mXAGNs.

λ_{Edd}	Mecanismo	n_{agn}	α_s
0.01	Mayor	9.8×10^{-6}	1.19 ± 0.16
	Menor	2.4×10^{-5}	0.18 ± 0.04
0.03	Mayor	1.64×10^{-5}	0.81 ± 0.19
	Menor	4.16×10^{-5}	0.11 ± 0.06
0.30	Mayor	2.66×10^{-5}	0.54 ± 0.20
	Menor	6.76×10^{-5}	0.15 ± 0.10

Cuadro 4.2 Número de densidad y valores de pendientes con diferentes λ_{Edd} .

Al considerar valores bajos de λ_{Edd} (<0.1), se obtiene una mejor representación de la forma inferida de la HOD de observaciones de los mXAGNs. Utilizando $\lambda_{Edd}=0.1$ ambas pendientes de las HODs tienen $\alpha_s < 0.6$ (ver Cuadro 4.2); sin embargo se encuentra

que con $\lambda_{Edd}=0.01$ mejor representada la HOD utilizando las fusiones menores como mecanismo de activación ($\alpha_s < 0.6$, ver Cuadro 4.2) que con fusiones mayores ($\alpha_s > 0.6$).

Los números de densidad de los AGNs embebidos en ambientes densos pueden establecer a groso modo si hay una relación entre el ambiente y la luminosidad (Karouzos et al., 2014), e indicar la posible evolución de dos fases en AGNs que emiten en rayos X (Miyaji et al., 2015).

Por otro lado; considerando los eventos *fly-by*, encontramos que la pendiente logarítmica para la HOD es $\alpha_s = 0.79 \pm 0.28$ en encuentros mayores y $\alpha_s = 0.48 \pm 0.25$ para encuentros menores; suponiendo un $\lambda_{Edd} = 0.1$. Los valores de las pendientes de la HOD considerando eventos *fly-by* son similares a las encontradas considerando sólo fusiones; aunque parece haber una tendencia a aumentar α_s , para los *fly-by* menores a masas muy altas ($\sim 10^{14} M_\odot$)

En un estudio teórico reciente, Gatti et al. (2015) mostraron que las interacciones (fusiones mayores, fusiones menores y eventos *fly-by*) juegan un papel más importante que las inestabilidades de disco causadas por procesos seculares en activar los núcleos de las galaxias ya que coincide con la fracción encontrada en observaciones de AGNs en grupos. Nuestros resultados parecen estar en concordancia general con los obtenidos por Gatti et al. (2015).

4.2. Propiedades de los subhalos anfitriones

La selección de la masa del DMHs es necesaria para poder determinar en qué ambiente se encuentra el AGN. Observacionalmente no es trivial encontrar la masa del

DMH, ya que los parámetros para calcularlo no son fáciles de acceder y requieren de ciertas suposiciones. Una manera de obtener la masa del DMHs a través de mediciones a gran escala del sesgo promedio en cada muestra de AGNs (Tinker et al., 2010). Aunque no es una prueba directa a pequeñas escalas, esta relación necesita suponer la fracción de satélites en el halo, la masa calculada para el halo es tomada como el valor promedio de una distribución de masa dada para algún halo (e.g., Leauthaud et al., 2015). Dicha relación es una de las claves para comprender cual es el mecanismo por el cual los BHs son activados y regulados (e.g., Leauthaud et al., 2015).

A pesar del amplio rango de ambientes donde los AGNs viven (e.g., Villarroel & Korn, 2014; Karouzos et al., 2014; Leauthaud et al., 2015), en esta tesis hemos supuesto que el ambiente de los mXAGNs son halos que tienen masa en el rango de grupo/cúmulo, tal como lo muestran las observaciones. Algunos de los HH en nuestras simulaciones son mostrados en la Fig. 4.2.

La importancia que tienen los AGNs en la evolución de las galaxias aún sigue siendo controversial, por las relaciones fundamentales entre las propiedades de los AGNs y las galaxias anfitrionas (e.g., Pović et al., 2012), ya que dicha co-evolución no es entendida claramente (e.g., Wang & Wei, 2010). Una de las maneras en las que se estudia la relación que existe entre la galaxia anfitriona y el AGN es por medio de estudios estadísticos de las propiedades de las galaxias que hospedan un AGN (e.g., Ciesla et al., 2015). Es por ello que encontrar la manera en la que se distinguen los las galaxias anfitrionas y las galaxias normales es indispensable para poder entender cual es el efecto que causa el AGN en la galaxia, conllevando a una inferencia en la evolución de las galaxias (de las mismas). Es por eso, que en esta tesis queremos ver si alguna de las propiedades

de los subhalos que son propensos a albergar un mXAGN pueden distinguirse por el mecanismo de activación.

Las propiedades de galaxias que no contienen AGNs podran ser medidas más adecuadamente por el mapeo de galaxias cercanas (MaNGA), y así obtener una mejor comparación en la distribución de espín. Ya que una de las preguntas que pretende responder MaNGA es: ¿cómo se distribuye la masa y el momento angular en diferentes componentes de las galaxias, y cómo su agregamiento afectó los componentes a través del tiempo. También tiene como objetivo el investigar cuáles son los roles que juegan las fusiones mayores y los procesos seculares en el crecimiento actual de los bulbos galacticos y las galaxias elípticas.

Una de las propiedades importantes tanto de las galaxias como de los BHs, es su espín (e.g., [Volonteri et al., 2013](#)). En particular, las galaxias que hospedan un AGN tienden tener menos rotación, por lo que se cree que debe haber una población de galaxias con espín bajo distinta a galaxias que no hospedan AGNs ([Cervantes-Sodi et al., 2013](#)). En esta tesis hemos estudiado de una manera muy general la distribución del espín de los subhalos que hospedan un mXAGN, utilizando el espín λ_{spin} el cual es definido de la siguiente manera [Bullock et al. \(2001\)](#):

$$\lambda_{spin} \equiv \frac{J}{\sqrt{2MVR}}, \quad (4.4)$$

donde J es el momento angular dentro de la esfera de radio R que contiene una masa M , y V es la velocidad circular del halo de radio R . Utilizando la Eq. 4.4 hemos calculado la distribución del espín de los subhalos que hospedan un mXAGN (Fig. 4.5). Encontramos que los subhalos donde residen los mXAGNs en general tienen una distribución con

media de espín de $\lambda_{spin} = 0.06$, tomando en cuenta tanto SH que sufrieron fusiones mayores como SH que sufrieron fusiones menores.

Usando una muestra del Sloan Digital Sky Data Release 5 [Cervantes-Sodi et al. \(2013\)](#) estudió la distribución del espín de las galaxias normales y galaxias anfitrionas de un AGN, ya que se espera que exista una relación entre el espín galáctico y la actividad nuclear. Obteniendo un valor de $\lambda_0 = 0.059 \pm 0.004$ para las galaxias no activas y $\lambda_0 = 0.042 \pm 0.004$ para las galaxias activas, notando una clara diferencia. Se espera que el momento angular de las galaxias que contengan un AGN sea bajo, ya que ocurre en la fase de crecimiento del SMBH y ha sido incluido para explicar agujeros negros masivos.

Además hemos explorado cómo es la concentración de los SH que albergan mXAGN. Para ello utilizamos la ecuación descrita en [Klypin et al. \(2011\)](#):

$$C = 12.0 \left(\frac{M_{vir}}{10^{12} h^{-1} M_{\odot}} \right)^{-0.12}, \quad (4.5)$$

donde C es la concentración del SH y M_{vir} es la masa del subhalo. La concentración ha sido predicha como una de las propiedades más importantes de los halos, ya que esta correlacionada con la historia de formación del halo y con el ambiente (e.g., [Mao et al., 2015](#)).

En la Figura 4.6 se muestran los resultados obtenidos, en color azul los subhalos que sufrieron fusión menor y en negro los que sufrieron fusión mayores. Obteniendo un valor promedio de $\bar{C} = 12.09$ para fusiones mayores y $\bar{C} = 12.06$ para fusiones menores.

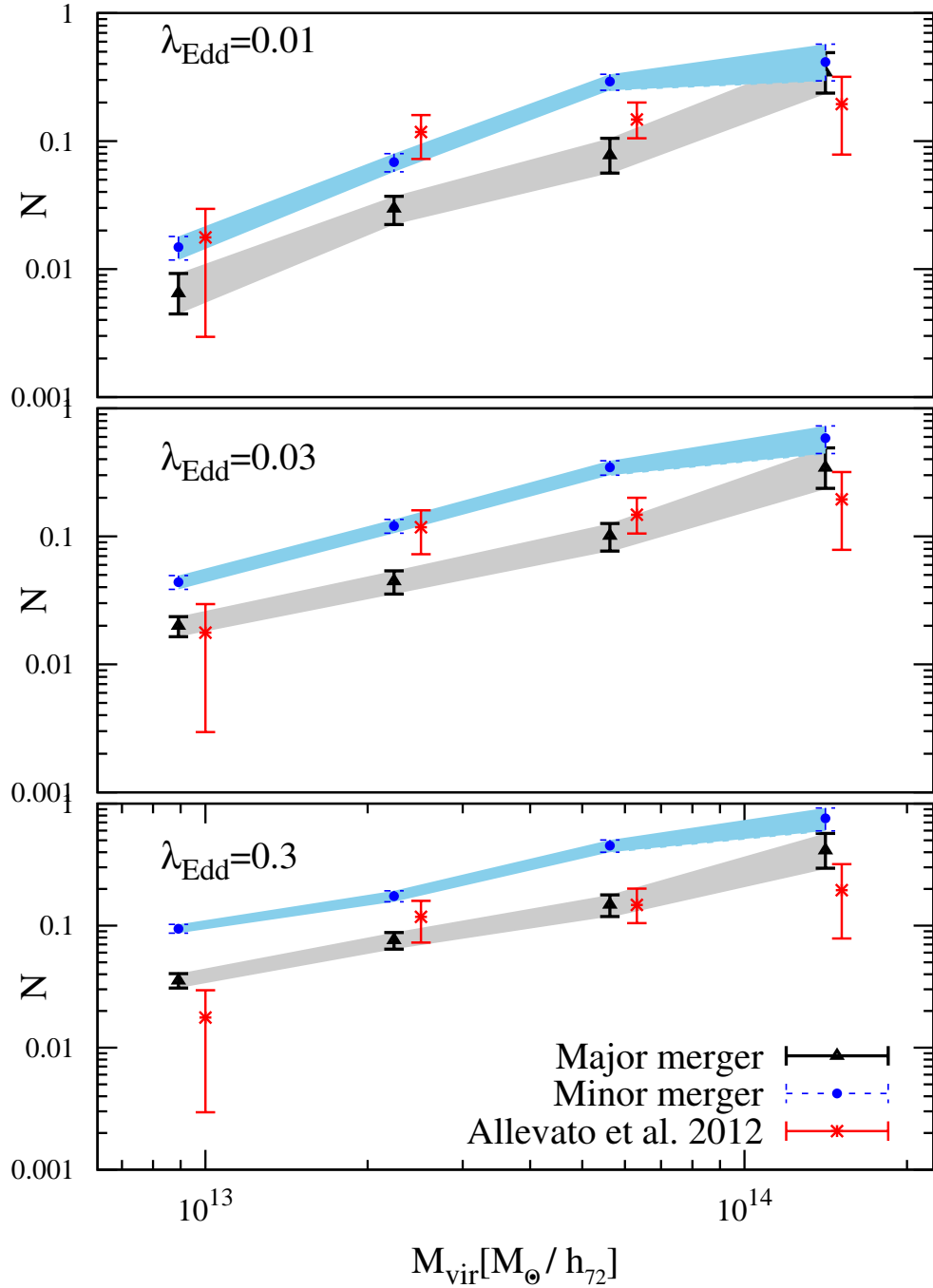


Figura 4.2 Tomando en cuenta tres valores aleatorios de λ_{Edd} , podemos notar como afecta el parámetro λ_{Edd} en la HOD, encontrando que con valores pequeños de λ_{Edd} se acerca más a la forma de la HOD inferida por observaciones.

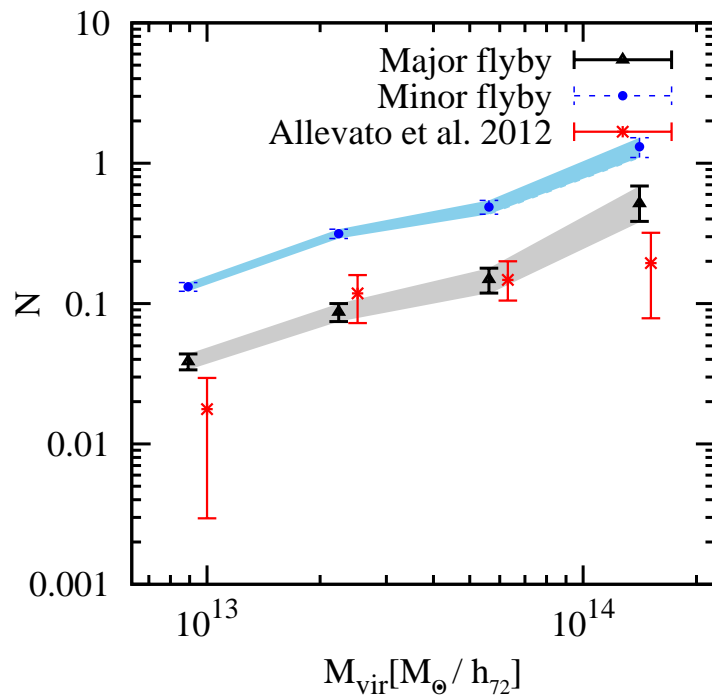


Figura 4.3 HODs usando como mecanismo de activación los eventos fly-by, considerando las mismas razones de masa ya mencionadas en la Sección 3.4.

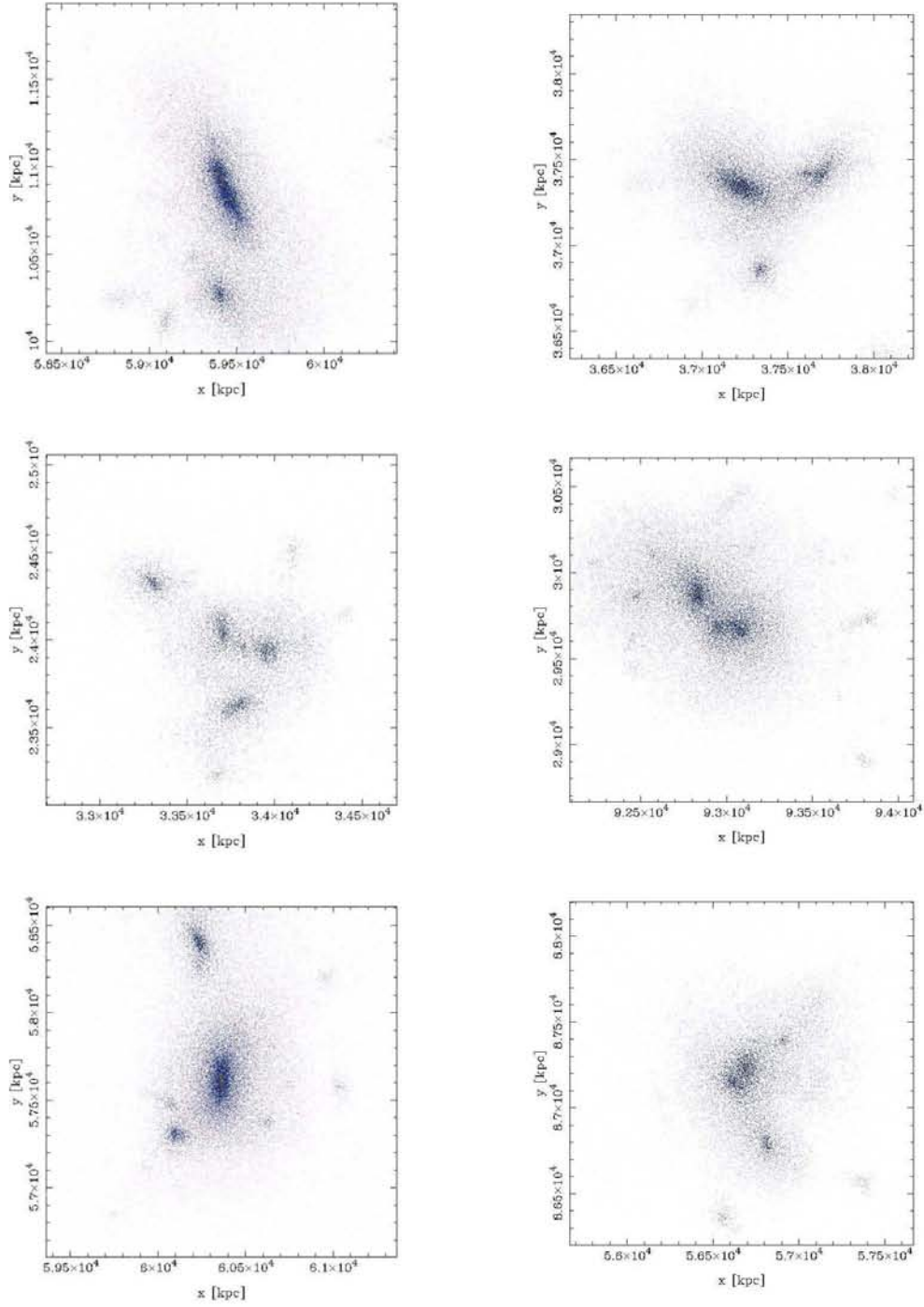


Figura 4.4 Se muestran 6 ejemplos de ambientes de mXAGNs en $z=0.5$, halos que alberga subhalos donde reside un mXAGN.

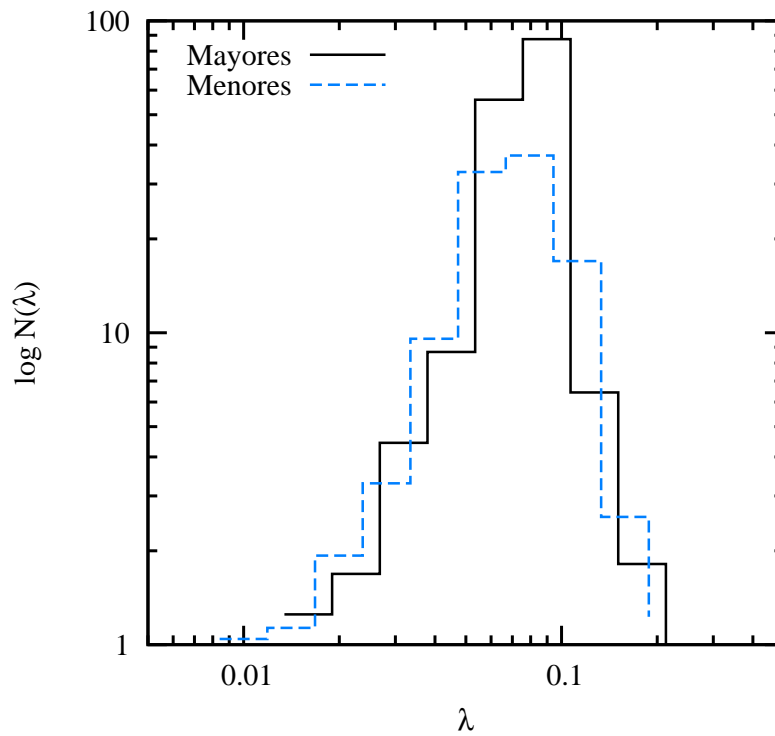


Figura 4.5 Distribución del espín de los subhalos donde residen los mXAGNs cuyo mecanismo de activación son las fusiones menores en color azul, con un promedio de $\bar{\lambda}= 0.06232$ y con desviación estándar $\sigma= 0.034$. La distribución del espín de los subhalos donde residen los mXAGNs cuyo mecanismo de activación son las fusiones mayores en color negro, con un valor promedio de $\bar{\lambda}= 0.0662$ y $\sigma= 0.038$.

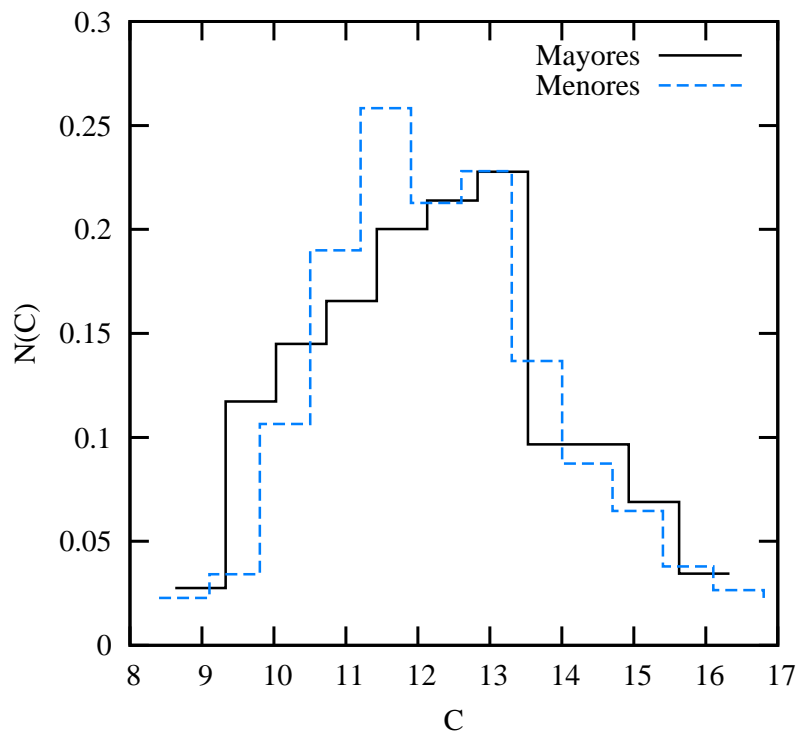


Figura 4.6 Concentración de los subhalos donde residen los mXAGNs, en color azul tomando en cuenta las fusiones menores, con un valor promedio de $\bar{C}=12.09$ y una desviación estándar $\sigma=1.84$. En color negro las fusiones mayores, obteniendo un valor promedio de $\bar{C}=12.06$ y una desviación estándar $\sigma=1.73$.

CAPÍTULO 5

CONCLUSIONES

Hemos investigado por medio de simulaciones cosmológicas la hipótesis de si usando como mecanismo de activación las fusiones mayores o menores podemos reproducir la población de DMHs que albergan AGNs, de luminosidad en rayos X moderada [0.5-2 KeV], que se infiere de las observaciones. Dicha densidad es indicativa de cómo los AGNs han sido agregados jerárquicamente en un universo en expansión y por lo tanto nos da una idea aproximada de cómo son los DMHs en los cuales los mXAGNs residen. Las propiedades de estos halos, como la masa, también nos dan información de cómo se agrupan a gran-escala.

Se realizaron 5 simulaciones cosmológicas siguiendo un modelo Λ CDM, adoptando parámetros del WMAP7, obteniendo una resolución en masa para cada partícula de $4 \times 10^8 M_{\odot} h^{-1}$. Obtuvimos catálogos de DMHs (con masa $M < 10^{12,75} h^{-1} M_{\odot}$) y subhalos, los cuales posiblemente albergan un mXAGN. A diferencia de otros trabajos donde se modelan los AGNs en posiciones centrales y donde la tasa de fusión es alta, nosotros hemos estudiado los mXAGNs que se encuentran en posiciones no-centrales; es decir, considerando subhalos satélites que se encuentra más en concordancia con las observaciones.

Utilizando métodos semi-analíticos hemos relacionado las propiedades globales de un subhalo satélite con su actividad nuclear, seleccionando subhalos que tienen luminosidad $L_X > 10^{42.4} h^{-2} \text{ erg s}^{-1}$ y los cuales fueron seguidos en su historia de fusión, con el fin de saber si tuvieron fusiones mayores o menores en un tiempo τ_{AGN} . Por medio de una determinación de la HOD encontramos resultados y los comparamos con los resultados observacionales de [Allevato et al. \(2012\)](#) sobre los mXAGNs. Los resultados de esta tesis ya han sido publicados en [Altamirano-Dévora et al. \(2016\)](#).

Además hemos utilizado como mecanismo, los encuentros que no conducen una fusión; es decir, interacciones cercanas, encontrando que la pendiente logarítmica es $\alpha < 0.8$. También estudiamos algunas de las propiedades de los subhalos que son propensos a albergar AGNs, tales como el espín y la concentración. En la distribución del espín encontramos que para subhalos que sufrieron fusiones menores: $\bar{\lambda} = 0.06232$, $\sigma = 0.034$ y para fusiones mayores: $\bar{\lambda} = 0.0662$ y $\sigma = 0.038$. Por otro lado, la distribución de la concentración encontramos que para fusiones menores: $\bar{C} = 12.09$, $\sigma = 1.84$ y para fusiones mayores: $\bar{C} = 12.06$ y $\sigma = 1.73$.

A pesar de que el modelo que hemos utilizado es relativamente sencillo, pudimos reproducir adecuadamente la HOD observada. Obtuvimos que la pendiente logarítmica en la HOD, suponiendo como mecanismo de activación las fusiones menores, es de $\alpha_s = 0.10 \pm 0.09$, mientras que considerando las fusiones mayores $\alpha_s = 0.20 \pm 0.18$, utilizando $\lambda_{Edd} = 0.1$. Estos resultados son consistentes con la pendiente obtenida por [Allevato et al. \(2012\)](#) de $\alpha_s < 0.6$, es decir, ambas pendientes encontradas coinciden con la pendiente encontrada observacionalmente para los mXAGNs. Apesar de que ambos mecanismos representan la HOD observada, no podemos discernir entre uno y el otro de manera

clara, ya que el modelo necesita incluir procesos bariónicos para poder reproducir mejor la HOD.

En trabajos teóricos usualmente se trata de reproducir el comportamiento de los AGNs más luminosos suponiendo como mecanismo único de activación las fusiones mayores (e.g., [Springel et al., 2005b](#)), mientras que para AGNs poco luminosos se ha optado más por procesos seculares como el mecanismo de activación. En este trabajo podemos decir, por primera vez de manera clara y en un contexto cosmológico, *que las fusiones menores también juegan un papel muy importante en la activación de los mXAGNs*. En particular, variando el parámetro λ_{Edd} pudimos obtener un mejor resultado para las fusiones menores en la pendiente con $\alpha_s < 0.6$, mientras que para las fusiones mayores tiende a ser $\alpha_s > 0.6$. Es decir, la pendiente obtenida en la HOD tomando en cuenta como mecanismo de activación las fusiones menores tienden a representar mejor los mXAGNs considerando rangos factibles de λ_{Edd} que las fusiones mayores.

Con los métodos desarrollados, y los resultados obtenidos en esta tesis podemos concluir que estudiando los DMHs se puede tener otro enfoque que permite entender qué mecanismos juegan un papel importante en reproducir ciertas propiedades de los mXAGNs a través de técnicas de agregamiento jerárquico. Se ha pensado que los diferentes tipos de AGNs se pueden activar por un sólo mecanismo, como se mencionó en el Cap. 2. Sin embargo, otra de las alternativas es que el mecanismo de activación dominante sea más un proceso aleatorio o una combinación de mecanismos y que su proceso de activación sea más complejo de lo que comunmente se considera. Es por ello que investigar diferentes procesos de activación y ambientes conlleva a un mejor

entendimiento de los procesos involucrados en activar los núcleos de las galaxias.

Con mapeos más precisos y extensos como eROSITA (e.g., [Predehl, 2012](#); [Merloni et al., 2012](#)) se espera aumentar el número de AGNs observados, con lo cual se podrá investigar mejor la conexión que existe entre el ambiente, la galaxia y la activación nuclear, lo cual ayudará a tener mejores mediciones de la masa inferida de los DMHs para los mXAGNs. Por su lado, eROSITA en la banda media de rayos X [>10 keV], ayudará a detectar AGNs lejanos y a mejorar las mediciones de su agrupamiento a gran escala y a alto corrimiento al rojo.

Por otro lado, la muestra de galaxias que tendrá MaNGA permitirá estudiar la cinemática interna de las galaxias. Los mapas 2D de velocidad de MaNGA proveerán propiedades dinámicas, que podran describir los tamaños, velocidades, y otras propiedades de las galaxias, con ello se espera tener una mejor estimación de los parámetros de las galaxias como el espín.

5.1. Trabajo futuro

Con los resultados que hemos obtenido en esta tesis, encontramos que el efecto que tiene el parámetro λ_{Edd} es muy importante, por lo que uno de los puntos que será considerando a estudiar en el futuro es el efecto que tiene, por ejemplo, la asignación aleatoria del parámetro λ_{Edd} en el modelo. Se puede adoptar una distribución, por ejemplo, exponencial decayente en función del tiempo de activación, donde:

$$\lambda_{Edd}(t) = \frac{t_{merge} - t_{z=0.5}}{t_{age}}, \quad (5.1)$$

con t_{merge} siendo el tiempo en donde ocurre la fusión, $t_{z=0.5}$ es el tiempo que ha transcurrido desde el tiempo de fusión hasta el z donde fue identificado ($z = 0.5$) y t_{age} es la edad del universo. El efecto que tiene la asignación aleatoria del parámetro λ_{Edd} en el número de densidad encontrado, además del estudio de la curva de luz en los mXAGNs serán agregados en un segundo artículo de investigación.

Actualmente se está trabajando en la mejora del modelo en aspectos donde se pueda investigar qué pasa en otros regímenes de luminosidad de AGNs, y estudiar los parámetros orbitales en los progenitores de los AGNs.

Hemos realizado un modelo para encontrar los mXAGNs en $z=0.5$, para comparar con una muestra de mXAGNs encontrados en COSMOS por [Allevato et al. \(2012\)](#) en un redshift promedio de $\langle z \rangle = 0.5$. Como parte de la mejora del modelo, se buscarán los mXAGNs encontrados en un $\langle z \rangle = 0.5$, es decir, se poblaron mXAGNs en un intervalo de tiempo de $z=0$ hasta $z=1.2$ para encontrar el promedio de mXAGNs en $z=0.5$.

Exploraremos el escenario de los mXAGNs en subhalos centrales. Se comparará con la HOD obtenida por halos anfitriones de mXAGNs residentes en subhalos satélites (presentada en esta tesis) con la HOD obtenida para los halos anfitriones de mXAGNs que residen en subhalos centrales.

Se está considerando, asignar un color óptico a un subhalo por medio de las propiedades de los subhalos utilizando, por ejemplo; la relación luminosidad-magnitud, y la ubicación del subhalo con respecto centro de masa del halo principal. Lo anterior para

estudiar las fracciones de mXAGNs en algún ambiente para determinar la fracción de AGNs hospedados en galaxias azules o galaxias rojas.

Bibliografía

- Aird, J., Coil, A. L., Moustakas, J., et al. 2012, ApJ, 746, 90
- Alexander, D. M., & Hickox, R. C. 2012, NewAR, 56, 93
- Allevato, V., Finoguenov, A., Cappelluti, N., et al. 2011, ApJ, 736, 99
- Allevato, V., Finoguenov, A., Hasinger, G., et al. 2012, ApJ, 758, 47
- Arnold, T. J., Martini, P., Mulchaey, J. S., et al. 2009, ApJ, 707, 169
- Altamirano-Dévora, L., Miyaji, T., Aceves, H., et al. 2015, arXiv:1510.02861
- Babić, A., Miller, L., Percival, W., & Croom, S. 2007, ASPC, 379, 273
- Baertschiger, T. & Sylos Labini, F. 2002, EPL, 57, 322
- Baes, M., Buyle, P., Hau, G. K. T., & Dejonghe, H. 2003, MNRAS, 341, L44
- Bahcall, J. N., & Ostriker, J. P. 1997, Nature, 388, 37
- Barnes, J., & Hut, P. 1986, Nature, 324, 446
- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., & Wu, H.-Y. 2013, ApJ, 762, 109

Bett, P. 2008, The Structure of Dark Matter Haloes in Cosmological Simulations (Ph.D. Thesis), University of Durham

Brandt, W. N., Alexander, D. M., Bauer, F. E., & Vignali, C. 2006, LNP, 693, 185

Bongiorno, a., Merloni, a., Brusa, M., et al. 2012, MNRAS, 427, 3103

Bournaud, F., Dekel, A., Teyssier, R., et al. 2011, ApJL, 741, L33

Bullock, J. S., Dekel, A., Kolatt, T. S., et al. 2001, ApJ, 555, 240

Busch, G., Zuther, J., Valencia-S., M., et al. 2014, A&A, 561, A140

Cappelluti, N., Allevato, V., & Finoguenov, A. 2012, Advances in Astronomy, 853701

Cattaneo, A., Blaizot, J., Devriendt, J., & Guiderdoni, B. 2005, MNRAS, 364, 407

Cavaliere, A., & Vittorini, V. 2000, ApJ, 543, 599

Cervantes-Sodi, B., Li, C., Park, C., & Wang, L. 2013, ApJ, 775, 19

Chatterjee, S., Degraf, C., Richardson, J., et al. 2012, MNRAS, 419, 2657

Chatterjee, S., Nguyen, M. L., Myers, A. D., & Zheng, Z. 2013, ApJ, 779, 147

Choi, Y.-Y., Woo, J.-H., & Park, C. 2009, ApJ, 699, 1679

Ciesla, L., Charmandaris, V., Georgakakis, A., et al. 2015, A&A, 576, A10

Cisternas, M., Jahnke, K., Inskip, K. J., et al. 2011, ApJ, 726, 57

Ciotti, L., & Ostriker, J. P. 2007, ApJ, 665, 1038

Coil, A. L., Hennawi, J. F., Newman, J. A., et al. 2007, ApJ, 654, 115

- Coil, A. L., Georgakakis, A., Newman, J. A., et al. 2009, *ApJ*, 701, 1484
- Coil, A. L. 2013, *The Large-Scale Structure of the Universe, Planets, Stars and Stellar Systems. Volume 6: Extragalactic Astronomy and Cosmology*, 387, Springer, Berlin
- Conroy, C., & White, M. 2013, *ApJ*, 762, 70
- Crocce, M., Pueblas, S., & Scoccimarro, R. 2006, *MNRAS*, 373, 369
- Croft, R. A. C., Matteo, T. D., Khandai, N., et al. 2012, *MNRAS*, 425, 2766
- Croton, D. J. 2009, *MNRAS*, 394, 1109
- Dai, F., Facchini, S., Clarke, C. J., & Haworth, T. J. 2015, *MNRAS*, 449, 1996
- De Rosa, A., Bianchi, S., Bogdanović, T., et al. 2015, *MNRAS*, 453, 214
- Degraf, C., Di Matteo, T., & Springel, V. 2011, *MNRAS*, 413, 1383
- Di Matteo, T., Colberg, J., Springel, V., et al. 2008, *ApJ*, 676, 33
- Diego R. 2009, *The Birth, Life and Death of Active Galactic Nuclei in radio galaxies* (PhD Thesis), Osservatorio Astronomico Di Torino
- Dolag, K., Borgani, S., Schindler, S., et al. 2008, *SSR*, 134, 229
- Draper, A. R., & Ballantyne, D. R. 2012, *ApJL*, 753, LL37
- Ebrero, J., Carrera, F. J., Page, M. J., et al. 2009, *A&A*, 493, 55
- Eisenstein, D. J., & Hut, P. 1998, *ApJ*, 498, 137
- Ehlert, S., Allen, S. W., Brandt, W. N., et al. 2015, *MNRAS*, 446, 2709

Eke, V. R., Frenk, C. S., Baugh, C. M., et al. 2004, MNRAS, 355, 769

Fanidakis, N., Baugh, C. M., Benson, A. J., et al. 2012, MNRAS, 419, 2797

Fanidakis, N., Georgakakis, A., Mountrichas, G., et al. 2013, MNRAS, 435, 679

Farouki, R., & Shapiro, S. L. 1981, ApJ, 243, 32

Ferrarese, L. & Merritt, D. 2000, ApJL, 539, L9

Filippenko, A. V. & Sargent, W. L. W. 1985, ApJS, 57, 503

Fontanot, F., Pasquali, A., De Lucia, G., et al. 2011, MNRAS, 413, 95

Gandhi, P., 2005, AJP, 13, 90

García-Burillo, S., Combes, F., Schinnerer, E., et al. 2005, A&A, 441, 1011

Gatti, M., Lamastra, A., Menci, N., et al. 2015, A&A, 576, A32

Gebhardt, K., Bender, R., Bower, G., et al. 2000, ApJL, 539, L13

Gehrels, N. 1986, ApJ, 303, 336

Georgakakis, A., Gerke, B. F., Nandra, K., et al. 2008, MNRAS, 391, 183

Georgakakis, A., Coil, A. L., Willmer, C. N. A., et al. 2011, MNRAS, 418, 2590

Gilmour, R., Best, P., & Almaini, O. 2009, MNRAS, 392, 1509

Gunn, J. E., 1979, Active Galactic Nuclei, 213, Cambridge University Press, Cambridge

Gültekin, K., Richstone, D. O., Gebhardt, K., et al. 2009, ApJ, 698, 198

Haggard, D., Green, P. J., Anderson, S. F., et al. 2010, *ApJ*, 723, 1447

Hanslmeier, A. 2012, *Life on Earth and other Planetary Bodies*, Volume 24, p. 139-157, 139, Springer, Berlin

Hickox, R. C., Jones, C., Forman, W. R., et al. 2009, *AsJ*, 696, 891

Hirschmann, M., Dolag, K., Saro, A., et al. 2014, *MNRAS*, 442, 2304

Hopkins, P. F., & Hernquist, L. 2006, *ApJS*, 166, 1

Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., et al. 2006, *ApJS*, 163, 1

Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., & Kereš, D. 2008, *ApJS*, 175, 356

Hopkins, P. F., & Hernquist, L. 2009, *ApJ*, 698, 1550

Hopkins, P. F., & Quataert, E. 2010, *MNRAS*, 407, 1529

Hopkins, P. F., Croton, D., Bundy, K., et al. 2010, *ApJ*, 724, 915

Huchra, J., & Burg, R. 1992, *ApJ*, 393, 90

Hütsi, G., Gilfanov, M., & Sunyaev, R. 2014, *A&A*, 561, A58

Jiang, C. Y., Jing, Y. P., Faltenbacher, A., Lin, W. P., & Li, C. 2008, *ApJ*, 675, 1095

Jovanović, P., & Popović, L. Č. 2009, arXiv:0903.0978

Karouzos, M., Jarvis, M. J., & Bonfield, D. 2014, *MNRAS*, 439, 861

Kauffmann, G., & Heckman, T. M. 2009, *MNRAS*, 397, 135

Kaviraj, S. 2014, *MNRAS*, 440, 2944

Kelly, B. C., & Shen, Y. 2013, *ApJ*, 764, 45

Klypin, A., & Holtzman, J. 1997, arXiv:astro-ph/9712217

Klypin, A. A., Trujillo-Gomez, S., & Primack, J. 2011, *ApJ*, 740, 102

Knebe, A., Knollmann, S. R., Muldrew, S. I., et al. 2011, *MNRAS*, 415, 2293

Knollmann, S. R., & Knebe, A. 2009, *ApJS*, 182, 608

Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, *ARA&A*, 51, 511

Krumpe, M., Miyaji, T., & Coil, A. L. 2014, Multifrequency Behaviour of High Energy Cosmic Sources, *Acta Polytechnica CTU Proceedings*, 71

Lacey, C., & Cole, S. 1993, *MNRAS*, 262, 627

Larson, D., Dunkley, J., Hinshaw, G., et al. 2011, *ApJS*, 192, 1

Leauthaud, A., Finoguenov, A., Kneib, J.-P., et al. 2010, *apj*, 709, 97

Leauthaud, A., J. Benson, A., Civano, F., et al. 2015, *MNRAS*, 446, 1874

Lewis, A., Challinor, A., & Lasenby, A. 2000, *ApJ*, 538, 473

Libeskind, N. I., Yepes, G., Knebe, A., et al. 2010, *MNRAS*, 401, 188

Lotz, J. M., Jonsson, P., Cox, T. J., et al. 2008, *MNRAS*, 391, 1137

Lusso, E., Comastri, A., Simmons, B. D., et al. 2012, *MNRAS*, 425, 623

Ma, C.-P. 1998, *Annals of the New York Academy of Sciences*, 848, 75

Mao, Y.-Y., Williamson, M., & Wechsler, R. H. 2015, *ApJ*, 810, 21

- Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., et al. 1998, *AJ*, 115, 2285
- Martini, P., Miller, E. D., Brodwin, M., et al. 2013, *ApJ*, 768, 1
- Marulli, F., Bonoli, S., Branchini, E., et al. 2009, *MNRAS*, 396, 1404
- Menci, N., Cavaliere, A., Fontana, A., et al. 2004, *ApJ*, 604, 12
- Merloni, A., Predehl, P., Becker, W., et al. 2012, arXiv:1209.3114
- Merloni, A., Dwelly, T., Salvato, M., et al. 2015, *MNRAS*, 452, 69
- Merritt D. & Ferrarese, L. 2001, *MNRAS*, 320, L30
- Milosavljević, M., Merritt, D., & Ho, L. C. 2006, *ApJ*, 652, 120
- Miyaji, T., Zamorani, G., Cappelluti, N., et al. 2007, *ApJS*, 172, 396
- Miyaji, T., Krumpe, M., Coil, A. L., & Aceves, H. 2011, *ApJ*, 726, 83
- Miyaji, T., Hasinger, G., Salvato, M., et al. 2015, *ApJ*, 804, 104
- Mo, H., van den Bosch, F. C., & White, S. 2010, *Galaxy Formation and Evolution*,
Cambridge University Press
- Mountrichas, G., & Georgakakis, A. 2012, *MNRAS*, 420, 514
- Moore, B., Katz, N., Lake, G., et al. 1996, *Nature*, 379, 613
- More, S., Kravtsov, A. V., Dalal, N., & Gottlöber, S. 2011, *ApJS*, 195, 4
- Moscardini, L. & Dolag, K. 2011, *Dark Matter and Dark Energy*, ASS, Volume 370, pp. 217,
Springer Netherlands, Netherlands

Nagai, D., & Kravtsov, A. V. 2005, *ApJ*, 618, 557

Nandra, K., Georgakakis, A., Willmer, C. N. A., et al. 2007, *ApJL*, 660, L11

Neistein, E., & Netzer, H. 2014, *MNRAS*, 437, 3373

Oh, S., Mulchaey, J. S., Woo, J.-H., et al. 2014, *ApJ*, 790, 43

Peacock, J. A., 1999, *Nature*, 399, 322

Post M., 2006, *IoP*, (DOI: 10.1888/0333750888/163)

Predehl, P. 2012, *SPIE*, 8443, 84431R

Pović, M., Sánchez-Portal, M., Pérez García, A. M., et al. 2012, *A&A*, 541, A118

Pović, M., Sánchez-Portal, M., Pérez García, A. M., & Otelo Group 2013, *Galaxy Mergers in an Evolving Universe*, 477, 177

Richardson, J., Zheng, Z., Chatterjee, S., et al. 2012, *ApJ*, 755, 30

Richardson, J., Chatterjee, S., Zheng, Z., et al. 2013, *ApJ*, 774, 143

Schneider, P. 2006, *Extragalactic Astronomy and Cosmology*, Springer, Berlin

Schawinski, K., Virani, S., Simmons, B., et al. 2009, *ApJL*, 692, L19

Schawinski, K., Simmons, B. D., Urry, C. M., et al. 2012, *MNRAS*, 425, L61

Sheth, R. K., & Tormen, G. 1999, *MNRAS*, 308, 119

Shlosman, I., Frank, J., & Begelman, M. C. 1989, *Nature*, 338, 45

Shankar, F. 2013, *Classical and Quantum Gravity*, 30, 244001

Shankar, F., Weinberg, D. H., & Miralda-Escudé, J. 2013, MNRAS, 428, 421

Shen, S., Kauffmann, G., von der Linden, A., et al. 2008, MNRAS, 389, 1074

Shen, Y. 2009, ApJ, 704, 89

Shimada, M., Ohyama, Y., Nishiura, S., et al. 2000, AJ, 119, 2664

Sijacki, D., Springel, V., Di Matteo, T., & Hernquist, L. 2007, MNRAS, 380, 87

Sijacki, D., Vogelsberger, M., Genel, S., et al. 2015, MNRAS, 452, 575

Silverman, J. D., Kampczyk, P., Jahnke, K., et al. 2011, ApJ, 743, 2

Silverman, J. D., Miniati, F., Finoguenov, A., et al. 2014, ApJ, 780, 67

Stadel, J. G. 2001, Cosmological N-body simulations and their analysis (Ph.D. Thesis),
University of Washington

Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., et al. 2003, ApJS, 148, 175

Springel, V. 2005, MNRAS, 364, 1105

Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., et al. 2005, Nature, 435, 629

Springel, V., Di Matteo, T., & Hernquist, L. 2005, MNRAS, 361, 776

Taniguchi, Y. 1999, ApJ, 524, 65

Thacker, R. J., Scannapieco, E., & Couchman, H. M. P. 2006, ApJ, 653, 86

Tinker, J. L. 2005, Constraining Cosmology with the Halo Occupation Distribution (Ph.D. Thesis), The Ohio State University

Tinker, J. L., Robertson, B. E., Kravtsov, A. V., et al. 2010, ApJ, 724, 878

Treister, E., Schawinski, K., Urry, C. M., & Simmons, B. D. 2012, ApJL, 758, L39

Tremaine, S., Gebhardt, K., Bender, R., et al. 2002, ApJ, 574, 740

Xue, Y. Q., Brandt, W. N., Luo, B., Rafferty, D. A., et al. 2010, ApJ, 720, 368

Villarroel, B., & Korn, A. J. 2014, Nature Physics, 10, 417

Villforth, C., Hamann, F., Rosario, D. J., Santini, P., et al. 2014, MNRAS, 3356, 3342

Volonteri, M., Sikora, M., Lasota, J.-P., & Merloni, A. 2013, ApJ, 775, 94

Wang, J., & Wei, J. Y. 2010, ApJ, 719, 115

Weinmann, S. M., Van Den Bosch, F. C., Yang, X., et al. 2006, MNRAS, 372, 1161

Wetzel, A. R., Cohn, J. D., & White, M. 2009, MNRAS, 394, 2182

White, M. 2001, A&A, 367, 27

Zaritsky, D., Smith, R., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, ApJL, 478, L53

Zehavi, I., Zheng, Z., Weinberg, D. H., et al. 2005, ApJ, 630, 1

Zehavi, I., Zheng, Z., Weinberg, D. H., et al. 2011, ApJ, 736, 59

Zel'dovich, Y. B. 1970, A&A, 5, 84