
Eficiencia de los Indicadores Cinemáticos para la Identificación de Fusiones de Galaxias

Cristian Rolando Carvajal Bohorquez

Trabajo de Grado para Optar el Título de Físico

Director

Juan Carlos Basto Pineda
Doctor en Ciencias Naturales

Codirector

Luis Alberto Núñez de Villavicencio Martínez
Doctor en Ciencias Naturales

Universidad Industrial de Santander
Facultad de Ciencias
Escuela de Física
Bucaramanga
2021

Dedicatoria

A mis padres Elvia y Luis Ernesto. A mis hermanas Paula, Monica y Katherine.

Gracias por todo su apoyo y compañía.

Agradecimientos

A mi familia por siempre guiarme y brindarme su apoyo en cada etapa de mi formación.

A los profesores que me instruyeron a lo largo de mi formación académica en la Universidad Industrial de Santander, especialmente a mis directores el profesor Juan Carlos Basto Pineda y el profesor Luis Alberto Nuñez.

A mis amigos María José, Steven, Juan Manuel, Laura, Lucia y Daniel por todo el apoyo incondicional y las alegrías. A mis amigos de la carrera por las intensas charlas físicas y jornadas de estudio.

Al grupo Halley y a todos sus integrantes por las experiencias, las enseñanzas y mis primeros pasos en la investigación científica.

A la Universidad Industrial de Santander por brindar los espacios donde conocí personas maravillosas que sin duda alteraron mi visión del mundo.

A todos mis amigos que siempre me apoyaron y brindaron su aprecio.

Tabla de contenido

Introducción	11
1 Galaxias en alto redshift: observaciones y simulaciones	14
1.1 La historia de formación estelar en galaxias	14
1.2 Observaciones cinemáticas de galaxias	15
1.2.1 KINOMETRY	18
1.2.2 Indicadores observacionales para la detección de fusiones	21
1.3 Simulaciones	22
1.3.1 Simulaciones de galaxias	23
1.3.2 Simulaciones MIRAGE	25
2 Observaciones sintéticas: AURORA	29
2.1 Observaciones sintéticas	29
2.2 AURORA	32
2.2.1 Preprocesamiento de las simulaciones	33
2.2.2 emitters.py: simulando la emisión del gas en las galaxias	34
2.3 Contribuciones de este trabajo al código AURORA	39
2.3.1 rahmati.py: corrección de la fracción de hidrógeno neutro	39
2.3.2 Convoluciones: resolución instrumental y efectos atmosféricos	42
2.4 Procesamiento de los cubos de datos sintéticos	47
3 Criterios cinemáticos y análisis de las simulaciones	49
3.1 Criterios cinemáticos de la clasificación de fusiones	49
3.2 Estudio cinemático de las simulaciones MIRAGE	56
3.2.1 Influencia de los <i>clumps</i>	56
3.2.2 Posible solución: luminosidad $\propto \rho$ y corte en densidad	58
4 Experimentos controlados: resultados	67
4.1 Catálogo de observaciones sintéticas	67
4.2 Clasificación observacional	68
4.3 Eficiencia de los indicadores	71
5 Conclusiones	76
Referencias Bibliográficas	78
Apéndices	85

Lista de figuras

Figura 1	<i>Evolución de la densidad de la tasa de formación estelar cósmica en función del tiempo retrospectivo y el corrimiento al rojo.</i>	15
Figura 2	<i>Cubo de datos obtenido por un espectrógrafo de campo integral.</i>	16
Figura 3	<i>Mapas 2D de una simulación de un disco ideal en rotación.</i>	18
Figura 4	<i>Proyección en el cielo de una galaxia tipo disco con inclinación θ.</i>	19
Figura 5	<i>Descomposición armónica mediante KINEMETRY de un mapa de velocidad de alta resolución.</i>	20
Figura 6	<i>Descomposición armónica mediante KINEMETRY de un mapa de velocidad de baja resolución.</i>	21
Figura 7	<i>Comportamiento de los indicadores observacionales en función de la distancia al centro de la galaxia.</i>	22
Figura 8	<i>Visualización de diferentes tipos de simulaciones.</i>	23
Figura 9	<i>Diagrama de los principales modelos físicos utilizados en las simulaciones.</i>	25
Figura 10	<i>Simulaciones MIRAGE.</i>	26
Figura 11	<i>Discos de las simulaciones MIRAGE.</i>	27
Figura 12	<i>Espectro resultante de varias partículas en una línea de visión.</i>	30
Figura 13	<i>Metodología para generar las observaciones sintéticas.</i>	31
Figura 14	<i>Ángulos de inclinación y posición para la proyección de la galaxia en el cielo, los cuales deben ser suministrados a AURORA.</i>	34
Figura 15	<i>Visualización de la proyección de las líneas de emisión en el cubo de datos.</i>	38
Figura 16	<i>Visualización de los resultados de las convoluciones espectrales numéricas y de las señales convolucionadas.</i>	44
Figura 17	<i>Visualización de los resultados de las convoluciones espaciales numéricas.</i>	46
Figura 18	<i>Resultados de la aplicación del parámetro J_{Z-circ}.</i>	52
Figura 19	<i>Resultados de la aplicación de los parámetros E_1, E_2 y E_3 calculados a partir del gas frío para las cuatro simulaciones a lo largo del tiempo.</i>	53
Figura 20	<i>Resultados de la aplicación de los parámetros LM y k_{rot} calculados a partir del gas frío para las cuatro simulaciones a lo largo del tiempo.</i>	54
Figura 21	<i>Inspección visual para comprobar la evolución de la distribución del gas en el plano xy en la fusión $G2 - G3$.</i>	54
Figura 22	<i>Mapas generados con AURORA para la galaxia $G3$ en la configuración de media resolución espacial y $\theta = 45^\circ$.</i>	57
Figura 23	<i>Mapas de intensidad y velocidad generados para el sistema $BX482$ en $z = 2.26$.</i>	58
Figura 24	<i>Identificación de los clumps, según sus características críticas, en las observaciones sintéticas.</i>	59
Figura 25	<i>Histograma de la dispersión de velocidades e histograma del doble de la velocidad a lo largo de la línea de visión ponderado por la luminosidad.</i>	61
Figura 26	<i>Resultados de aplicar el corte en densidad en las celdas de la simulación y sus resultados en los mapas de intensidad y velocidad.</i>	62

Figura 27	<i>Resultados al cambiar el modelo que relaciona la luminosidad y la densidad por $Lum \propto \rho$ (columna izquierda) y por $Lum \propto \sqrt{\rho}$ (columna derecha).</i>	63
Figura 28	<i>Gráficas de la relación entre temperatura y densidad, e histograma del rango de velocidad pesado por la luminosidad para el nuevo el modelo $Lum \propto \rho$.</i>	64
Figura 29	<i>Resultados de la descomposición de la cinemática usando KINEMETRY.</i>	66
Figura 30	<i>Mapas de intensidad, velocidad y dispersión de velocidades para diferentes resoluciones espaciales generados con el cuarto snapshot de la simulación G3.</i>	68
Figura 31	<i>Gráficas de V_{asym} vs σ_{asym} para las diferentes resoluciones espaciales empleadas en la generación de las observaciones sintéticas.</i>	70
Figura 32	<i>Gráficas de V_{asym} vs σ_{asym} para las diferentes resoluciones espaciales empleadas en la generación de las observaciones sintéticas.</i>	71
Figura 33	<i>Porcentajes de sistemas identificados correctamente e incorrectamente respecto a la clasificación teórica.</i>	72
Figura 34	<i>Porcentajes de sistemas identificados correctamente e incorrectamente medidos respecto al número de objetos clasificados en una u otra categoría a partir de la clasificación observacional.</i>	74
Figura 35	<i>Inspección visual para comprobar la evolución de la distribución del gas en el plano xy en las fusiones.</i>	85
Figura 36	<i>Inspección visual para comprobar la evolución de la distribución del gas en el plano xy en las fusiones.</i>	86
Figura 37	<i>Resultados de la descomposición de la cinemática con KINEMETRY de una simulación aislada de una galaxia enana presentada en Pineda, Hayward, Springel, y Mendes de Oliveira (2017).</i>	87

Lista de tablas

Tabla 1	<i>Tasa de fotoionización por el fondo ultravioleta metagaláctico y sección transversal de absorción en función del redshift.</i>	40
Tabla 2	<i>RMS del residuo entre los mapas cinemáticos donde se aplicó la corrección presentada en Rahmati, Pawlik, Raičević, y Schaye (2013), comparando diferentes redshift con un mapa sin la corrección.</i>	41
Tabla 3	<i>RMS del residuo entre los mapas cinemáticos donde se aplicó la corrección presentada en Rahmati y cols. (2013), comparando diferentes redshift.</i>	42
Tabla 4	<i>Clasificación teórica en cada instante de las simulaciones de fusiones aplicando como criterio $LM < 0.85$.</i>	55

Lista de apéndices

Apéndice A. Inspección visual	85
Apéndice B. Curva de rotación de una simulación de disco ideal	87

Resumen

Título: Eficiencia de los indicadores cinemáticos para la identificación de fusiones de galaxias*.

Autor: Cristian Rolando Carvajal Bohorquez[†]

Palabras claves: Observaciones sintéticas, Fusiones de galaxias, Simulaciones hidrodinámicas, Mapas cinemáticos.

Descripción:

Recientes observaciones de galaxias han revelado que la historia cósmica de formación de estrellas tuvo su pico en $z \sim 1 - 3$. En esta época las galaxias ensamblaron la mayor parte de su masa estelar, y se comenzó a establecer la clasificación de estructuras y morfologías que vemos hoy. Se han propuesto dos mecanismos principales de aprovisionamiento de gas para sustentar la elevada tasa de formación estelar observada. Estos son la acreción suave y continua de gas frío desde filamentos cósmicos y la acción de sucesivas fusiones de galaxias ricas en gas.

Entender la importancia relativa de estos mecanismos es determinante para la comprensión de los modelos de formación y evolución de galaxias en un contexto cosmológico. Para resolver esta dicotomía se han propuesto indicadores cinemáticos que permitan identificar las galaxias en proceso de fusión; pero la limitación intrínseca de las observaciones ha impedido establecer un diagnóstico definitivo. Por ese motivo es preciso continuar investigando, para establecer la eficiencia real de los indicadores propuestos.

En este trabajo realizamos un estudio sistemático con experimentos controlados para estimar la eficiencia de los indicadores observacionales V_{asym} y σ_{asym} propuestos en [Shapiro y cols. \(2008\)](#). Empleamos observaciones sintéticas generadas a partir de las simulaciones hidrodinámicas de galaxias en curso de fusión MIRAGE ([Perret y cols., 2014](#)), diseñado para emular nuestro conocimiento de las condiciones físicas del Universo en $z \sim 1 - 3$. Como conclusión se determinó que el 40 % de las fusiones de galaxias y el 87 % de las galaxias tipo disco son identificadas correctamente, pero se evidenció un sesgo sistemático de los clasificadores al identificar incorrectamente más discos. La proporción de fusiones de galaxias identificadas correctamente aumenta en función de la resolución espacial, al igual que el número de sistemas tipo disco mal clasificados. Sin embargo, estos resultados pueden estar influenciados por la predominancia de discos en la muestra o por las características de la simulación utilizada, en la cual se forman grumos de formación estelar con una dinámica peculiar.

*Trabajo de grado

[†]Facultad de Ciencias, Escuela de Física, Juan Carlos Basto Pineda (Director)

Abstract

Title: Efficiency of kinematic indicators for the identification of galaxy mergers*.

Author: Cristian Rolando Carvajal Bohorquez[†]

Keywords: Mock observation, Galaxy mergers, Hydrodynamic simulations, kinematic maps.

Description:

Recent observations of galaxies have revealed that the cosmic history of star formation peaked at $z \sim 1 - 3$. At this time galaxies assembled most of their stellar mass, and the classification of structures and morphologies that we see today began to be established. Two main gas-provisioning mechanisms have been proposed to underpin the observed high rate of star formation. These are the smooth and continuous accretion of cold gas from cosmic filaments and the action of successive mergers of gas-rich galaxies.

Understanding the relative importance of these mechanisms is crucial for understanding models of galaxy formation and evolution in a cosmological context. To resolve this dichotomy, kinematic indicators have been proposed to identify merging galaxies, but the intrinsic limitation of observations has prevented a definitive diagnosis. For this reason, further research is needed to establish the real efficiency of the proposed indicators.

In this work we conducted a systematic study with controlled experiments to estimate the efficiency of the observational indicators V_{asym} and σ_{asym} proposed in [Shapiro y cols. \(2008\)](#). Employing mock observations generated from the set of hydrodynamic simulations of galaxies in the process of merging MIRAGE ([Perret y cols., 2014](#)), designed to emulate our knowledge of the physical conditions of the Universe at $z \sim 1 - 3$. As a conclusion, it was determined that 40 % of galaxy mergers and 87 % of disk-like galaxies are correctly identified, but a systematic bias of the classifiers was evident in incorrectly identifying more disks. The proportion of correctly identified galaxy mergers increases as a function of spatial resolution, as does the number of misclassified disk-like systems. However, these results may be influenced by the predominance of disks in the sample or by the characteristics of the simulation used, in which star-forming clumps form with peculiar dynamics.

*Bachelor Thesis

[†]Facultad de Ciencias, Escuela de Física, Juan Carlos Basto Pineda (Director)

Introducción

Las observaciones recientes de cielo profundo mediante espectrógrafos de campo integral (IFU*), montados en telescopios de 8 – 10, han abierto una ventana al estudio del Universo temprano. Dicho estudio revela la existencia de una población de galaxias diversa y en rápida evolución (Contini y cols., 2012; Glazebrook, 2013; Kriek y cols., 2007). Un descubrimiento de gran interés, en particular, es el momento de pico en la formación de estrellas en el Universo (A. M. Hopkins y Beacom, 2006; Madau y Dickinson, 2014): la masa estelar en las galaxias se incrementó de $\sim 15\%$ de su valor actual en $z \sim 3$, hasta $50\% - 75\%$ en $z \sim 1$ (Dickinson, Papovich, Ferguson, y Budavari, 2003). Estas observaciones también han arrojado luces sobre la estructura interna de aquellas galaxias tempranas, sugiriendo que en esa época comenzaba a cimentarse la variedad de estructuras y morfologías que vemos hoy.

¿Qué posibles mecanismos de aprovisionamiento de gas pudieron sustentar la intensa actividad de formación estelar registrada en este rango de corrimientos al rojo? Este tema es materia de intenso debate en el campo de la astronomía extragaláctica. Juega un papel determinante en la formulación y discriminación de modelos de formación y evolución de galaxias en un contexto cosmológico.

Como posibles fuentes de materia prima para el rápido crecimiento de la masa estelar en galaxias en $z \sim 1 - 3$ se han propuesto dos mecanismos principales: 1) el efecto de fusiones sucesivas de galaxias ricas en gas (Bournaud, Jog, y Combes, 2007; Conselice, Rajgor, y Myers, 2008; P. F. Hopkins y cols., 2006); 2) la acreción suave y continua de gas intergaláctico frío a través de filamentos cósmicos (Birnboim, Dekel, y Neistein, 2007; Genel, Bouché, Naab, Sternberg, y Genzel, 2010; Kereš, Katz, Weinberg, y Davé, 2005). Estos mecanismos presentan una clara dicotomía, y es preciso establecer la importancia relativa que tuvo cada uno de ellos.

Un indicador que permitiría diferenciar los dos escenarios es una medida de la cantidad de rotación ordenada en comparación con la cantidad de movimientos caóticos o no circulares. Debido a que las fusiones de galaxias son procesos violentos, que perturban visiblemente su estructura, en comparación a los discos en equilibrio en rotación. Una medida de este tipo es interesante, además, porque se ha mostrado que el momento angular de los discos galácticos guarda memoria de las propiedades de sus halos de materia oscura en el momento de la captura del gas progenitor de la galaxia. De este modo, este indicador podría brindar información valiosa para el estudio de la historia cosmológica de formación de estructuras (N. F. Schreiber y cols., 2006).

*Integral field unit

Desafortunadamente, medidas confiables de este tipo son muy difíciles de obtener pues se trata de objetos demasiado distantes. Por comparación, $1''$, resolución espacial típica de sitios con excelentes condiciones observacionales, equivale a 8 [kpc] para $z \sim 1 - 3$ (Davies y Kasper, 2012), lo cual es comparable al tamaño de las galaxias que se desea estudiar. Y aunque el uso de óptica activa y óptica adaptativa mejoran la resolución hasta en un factor 10, esto alcanza apenas para arrojar indicios sobre el estado dinámico de tales sistemas, pero no permite alcanzar todavía un diagnóstico detallado.

Por otro lado, a pesar de los desafíos que supone investigar galaxias distantes, los esfuerzos observacionales han arrojado frutos interesantes. Por ejemplo, según observaciones recientes en $z \sim 2$ hay una alta proporción de sistemas galácticos con un grado considerable de rotación, presumiblemente potenciales progenitores de las galaxias tipo disco $z \sim 0$ (Epinat y cols., 2012; N. F. Schreiber y cols., 2006). Además, algunos estudios han discutido la posibilidad de identificar galaxias que han experimentado fusiones recientes, y diferenciarlas de discos estables, mediante indicadores cinemáticos que comparan el grado de rotación con el nivel global de dispersión de velocidades. Sin embargo, la limitada resolución espacial y baja relación señal/ruido intrínseca de los datos hace de la eficiencia real de estos criterios de clasificación materia de debate (Simons y cols., 2019).

Uno de los trabajos pioneros en este campo es el de Shapiro y cols. (2008), utilizando observaciones sintéticas de galaxias a partir de simulaciones hidrodinámicas y observaciones de galaxias locales, degradadas en resolución para emular el caso de alto *redshift**. En dicho trabajo fueron propuestos algunos indicadores para diferenciar galaxias en curso de fusión de discos estables a partir de mapas cinemáticos de baja resolución. Estos indicadores miden la cantidad de movimientos circulares y movimientos aleatorios, así como el nivel de asimetría en los mapas cinemáticos. Los autores sugieren, que de este modo, es posible clasificar las fusiones en curso con una eficiencia del $\sim 80\%$. Por otro lado, sin embargo, existen trabajos recientes con metodologías similares que contradicen este resultado. Un ejemplo notable es Simons y cols. (2019), donde se encuentra, utilizando un catálogo amplio de observaciones sintéticas creadas a partir de simulaciones, que los datos actuales no permiten ejecutar la clasificación deseada de forma confiable.

La contradicción entre estos resultados muestra que no existe aún una respuesta definitiva. Siguiendo la línea de ideas de Shapiro y cols. (2008) y Simons y cols. (2019), en este trabajo realizamos una serie de experimentos controlados con observaciones sintéticas creadas a partir del conjunto de simulaciones de fusiones de galaxias MIRAGE (Perret y cols., 2014) en $z \sim 1 - 3$. Estas observaciones sintéticas se analizaron de la misma manera que se estudian las observaciones reales, para determinar el porcentaje de eficiencia de los indicadores cinemáticos presentados en Shapiro y cols. (2008) para la identificación de fusiones en función de la resolución espacial. De este modo, esperamos aportar evidencia independiente a la resolución de este debate.

El primer capítulo de este trabajo de grado presenta el marco teórico necesario para entender el análisis y la construcción de los mapas cinemáticos de las observaciones, y las características de las simulaciones empleadas en este estudio. El segundo capítulo expone la metodología empleada para

*Corrimiento al rojo

la generación de las observaciones sintéticas. En tercer capítulo abarca la clasificación dinámica de las simulaciones y la detección de características críticas en las simulaciones que provocan inestabilidades en la dinámica del movimiento. El cuarto capítulo describe el catálogo de observaciones sintéticas generadas y los resultados de los criterios observacionales junto con la estimación de la eficiencia. Finalmente, el quinto capítulo describe las conclusiones obtenidas mediante la metodología y las perspectivas para futuros trabajos tomando como precedente los resultados obtenidos.

Este trabajo de grado se desarrolló dentro del marco del proyecto VIE número 2494, titulado “Simulaciones de galaxias distantes: tras las marcas de fusiones galácticas en los mapas de velocidad”, y toda su documentación, textos y códigos de análisis se encuentran recopilados en un [repositorio público](#) en GitHub.

Galaxias en alto redshift: observaciones y simulaciones

En este capítulo se abordarán algunos aspectos observacionales y teóricos sobre las galaxias en alto corrimiento al rojo. Se comenzará con los datos que abrieron la discusión sobre los mecanismos de aprovisionamiento de gas. Luego se describirán brevemente los detalles del proceso de observación que genera los cubos de datos, la forma de proyectar esta información en mapas 2-D y el análisis que se realiza sobre los mapas cinemáticos para extraer la información dinámica de las galaxias. Finalmente, se introducirán los mecanismos existentes para simular las condiciones y la dinámica de las galaxias en el rango de *redshift* de este estudio.

1.1. La historia de formación estelar en galaxias

Durante la evolución de las galaxias, se espera que los procesos de *feedback*[†] estelar, la acreción de gas del medio intergaláctico, las fusiones, el ambiente galáctico y el *feedback* de AGN[‡] regulen la tasa de formación de estrellas y la historia del ensamble de masa de la galaxia (Cucciati y cols., 2012). Por tanto, estudiar la dinámica de formación estelar en el Universo resulta importante para identificar los procesos físicos predominantes en la evolución de las galaxias.

La densidad de la tasa de formación estelar (SFRD[§] por sus siglas en inglés) es la cantidad de gas que se transforma en estrellas por unidad de tiempo y por unidad de volumen en una galaxia. Generalmente, se obtiene a partir de la luminosidad integrada mediante modelos de síntesis evolutiva, o indicadores específicos basados en la intensidad de las líneas de emisión del gas ionizado en torno a las regiones de formación estelar. Sin embargo, si se desea estimar la historia de formación estelar global del Universo se debe tener en cuenta que cada indicador es sensible a diferentes rangos de masas estelares y, por lo tanto, evoluciona de distintas formas a medida que la galaxia envejece. Por ejemplo, la emisión $H\alpha$ proviene principalmente de regiones HII fotoionizadas por estrellas tipo O, con vidas medias de menos de 20 millones de años. Por su parte, la emisión del continuo en ultravioleta es producto de estrellas en un rango de masas mucho más amplio y con

[†]Esta retroalimentación se refiere a la inyección de masa, energía y momento, por parte de las estrellas, al medio interestelar. Es particularmente importante en las regiones de formación estelar intensa, debido a la potencia de emisión y vientos estelares de las estrellas masivas.

[‡]Por sus siglas en inglés, *Active Galactic Nuclei*.

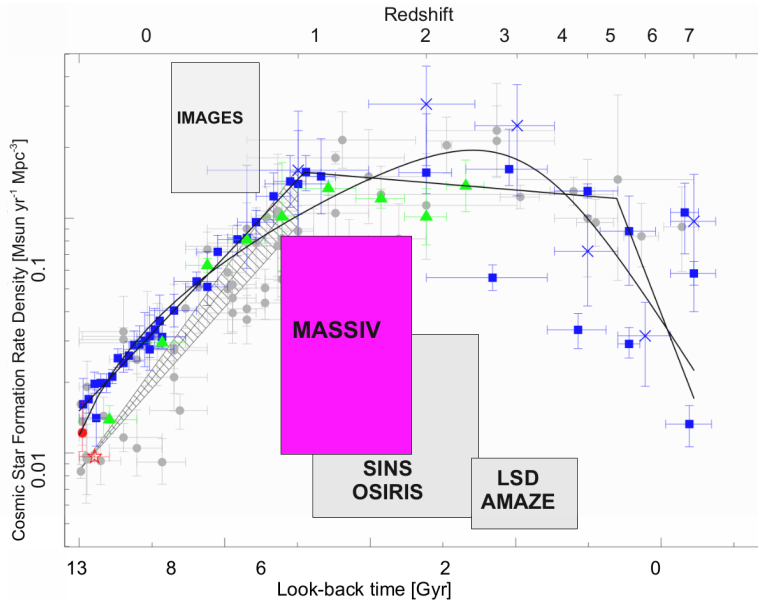
[§]*The star formation rate density*

mayores expectativas de vida, pero la extinción del UV en protogalaxias jóvenes, con excesivas cantidades de gas y polvo, es un factor que debe ser calibrado con precisión (Madau y Dickinson, 2014). A pesar de las complicaciones, es posible estimar la tasa de formación estelar global si se cuenta con medidas precisas en diferentes rangos del espectro electromagnético para una muestra representativa de galaxias, como muestran los trabajos de Cucciati y cols. (2012) y Contini y cols. (2012).

Estos estudios han revelado un pico en la historia de la formación estelar universal en $z \sim 1 - 3$ (Contini y cols., 2012) (ver la figura 1), abriendo paso al interrogante ¿Cuál es el mecanismo principal de aprovisionamiento de gas que hizo posible sustentar tal actividad?

Figura 1

Evolución de la densidad de la tasa de formación estelar cósmica en función del tiempo retrospectivo y el corrimiento al rojo.



Nota. Evolución de la densidad de la tasa de formación estelar cósmica en función del tiempo retrospectivo y el corrimiento al rojo para cuatro conjuntos de observaciones: MASSIV ($0.9 < z < 1.8$, cuadro magenta), IMAGES ($z \sim 0.4 - 0.75$), SINS/OSIRIS ($z \sim 1.4 - 2.6$) y LSD/AMAZE ($z \sim 2.6 - 3.8$). La altura de cada caja es proporcional al tamaño de la muestra y el ancho representa los corrimientos al rojo de las galaxias en cada catálogo. Los puntos y marcadores en la gráfica provienen de diferentes conjuntos de datos en diferentes longitudes de onda, sus referencias de se encuentran en Hopkins (2007). Las líneas continuas representan el mejor ajuste a la densidad de tasa de formación estelar. El ajuste lineal por partes se presentó en Cole y cols. (2001). Tomado de Contini y cols. (2012).

1.2. Observaciones cinemáticas de galaxias

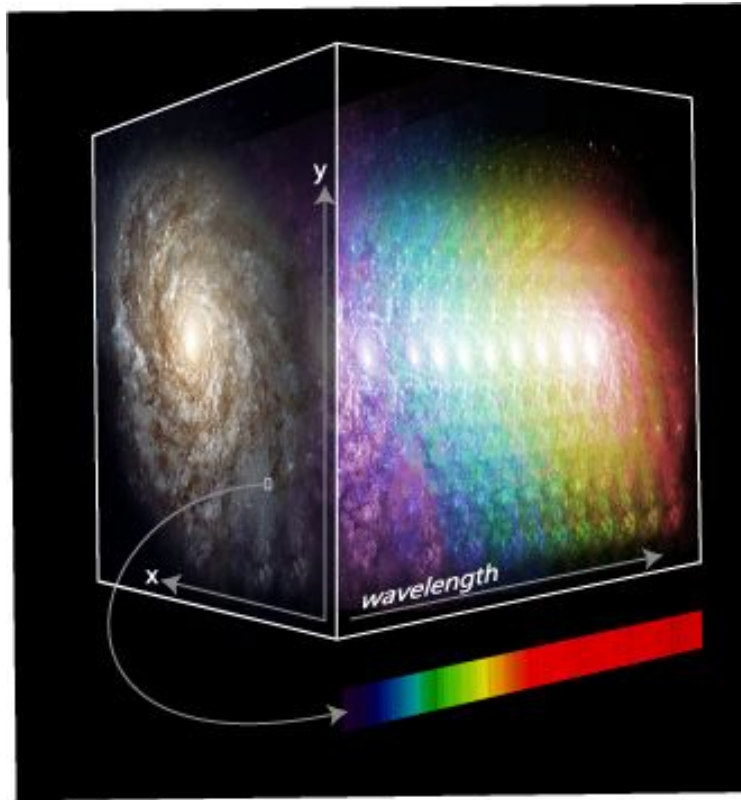
El estudio de galaxias en formación en el Universo temprano solo ha sido posible recientemente gracias a la implementación de los espectrógrafos de campo integral acoplados a telescopios de 8 – 10 m. Estos sistemas están ubicados en zonas con las mejores condiciones atmosféricas y cuentan con técnicas de óptica activa y óptica adaptativa que permiten mejorar hasta en un factor 10 la resolución espacial de las observaciones (Davies y Kasper, 2012). Así surgió la posibilidad

de empezar a inferir a las propiedades y características de las galaxias en formación en $z \sim 1 - 3$.

Las observaciones con IFU permiten generar un espectro por cada píxel de un campo 2D. Así, por cada exposición del telescopio se obtienen alrededor de 1000 espectros que se almacenan en la forma de un cubo de datos (figura 2). Las dos dimensiones de la cara frontal representan la proyección de la galaxia en el plano del cielo, mientras que la tercera representa la dirección espectral, que contiene información de la galaxia en diferentes longitudes de onda.

Figura 2

Cubo de datos obtenido por un espectrógrafo de campo integral.



Nota. Cubo de datos obtenido por un espectrógrafo de campo integral, se caracteriza por dos dimensiones espaciales y una dimensión espectral. Tomado de <https://angelrls.wordpress.com/category/my-research/>.

Si se añade un filtro de banda estrecha al sistema óptico durante la adquisición de datos, ajustado para registrar una línea de emisión en particular, se puede estimar la velocidad del gas ionizado a lo largo de la línea de visión en cada posición de la galaxia por efecto Doppler. Para ello, basta estimar el desplazamiento de la línea de emisión respecto a la longitud de onda esperada en el marco de referencia en reposo (ver ecuación 1.1), y por esto se puede hablar indistintamente de la tercera dimensión de los cubos de datos como la dirección espectral o de velocidad:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_o} = \frac{V_{los}}{c}, \quad (1.1)$$

donde $\Delta\lambda$ es el desplazamiento de la línea de emisión, λ_o es la longitud de onda emitida por las partículas en reposo, V_{los} es la velocidad a lo largo de la línea de visión (*line-of-sight velocity*) y c la velocidad de la luz en el vacío. Es importante observar que este desplazamiento de las líneas en emisión no hace referencia al provocado por la expansión del Universo, ni a la velocidad sistémica o propia de la galaxia. Estos deben sustraerse inicialmente para retener nada más el movimiento interno de las distintas partes de la galaxia.

Como vemos, los datos de IFU permiten estudiar la cinemática interna de la galaxia por medio de los espectros registrados en cada píxel, información que puede ser sintetizada de forma muy conveniente en mapas de velocidad 2D. Como un primer paso para ello, se debe colapsar el espectro a lo largo de cada píxel para generar el mapa de intensidad (I):

$$I = \sum_{ch} I_{ch}, \quad (1.2)$$

donde el índice ch denota cada posición espectral o canal de velocidad, y I_{ch} la intensidad luminosa registrada para esa longitud de onda en particular (Walter y cols., 2008) (ver la figura 3-panel izquierdo).

A continuación, el mapa de velocidad se puede obtener como el promedio de las velocidades asociadas a cada canal (V_{ch}), ponderado por la intensidad luminosa:

$$\langle V \rangle = \frac{\sum_{ch} I_{ch} \cdot V_{ch}}{\sum_{ch} I_{ch}}. \quad (1.3)$$

La figura 3-panel central muestra un ejemplo de este tipo de mapa de velocidades. Este diagrama concuerda con lo esperado para un disco en rotación, con una mitad que se aleja de nosotros (rojo) y otra que se acerca (azul). Además, se aprecia una distribución ordenada del campo de velocidad, cercana al llamado “diagrama de araña” (Van Der Kruit y Allen, 1978), denominado así por la forma de los contornos de isovelocidad (líneas negras).

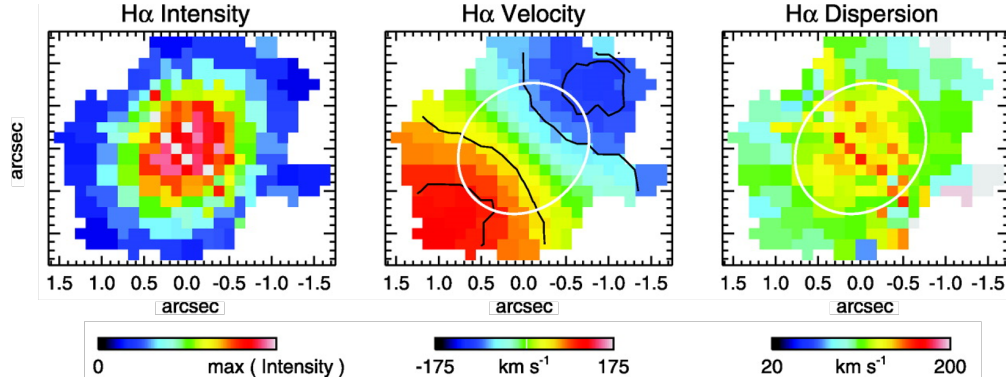
Finalmente, también es posible obtener el mapa de dispersión de velocidades σ a partir del cubo de datos mediante:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{ch} I_{ch} \cdot (V_{ch} - \langle V \rangle)^2}{\sum_{ch} I_{ch}}}. \quad (1.4)$$

El resultado esperado para una galaxia tipo disco es un mapa de dispersión de velocidad con una estructura radial. Los contornos de σ -constantes deben ser elipses cuya elipticidad refleja la inclinación del disco, al igual que las isofotas en el mapa de intensidad (ver figura 3, derecha). Esta similitud se debe a que ambos mapas representan momentos pares de la distribución de intensidades a lo largo de la dirección espectral (Van Der Kruit y Allen, 1978).

Figura 3

Mapas 2D de una simulación de un disco ideal en rotación.



Nota. Ejemplo de mapas cinemáticos para una simulación de un disco ideal en rotación. De izquierda a derecha: intensidad de la línea de emisión de $H\alpha$, velocidad a lo largo de la línea de visión y dispersión de velocidades del gas ionizado. En el mapa de velocidad se muestran los contornos de isovelocidad, cuya curvatura cóncava a cada lado del eje menor de la galaxia muestra la típica estructura del diagrama de araña, característica del movimiento de rotación (Van Der Kruit y Allen, 1978). Tomado y modificado de Shapiro y cols. (2008).

1.2.1. KINOMETRY

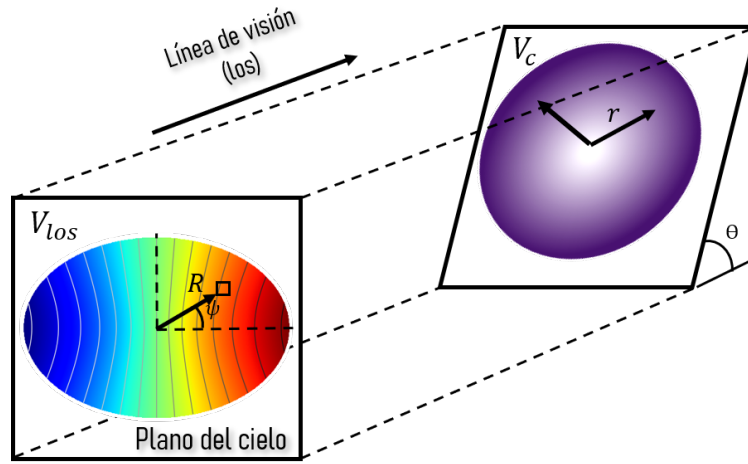
En términos ideales, las galaxias de tipo tardío (*late type*) presentan una simetría tipo disco con órbitas circulares y un perfil radial de brillo con decaimiento exponencial. Sin embargo, en las observaciones no se aprecia perfectamente esta geometría, porque los objetos generalmente no están alineados con el plano del cielo (ver figura 4). Las galaxias se observan con cierto ángulo de inclinación θ que provoca que los discos se vean como elipses (ver figura 4) donde se aprecian contornos elípticos con intensidad luminosa constante. Teóricamente, en el modelo de disco ideal, todos los puntos giran con la misma velocidad alrededor del centro de la galaxia. Por la inclinación de la galaxia, un observador mide la componente de velocidad a lo largo de la línea de visión (V_{los}) de la velocidad circular, la relación entre ella está dada por el ángulo de inclinación. La V_{los} en cada posición de la elipse estará dada por:

$$V_{los}(R, \psi) = V_0 + V_c(r) \sin(\theta) \cos(\psi), \quad (1.5)$$

donde R es la posición radial en el plano del cielo, r es la posición radial en la galaxia, V_0 es la velocidad sistémica, V_c la velocidad circular y ψ es el ángulo medido desde el semieje mayor.

Figura 4

Proyección en el cielo de una galaxia tipo disco con inclinación θ .



Nota. Proyección en el cielo de una galaxia tipo disco con inclinación θ . Debido a la inclinación, la geometría que describe la galaxia es una elipse. La velocidad a lo largo de la línea de visión es una componente de la velocidad circular. La transformación entre ellas se realiza mediante la ecuación 1.5, teniendo en cuenta las siguientes coordenadas: el ángulo ψ se mide a partir del semi-eje mayor, r es la posición radial sobre la galaxia y R es la posición radial en el plano del cielo. El color blanco representa velocidades positivas cercanas a cero, el morado oscuro velocidades altas y positivas. El color azul velocidades grandes negativas, el color rojo velocidades altas pero positivas y el verde tenue velocidades cercanas a cero. Tomado y modificado de Pacheco-Arias, Pineda, y Núñez (2020).

La ecuación 1.5 solo almacena los movimientos circulares de las galaxias, sin embargo, en los sistemas reales también se hacen presentes movimientos no circulares. Esto es particularmente cierto en galaxias con procesos de fusiones recientes. Una forma de obtener toda la información almacenada en los mapas de velocidad es mediante una descomposición armónica sobre elipses concéntricas, como se explica en Krajnovic, Cappellari, De Zeeuw, y Copin (2006) al presentar su software KINEMETRY. Las velocidades medidas a lo largo de cada elipse se ajustan a una serie de Fourier de la forma:

$$V_{los,n}(\psi) = A_0 + \sum_{j=1} A_{j,n} \sin(j\psi) + \sum_{j=1} B_{j,n} \cos(j\psi), \quad (1.6)$$

donde el subíndice n representa la elipse analizada, ψ es el ángulo azimutal medido desde el semi-eje mayor, y $A_{j,n}$ y $B_{j,n}$ son los coeficientes de los distintos términos de la expansión de Fourier. Es posible mostrar que en un disco en rotación pura solamente el coeficiente B_1 es diferente de cero (Krajnovic y cols., 2006) por lo que KINEMETRY maximiza el aporte de dicho término en cada elipse para cuantificar la máxima cantidad de rotación que es consistente con los datos. Por otro lado, el coeficiente A_0 representa la velocidad sistémica y los términos restantes absorben el efecto de los movimientos no circulares. Si la relación señal a ruido es alta, los términos superiores pueden indicar la presencia de barras, deformaciones, movimientos radiales y estructuras espirales (Krajnovic y cols., 2006; Wong, Blitz, y Bosma, 2004).

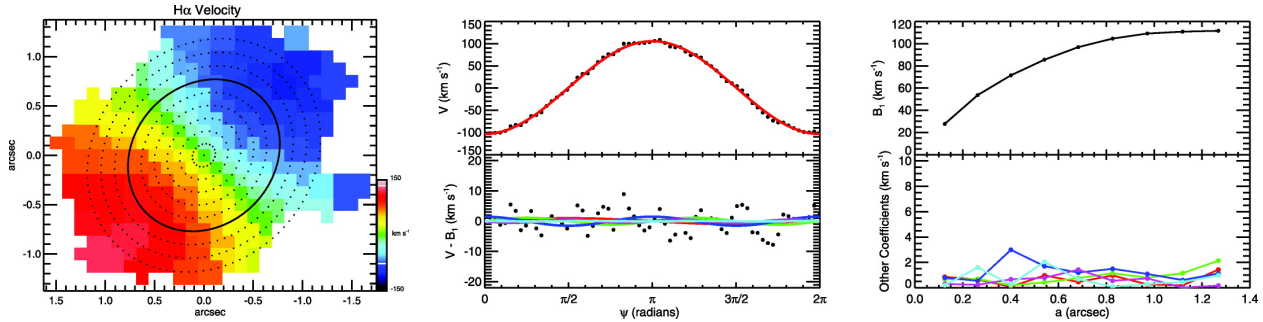
En el caso de los mapas de intensidad, o de dispersión de velocidades, no se espera una dependencia de las medidas con el ángulo azimutal al recorrer la elipse, de modo que en dichos casos

KINEMETRY maximiza el término A_0 en cada elipse.

Este tipo de análisis permite reducir la información en los mapas 2D a una serie de perfiles radiales 1D con un punto por cada elipse. Estos perfiles cuantifican la velocidad circular, los movimientos no circulares, la intensidad luminosa y la dispersión de velocidades en función del radio al centro de la galaxia. Un ejemplo de la descomposición del mapa de velocidad en movimientos circulares y no circulares se presenta en las figuras 5 y 6, para mapas de alta y baja resolución respectivamente.

Figura 5

Descomposición armónica mediante KINEMETRY de un mapa de velocidad de alta resolución.

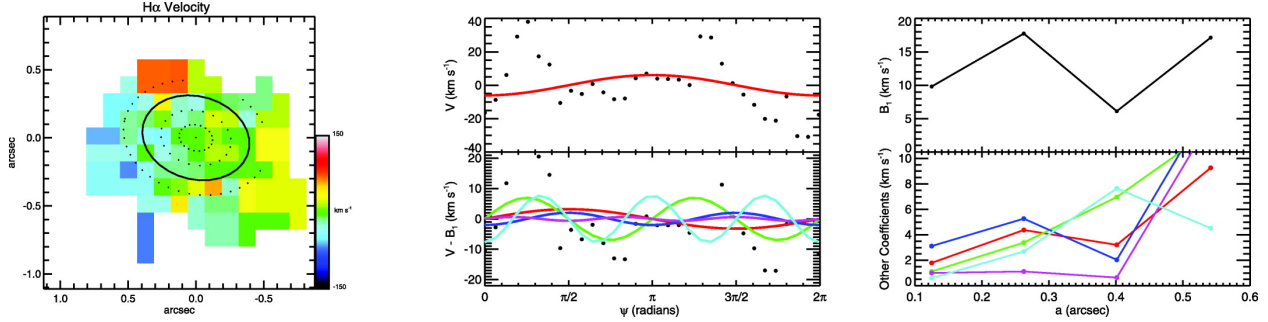


Nota. Ejemplo del análisis con KINEMETRY a partir del mapa de velocidad de un disco ideal en rotación. Panel izquierdo: mapa de velocidad con las elipses punteadas superpuestas por KINEMETRY para ejecutar la descomposición de los armónicos (una de ellas se enfatiza con una línea continua). Panel central: expansión de los datos con KINEMETRY en función del ángulo azimutal sobre la elipse continua para el mapa de velocidad. Panel central-superior: muestra las medidas de la velocidad a lo largo de la línea de visión (puntos negros) y el ajuste para el término $B_1 \cos(\psi)$ (línea roja) sobre la elipse continua. Panel central-inferior: residuos del ajuste con los datos (puntos negros) y los términos de Fourier de orden superior ($A_1 \cos(\psi)$ -rojo, $A_2 \cos(2\psi)$ -verde, $B_2 \cos(2\psi)$ -azul, $A_3 \cos(3\psi)$ -magenta y $B_3 \cos(3\psi)$ -cian) como función de ψ . Derecha: expansión de los datos de velocidad con KINEMETRY para todas las elipses. Derecha-panel superior: B_1 en función del radio medido el sobre semieje mayor, es decir la curva de rotación multiplicada por el factor $\sin(\theta)$. Derecha-panel inferior: coeficientes de orden superior, los cuales absorben los residuos debido a la velocidad no circular. Tomado y modificado de [Shapiro y cols. \(2008\)](#).

En la figura 5 se muestra el resultado de la descomposición de KINEMETRY sobre el mapa de velocidad de un disco ideal en rotación con alta resolución. La reconstrucción de la cinemática se encapsula en su totalidad, con algunos pequeños residuos, por los movimientos circulares (ver figura 5-Panel central). Por otro lado, en la figura 6 se presenta el resultado de la descomposición para una fusión observada (IRAS 15206+3342) en alto corrimiento al rojo. Por la naturaleza del sistema, la componente circular no soporta completamente la dinámica de la galaxia, por lo tanto los términos de orden superior son comparables con B_1 . Además, la baja resolución produce un número menor de puntos, lo que dificulta la extracción de la información.

Figura 6

Descomposición armónica mediante KINEMETRY de un mapa de velocidad de baja resolución.



Nota. Ejemplo de análisis obtenido con KINEMETRY, equivalente al de la figura 5, pero en este caso para una fusión observada (IRAS 15206+3342) en $z \sim 2$ con menor resolución. Izquierda: Mapa de velocidad del sistema observado. Centro: resultado de la descomposición armónica. La cinemática del sistema no se ajusta a los movimientos circulares, por lo tanto los términos de orden superior tienen una alta potencia (centro-panel inferior) comparable con el término B_1 . Derecha: resultado de los coeficientes de la descomposición armónica para todas las elipses en función del radio medido sobre el semieje mayor. En el panel superior se presenta el coeficiente B_1 , en el inferior los términos restantes. El resultado de la expansión de la cinemática no arroja una tendencia dominante de los movimientos circulares, sin embargo la reconstrucción se hizo sobre un número menor de píxeles debido a la baja resolución. Tomado y modificado de [Shapiro y cols. \(2008\)](#).

1.2.2. Indicadores observacionales para la detección de fusiones

Para discernir entre fusiones recientes de galaxias y discos con rotación estable en el Universo temprano ($z \sim 1 - 3$) se han propuesto algunos indicadores cinemáticos en la literatura. Principalmente, el estudio de [Shapiro y cols. \(2008\)](#) introdujo dos indicadores basados en los términos de orden superior de la expansión de Fourier obtenida por medio de KINEMETRY, siguiendo a [Krajnovic y cols. \(2006\)](#). Estos indicadores miden la desviación global de los mapas cinemáticos respecto a un sistema en rotación ideal, el nivel global de dispersión de velocidades y las asimetrías tanto en los mapas de velocidad como en los mapas de dispersión de velocidades. El primer indicador se define como:

$$V_{asym} = \left\langle \frac{\sum_{i=2}^5 k_{i,v}/4}{B_{1,v}} \right\rangle_r = \left\langle \frac{k_{avg,v}}{B_{1,v}} \right\rangle_r, \quad (1.7)$$

donde el subíndice r indica que el criterio es un promedio del valor obtenido para los distintos radios, y el subíndice v indica que la descomposición se realiza sobre el mapa de velocidad. En cada radio, la suma en el numerador es una medida de la potencia de los movimientos no circulares ($k_{i,v} = \sqrt{A_{i,v}^2 + B_{i,v}^2}$) la cual se compara a la potencia del término de velocidad circular. En la suma se optó por los términos del dos al quinto, ignorando $A_{1,v}$, debido a que este coeficiente representa los movimientos radiales, posiblemente generados por fenómenos como feedback de AGN pero no asociados a movimientos caóticos por fusiones.

Sobre el mapa de dispersión de velocidades se toman los primeros cinco términos, ya que todos representan asimetrías o desviaciones de este mapa. Estos coeficientes presentan una medida de la potencia de las asimetrías, igual que en el anterior caso, se comparan respecto al término de velocidad circular que mide el grado de orden del sistema. El coeficiente $A_{0,\sigma}$ se excluye porque

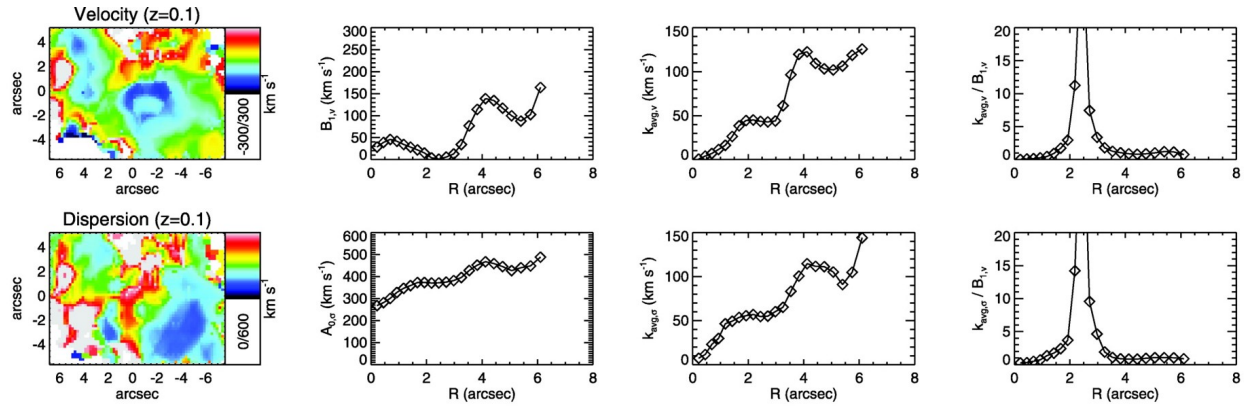
pese a capturar la dispersión constante esperada en los contornos elípticos, es más susceptible a ser afectado por los ambientes violentos de las fusiones. El segundo indicador queda definido como:

$$\sigma_{asym} = \left\langle \frac{\sum_{i=1}^5 k_{i,\sigma}/5}{B_{1,v}} \right\rangle_r = \left\langle \frac{k_{avg,\sigma}}{B_{1,v}} \right\rangle, \quad (1.8)$$

donde el subíndice σ indica que el criterio se aplica sobre el mapa de dispersión de velocidades, por lo tanto: $k_{i,\sigma} = \sqrt{A_{i,\sigma}^2 + B_{i,\sigma}^2}$.

Figura 7

Comportamiento de los indicadores observacionales en función de la distancia al centro de la galaxia.



Nota. Ejemplo del comportamiento de los indicadores observacionales en función del radio para la galaxia ULIRG Mrk 273 ($z \sim 0.1$). Primera fila, de izquierda a derecha: el mapa de velocidad, seguido del término de velocidad circular, el promedio de los términos de orden superior ($k_{avg,v}$) y el indicador V_{asym} . Segunda fila, de izquierda a derecha: el mapa de dispersión de velocidades, seguido del término $A_{0,\sigma}$, el promedio de los términos de orden superior ($k_{avg,\sigma}$) y el indicador σ_{asym} . Tomado y modificado de [Shapiro y cols. \(2008\)](#)

1.3. Simulaciones

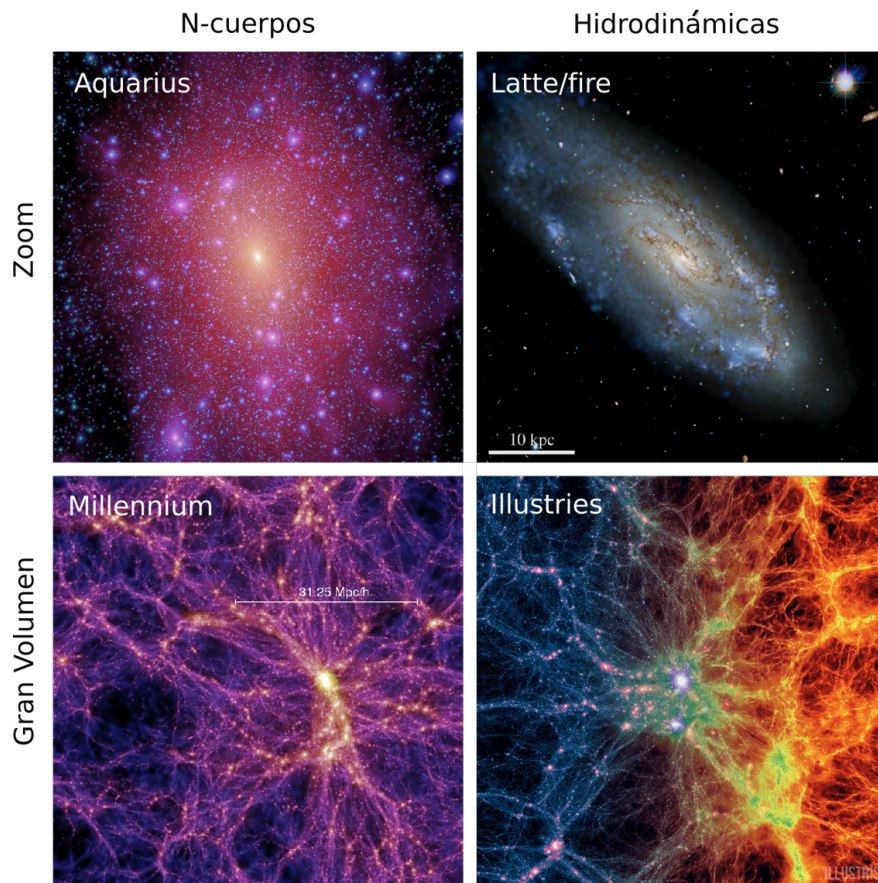
En física, los experimentos de laboratorio son necesarios para evaluar la capacidad de los modelos a describir la realidad. En astrofísica, por otro lado, frecuentemente es imposible realizar experimentos controlados debido a que no podemos variar, por ejemplo, la inclinación de una galaxia. Como alternativa surgen las simulaciones, donde se busca emular las condiciones físicas de los objetos de estudio en un ecosistema virtual. Así se pueden proyectar experimentos controlados para poner a prueba y avanzar en nuestro conocimiento de la realidad, comparándolos con las observaciones. Sin embargo, se ha señalado una dificultad en la validez de ciertas comparaciones entre datos y simulaciones, ya que en el segundo caso las medidas son excesivamente ideales. Una manera de hacer una comparación más significativa es mediante la creación de observaciones sintéticas a partir de las simulaciones, incorporando los efectos instrumentales, las cuales se analizan de la misma forma que las observaciones reales. En esta sección se presentan los conceptos sobre simulaciones de mayor relevancia para esta tesis.

1.3.1. Simulaciones de galaxias

Las simulaciones son una poderosa herramienta para estudiar la formación y evolución de galaxias en un contexto cosmológico. Gracias a los avances en los algoritmos y recursos computacionales, en las últimas décadas se han logrado simulaciones cada vez más robustas. Estas incluyen una gran variedad de procesos físicos, que han logrado reproducir con éxito numerosas características de las galaxias observadas y del Universo a gran escala (Snyder y cols., 2015; Vogelsberger y cols., 2014b; Vogelsberger, Marinacci, Torrey, y Puchwein, 2020).

Figura 8

Visualización de diferentes tipos de simulaciones.



Nota. Visualizaciones de los diferentes tipos de simulaciones. Aquarius: solución numérica para alrededor de 1.5 mil millones de partículas de materia oscura, el brillo representa la densidad y el color la dispersión de velocidades. Latte/fire: simulación de una galaxia similar a la Vía Láctea en $z = 0$ con partículas de materia oscura y gas. Millennium: simulación cosmológica de materia oscura para $z = 1.4$ ($t = 4.7$ Gyr) donde se visualiza la densidad de la distribución de galaxias en una región de la simulación. Illustris: simulación a gran escala, muestra la densidad de materia oscura (izquierda-azul) y la densidad del gas (derecha-amarillo). Tomado de Aquarius-<https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/aquarius/>, Latte/fire-<https://fire.northwestern.edu/latte/>, Millennium-<https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/galform/virgo/millennium/> y Illustris-<https://www.illustris-project.org/media/>.

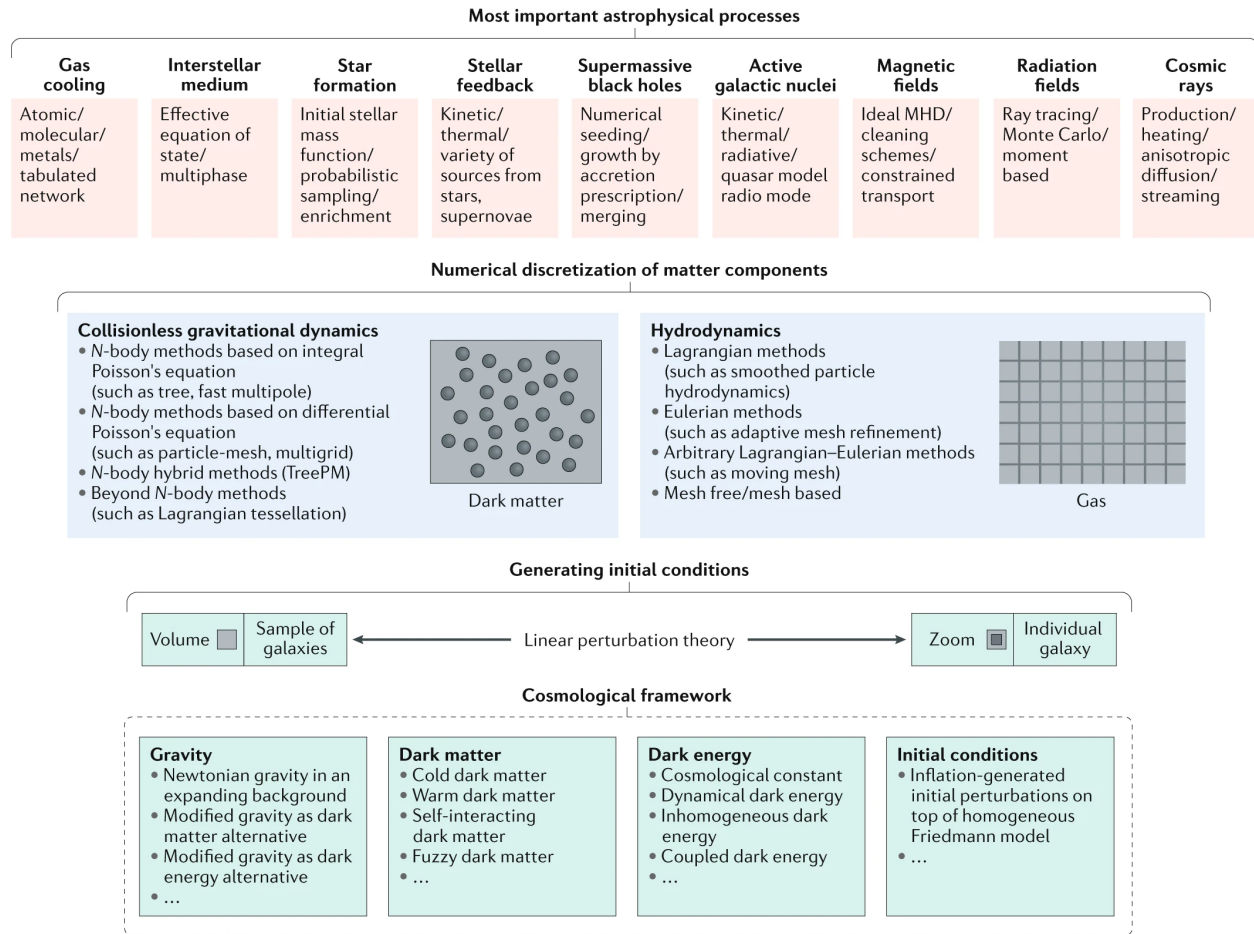
Los fenómenos considerados en las simulaciones de galaxias incluyen entre otros: modelos

físicos para la energía oscura, materia oscura, gravedad, fenómenos hidrodinámicos y fenómenos astrofísicos. En términos generales, las simulaciones se pueden clasificar según dos tipos de criterios: las escalas espaciales y el tipo de materia que se tiene en cuenta.

En la primera clasificación surgen las simulaciones de gran volumen, que proporcionan muestras estadísticas de la distribución de masa a gran escala en el Universo, y las simulaciones de zoom, que resuelven escalas menores, p.ej galaxias individuales, con mayor detalle (ver figura 8). Las simulaciones de gran volumen se generan a partir de un campo de densidad con fluctuaciones representativas del Universo temprano. El segundo tipo de simulaciones se enfoca en objetos individuales como galaxias, estas se pueden generar mediante dos metodologías diferentes. En la primera se selecciona una pequeña región de las simulaciones a gran escala para volver a simular el sistema deseado con mayor resolución, mientras se mantiene la región circundante con menor resolución. En la segunda metodología se generan simulaciones de objetos aislados a partir de las condiciones iniciales de las partículas, como la posiciones y velocidades.

La segunda clasificación se refiere a simulaciones de solo materia oscura, como las simulaciones de N-cuerpos, y simulaciones que integran materia oscura y materia bariónica, como las simulaciones hidrodinámicas. La componente de materia oscura sigue las ecuaciones de dinámica gravitacional sin colisión. La componente bariónica se describe por medio de las ecuaciones de la hidrodinámica, que se resuelven usando métodos lagrangianos o eulerianos. Adicionalmente, otros procesos físicos importantes para la evolución interna de las galaxias pueden ser modelados e incluidos en las simulaciones, como el enfriamiento de gas, la formación estelar, el *feedback* estelar, agujeros negros supermasivos, entre otros (ver figura 9). Algunos de estos mecanismos han probado ser indispensables para conseguir formar galaxias realistas ([De Blok, Bosma, y McGaugh, 2003](#)).

En la figura 9 se muestra un esquema de las clasificaciones y características disponibles actualmente en las simulaciones.

Figura 9*Diagrama de los principales modelos físicos utilizados en las simulaciones.*

Nota. Diagrama de los principales modelos físicos utilizados en las simulaciones modernas, con anotaciones sobre algunos aspectos matemáticos/computacionales relacionados con su implementación. De abajo hacia arriba, el primer panel (*Cosmological framework*) describe los modelos físicos a tener en cuenta en el contexto cosmológico. En el segundo panel (*Generating initial conditions*) se encuentra la primera clasificación, referente a la escala de las simulaciones (estructuras a gran escala del Universo o sistemas individuales). El tercer panel (*Numerical discretization of matter components*) contextualiza la segunda clasificación, refiriéndose al tipo de materia que se tiene en cuenta en la simulación y los métodos numéricos para resolver las ecuaciones de cada competente de materia. El último panel (*Most important astrophysical processes*) expone los modelos físicos más importantes para desarrollar la formación de galaxias en un contexto cosmológico de forma realista. Tomado de [Vogelsberger y cols. \(2020\)](#).

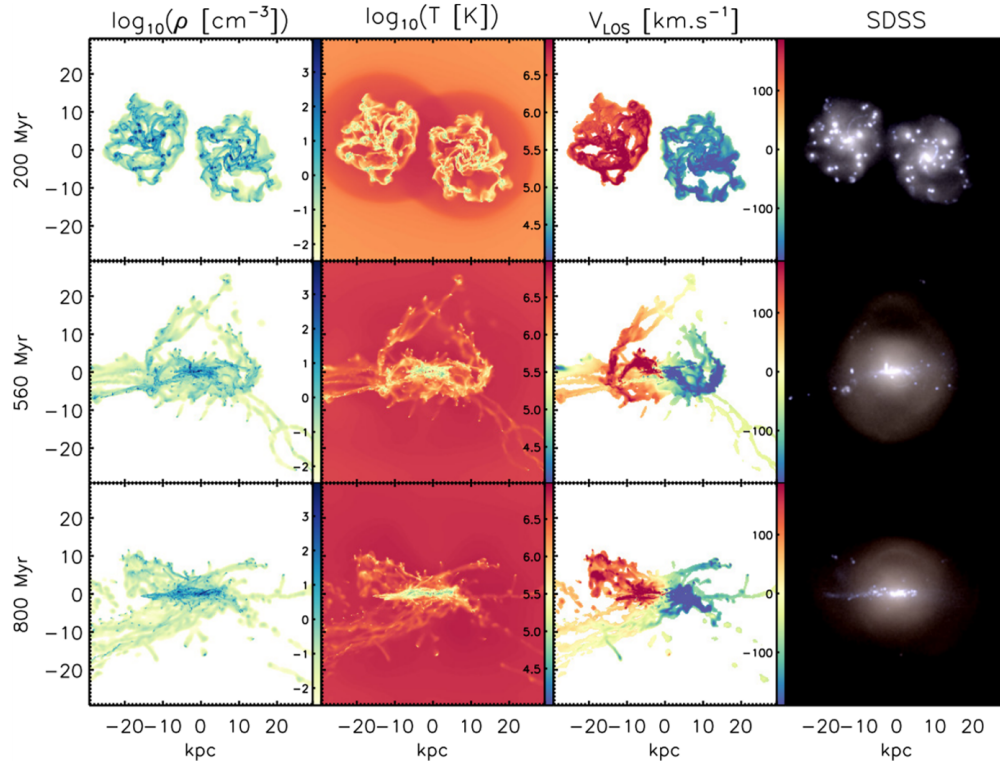
1.3.2. Simulaciones MIRAGE

De particular interés para este trabajo son las simulaciones de fusiones de galaxias. Tal es el caso del conjunto de simulaciones hidrodinámicas aisladas MIRAGE, presentado en [Perret y cols. \(2014\)](#) y en [Bournaud y cols. \(2013\)](#) (ver figura 10). Estas simulaciones fueron diseñadas para analizar los mecanismos de ensamble de masa de las galaxias, estudiando una serie de fusiones de discos con una alta fracción de gas ($> 50\%$) en $1 < z < 2$. Este conjunto de simulaciones fue desarrollado utilizando el código de malla adaptativa RAMSES ([Teyssier, 2002](#)), el cual reajusta el tamaño de la malla en cada paso de tiempo en las regiones donde hay una mayor densidad de

masa, alcanzando una resolución de hasta $\sim 7 pc$ en las celdas más pequeñas. Estas simulaciones tienen en cuenta tres componentes: gas, materia oscura y estrellas; la componente hidrodinámica se simula en las celdas de la malla mientras las dos componentes restantes se representan mediante partículas. La formación estelar se modela con la ley de Schmidt de forma estocástica en las regiones donde el gas alcanza bajas temperaturas y altas densidades.

Figura 10

Simulaciones MIRAGE.



Nota. Simulación del proyecto MIRAGE para estudiar fusiones de galaxias en alto *redshift*. De izquierda a derecha: densidad del gas, temperatura media del gas, velocidad media del gas a lo largo de la línea de visión, y observación fotométrica sintética. Las filas representan distintos momentos en la simulación. Tomado de [Perret y cols. \(2014\)](#).

En la simulación no se resuelven estrellas individuales, por lo que cada partícula de esta naturaleza representa una población de estrellas, donde todas inyectan energía al medio interestelar, pero especialmente se destacan las tipo OB. Para emular los procesos físicos de estas partículas se consideraron tres tipos de *feedback*. Estos fenómenos astrofísicos se mantuvieron activos en los primeros 10 *Myr** después de generarse la partícula estelar. Tales procesos son:

- **Fotoionización:** las estrellas tipo OB emiten radiación ultravioleta que ioniza el gas neutro en una región denominada esfera de Strömgren ([Renaud y cols., 2013](#)) donde la temperatura se mantiene igual a $10^4 K$.

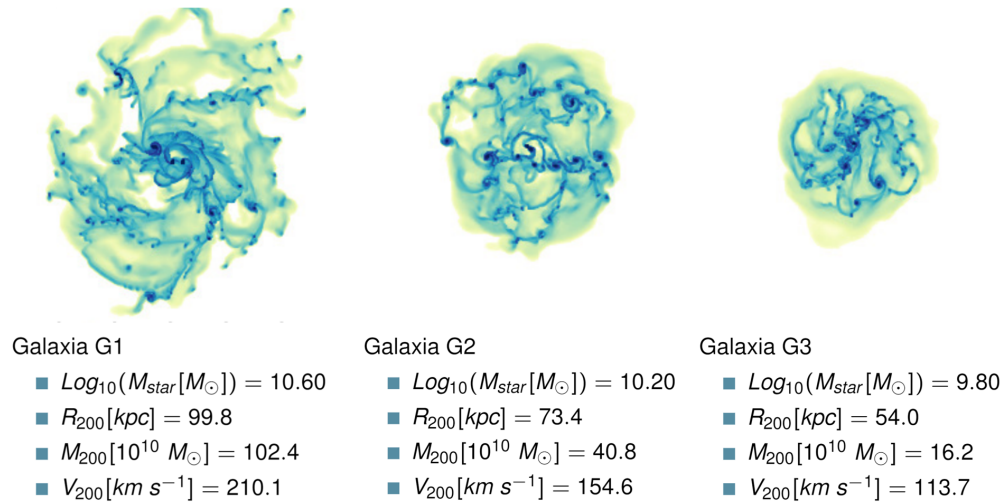
*1*Myr* = 10^6 años

- **Presión radiativa:** la radiación también trasfiere energía cinética al medio circundante que se calcula utilizando el momento de los fotones ionizantes.
- **Explosiones de supernovas:** cuando las partículas de estrellas alcanzan 10 Myr , se modela la inyección de energía, metales y una fracción del 20 % de la masa de las partículas para simular el efecto de una parte de las estrellas convirtiéndose en supernovas, siguiendo a Dubois y Teyssier (2008).

La elevada fracción de gas en estas simulaciones genera inestabilidades gravitacionales que producen regiones compactas de alta formación estelar (Bournaud, F. y cols., 2008) y una gran dispersión de velocidades (Epinat y cols., 2012; Tacconi y cols., 2008). Estas regiones se conocen como *clumps* o grumos y han sido reportadas en las observaciones de galaxias en esta época del Universo. Otros procesos modelados son el enfriamiento por líneas de emisión y advección de metales en el medio interestelar.

Figura 11

Discos de las simulaciones MIRAGE.



Nota. Mapas de densidad de gas neutro de los discos simulados en el proyecto MIRAGE. Además, se presentan las características más representativas de cada sistema: la masa estelar, el radio virial, es decir el radio en el que la densidad del halo alcanza 200 veces la densidad crítica del Universo; la velocidad circular que tendría una partícula situada en el radio virial y la masa total encerrada en el radio virial. Tomado de Perret y cols. (2014).

En el proyecto MIRAGE se simularon tres discos aislados con distintas masas, y 20 fusiones de galaxias* entre los mismos discos, usando distintos parámetros orbitales. De cada simulación se almacenaron 16 *snapshots* (“instantáneas”) entre 200 y 800 *Myr*, equiespaciadas en el tiempo cada 40 *Myr*. Cada *snapshot* contiene información física de todas las celdas y partículas de la simulación.

*Vídeos de las visualizaciones de los discos y las fusiones: https://www.youtube.com/playlist?list=PL_oPMhue14ZSyxcuFiJrUXI-6ej8Q7rv7

Los discos aislados involucran diferentes cantidades de materia cuyas características, como su masa y tasa de formación estelar, fueron seleccionadas con base en la muestra de galaxias MASSIV ([Contini y cols., 2012](#)). Por lo tanto, esto proporciona diferentes escenarios en los eventos de fusión. En la figura 11 se muestran las galaxias simuladas y se enumeran sus principales características.

Observaciones sintéticas: AURORA

En la actualidad no existe una herramienta estandarizada a disposición de la comunidad científica para la generación de observaciones sintéticas a partir de simulaciones hidrodinámicas. Uno de los motivos es que los métodos usados son adaptados de acuerdo al tipo de simulación, por ello generalmente los códigos son de propósito específico como en los trabajos de [Pineda y cols. \(2017\)](#) y de [Katsianis y cols. \(2020\)](#). Además, la generación de observaciones sintéticas es una técnica novedosa que tiene en cuenta un gran número de fenómenos complejos, como la emisión de las partículas de gas en las simulaciones y los efectos de los instrumentos de medición. Por lo tanto, contar con una herramienta actual que tome en cuenta todos estos fenómenos y además sea versátil y adaptable a diferentes tipos de simulaciones es de gran interés. Esta fue la motivación para desarrollar el código especializado AURORA ([Pineda y cols. in pre](#)), parte del cual fue desarrollado y testeado en este trabajo de grado.

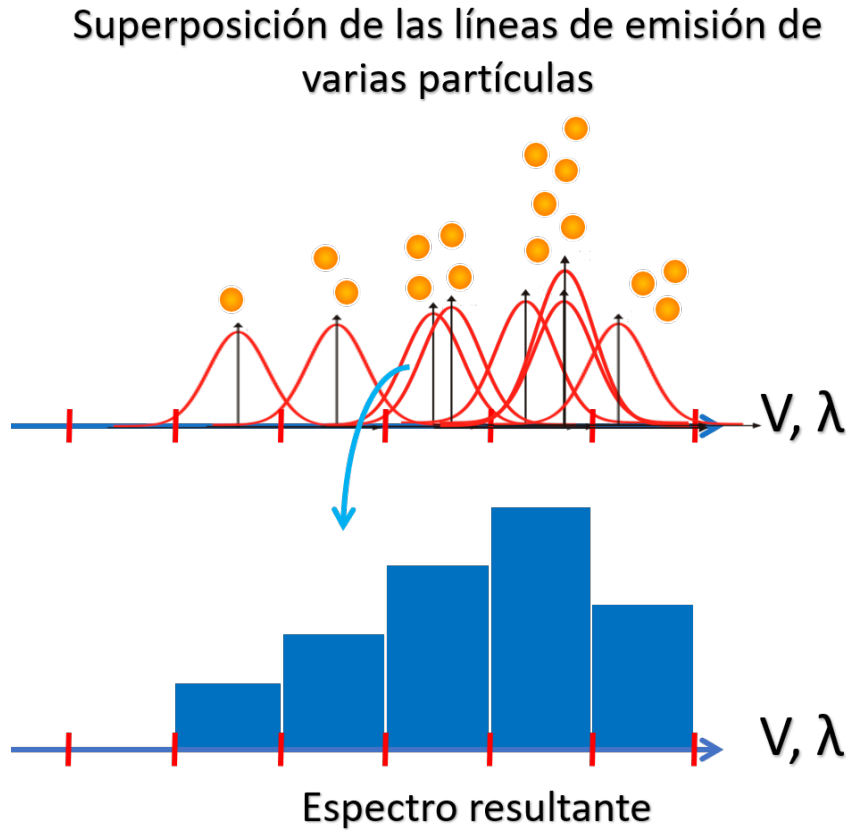
En este capítulo primero se hará una breve descripción del estado del arte de las observaciones sintéticas. Luego se hará una explicación detallada del código AURORA y los fenómenos físicos más relevantes para emular la emisión de luz por el proceso de recombinación. Finalmente se abordarán los aportes de este trabajo al código AURORA y la metodología dispuesta para generar los cubos de datos sintéticos.

2.1. Observaciones sintéticas

En el caso de la cinemática de galaxias, los primeros campos de velocidad sintéticos se generaban de forma analítica, o integrando numéricamente las órbitas de partículas de prueba en un potencial gravitacional analítico representativo de la galaxia (por ejemplo [De Blok y cols. \(2003\)](#)). Un gran avance se alcanzó con las observaciones sintéticas generadas a partir de simulaciones de N-cuerpos y, posteriormente, utilizando simulaciones hidrodinámicas.

Un trabajo reciente que sirve como pauta para el desarrollo de las observaciones sintéticas de esta tesis es el presentado en [Pineda y cols. \(2017\)](#). A continuación se resumen los principales aspectos de la metodología abordada en ese trabajo para crear cubos de datos sintéticos tipo IFU:

Primero: se selecciona una geometría para la proyección de la galaxia en el cielo y se transforman las posiciones y velocidades de todas las partículas en la simulación de acuerdo a la inclinación y orientación elegidas (ver figura 13 y 14).

Figura 12*Espectro resultante de varias partículas en una línea de visión.*

Nota. La línea de emisión de una partícula se modela como un perfil gaussiano. El espectro compuesto de varias partículas en una línea de visión se modela como la superposición de las líneas de emisión de las partículas. Las esferas naranjas representan las partículas en una línea de visión, las gaussianas rojas, sus líneas de emisión. El espectro resultante se representa mediante la suma del aporte de cada línea a la luminosidad en cada canal. La V y λ denotan la dimensión de velocidad o espectral, ya que son equivalentes.

Segundo: se seleccionan algunas porciones de gas en la simulación para que actúen como emisores de luz. Luego se modela la línea de emisión de cada partícula mediante un perfil gaussiano, cuyas características se definen de forma consistente con el estado físico del gas emisor. Por ejemplo, para imitar la emisión H_α ($\lambda = 656,3 \text{ nm}$) se incluyen las partículas de gas en las regiones con formación estelar, las cuales producen la radiación H_α por la recombinación de los átomos ionizados. El ensanchamiento del perfil gaussiano está dado por la dispersión de velocidades (σ) de los átomos de hidrógeno, la cual depende de su temperatura asumiendo una distribución Maxwell-Boltzmann. Para partículas en movimiento, la línea de emisión se desplaza por efecto Doppler sin alterar su ancho. Si el centro de una línea se corre a un u otro canal, significa que tiene una u otra velocidad específicamente. Esta velocidad se puede asociar al canal de velocidad donde está centrada la línea y a su vez, a la longitud de onda correspondiente con ese canal. Esto significa que

la intensidad de la emisión de un de gas elemento con una velocidad media $\bar{V}_{los}^*$, está dada por:

$$I_{H\alpha}(V) \propto e^{-\frac{(V-\bar{V}_{los})^2}{2\sigma(T)^2}}, \quad (2.1)$$

donde se aprovecha la biyección entre longitudes de ondas y velocidad explicada al presentar los canales espectrales (o de velocidad) de los cubos IFU.

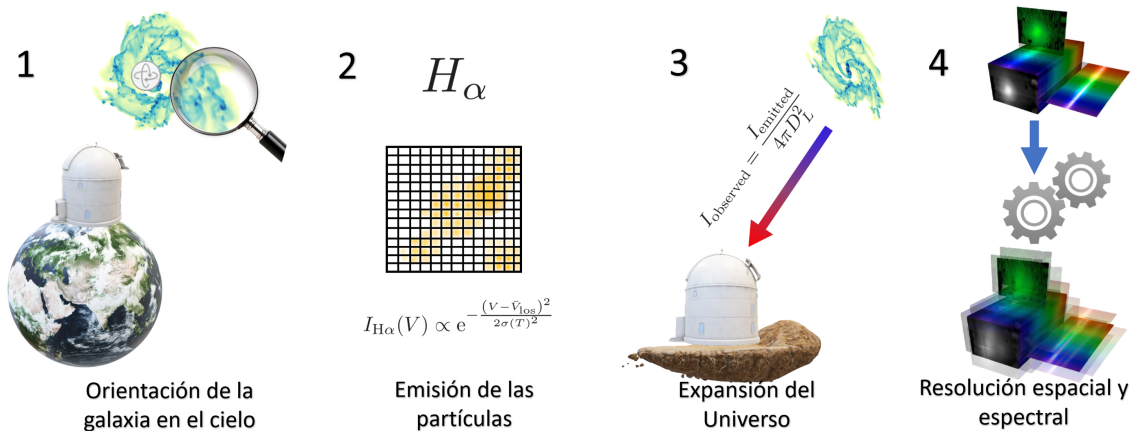
Tercero: se modela el espectro compuesto en cada línea de visión como la superposición de las líneas de emisión individuales de las partículas interceptadas en esa línea de visión (ver figura 12). Estos resultados se proyectan sobre un arreglo 2D simulando el campo de visión del instrumento, y el espectro combinado en todos los píxeles y canales espectrales. Una vez formado el cubo, se considera el decaimiento de la luminosidad por la distancia que se desea modelar para objeto. Para el contexto cosmológico, dicho fenómeno está relacionado con la distancia de luminosidad, la cual se puede calcular en función del *redshift*, por ejemplo para el modelo Λ CDM se usan los parámetros cosmológicos de la misión Planck (Ade y cols., 2014).

$$I_{observed} = \frac{I_{emitted}}{4\pi D_L^2}, \quad (2.2)$$

donde $I_{emitted}$ es la luminosidad emitida y D_L es la distancia de luminosidad.

Figura 13

Metodología para generar las observaciones sintéticas.



Nota. El paso 1 consiste en la proyección de las posiciones y velocidades de las partículas en el cielo de acuerdo al ángulo de visión elegido. El paso 2 envuelve el modelamiento de las líneas de emisión de las partículas individuales como perfiles gaussianos con base en las características del gas. En el paso 3 se forma el cubo de datos al superponer todas las líneas individuales, y realizar el muestreo en los píxeles espaciales y canales de velocidad. El paso 4 simula la respuesta del instrumento y las condiciones de observación, en términos de la resolución espacial y espectral.

Cuarto: se modelan los efectos de la atmósfera (resolución espacial) y la respuesta espectral del instrumento. En el primer caso se aplica una convolución espacial en la cara frontal y en cada

*Velocidad media a lo largo de la línea de visión

una de las “rebanadas” 2D paralelas a dicha cara en el cubo. Para simular el efecto de la resolución espectral finita del instrumento se aplica una convolución 1D a lo largo de la dimensión de velocidades.

En la figura 13 se presentan gráficamente los pasos descritos para la generación del cubo de datos sintético. Las observaciones sintéticas generadas para este trabajo siguen la misma metodología, pero aquí se ha implementado un nuevo modelo físico para calcular la luminosidad H_α , teniendo en cuenta el balance entre los procesos de ionización y recombinación del gas en las simulaciones para modelar las líneas de emisión. Dicha descripción se abordará en 2.2.2.

2.2. AURORA

AURORA es un código escrito en PYTHON que permite generar observaciones sintéticas realistas a partir de simulaciones hidrodinámicas, de acuerdo a un conjunto de parámetros representativos del instrumento que se desea imitar. Para la generación de los cubos sintéticos se articulan 6 módulos principales:

- *configuration.py*: se encarga de leer los parámetros ingresados por el usuario, garantizar la consistencia entre ellos y agruparlos según su naturaleza: los parámetros que modelan el comportamiento del instrumento, los que definen los aspectos de la ejecución computacional y los que definen la geometría del objeto.
- *snapshot_tools.py*: hace el preprocesamiento de los *snapshots* de las simulaciones, seleccionando las partículas de gas y proyectando sus posiciones y velocidades en el cielo de acuerdo al ángulo de visión elegido.
- *emitters.py*: calcula la luminosidad asociada a cada partícula de gas en la simulación a partir de las propiedades físicas almacenadas.
- *convolutions.py*: ejecuta los métodos de convolución diseñados para recrear los efectos de la atmósfera, que determinan la resolución espectral y espacial de la observación.
- *spectrum_tools.py*: proyecta los flujos de todas las partículas para generar el cubo de datos sintéticos, apoyándose en *emitters.py* y *convolutions.py*.
- *aurora.py*: se encarga de articular todos los métodos en conjunto, desde leer los *snapshots* hasta almacenar los cubos sintéticos en formato FITS, que es el estándar en las observaciones astronómicas que incluye los metadatos de la observación en el *header* del archivo final.

En este trabajo de grado se hicieron contribuciones a AURORA, estas fueron fundamentales para el desarrollo de esta tesis y para la futura culminación del proyecto VIE en el que esta se enmarca. Las contribuciones de esta tesis se reflejan en los módulos *spectrum_tools.py*, *convolutions.py*, *snapshot_tools.py*, *rahmati.py*^{*} y *set_output.py*[†] y se presentan en la sección 2.3. AURORA reposa

^{*}Módulo auxiliar que corrige la fracción de hidrógeno neutro considerando el efecto de la ionización por la radiación del fondo ultravioleta metagaláctico, la ionización colisional y la radiación de recombinación ionizante en la distribución del hidrógeno neutro.

[†]Módulo auxiliar para almacenar los cubos de datos.

en un [repositorio público](#) de github, completamente funcional y en proceso de documentación.

2.2.1. Preprocesamiento de las simulaciones

El primer paso para generar un cubo de datos sintético con AURORA es la elección de los parámetros computacionales, geométricos e instrumentales necesarios. Estos parámetros están agrupados en tres objetos de tres clases distintas dentro de *configuration.py*; estas son: *RunObj*, *GeometryObj* y *SpectromObj*.

- *RunObj*: almacena todos los parámetros computacionales necesarios para procesar los cubos, tales como: el número de partículas a procesar simultáneamente (*nvector*^{*}), los métodos de convolución espacial o espectral a emplear (esto se abordará en 2.3.2), los directorios para leer y almacenar la información, entre otros.
- *GeometryObj*: almacena los parámetros relacionados con la orientación geométrica que tendrá la galaxia en el cielo y la distancia, la cual se puede ingresar en términos del *redshift*, la distancia luminosidad o la distancia de diámetro angular. La orientación de la galaxia se modela mediante los ángulos de inclinación (θ) y posición (ϕ) para transformar las posiciones y velocidades de las partículas en la simulación (ver figura 14).
- *SpectromObj*: almacena los parámetros relacionados con el instrumento: la resolución espacial, el tamaño de los píxeles del cubo, la resolución espectral (poder de resolución R), el ancho de los canales de velocidad, el rango de velocidades que va a almacenar el cubo, el campo de visión o el tamaño espacial de la observación, entre otros. Además, en AURORA se han almacenado las características de algunos instrumentos: ([sinfoni](#), [kmos](#), [muse](#)), las cuales pueden ser asignadas mediante el módulo secundario *presets.py*. Esto permite facilitar el uso del código y generar observaciones sintéticas con las características de los instrumentos sin tener la necesidad de ingresar los parámetros manualmente.

Estos parámetros se ingresan a AURORA por medio de un archivo de texto organizado según las clases ya mencionadas. Una vez leído el archivo, los parámetros son analizados por el módulo *configuration.py*, el cual tiene una serie de funciones que aseguran la consistencia entre ellos para no introducir errores en los cubos de datos y en los cálculos posteriores. Por ejemplo: en caso que el usuario haya especificado 2 o más de las palabras claves que AURORA usa para determinar la distancia a la galaxia, el código le da prioridad al *redshift* y sobrescribe la distancia de luminosidad y la distancia de diámetro angular. Esto lo realiza a partir del modelo Λ CDM con los parámetros cosmológicos de la misión Planck ([Ade y cols., 2014](#)) para calcular las distancias a partir del *redshift*.

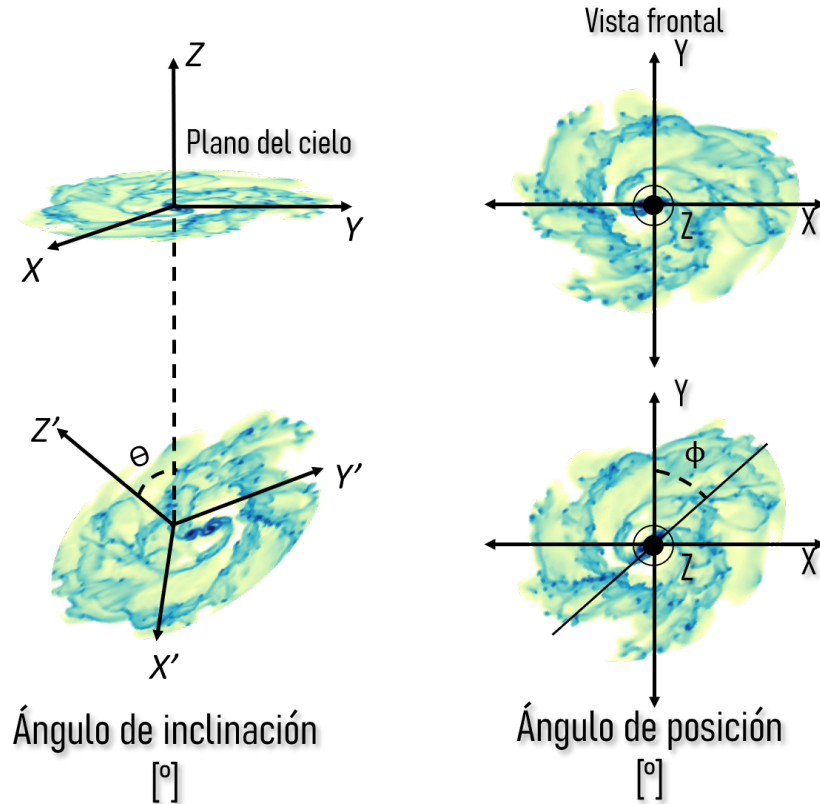
Una vez se verifica la consistencia de los parámetros se procede a preparar la simulación con *snapshot_tools.py*. Para esto se lee el *snapshot* y se proyecta la galaxia en el cielo, según sean θ (inclinación) y ϕ (ángulo de posición). Luego se seleccionan solo las partículas de gas que entran en el campo de visión para emular su luminosidad teniendo en cuenta los procesos de ionización y

^{*}Esta es una optimización interna del código que permite procesar una cantidad de partículas en paralelo aprovechando las funciones vectorizadas de NUMPY (<https://numpy.org/>).

recombinación.

Figura 14

Ángulos de inclinación y posición para la proyección de la galaxia en el cielo, los cuales deben ser suministrados a AURORA.



Nota. El ángulo de inclinación θ hace que una galaxia tipo disco se proyecte en el plano del cielo con una geometría elíptica. El ángulo de posición ϕ rota la proyección en el plano del cielo respecto al eje y .

2.2.2. *emitters.py: simulando la emisión del gas en las galaxias*

AURORA simula las líneas de emisión de las partículas de gas como perfiles gaussianos. Esto se realiza con base en las propiedades físicas almacenadas en los *snapshots*. Aunque es posible generar las observaciones emulando el hidrógeno neutro, en este trabajo solo se abordará la emisión de las partículas de hidrógeno ionizado, ya que es el usado en las observaciones reales. Esto se debe a que la emisión se encuentra en el rango óptico por lo que la resolución espacial permite trazar mejor la dinámica.

Una vez el código entra en este módulo, se cargan las cantidades físicas almacenadas de las partículas de gas, tales como: la densidad, la posición, la energía interna y la velocidad en el eje Z (es decir, a lo largo de la línea de visión). Posteriormente, se calculan las cantidades físicas necesarias a partir de las cantidades cargadas previamente para simular las líneas de emisión y finalmente

formar el cubo de datos. Este proceso se abordará en tres etapas como se describe a continuación.

Primero: se calcula el peso molecular medio (μ), la temperatura, la fracción de hidrógeno ionizado, la dispersión de velocidades y la densidad numérica de átomos de hidrógeno ionizados asociados a cada partícula de gas de la simulación.

Es importante aclarar que una partícula de gas puede representar, por ejemplo, una masa de 1.5×10^4 masas solares, distribuida sobre un volumen finito de 6.6 kpc^3 . En consecuencia, medidas como la temperatura y densidad son una representación estadística del estado físico de todos los átomos de hidrógeno, helio y demás especies químicas que se encuentran en este volumen. En las simulaciones MIRAGE no se tienen partículas, sino una malla, donde cada celda representa una región del espacio. Estas celdas son de diferentes tamaños, usando una mayor resolución espacial en las zonas con alta concentración de masa. Es importante notar que AURORA funciona igualmente para partículas o celdas de gas, sin importar el enfoque de solución numérica de la componente hidrodinámica en las simulaciones. Por lo tanto hablar de partículas o celdas es equivalente en este código.

Para calcular μ , se desprecia la masa de los electrones y se tienen en cuenta las proporciones cosmológicas de las especies químicas prevalecientes, hidrógeno (76 %) y helio (~ 24 %). Además se debe suministrar la proporción de átomos de cada elemento que se encuentran ionizados, ya que estos contribuyen al número de electrones libres disponibles para el proceso de recombinación y emisión de H_α . Por ejemplo, con H , He y considerando solo H ionizado.

$$\mu = \frac{\bar{m}}{m_p} \approx \frac{\sum_j X_j}{\sum_j X_j/A_j + X_H N_{II}/A_H} = \frac{4}{3 \cdot X_H + 1 + 4 \cdot X_H \cdot N_{II}}, \quad (2.3)$$

donde X_j representa la proporción numérica de partículas de la especie j , en este caso 3 especies, A_j el número atómico de la especie j , X_H la proporción del hidrógeno (76 %), N_{II} la fracción de hidrógeno ionizado y A_H el número atómico del hidrógeno.

Para calcular la temperatura y la dispersión de velocidades de los átomos, se asume una distribución Maxwell-Boltzmann:

$$T = \frac{(2/3)\mu \cdot m_p \cdot u}{k_B}, \quad (2.4)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{k_B \cdot T}{\mu \cdot m_p}}, \quad (2.5)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann (en erg K^{-1}), m_p es la masa del protón (en g) y u es la energía interna específica (en $\text{cm}^2 \text{ s}^{-2}$).

Para calcular la densidad numérica de iones asociada a cada celda de la simulación, se hace el producto entre la densidad, la fracción de hidrógeno y la proporción de ese hidrógeno que está ionizado, dividido por la masa del protón. Así se obtiene la densidad numérica de iones por unidad de volumen (cm^{-3}):

$$\eta_{ions} = \frac{\rho \cdot X_H \cdot N_{II}}{m_p}, \quad (2.6)$$

donde ρ es la densidad de gas en las celdas de la simulación en ($g\ cm^{-3}$).

Antes de continuar con el cálculo de la luminosidad, es importante mencionar que las ecuaciones anteriores se pueden aplicar cuando la fracción de hidrógeno ionizado ha sido almacenada en las simulaciones. De no ser el caso, como sucede en las simulaciones MIRAGE, se aplica una rutina autoconsistente para calcular la temperatura, el peso molecular medio y la densidad de iones de forma iterativa. Para ello se asume que todo el hidrógeno está ionizado ($N_{II} = 1$) cuando la temperatura es superior a $10^4\ K$, y que está completamente neutro ($N_I = 0$) cuando es menor a dicha temperatura. En la rutina primero se asume $\mu = 1$ en todas las celdas y luego se calcula la temperatura usando la ecuación 2.4. Posteriormente se reasigna el valor de μ usando la ecuación 2.3. Luego se calcula la fracción de hidrógeno ionizado (N_{II}) con la temperatura ya asignada y se vuelve a calcular μ . Este proceso se repite 5 veces para garantizar la convergencia a una solución autoconsistente. Finalmente se calcula la densidad numérica de iones (η_{ions}).

Segundo: con todas las cantidades físicas determinadas se procede a simular las líneas de emisión de las celdas de gas en la simulación. La línea de emisión se toma como un perfil gaussiano asumiendo que la distribución de velocidades de los átomos en cada celda es gaussiana. El ancho de la distribución está dado por la temperatura (ecuación 2.5). La posición central del perfil es la velocidad del gas en la celda a lo largo de la línea de visión. La amplitud del perfil representa la luminosidad total y depende de las propiedades físicas del gas, como será detallado a continuación.

Los procesos estelares, como la inyección de energía por las estrellas tipo OB o la explosión de supernovas ionizan el medio interestelar liberando electrones. Cuando el hidrógeno ionizado se recombina con los electrones libres se genera la emisión H_α ($\lambda = 656,3\ nm$). La emisión depende de las características físicas del medio, como la tasa de recombinación y la proporción de hidrógeno ionizado. La energía emitida por unidad de tiempo se obtiene haciendo el producto del número de átomos de hidrógeno, la fracción de átomos de H que están ionizados y disponibles para recombinarse, la tasa de recombinaciones por segundo y la cantidad de energía de cada fotón que se libera en forma de luz. Así se obtiene la luminosidad en $erg\ s^{-1}$:

$$Lum = h\nu \cdot \alpha \cdot N_{II} \cdot n_H, \quad (2.7)$$

donde h es la constante de Plank, ν es la frecuencia de emisión (en este caso H_α), α es la tasa de recombinaciones (s^{-1}) y n_H el número total de átomos de hidrógeno. Para el caso de las simulaciones, la expresión se adapta a:

$$Lum = h\nu \cdot \eta_{ions}^2 \cdot \alpha_B \cdot smooth^3, \quad (2.8)$$

donde $smooth^3$ es el volumen de las celdas de gas en la simulación (en pc^3) y α_B es el coeficiente de recombinación efectiva para el hidrógeno, es decir el número de recombinaciones por unidad de volumen por unidad de tiempo ($cm^3\ s^{-1}$), presentado en [Osterbrock y Ferland \(2006\)](#), el cual depende de la temperatura:

$$\alpha_B = 2.59 \cdot 10^{-13} \cdot \left(\frac{T}{10^4} \right)^{-0.845}, \quad (2.9)$$

Este coeficiente depende de las colisiones entre los electrones liberados por la ionización del medio interestelar y los átomos ionizados, es importante notar que da como resultado el número de recombinaciones por cm^3 por unidad de tiempo (s^{-1}). La ionización no libera electrones con igual energía, sino con un rango de valores posibles que se modela mediante la distribución Maxwell-Boltzmann de velocidades ($f(v)$). Por otro lado, los electrones al recombinarse con los átomos de hidrógeno pueden ubicarse en distintos niveles de energía. Además, el coeficiente de recombinación también depende de la sección transversal de recombinación (σ_{n^2L}). Por lo anterior:

$$\alpha_{n^2L} = \int \sigma_{n^2L}(v) f(v) v dv \propto T, \quad (2.10)$$

donde n^2L es el estado de energía orbital donde se pueden ubicar los electrones luego de colisionar con los átomos de hidrógeno. Para obtener el coeficiente de recombinación total, se suma sobre todos los estados de energía posibles para la recombinación ($\alpha_A = \sum_{nL} \alpha_{n^2L}$). Los electrones presentan una distribución de energías por lo tanto en la recombinación se generan fotones con diferentes energías. Sin embargo los electrones que se recombinan con el estado fundamental producen fotones que son rápidamente reabsorbidos debido a la alta densidad del medio interestelar. Por lo tanto solo se tiene en cuenta el coeficiente de recombinación por los demás estados, es decir: $\alpha_B = \alpha_A - \alpha_{1^2s}$. Esta característica es de una nube ópticamente gruesa donde hay una alta fracción de hidrógeno ionizado por la inyección de radiación ionizante de las estrellas tipo O-B. Estas regiones son conocidas como esferas de Strömgren (Strömgren, 1939) y son burbujas de hidrógeno ionizado. A medida que se aleja de la fuente, se llega a una región completamente neutra donde se marca el fin de la esfera. Es importante resaltar que esta descripción se ajusta al *feedback* estelar descrito en 1.3.1 para las simulaciones MIRAGE.

Retomando, en la ecuación 2.8 se obtiene la cantidad de energía emitida por segundo (en $erg\ s^{-1}$) de una celda de gas en la simulación. La luminosidad para una longitud de onda arbitraria, o lo que es equivalente, para cualquier velocidad de acuerdo al perfil gaussiano, queda definida como:

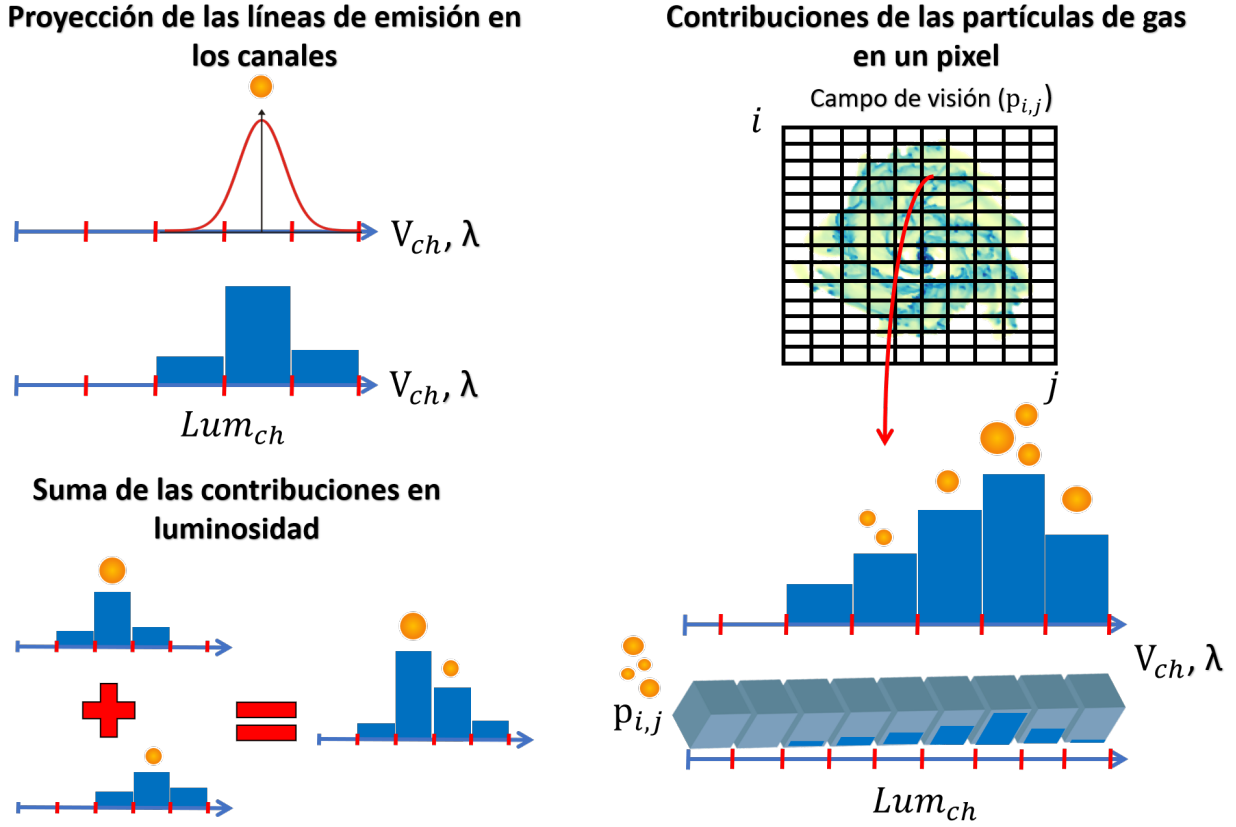
$$L_\nu(V) = Lum \cdot \frac{e^{-\frac{(V-V_{los})^2}{\sigma^2}}}{\sigma\sqrt{2\pi}} = h\nu \cdot \eta_{ions}^2 \cdot \alpha_B \cdot smooth^3 \cdot \frac{e^{-\frac{(V-V_{los})^2}{\sigma^2}}}{\sigma\sqrt{2\pi}}, \quad (2.11)$$

donde V_{los} es la velocidad a lo largo de la línea de visión y V son los valores para cada canal de velocidades. Es importante notar que $L_\nu(V)$ es la cantidad de energía emitida por intervalo de velocidad (o de longitud de onda) por segundo ($erg\ s^{-1} (km/s)^{-1}$). Por lo tanto, para obtener la luminosidad emitida se debe integrar en un intervalo de velocidades (o de longitudes de onda) y así obtener energía emitida por unidad de tiempo.

Tercero: ahora, se abordará la creación del cubo sintético simulando la proyección de las líneas de emisión en los píxeles, que se realizará en el módulo *spectrum_tools.py*. Los pasos correspondientes a los efectos instrumentales y atmosféricos serán explicados en la siguiente sección.

Figura 15

Visualización de la proyección de las líneas de emisión en el cubo de datos.



Nota. Imágenes de la izquierda: diagrama para visualizar la proyección de las líneas de emisión en los canales de velocidad, mediante la ecuación (2.12), y suma de las contribuciones de las partículas. Imágenes de la derecha: suma de las contribuciones de las líneas de varias celdas de gas en un mismo píxel en el campo de visión. En AURORA luego de hacer la proyección de las líneas de emisión en los canales, se suman las contribuciones de todas las celdas que se proyectan sobre un mismo píxel. De esta manera para cada píxel ($P_{i,j}$) se asocia un vector con los valores de luminosidad para cada canal de las celdas superpuestas. Con los vectores de cada píxel se forma el cubo de datos, organizándolos según sus posiciones en el campo de visión. En la figura se representan las celdas de gas como las partículas de color naranja para diferenciarlas fácilmente de los píxeles en el campo de visión.

Luego de procesar las cantidades físicas, se almacenan los parámetros relevantes de cada gaussiana: su amplitud (ecuación 2.8), su velocidad central (V_{los}) y la dispersión de velocidades (σ). Posteriormente se proyecta la luminosidad en los canales de velocidad. Esto se realiza mediante la integral de las líneas de emisión (ecuación 2.11) entre los límites de cada canal. Para eso se usa la siguiente ecuación:

$$Lum_{ch} = Lum \int_{V_{ch} - \frac{\Delta V_{ch}}{2}}^{V_{ch} + \frac{\Delta V_{ch}}{2}} gauss(V, V_{los}, \sigma) dV, \quad (2.12)$$

donde ΔV_{ch} es el ancho de los canales, V_{ch} es la posición central del canal y Lum es el término presentado en la ecuación 2.8. En términos computacionales la integral no es difícil de resolver porque tiene solución analítica, la función error. De esta manera se obtiene la contribución de cada

celda a lo largo de la tercera dimensión del cubo (ver figura 15). Posteriormente se proyecta este resultado en los píxeles del campo de visión y se suma la contribución de las celdas, que caen sobre un mismo píxel (ver figura 15). De esta manera para cada píxel ($P_{i,j}$) en el campo de visión se asocia un vector con los valores de luminosidad para cada canal. Donde i y j son la posición de cada píxel en el campo de visión. Finalmente, se organizan los vectores en un arreglo según la posición de los píxeles, y de esta manera se forma el cubo de datos.

2.3. Contribuciones de este trabajo al código AURORA

En esta sección se discutirán todas las contribuciones hechas al código AURORA. Se trabajó sobre varios módulos, pero a *snapshot_tools.py* y *set_output.py* solo se aportó en la documentación y arreglos menores, por tal motivo no se abordarán.

2.3.1. *rahmati.py: corrección de la fracción de hidrógeno neutro*

En Rahmati y cols. (2013) presentan una serie de expresiones y funciones de ajuste para corregir la fracción de hidrógeno neutro en las simulaciones de galaxias para $z = 1 - 5$. En ese trabajo se incluyó el efecto de la radiación ionizante por el fondo ultravioleta metagaláctico (UVB^* por sus siglas en inglés), la ionización colisional y el efecto de la radiación de recombinación ionizante ($RR^\dagger$ por sus siglas en inglés) en la tasa de fotoionización total. En ese trabajo se determina una función de ajuste para la tasa de fotoionización total por medio de simulaciones de transferencia radiativa ($RT^\ddagger$ por sus siglas en inglés) a partir de la distribución de hidrógeno neutro y su interacción con las componentes de ionización anteriormente mencionadas. Luego consideraron el equilibrio entre el número de ionizaciones y recombinaciones para obtener una expresión para la fracción de hidrógeno neutro. Incluir esta corrección sobre las simulaciones de galaxias aisladas, como MIRAGE, proporciona una alternativa para tener en cuenta las condiciones del medio intergaláctico en alto *redshift*.

Para determinar las funciones de ajustes de la tasa de ionización total aplicaron la aproximación gris (*grey approximation*) en la sección transversal de absorción del hidrógeno ($\bar{\sigma}_{\nu_{N_I}}$). Esto con el fin de reducir el tiempo de cómputo de las simulaciones de transferencia radiativa. Esta aproximación consiste en simular la fotoionización del hidrógeno neutro para ciertos valores de frecuencia. Además, presentaron las relaciones entre $\bar{\sigma}_{\nu_{N_I}}$ y la tasa de fotoionización por el fondo ultravioleta metagaláctico (Γ_{UVB}) con el *redshift* (ver cuadro 1). A partir esto se puede obtener la corrección para diferentes valores de z por interpolación. Estas relaciones las obtuvieron por medio de las simulaciones de RT y datos observacionales.

La distribución de hidrógeno neutro se ve alterada por la ionización del fondo ultravioleta metagaláctico, sin embargo llega a un punto de saturación donde deja de ionizarse. Este fenómeno se conoce como autoblandaje (o en inglés *self-shielding*) y conduce a regiones de nebulosas ópticamente gruesas, donde los fotones ionizantes del UVB no alcanzan a penetrar las nebulosas. Por

*Metagalactic ultraviolet background

†Recombination radiation

‡Radiative transfer

medio de los cálculos y las simulaciones, [Rahmati y cols. \(2013\)](#) determinaron la expresión para la densidad numérica del hidrógeno neutro crítica ($\eta_{H,SSH}(\bar{\sigma}_{\nu_{NI}}, T, \Gamma_{UVB})$).

$$\eta_{H,SSH} = 6.73 \times 10^{-3} \left(\frac{\bar{\sigma}_{\nu_{NI}}}{2.49 \times 10^{-18}} \right)^{-2/3} \left(\frac{T}{10^4} \right)^{0.17} \left(\frac{\Gamma_{UVB}}{10^{-12}} \right)^{2/3} \left(\frac{f_g}{0.17} \right)^{-1/3}, \quad (2.13)$$

donde f_g es fracción bariónica cosmológica, es decir la proporción de materia bariónica en el universo.

Tabla 1

Tasa de fotoionización por el fondo ultravioleta metagaláctico y sección transversal de absorción en función del redshift.

Redshift	$\Gamma_{UVB} [s^{-1}]$	$\bar{\sigma}_{\nu_{NI}} [cm^{-2}]$
$z = 0$	3.99×10^{-14}	2.59×10^{-18}
$z = 1$	3.03×10^{-13}	2.37×10^{-18}
$z = 2$	6×10^{-13}	2.27×10^{-18}
$z = 3$	5.53×10^{-13}	2.15×10^{-18}
$z = 4$	4.31×10^{-13}	2.02×10^{-18}
$z = 5$	3.52×10^{-13}	1.94×10^{-18}

Nota. Tasa de fotoionización del hidrógeno por el fondo ultravioleta metagaláctico (Γ_{UVB}) y sección transversal de absorción ($\bar{\sigma}_{\nu_{NI}}$) para $z = 0 - 5$. Estos valores se obtuvieron por medio de cálculos y simulaciones de transferencia radiativa presentados en [Rahmati y cols. \(2013\)](#).

A partir de la densidad numérica del hidrógeno neutro (conocida en las simulaciones), su densidad crítica (ecuación 2.13), y la tasa de fotoionización por el fondo ultravioleta metagaláctico, determinaron la siguiente función de ajuste para la tasa total de fotoionizaciones (Γ_{Phot}).

$$\Gamma_{Phot} = \left(0.98 \left[1 + \left(\frac{\eta_H}{\eta_{H,SSH}} \right)^{1.64} \right]^{-2.28} + 0.02 \left[\frac{\eta_H}{\eta_{H,SSH}} \right] \right) \Gamma_{UVB}. \quad (2.14)$$

La fracción de hidrógeno neutro la calcularon a partir del balance entre la ionización y recombinación, es decir consideraron el caso en que se ha alcanzado el equilibrio entre los eventos de ionización y de recombinación:

$$N_I \Gamma_{TOT} = \alpha (1 - N_I)^2 \eta_H, \quad (2.15)$$

donde α es la tasa de recombinación, Γ_{TOT} es la tasa ionización total, que se define como $\Gamma_{TOT} = \Gamma_{Phot} + \Gamma_{Col}$, y Γ_{Col} es la ionización colisional que se presenta en [Theuns, Leonard, Efstathiou, Pearce, y Thomas \(1998\)](#):

$$\Gamma_{Col} = \Lambda_T (1 - N_I) \eta_H, \quad (2.16)$$

donde:

$$\Lambda_T = 1.17 \times 10^{-10} \frac{T^{1/2} \exp(-157809/T)}{1 + \sqrt{T/10^5}}. \quad (2.17)$$

Encapsulando todas las expresiones [Rahmati y cols. \(2013\)](#) obtuvieron una ecuación cuadrática cuya solución es:

$$N_I = \frac{B - \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}, \quad (2.18)$$

donde $A = \alpha + \Lambda_T$, $B = 2\alpha + \frac{\Gamma_{Phot}}{\eta_H} + \Lambda_T$ y $C = \alpha$.

Estas ecuaciones se aplican mediante el módulo *rahmati.py*, el cual se articula con *emitters.py* para obtener la fracción de hidrógeno ionizado. Es importante notar que con la ecuación 2.18 se obtiene la fracción de hidrógeno neutro, sin embargo se puede obtener la fracción de hidrógeno ionizado mediante: $N_{II} = 1 - N_I$. Los parámetros necesarios para calcular el nuevo valor de N_I son la temperatura, el *redshift* y la densidad numérica de hidrógeno en las celdas de gas de la simulación. Para el caso de las simulaciones MIRAGE, primero se aplica la rutina autoconsistente que calcula T , μ , N_{II} y η_{ions} , luego se aplica la corrección (ecuación 2.18) para recalculer N_{II} y η_{ions} . Finalmente se calcula la luminosidad con la ecuación (2.8).

Una vez desarrollado *rahmati.py* y articulado con los demás módulos, se realizaron pruebas aplicando la corrección en $z = 1, 2, 3$, para comparar los cambios en los mapas de velocidad en función al *redshift*. También se confrontaron los resultados de los diferentes z con un cuarto caso donde no se aplicó la corrección, comparando los mapas cinemáticos. Los cubos de datos sintéticos se generaron sin la aplicación de los efectos por la resolución del instrumento para asegurar el efecto únicamente de la corrección. Luego de que se generaron los cubos de datos, se restaron todos los mapas entre sí. Para cuantificar la discrepancia entre los mapas de las diferentes configuraciones, se acudió al valor cuadrático medio (RMS* por sus siglas en inglés) el cual se define:

$$x_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2}, \quad (2.19)$$

donde N es el número de píxeles en el mapa cinemático y x_i es el valor en cada píxel. Los resultados de esta prueba se organizaron en los siguientes cuadros.

Tabla 2

RMS del residuo entre los mapas cinemáticos donde se aplicó la corrección presentada en [Rahmati y cols. \(2013\)](#), comparando diferentes redshift con un mapa sin la corrección.

z	z_1	z_2	z_3
Mapa de velocidad [km s⁻¹]	7.579770	7.321213	7.342821
Mapa de dispersión de velocidad [km s⁻¹]	9.786907	9.119132	9.191746

Nota. Se comparó el resultado de las correcciones contra el mapa sin aplicarla. $RMS(z - z_{1,2,3})$, donde z representa el mapa sin tener en cuenta la corrección y $z_{1,2,3}$ cada uno de los valores del *redshift* donde se aplicó la corrección.

*Root mean square

Tabla 3

RMS del residuo entre los mapas cinemáticos donde se aplicó la corrección presentada en Rahmati y cols. (2013), comparando diferentes redshift.

$z_i - z_j$	$z_1 - z_2$	$z_1 - z_3$	$z_2 - z_3$
Mapa de velocidad [km s^{-1}]	1.402771	1.259943	0.144326
Mapa de dispersión de velocidad [km s^{-1}]	1.342026	1.202515	0.141094

Nota. Se comparó el resultado de las correcciones para los diferentes valores de $z = 1, 2, 3$ entre sí. $RMS(z_i - z_j)$, $z_i = i$, $z_j = j$.

En el caso que los mapas fueran completamente idénticos el resultado del RMS debe ser 0. Entre más grande el resultado, más grande la diferencia promedio de los píxeles en los mapas. En la primera comparación, cuadro 2, el RMS de los mapas de velocidad oscila alrededor de $7.6 - 7.3 \text{ km s}^{-1}$ mientras que en los mapas de dispersión de velocidades oscila alrededor de $9.8 - 9.1 \text{ km s}^{-1}$. En la segunda comparación, cuadro 3, los valores son más pequeños que en el caso anterior: $1.4 - 0.1 \text{ km s}^{-1}$, para los mapas de velocidad, y $1.3 - 0.1 \text{ km s}^{-1}$ para los mapas de dispersión de velocidades. En ambos casos, el valor del RMS es pequeño en comparación con el rango de velocidad del mapa analizado ($[-230, 230] \text{ km s}^{-1}$). Sin embargo se decidió adoptar la corrección para $z = 2$ ya que en este valor se presentó el mayor cambio al variar el *redshift* y es el valor intermedio de las observaciones que se trataron imitar.

Según lo discutido anteriormente, la corrección añade los efectos de la fotoionización por el fondo ultravioleta metagaláctico. Sin embargo estos efectos dejan de ser considerables cuando la densidad del medio interestelar alcanza el nivel crítico. Por esto los resultados de la corrección sobre las simulaciones MIRAGE no condujeron a cambios significativos (ver cuadros 2 y 3). Esto se debe a que estas simulaciones presentan características críticas de alta temperatura y densidad (como se verá en el capítulo 3) al punto que alcanzan el nivel de autoblindaje. En consecuencia, se vuelve interesante para futuros trabajos aplicar la metodología de Rahmati y cols. (2013) sobre simulaciones que recreen las condiciones del Universo temprano, como las simulaciones MIRAGE, para reajustar las expresiones de la corrección.

2.3.2. Convoluciones: resolución instrumental y efectos atmosféricos

Una de las secciones más críticas en la generación de las observaciones sintéticas es replicar las condiciones observacionales y la finita resolución espacial y espectral de los instrumentos. Para simular estos efectos observacionales se aplican convoluciones, tanto en la respuesta espacial como espectral. Para el primer caso, se hace con una PSF* gaussiana que simula los efectos de la atmosfera. En términos prácticos esta función va a generar que un objeto puntual se vea como una mancha. Para el caso espectral, se recurre a la llamada LSF†, que será descrita a continuación.

Resolución espectral: En términos instrumentales, la resolución de los espectrógrafos se mide mediante el poder de resolución:

*Point spread function, inglés o Función de dispersión de punto en español

†Line-spread function, en inglés o función de dispersión de línea

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (2.20)$$

donde λ es la longitud de onda de observación y $\Delta\lambda$ es la distancia que permite discernir dos líneas separadas. La LSF emula la dificultad para discernir dos líneas de emisión diferentes. Esta función es una distribución gaussiana normalizada que al interactuar, por medio de una convolución, con los perfiles gaussianos de las líneas de emisión genera un ensanchamiento del perfil.

La construcción de la LSF va a depender del R que se desee imitar y de la longitud de onda de la observación, en este caso $\lambda_{H\alpha}$ para $z = 2$. Considerando que la menor separación entre dos líneas para ser distinguidas como tal es igual al FWHM* de la LSF. Por tanto:

$$FWHM = \Delta\lambda = \frac{\lambda_{H\alpha}}{R}, \quad (2.21)$$

del cual se puede obtener la desviación estándar mediante:

$$\sigma' = \frac{FWHM}{2\sqrt{2 \cdot \ln(2)}}. \quad (2.22)$$

Además, dada la biyección entre longitud de onda y velocidad, σ' se puede traducir a $km\ s^{-1}$.

Como la LSF y la línea de emisión son gaussianas, la convolución tiene solución analítica y no es más que una gaussiana donde la desviación estándar equivalente a la suma en cuadratura de las desviaciones originales:

$$L_\nu(V) \otimes LSF = Lum \frac{e^{-\frac{(V-V_z)^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \otimes \frac{e^{-\frac{V^2}{2\sigma'^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma'} = Lum \frac{e^{-\frac{(V-V_z)^2}{2(\sigma^2 + \sigma'^2)}}}{\sqrt{2\pi}\sqrt{\sigma^2 + \sigma'^2}}. \quad (2.23)$$

La configuración por defecto en el código hace la convolución analítica, antes de proyectar las líneas de emisión en los canales de velocidad. Sin embargo, en AURORA se agregó una serie de métodos numéricos para realizar la convolución espectral en el caso que el usuario desee simular la emisión con una distribución diferente a la gaussiana. En total los métodos disponibles son tres. Los dos primeros hacen parte de la librería ASTROPY[†]. El primer método de esta librería ejecuta la convolución haciendo uso de la definición. El segundo método usa la transformada rápida de Fourier (FFT por sus siglas en inglés), una serie de algoritmos que redimensionan la señal de entrada y la LSF para aplicar la transformada de Fourier y su inversa de una forma más eficiente. El tercero es un algoritmo generado para AURORA, usando la metodología de la transformada rápida de Fourier. En adelante se hará referencia a los métodos numéricos como: Astropy, FFT Astropy y FFT Aurora, respectivamente.

Para probar el funcionamiento de los métodos agregados se diseñó el siguiente esquema de prueba: se crearon dos señales gaussianas, una que representa las líneas de emisión y la restante la LSF, tomando $\sigma = \sigma'$, donde σ es la desviación estándar de la primera señal y σ' la desviación de la LSF. La diferencia entre estas dos es que a la señal de entrada se le asignó el doble de amplitud de la LSF. Además las dos gaussianas se extienden cada una hasta 10 veces su propia desviación

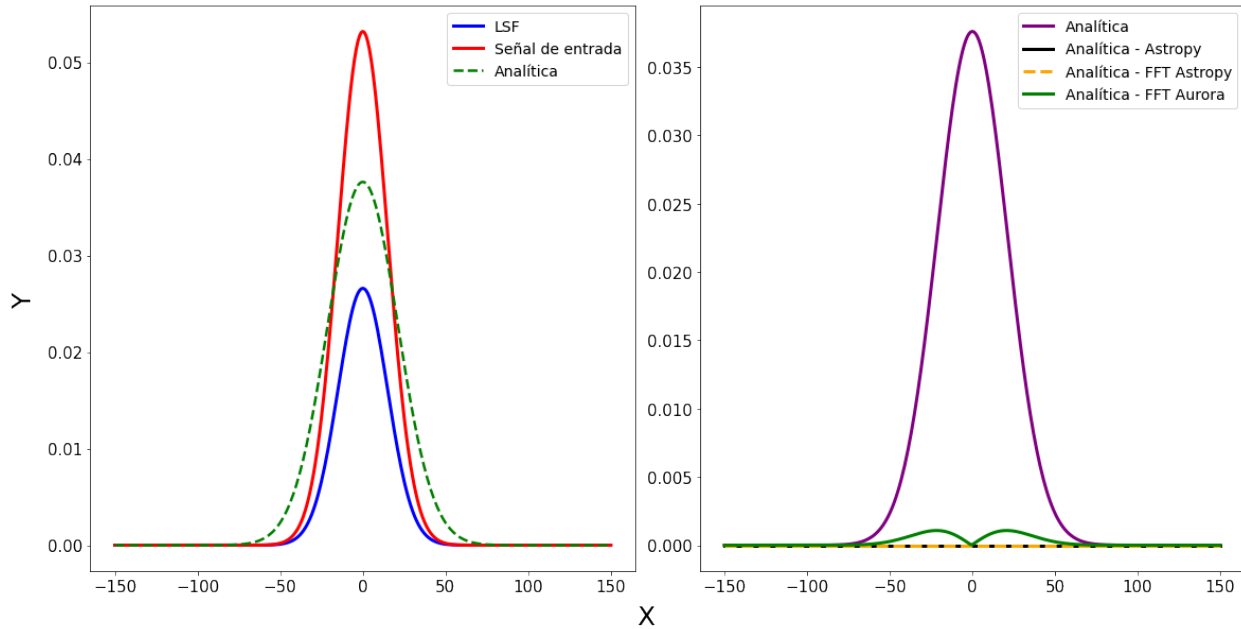
*Full width at half maximum

[†]Paquete en PYTHON para astronomía: <https://docs.astropy.org/en/stable/>

estándar a cada lado. Enseguida se realizaron las 3 convoluciones numéricas y una analítica para hacer la comparación. Luego se restaron las señales resultantes con la solución matemática y se aplicó el RMS para cuantificar la diferencia.

Figura 16

Visualización de los resultados de las convoluciones espectrales numéricas y de las señales convolucionadas.



Nota. Comparación entre las señales de entrada para las convoluciones, la solución analítica y los resultados de la diferencia entre la solución analítica y las convoluciones numéricas. La convolución analítica (línea punteada verde) es una señal más ancha que las funciones de entrada dado que la desviación estándar es la suma en cuadratura de las desviaciones de las señales convoluciones. Las señales residuo para los dos métodos de ASTROPY son del mismo orden de magnitud (10^{-18}), mientras que en el caso de la convolución FFT Aurora es del orden de 10^{-4} , por lo tanto diverge más del resultado analítico en comparación con los dos métodos anteriores.

En la figura 16 se presentan las señales de entrada y los residuos de los resultados de cada método de convolución numérico con la convolución analítica. El RMS del residuo de las señales: 2.294×10^{-18} (Analítica - Astropy), 2.294×10^{-18} (Analítica - FFT Astropy) y 4.431×10^{-4} (Analítica - FFT Aurora). El resultado del RMS para los dos primeros casos es 12 órdenes de magnitud menor que el método FFT Aurora. El resultado gráfico de los residuos de las convoluciones de *astropy* es completamente despreciable. Si bien en el caso de FFT Aurora se obtiene una señal residuo con una amplitud apreciable, esta es 0.02 veces la amplitud de la convolución analítica. Por otro lado, el valor del RMS para los métodos de ASTROPY es el mismo por lo tanto, en términos del tiempo de cómputo, es recomendable usar el método FFT Astropy. Esto en el caso que el perfil de la línea de emisión sea una distribución diferente a la gaussiana, ya que como se ha dicho en el caso gaussiano se ejecuta la convolución analítica.

Convolución espacial: La resolución espacial juega un papel importante para poder discernir objetos en las observaciones; dos estrellas no se podrán distinguir como objetos individuales si están más cerca que la mínima distancia resuelta en la observación, típicamente dada por el ancho de la PSF. Además, si la PSF no está resuelta sobre al menos 6 píxeles de ancho, se podrían introducir errores debido a la discretización, limitando aún más la resolución.

Para recrear esta característica instrumental se acude a una convolución entre las “rebanadas” del cubo de datos y la PSF, que se modelara como una gaussiana 2D. Esto va a producir que la información de un píxel (la luminosidad) se esparza sobre los vecinos siguiendo la distribución de la PSF, es decir, una gaussiana en dos dimensiones. Es importante notar que la PSF va a simular la huella en el sistema óptico de la turbulencia por la atmósfera, que produce que un objeto puntual se vea como una mancha.

En AURORA se realizan dos convoluciones una para emular las dimensiones de las diferentes celdas de gas en la simulación y otra para simular los efectos de la atmósfera. En el caso de las simulaciones MIRAGE la malla tiene 8 tamaños diferentes. Para ello se generan 8 cubos, uno para cada escala, y se hace una convolución donde el FWHM de la PSF es cada uno de estos tamaños. Si se configuró el parámetro para la resolución espacial (FWHM), se calcula el σ equivalente (ecuación 2.22) y se suma en cuadratura con el σ por el tamaño de las celdas, luego se aplica la convolución entre cada cubo y la gaussiana resultante. Luego se suman todos los cubos para únicamente almacenar uno.

Las convoluciones no se hacen sobre todo el cubo simultáneamente, se aplican entre cada rebanada (2D) y la PSF. Para ello se configuraron tres métodos numéricos: los dos que ya se usaron en la sección espectral de ASTROPY, es decir el método usual de convolución y el que emplea FFT, pero en este caso extendidos a dos dimensiones, y uno interno diseñado específicamente para AURORA usando la metodología FFT ya mencionada. Este caso consiste en hacer la transformación de Fourier del cubo y de la PSF, luego se hace el producto entre ellos y finalmente se aplica la transformada inversa para obtener el resultado final. La ventaja de los métodos basados en FFT es que emplean menos tiempo, al rededor de 1/5 del tiempo usado por el método convencional de ASTROPY.

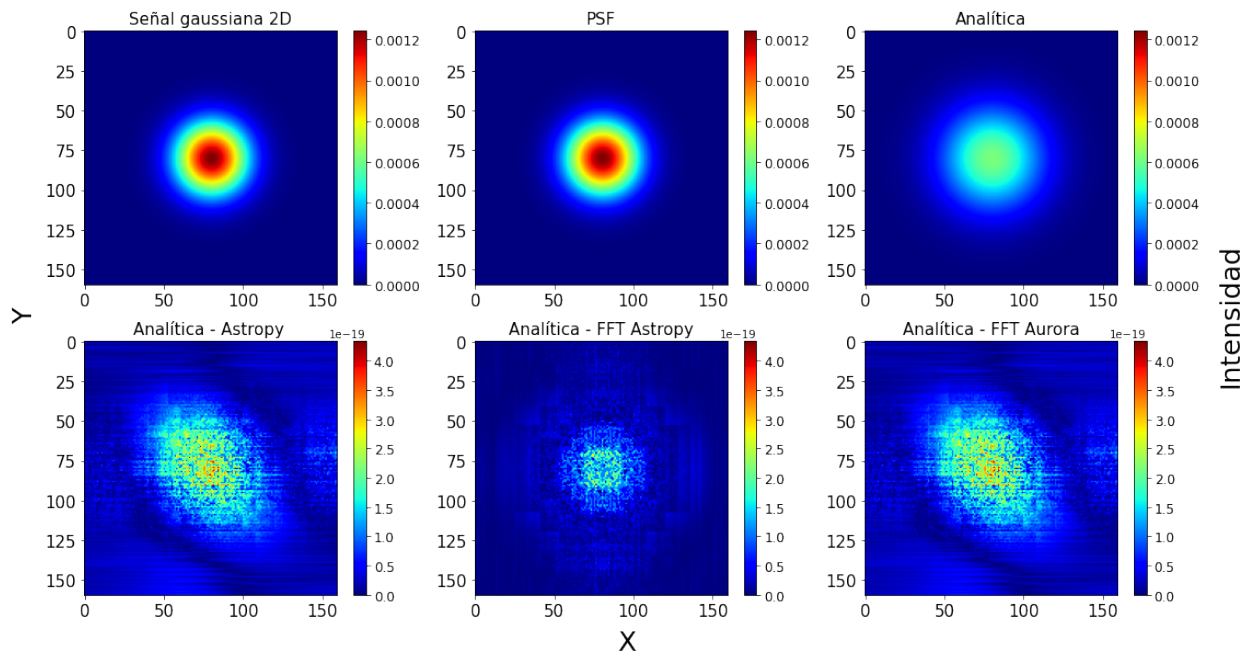
Para poner a prueba las convoluciones numéricas y determinar el mejor método en términos de confiabilidad y tiempo, se aplicó la metodología de prueba usada previamente en las convoluciones espectrales. Sin embargo, ahora se extendió a dos dimensiones la señal gaussiana de entrada, y en lugar de la LSF, se usó PSF, un kernel gaussiano 2D. Dado que la convolución también es entre dos gaussianas, se pueden comparar los resultados numéricos con la solución analítica y cuantificar las diferencias a través del RMS.

Los resultados gráficos de la señal de entrada, la PSF, la convolución analítica y la diferencia entre la solución analítica y los métodos numéricos se presentan en la figura (17). En esta gráfica se puede apreciar que los residuos entre los métodos configurados y la señal analítica son completamente despreciables. Esto se refleja en los resultados del RMS fueron: 7.62×10^{-20} (Analítica - Astropy), 3.74×10^{-20} (Analítica - FFT Astropy) y 7.62×10^{-20} (Analítica - FFT aurora). Los valores para todos los métodos representan un buen comportamiento y un error completamente

despreciable. Sin embargo, la convolución numérica FFT Astropy reduce el residuo a la mitad en comparación a los dos restantes, además en términos de los recursos computacionales este método reduce el tiempo de cómputo alrededor de un 1/5, por estas razones es el óptimo para ser utilizado. Es importante notar que en caso de tener resoluciones espaciales extremadamente altas y un gran número de escalas para las celdas, es recomendable emplear la convolución FFT Aurora, ya que presenta un residuo despreciable y en resoluciones extremas es alrededor de un 10 % más rápido que FFT Astropy. Para el caso de las resoluciones de esta tesis (ver siguiente sección) la diferencia de tiempo entre FFT Aurora y FFT Astropy no es apreciable.

Figura 17

Visualización de los resultados de las convoluciones espaciales numéricas.



Nota. Primera fila: comparación en la misma escala de intensidad entre la señal de entrada, la PSF y el resultado de la convolución analítica. En la segunda fila: comparación de los resultados de la diferencia entre los tres métodos numéricos con la solución de la convolución analítica manteniendo la misma escala. Los resultados del residuo para todos los métodos es completamente despreciable, la escala de intensidad de estos es de 16 órdenes de magnitud menor que la escala de las señales de entrada y la solución matemática. La distribución de la señal analítica cambia considerablemente respecto a las señales convolucionadas dado que esta se ensanchó.

La articulación de los métodos de las convoluciones numéricas, programadas en *convolutions.py*, se hace en el módulo *spectrum_tools.py*, justo después de proyectar la luminosidad y formar los cubos. Para el caso de la convolución espectral, si se configuró algún método numérico, se hace sobre el cubo final, luego de aplicarse la convolución espacial.

2.4. Procesamiento de los cubos de datos sintéticos

Ahora que en líneas generales ya se abordó el proceso de generación de las observaciones sintéticas a partir de simulaciones de galaxias, en esta sección se dan los detalles sobre la metodología implementada en esta tesis. Esta incluye la selección de los parámetros instrumentales y de las simulaciones. Dicha metodología será aplicada en el proyecto VIE al que se adjunta este proyecto de grado.

Se seleccionaron cuatro simulaciones hidrodinámicas del proyecto MIRAGE: los dos discos menos masivos ($G2$ y $G3$) y dos fusiones donde intervienen estos sistemas, $G2 - G2$ y $G2 - G3$. Las características instrumentales se eligieron para ser representativas de los instrumentos actuales que realizan observaciones de galaxias en $z = 1 - 3$. Para la resolución espacial se seleccionó: $FWHM = 0.6''$ (baja resolución), $0.2''$ (media resolución), con un tamaño de píxel de $0.125''$ y $0.06''$ respectivamente (Gadotti y cols., 2018; Girard, M. y cols., 2018; N. F. Schreiber y cols., 2009; Shapiro y cols., 2008; Simons y cols., 2019). Para explorar si los futuros instrumentos podrían resolver la dinámica en esta época del universo se seleccionó una tercera configuración (alta resolución) donde $FWHM = 0.02''$ con un tamaño de píxel de $0.006''$. Para el caso de la resolución espectral se utilizó $R = 5000$ y un ancho de los canales de 8.5 km s^{-1} (Girard, M. y cols., 2018; Kriek y cols., 2015; Shapiro y cols., 2008; Simons y cols., 2019). Los otros parámetros importantes fueron los ángulos para la proyección en el cielo: θ (ángulo de inclinación) y ϕ (ángulo de posición). Estos se determinaron de forma aleatoria para cada *snapshots* de las simulaciones, teniendo en cuenta que la probabilidad de los puntos de visión debe ser uniforme. Por lo anterior, la probabilidad de θ está dada por una distribución uniforme en $\sin(\theta)$, y ϕ por una distribución uniforme en $[0, 2\pi)$.

En relación con las dimensiones del cubo de datos, se asignaron el rango de velocidad y el campo de visión. El primero corresponde al rango espectral de la observación, este se determinó para cada *snapshot* teniendo en cuenta que las líneas de emisión gaussianas fueran muestreadas correctamente hasta 4σ , esto se abarca en la sección 3.2.1. El campo de visión de los cubos de datos, se asignó según las dimensiones de las galaxias para cubrir la mayor parte de los discos, hasta al menos 4 veces el radio óptico. Los métodos de convolución utilizados fueron aquellos que favorecen la velocidad de cómputo con resultados confiables, según lo discutido en la sección anterior: la convolución analítica en el caso espectral y el método FFT Astropy para la resolución espacial.

Una vez fueron seleccionados todos los parámetros, se diseñó un conjunto de códigos en BASH* para generar los archivos de parámetros de cada observación sintética y generar los cubos con AURORA de forma semiautomática. Los cubos se generaron en 4 pasos:

- Primero: se hizo el preprocesamiento de la simulación y la clasificación de los parámetros instrumentales, computacionales y geométricos.
- Segundo: se calcularon las cantidades físicas según los datos almacenados en la simulación. Luego se aplicó la corrección en la fracción de hidrógeno neutro y finalmente se calcularon

*Bourne-again shell

las líneas de emisión como perfiles gaussianos.

- Tercero: se ejecutó la convolución espectral, luego se proyectaron las líneas de emisión en los canales de velocidad. Posteriormente se sumaron flujos emitidos por las celdas que caen sobre un mismo píxel en el campo de visión. En este punto realmente se sumaron los flujos de las celdas con una misma escala formando 8 cubos de datos. Luego se atenuó la luminosidad, en cada cubo, para tener en cuenta la distancia de la observación.
- Cuarto: se aplicó la convolución espacial para tener en cuenta el tamaño de las celdas en la simulación y los efectos por la resolución espacial. Finalmente se sumaron los 8 cubos de datos y solo se almacenó uno en formato *fits*.

Criterios cinemáticos y análisis de las simulaciones

Las simulaciones y las observaciones sintéticas son la herramienta principal del estudio de los indicadores cinemáticos para la detección de fusiones de galaxias en alto *redshift* en este trabajo. Sin embargo, antes de trazar la línea a seguir en el estudio, es necesario explorar en detalle la dinámica interna de las galaxias simuladas, es decir de los discos $G2$ y $G3$, y de las fusiones $G2 - G2$ y $G2 - G3$. Se espera que luego de un período de tiempo, posterior a la colisión de los sistemas, las partículas de la nueva galaxia remanente presenten una dinámica dominada por rotación. Por lo tanto, mediante un conjunto de criterios se apunta a medir el grado total de rotación para diferenciar si un sistema es un disco o una fusión en curso.

Durante la exploración de la dinámica de las simulaciones se identificaron características críticas en las regiones de formación estelar, es decir en los *clumps*, que alteran la proporción de los movimientos circulares. Además, estas regiones introdujeron alteraciones en los mapas cinemáticos debido a temperaturas y densidades muy altas.

En este capítulo se abordará la exploración de los criterios cinemáticos para detección de fusiones con base en un conjunto de parámetros teóricos inspirados en la literatura y otro propuesto en este trabajo. También se discuten los resultados preliminares de las observaciones sintéticas y algunas dificultades que se presentaron por las características críticas de los *clumps*.

3.1. Criterios cinemáticos de la clasificación de fusiones

El primer paso para establecer el estado dinámico de cada sistema simulado es midiendo teóricamente los movimientos de sus partículas para determinar si domina la velocidad circular (como sucede en los sistemas tipo disco) o si por el contrario, hay una fuerte componente no circular de la velocidad (como sucede en las fusiones). Esto se puede realizar mediante criterios teóricos que determinan la proporción de movimientos no circulares con la información directamente de los *snapshot* en las simulaciones. Varias alternativas de parámetros fueron explorados, como en los sugeridos por Perret (2014), el parámetro de circularidad usado en Simons y cols. (2019) (Abadi, Navarro, Steinmetz, y Eke, 2003; Ceverino, Dekel, Tweed, y Primack, 2015) y el parámetro k_{rot} usado en Sales y cols. (2012). Estos parámetros se detallan a continuación.

En términos generales se quiere medir la relación entre movimientos circulares y no circulares. Por lo tanto una buena alternativa es medir la fracción de estas componentes ($V_{non-circ}/V_{circ}$) y promediar la contribución de las partículas, ponderando por su masa. De esta manera se consideran tres variantes. Por conveniencia se hace una transformación del sistema cartesiano al sistema de coordenadas cilíndricas. Los parámetros inspirados en [Perret \(2014\)](#) son los siguientes:

$$E_1 = \frac{\sum_i m_i \frac{\sqrt{V_{r,i}^2 + V_{Z,i}^2}}{V_{\phi,i}}}{\sum_i m_i}, \quad (3.1)$$

$$E_2 = \frac{\sum_i m_i \frac{V_{r,i}}{V_{\phi,i}}}{\sum_i m_i}, \quad (3.2)$$

$$E_3 = \frac{\sum_i m_i \frac{V_{Z,i}}{V_{\phi,i}}}{\sum_i m_i}, \quad (3.3)$$

donde la sumatoria corre por todas las celdas o partículas de la simulación analizada, m es la masa de la partícula o celda, V_r , V_ϕ y V_Z son la velocidad radial, la circular y en Z respectivamente. Si bien las expresiones son similares, estas nos permiten analizar cada componente de los movimientos no circulares. En todos los casos se tomó el valor absoluto de las velocidades. E_1 mide la relación de la componente de movimientos no circulares respecto a la componente circular. El parámetro E_2 mide la proporción de la componente radial contra la circular. E_3 mide la fracción de la componente de movimiento en Z respecto a la componente circular. Para todos los casos, en galaxias con un alto grado de rotación los parámetros deben acercarse a 0 porque la componente V_ϕ debe dominar la dinámica.

El parámetro de circularidad, adoptado de la literatura, compara la componente del momento angular en Z de una celda contra el momento angular que debería tener una partícula ubicada en el mismo radio de la celda, si estuviera en perfecto equilibrio de rotación, girando a una velocidad dada por:

$$V_{circ} = \sqrt{\frac{GM(< r)}{r}}, \quad (3.4)$$

donde r es el radio, $M(< r)$ representa la masa encerrada hasta dicho radio y G la constante gravitacional universal. El momento angular de dicha partícula sería:

$$j_{circ} = rV_{circ} = \sqrt{rGM(< r)}. \quad (3.5)$$

Regularmente este parámetro se aplica sobre las estrellas jóvenes, porque están menos soportadas por la dispersión de velocidades.

$$J_{z-circ} = \left\langle \frac{j_Z}{j_{circ}} \right\rangle, \quad (3.6)$$

donde j_Z es la componente en Z del momento angular específico.

El quinto parámetro evaluado de la literatura es k_{rot} , la fracción entre la energía cinética rotacional total y la energía cinética total, es decir:

$$k_{rot} = \frac{K_{rot}}{K} = \frac{1}{K} \sum_i \frac{1}{2} m_i \left(\frac{j_{Z,i}}{r_i} \right)^2, \quad (3.7)$$

donde K es la energía cinética total, $j_{Z,i}$ es la componente del momento angular específico alineado en Z , r_i el radio y m_i es la masa de la celda i -ésima. Para $k_{rot} \sim 1$ las galaxias son perfectamente tipo disco, cuando $k_{rot} \ll 1$ son sistemas no rotacionales. En este trabajo, cuando el sistema presente $k_{rot} > 0.7$ será considerado como un disco.

Durante la exploración de parámetros se encontró una alternativa para medir si la estructura en las simulaciones presenta una distribución tipo disco, usando solamente el momento angular. Este parámetro, propuesto en el presente trabajo, consiste en medir el promedio de la componente del momento angular por los movimientos circulares, es decir, la componente j_Z , respecto a la magnitud del momento angular ($\mathbf{J}$), ponderado por la masa. Si el resultado es muy próximo a 1 el sistema presenta una estructura tipo disco, entre más pequeño sea frente a este valor, las partículas no presentan plano de giro definido.

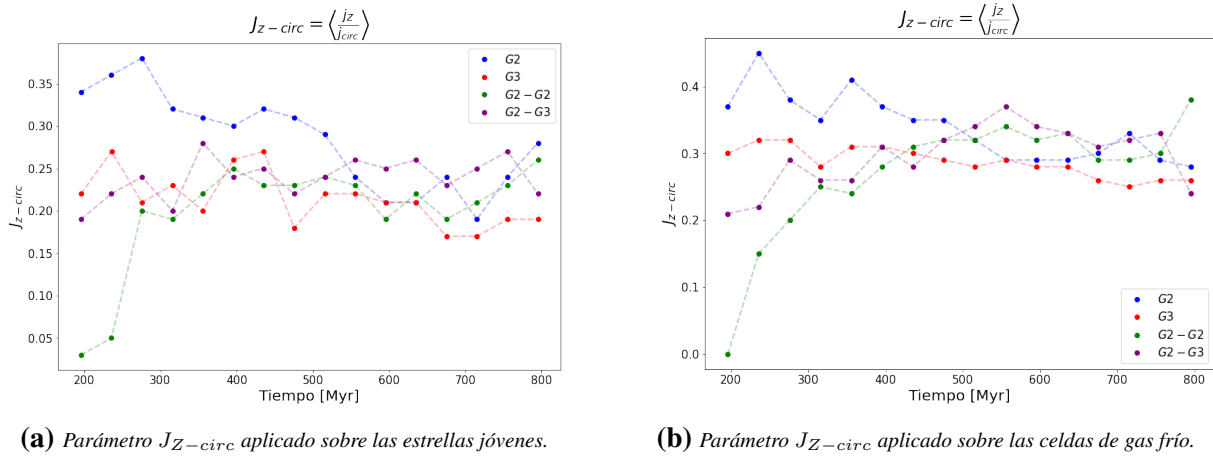
$$LM = \frac{\sum_i m_i \frac{j_{Z,i}}{J_i}}{\sum_i m_i}. \quad (3.8)$$

Estos parámetros se aplicaron sobre todos los *snapshot* de cada simulación, para estudiar su evolución con el tiempo. También se aplicaron sobre diferentes tipos de componentes, entre ellas: el gas frío ($T < 10^4 K$), el gas caliente ($T > 10^4 K$), las estrellas jóvenes y las estrellas viejas, clasificando como estrellas jóvenes a las que presentaban un tiempo de vida $< 50 Myr$. Muchas de las pruebas de estos parámetros aplicados sobre los diferentes tipos de componentes no dieron resultados prometedores, ya que es difícil discernir entre los sistemas en fusión y discos. Además la componente de velocidad circular, incluso en los discos, no domina por completo la cinemática en estas simulaciones.

Sorprendentemente, el parámetro de circularidad, frecuentemente utilizado en la literatura, no presenta una clara evolución temporal que permita establecer en que momento las fusiones se han estabilizado, dando paso a un remanente estable (ver figura 18). En este tipo de simulaciones, debido a los fenómenos físicos como los grumos generados por la turbulencia del gas, no es posible clasificar la naturaleza cinemática de los sistemas con este parámetro.

Figura 18

Resultados de la aplicación del parámetro J_{Z-circ} .



Nota. Valor del parámetro de circularidad aplicado a las componentes que se indican en cada *snapshot* de las simulaciones. Los puntos azules representan el disco G2, los rojos el disco G3, los verdes la fusión G2 – G2 y los morados la fusión G2 – G3. El comportamiento de este parámetro es similar en las dos componentes. El mismo no permite diferenciar las fusiones de los discos.

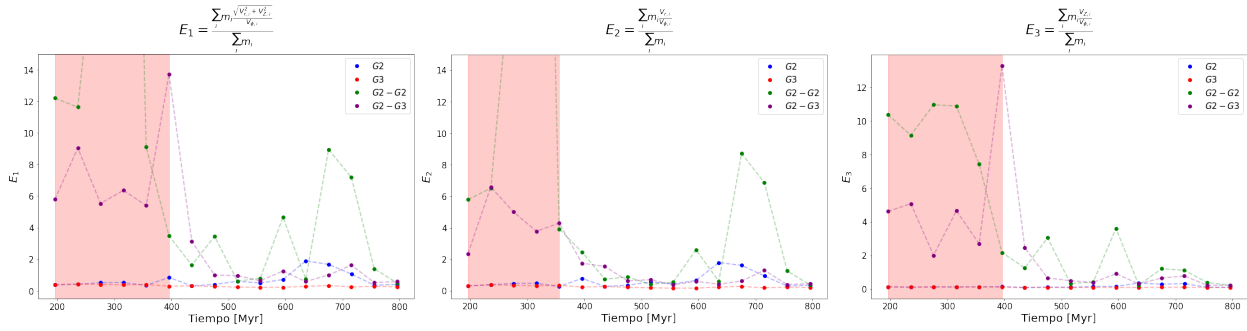
El comportamiento de los demás parámetros sobre las diferentes componentes no arrojó resultados concluyentes, a excepción de una evolución temporal con las celdas del gas frío (ver gráficas 19 y 20). Esto se debe a que la componente de movimientos circulares es más fuerte en el gas frío porque experimenta menos dispersión y rápidamente toma una distribución de disco. Este estado tarda más en ser alcanzado por el gas caliente debido a su alta energía y a los choques de partículas en las fusiones de galaxias (Moster, Macciò, Somerville, Naab, y Cox, 2011). En el caso de las estrellas se presenta calentamiento dinámico y mucha dispersión en el movimiento cuando ocurre una fusión. Por lo anterior los parámetros se aplicaron sobre la componente de gas frío.

En la figura 19 se puede observar que el comportamiento de los discos siempre mantuvo una relación casi constante entre los movimientos no circulares y circulares. Sin embargo se observa que en estas relaciones no siempre dominan los movimientos circulares. El valor de E_1 se mantuvo en el rango $[0.2, 1.75]$ para G2 y G3, ya que en algunos casos se tornaba importante el movimiento radial como en el intervalo de tiempo $[600 - 700] \text{ Myr}$ para el disco G2. Este comportamiento se puede explicar como resultado de una desintegración de los *clumps*, que causa movimiento de masa en la dirección radial y eleva la dispersión de velocidades (Epinat y cols., 2012; Tacconi y cols., 2008). La desintegración de estas regiones grumosas se debe a la acción combinada de la explosión de supernovas y la fuerte interacción entre las partículas. Se debe hacer énfasis en que los criterios fueron aplicados sobre el gas frío, por lo tanto no se encapsula directamente el movimiento de los *clumps* (regiones con alta temperatura). Aun así, por la fuerte interacción gravitacional que estos generan debido a representar altas concentraciones de masa ($\sim 30\%$ de la masa total de gas en las simulaciones), afectan el movimiento de las demás partículas en la simulación.

Para el caso de las fusiones, los parámetros E_i^* permiten discernir la inestabilidad inicial (zona roja en las figuras 19 y 20) correspondiente al choque de las dos estructuras. La zona roja para el parámetro E_2 es más corta porque los movimientos radiales de la fusión $G2 - G3$ se vieron menos afectados que los movimientos en Z . La estabilización de los sistemas luego de la zona roja es más rápida en los indicadores E_i , sin embargo es más consistente en LM y en k_{rot} . Esto se puede apreciar en la figura 19, ya que luego de la estabilización de los sistemas, se observan algunos incrementos en los movimientos no rotacionales, especialmente en la componente radial, luego de $600 Myr$, incluso para el disco $G2$. En el caso de k_{rot} (ver figura 20) también se observan variaciones luego de la zona crítica. Si bien son más leves, se presenta un cambio brusco en el comportamiento de la curva de $G2 - G2$, a tal punto que en $\sim 600 Myr$, cuando ya se había considerado como disco, $k_{rot} < 0.7$.

Figura 19

Resultados de la aplicación de los parámetros E_1 , E_2 y E_3 calculados a partir del gas frío para las cuatro simulaciones a lo largo del tiempo.



Nota. Los puntos representan el valor de cada parámetro aplicado a las celdas de gas frío en cada *snapshot*. Los puntos azules representan el disco $G2$, los rojos el disco $G3$, los verdes la fusión $G2 - G2$ y los morados la fusión $G2 - G3$. El comportamiento de estos parámetros refleja que en el periodo inicial la cinemática es caótica, durante los primeros momentos del proceso de fusión, lo cual se indica con la zona roja sombreada.

Las variaciones en la cinemática de las fusiones, luego de la zona roja, se ve afectada por el aumento de *clumps*. Se podría esperar que si las estructuras implicadas en la fusión son ricas en gas, y por lo tanto en grumos, el movimiento radial será más brusco. Esto produce dificultades para analizar los resultados de los parámetros E_i y k_{rot} , y así establecer un criterio cinemático único capaz de catalogar correctamente discos y fusiones en todos los casos.

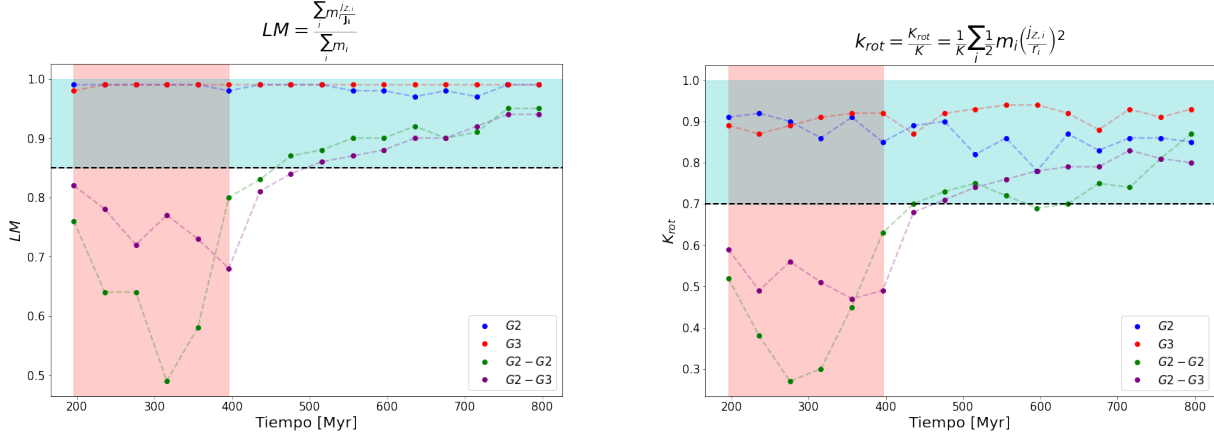
En términos generales, la información que se puede extraer del parámetro LM es más prometedora. Su comportamiento es más estable y consistente con la evolución de los sistemas luego de una fusión. En una colisión se crea una distribución de partículas con movimientos caóticos en las tres dimensiones. Con el paso del tiempo, las partículas se van orientando a una estructura coplanar y por lo tanto cada momento angular tiende a orientarse perpendicularmente al plano de giro. Este criterio permite identificar en el tiempo la tendencia de los sistemas a convertirse en estructuras tipo disco. Por tal razón, la clasificación teórica se hizo sobre el parámetro LM . Observando los

*Conjunto de parámetros E_1 , E_2 y E_3

resultados se fijó que los sistemas con $LM > 0.85$ se consideran con una distribución tipo disco.

Figura 20

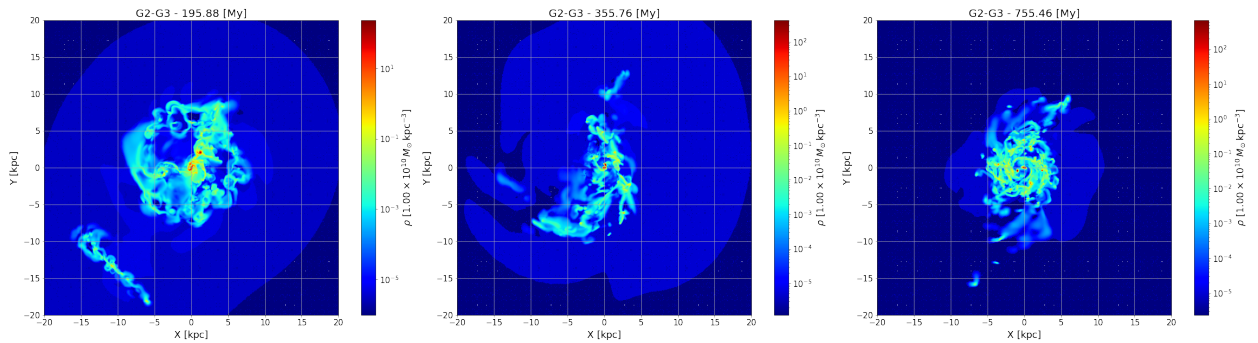
Resultados de la aplicación de los parámetros LM y k_{rot} calculados a partir del gas frío para las cuatro simulaciones a lo largo del tiempo.



Nota. Los puntos representan el valor de cada parámetro aplicado a las celdas de gas frío en cada *snapshot*. Los puntos azules representan el disco G2, los rojos el disco G3, los verdes la fusión G2 – G2 y los morados la fusión G2 – G3. En ambos casos se presenta la misma región de inestabilidad (zona roja) donde las fusiones no tiene una fuerte componente de movimiento circular. El comportamiento de LM es más estable cuando las fusiones comienzan a presentar una estructura tipo disco. La zona azul junto a la línea punteada clasifica los sistemas que presentan una distribución de disco ($LM > 0.85$ y $k_{rot} > 0.7$).

Figura 21

Inspección visual para comprobar la evolución de la distribución del gas en el plano xy en la fusión G2 – G3.



Nota. La escala de color representa la densidad del gas en las simulaciones. En las imágenes se puede apreciar la evolución de los sistemas desde su colisión hasta un remanente estable tipo disco.

Finalmente, para fortalecer la clasificación teórica en las simulaciones, se hizo una inspección visual para comprobar la robustez de los resultados. Esta inspección se realizó con la visualización de la distribución del gas mediante su densidad. Los resultados gráficos de la evolución de

los sistemas se presentan en la figura 35 y 36 del apéndice. En la figura 21 se presenta un resumen del desarrollo de la fusión $G2 - G3$. El resultado de esta clasificación se presenta en la tabla 4.

Tabla 4

Clasificación teórica en cada instante de las simulaciones de fusiones aplicando como criterio $LM < 0.85$.

Simulación	Tiempo [Myr]	LM	Clasificación
$G2 - G2$	195.88	0.76	-
$G2 - G2$	235.86	0.64	Fusión
$G2 - G2$	275.82	0.64	Fusión
$G2 - G2$	315.78	0.49	Fusión
$G2 - G2$	355.77	0.58	Fusión
$G2 - G2$	395.74	0.80	Fusión
$G2 - G2$	435.75	0.83	Fusión
$G2 - G2$	475.69	0.87	Disco
$G2 - G2$	515.68	0.88	Disco
$G2 - G2$	555.65	0.90	Disco
$G2 - G2$	595.60	0.90	Disco
$G2 - G2$	635.62	0.92	Disco
$G2 - G2$	675.54	0.90	Disco
$G2 - G2$	715.54	0.91	Disco
$G2 - G2$	755.52	0.95	Disco
$G2 - G2$	795.46	0.95	Disco
$G2 - G3$	195.88	0.82	-
$G2 - G3$	235.86	0.78	Fusión
$G2 - G3$	275.82	0.72	Fusión
$G2 - G3$	315.78	0.77	Fusión
$G2 - G3$	355.77	0.73	Fusión
$G2 - G3$	395.74	0.68	Fusión
$G2 - G3$	435.75	0.81	Fusión
$G2 - G3$	475.69	0.84	Fusión
$G2 - G3$	515.68	0.86	Disco
$G2 - G3$	555.65	0.87	Disco
$G2 - G3$	595.60	0.88	Disco
$G2 - G3$	635.62	0.90	Disco
$G2 - G3$	675.54	0.90	Disco
$G2 - G3$	715.54	0.92	Disco
$G2 - G3$	755.52	0.94	Disco
$G2 - G3$	795.46	0.94	Disco

Nota. En la clasificación se tomaron tres posibles casos: cuando no han colisionado (-), cuando se encontraban en la fusión y cuando ya se tiene un sistema remanente con estructura de disco.

La exploración de los parámetros permitió encontrar el indicador LM para diferenciar los siste-

mas soportados por rotación de las fusiones recientes. Con este indicador se generó la clasificación teórica que se comparará con los resultados del análisis de los criterios observaciones aplicados sobre las observaciones sintéticas en el capítulo 4. De los parámetros restantes son consistentes en algunas regiones, sin embargo son más susceptibles a los *clumps*.

3.2. Estudio cinemático de las simulaciones MIRAGE

En la generación de las observaciones sintéticas con las simulaciones MIRAGE se presentaron varios desafíos de alta complejidad. Dichos desafíos fueron originados principalmente por las características físicas de los *clumps* que resultan en una luminosidad excesiva de esas regiones. Esto impactó la apariencia de los mapas de velocidad forzando a utilizar un rango de velocidades demasiado amplio para generar los cubos. En esta sección se describirán los efectos de los *clumps* y una posible solución para contrarrestarlos.

3.2.1. Influencia de los *clumps*

Desde la sección anterior se pudo observar que existe un impacto dominante de los grumos en la cinemática de las simulaciones MIRAGE. Este fenómeno también repercute en los mapas sintéticos al crear condiciones críticas de temperatura, densidad y luminosidad en regiones que a pesar de ser compactas, alteran notablemente el mapa de dispersión de velocidades, el mapa de velocidad y el mapa de intensidad. Estas consecuencias se observaron en los primeros cubos generados y dificultaron la elección de los parámetros específicos de estas observaciones sintéticas, en particular el rango de velocidad.

A AURORA se le debe suministrar el rango de velocidad para que configure el número de canales de velocidad del cubo de datos. Este valor es diferente para cada inclinación, ya que esta afecta la componente a lo largo de la línea de visión de las velocidades (V_{los}). Este parámetro es muy importante porque si se subestima, las líneas gaussianas correspondientes a las celdas de alta velocidad no serán muestreadas correctamente y por lo tanto se inducirá errores en los mapas de velocidad y en las curvas de rotación de las galaxias. Por otro lado, si se configura un rango muy extenso el tiempo de cómputo se eleva considerablemente durante las convoluciones.

Para asegurar el correcto muestreo de las líneas de emisión, se debe tomar hasta al menos cuatro veces σ . Este resultado se suma con el valor absoluto de la posición central de los perfiles gaussianos, es decir, V_{los} . Para almacenar el rango de velocidades simétrico se toma el doble del valor resultante en la suma, así la expresión correspondiente es:

$$V_{range} = 2(|V_{los}| + 4(\sigma + \sigma_{LSF})), \quad (3.9)$$

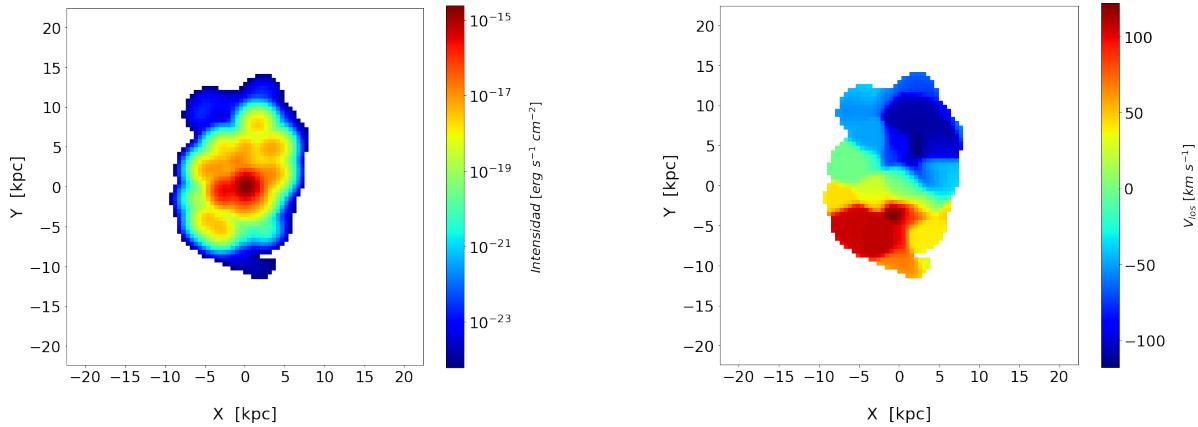
donde V_{los} es la velocidad a lo largo de la línea de visión (o V_z en los *snapshot* luego de proyectar la geometría en el plano del cielo), σ es la dispersión de velocidades de cada celda de gas obtenida por la ecuación 2.5 y σ_{LSF} es la dispersión de la gaussiana asociada a la resolución espectral. Esta se calculó según lo descrito en el capítulo 2 para $R = 5000$, se obtuvo como resultado

$\sigma_{LSF} = 22.5 \text{ km s}^{-1}$. Esta ecuación se aplica sobre todas las celdas de gas para realizar un histograma ponderado por la luminosidad (ecuación 2.8) con el resultado. El rango de velocidad se asigna como el valor extremo en el histograma para evitar introducir errores sistemáticos en las medidas de velocidad.

Una de las pruebas se hizo sobre el cuarto *snapshot* de la simulación *G3* para 4 ángulos de inclinación diferentes: $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 180^\circ$. Todos los resultados de V_{range} fueron superiores a 5400 km s^{-1} , un valor demasiado grande para el ancho de los canales seleccionados (8.5 km s^{-1}), demandando alrededor de 630 canales y elevando exageradamente el tiempo de cómputo. Por dicho motivo se tomó la decisión de truncar el rango de velocidad al encerrar el 98 % de la luminosidad total. Con esto se asegura que la mayoría de celdas se muestrean correctamente y solo se evitan pocas celdas con hipervelocidad, la explicación en detalle de esta decisión se aborda en la sección 3.2.2. Esta decisión no condujo a cambios mensurables en los mapas de velocidad y redujo la generación de los cubos de datos a tiempos viables. En el histograma, en el caso de $\theta = 45^\circ$ el valor obtenido corresponde con 2131 km s^{-1} . Los cubos generados con estas características tardaron alrededor de una hora en procesarse y pesaron más de dos *gigabytes*. Los mapas generados a partir de la última configuración ($\theta = 45^\circ$) se presentan en la figura 22.

Figura 22

Mapas generados con AURORA para la galaxia *G3* en la configuración de media resolución espacial y $\theta = 45^\circ$.



(a) Mapa de intensidad de la galaxia *G3*.

(b) Mapa de velocidad de la galaxia *G3*.

Nota. Las regiones puntuales con alta intensidad corresponden a los *clumps* presentes en la simulación. También se ven reflejados en las zonas “espesas” en el mapa de velocidad. Las posiciones de los grupos coinciden en ambas figuras.

El rango de velocidades configurado en los parámetros iniciales de AURORA fue 2131 km s^{-1} , sin embargo, el rango de la escala en el mapa de velocidad (figura 22.b) no se observa tal magnitud. Por otro lado, en el mapa de intensidad se pueden observar regiones muy luminosas que coinciden con las regiones “espesas” de alta velocidad. Este resultado dificulta la descomposición de los mapas de velocidad y no reproducen los mapas generados con las observaciones reales (ver figura

23). Si bien, en los resultados de alta resolución también están presentes los grumos, no alteraron tanto la apariencia de los mapas. El tamaño aparente de los *clumps* se intensifica al disminuir la resolución. Esto se debe a la convolución de la resolución espacial, ya que el FWHM es más grande a bajas resoluciones, por lo que la alta luminosidad de cada grumo se impone sobre zonas más grandes.

Estos resultados preliminares permitieron identificar dos problemas: un excesivo protagonismo de los *clumps* en los mapas que no reproducen los datos de las observaciones reales, y un segundo asociado al extenso rango de velocidad para muestrear correctamente la velocidad de todas las celdas. Este produce un exagerado tiempo de cómputo en la generación de los cubos de datos.

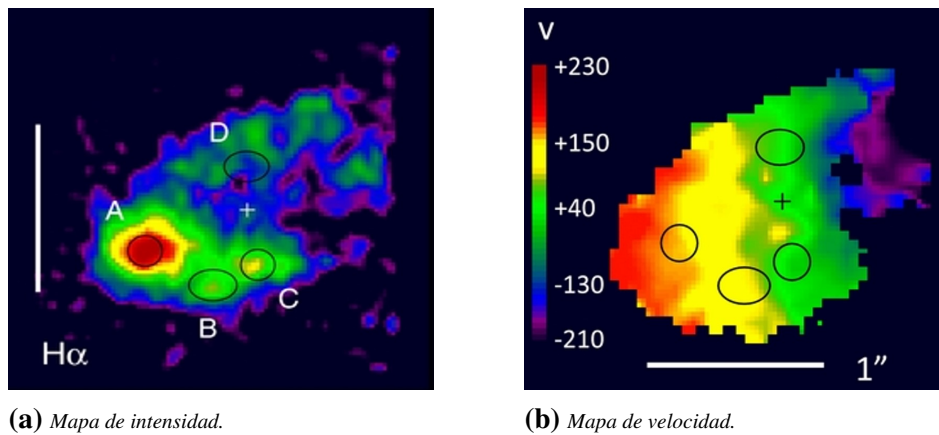
3.2.2. Posible solución: luminosidad $\propto \rho$ y corte en densidad

Los resultados de las primeras pruebas plantearon desafíos insospechados, que motivaron una investigación intensiva para determinar una metodología que permitiera producir los cubos sin que los grumos dominaran excesivamente la apariencia de los mapas. Con esto se buscó producir observaciones realistas y minimizar los posibles sesgos sistemáticos.

Antes de continuar se debe resaltar que los *clumps* aparecen de forma natural en este tipo de simulaciones debido a la alta fracción de gas. Esto en principio es deseable porque se ha observado la naturaleza grumosa (*clumpy*) en las observaciones de baja resolución de galaxias en etapas tempranas del Universo. Sin embargo, el comportamiento de estos grumos afectó la dinámica y no reproducen las observaciones, como las reportadas en [Buck y cols. \(2017\)](#); [Genel y cols. \(2010\)](#); [Genzel y cols. \(2011\)](#); [Livermore y cols. \(2015\)](#); [N. M. F. Schreiber y cols. \(2011\)](#); [Wisnioski y cols. \(2015\)](#); [Wuyts, Rigby, Gladders, y Sharon \(2014\)](#). A continuación se presentará una solución alternativa con el objeto que las observaciones sintéticas representen con mayor fidelidad los datos observacionales.

Figura 23

Mapas de intensidad y velocidad generados para el sistema BX482 en $z = 2.26$.



Nota. La observación se realizó para SINFONI en H_α con una resolución espacial de $0.2''$. Las elipses negras identifican los *clumps* del sistema. Tomado y modificado de [Genzel y cols. \(2011\)](#)

Según los resultados de las primeras observaciones sintéticas, los grumos aparecen como puntos con una excesiva intensidad luminosa. Las características físicas que dominan la luminosidad en la ecuación 2.8 son:

$$Lum \propto \rho^2 T^{-0.845}. \quad (3.10)$$

El término más importante en la luminosidad es la densidad, una característica física crítica de los *clumps*.

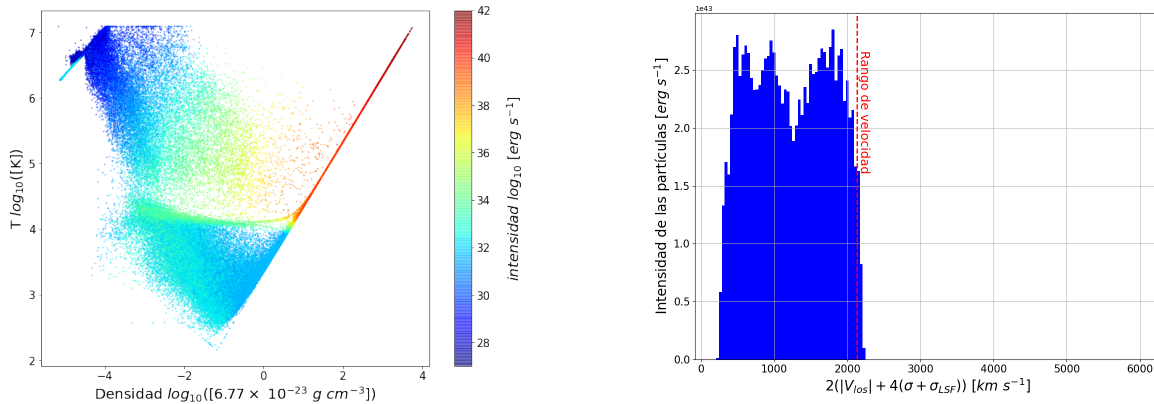
En cuanto al segundo problema, el rango de velocidad está siendo forzado a tomar valores grandes debido a la presencia de algunas celdas con alta dispersión de velocidades, cantidad que es proporcional a la raíz de la temperatura según la ecuación 2.5:

$$\sigma \propto \sqrt{T}. \quad (3.11)$$

En ese orden de ideas, los parámetros que están alterando la luminosidad y el rango de velocidad son la densidad y temperatura, respectivamente. Para entender por qué estas características están alterando la luminosidad y el rango de velocidad, se analiza a continuación el caso del cuarto *snapshot* de la simulación *G3* con la inclinación $\theta = 45^\circ$, el cual es representativo del caso general.

Figura 24

Identificación de los clumps, según sus características críticas, en las observaciones sintéticas.



(a) Gráfica de estado ($\log(T)$ vs $\log(\rho)$) de las celdas de gas en la simulación y su relación con la luminosidad. La sección con comportamiento politrópico encierra los clumps.

(b) Histograma de $2(|V_{los}| + 4(\sigma + \sigma_{LSF}))$ de las celdas de gas (ecuación 3.9) usando como peso su luminosidad. La línea roja punteada encierra el 98 % de la luminosidad total de las celdas.

Nota. La figura a) muestra la presencia de los *clumps* en la sección lineal (comportamiento politrópico). En su figura b) se observan altos valores de luminosidad hasta $V_{los} \sim 2000 km s^{-1}$, luego hay un notable descenso que corresponde a las celdas con alta temperatura, pero baja densidad.

Para observar la distribución de las características críticas respecto a la luminosidad de las celdas se graficó $\log(T)$ vs $\log(\rho)$ en la figura 24.a, donde cada punto representa una celda de gas y el color su luminosidad. En esta gráfica se pueden observar las celdas correspondientes con los

grumos, estos presentan alta densidad, alta temperatura y alta luminosidad. Tales celdas son las que se encuentran en la región lineal (comportamiento politrópico), en la zona $\log_{10}(\rho) > 1.2$ y $\log_{10}(T) > 4$. El comportamiento politrópico es una característica del código para emular la ecuación de estado de gases en el medio interestelar. Las celdas en esta zona, es decir, los grupos de formación estelar representan alrededor del 90 % de la luminosidad total de la galaxia, resultado que no corresponde con 10 % - 25 % reportado en las observaciones reales (N. M. F. Schreiber y cols., 2011). Por otro lado, también se identificaron celdas de gas con alta temperatura, pero baja luminosidad (zona superior izquierda en la esta gráfica). Si bien las celdas con altas temperaturas representan zonas con alta ionización, debido a la baja densidad, la concentración de átomos emitiendo también lo es y por eso la baja luminosidad.

Para el rango de velocidad, se acudió a dos histogramas ponderados por la luminosidad, uno generado con el rango de velocidad mediante la ecuación 3.9 y otro para la dispersión de velocidades generado con la ecuación 2.5 (ver figuras 24.b y 25.a). En el histograma de V_{range} se observa una zona ($> 2000 \text{ km s}^{-1}$) aparentemente sin *bins*. Esto realmente se debe a que la luminosidad de las celdas en ese intervalo es muy baja o que hay muy pocas celdas con hipervelocidades. En la gráfica 24.b se identificaron celdas de baja luminosidad pero alta temperatura, por lo tanto, mucha dispersión de velocidades. Consecuentemente con lo anterior, el valor máximo del histograma está muy influenciado por las celdas con alta dispersión de velocidades. Por esta razón, el valor más grande en el histograma es de $\sim 5400 \text{ km s}^{-1}$, pese a que no se aprecian los *bins*. Cuando se truncó el rango de velocidad en el 98 % de la luminosidad, este disminuye a menos de la mitad (2131 km s^{-1}) debido a que la zona de altas velocidades representa bajas luminosidades.

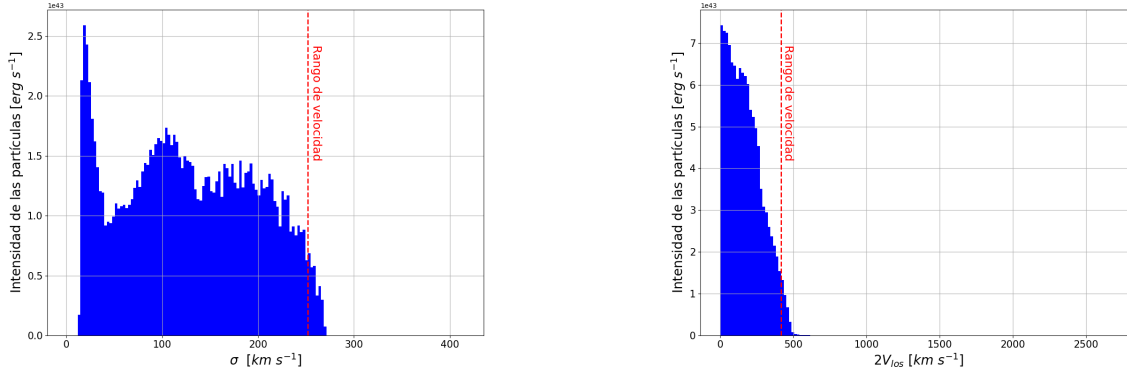
En la figura 25.a se observa el histograma de la dispersión de velocidades pesado por la luminosidad, donde se aprecia un comportamiento similar al del histograma del rango de velocidad, pero en este caso para valores de alta dispersión con poca luminosidad. Este histograma se realizó con el fin de identificar directamente la responsabilidad del estado físico de las partículas (temperatura) en la extensión del rango de velocidad y así determinar si el responsable es el ensanchamiento de los perfiles de las líneas de emisión o las velocidades centrales (V_{los}). Las celdas con alta dispersión causan que se extienda el rango de velocidad porque el factor final que multiplica a la dispersión es 8 (ver ecuación 3.9). Esto aplicado sobre el mayor valor en el histograma ($\sigma = 418 \text{ km s}^{-1}$) se traduce en 3344 km s^{-1} en el rango de velocidad causado solo por dispersión de velocidades. Dado que este aumento es debido a las celdas poco luminosas, se implementó el corte en el 98 % de la luminosidad encerrada. Este corte no produce cambios mensurables en los mapas de velocidad, porque los mapas se obtienen del promedio de las velocidades ponderado por la intensidad (ver ecuación 1.3).

En este punto puede llamar la atención la extensa diferencia entre el rango de velocidad configurado en AURORA (2131 km s^{-1}) y la escala de velocidad del mapa en la figura 22.b que toma valores dentro del rango $[\sim -110, \sim 100]$. La explicación para esta diferencia radica en las celdas más calientes que presentan altas dispersiones. Esto ocasiona que los perfiles de las líneas de emisión se extiendan considerablemente. De esta manera, las secciones externas de los perfiles gaussianos van volviéndose planas y afectan poco la posición del máximo del espectro resultante, que es la que define en mayor medida la velocidad media en los mapas de velocidad. Esto se puede confirmar con la figura 25.b, donde se presenta el histograma para el doble del valor central de los

perfiles gaussianos ($2V_{los}$). El valor para el corte en el 98 % de la luminosidad en este histograma corresponde a $\sim 415 \text{ km s}^{-1}$, resultado más cercano a la extensión del rango del mapa de velocidad ($\sim 220 \text{ km s}^{-1}$).

Figura 25

Histograma de la dispersión de velocidades e histograma del doble de la velocidad a lo largo de la línea de visión ponderado por la luminosidad.



(a) Histograma de la dispersión de velocidades pesado por la luminosidad.

(b) Histograma de $2V_{los}$ pesado por la luminosidad con corte en el 98 % de la luminosidad encerrada.

Nota. Histograma de la dispersión de velocidades y del doble de la velocidad a lo largo de la línea de visión ponderado por la luminosidad. Para ambos casos el comportamiento es similar al del histograma del rango de velocidad. Los grandes valores para el histograma $2V_{los}$ son debido a pocas celdas con altas velocidades, no representativas de la cinemática global.

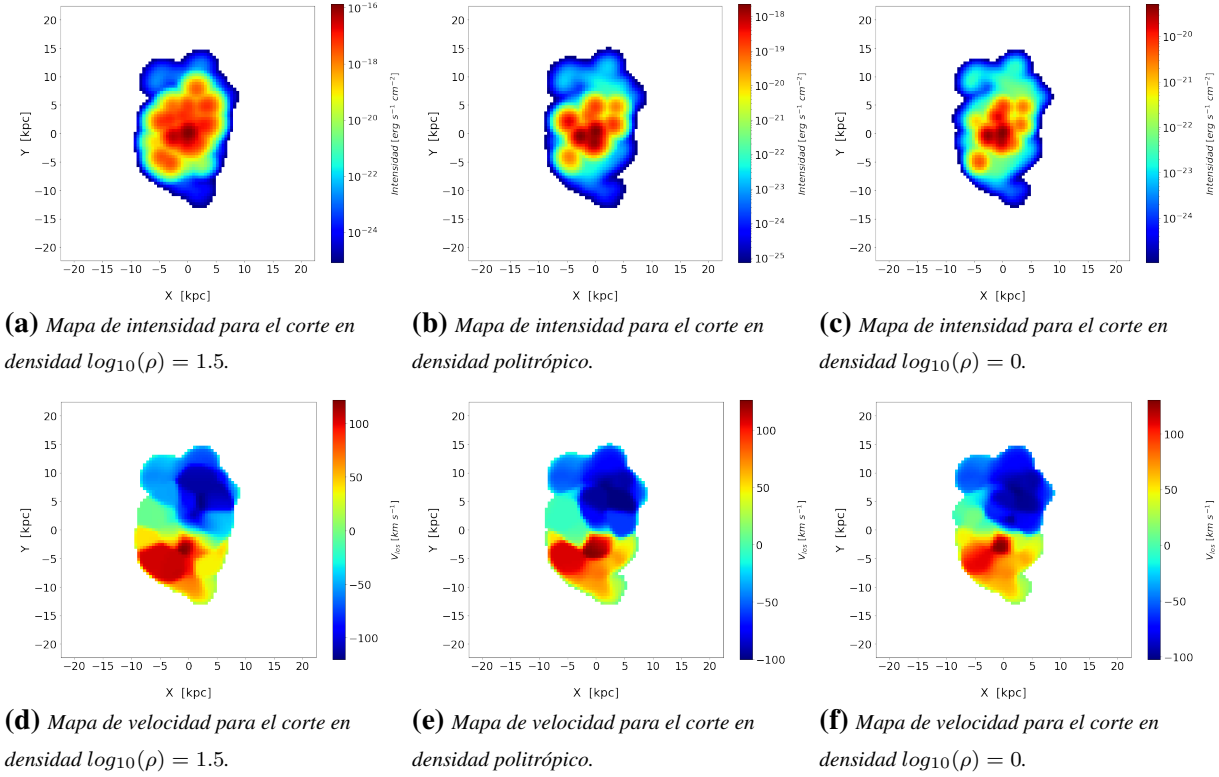
Como el efecto de los grupos en las observaciones les da un aspecto distinto a los datos observacionales, se exploraron opciones para reducir su efecto y obtener mapas sintéticos más fieles a los reales, como los presentados en la figura 23. Una de ellas fue sustituyendo altas luminosidades por un valor predeterminado, tomando como referencia la figura 24.a. La sustitución se hizo con el valor mínimo de luminosidad entre todas las celdas de la simulación, a las celdas que superaron un valor umbral en la densidad (corte en densidad), para esto se exploraron dos opciones: $\log_{10}(\rho) = 1.5$ y $\log_{10}(\rho) = 0$; y una tercera para las celdas en la zona con comportamiento politrópico en $\log_{10}(T)$ vs $\log_{10}(\rho)$. Es importante resaltar que esta posible solución también disminuye el rango de velocidad, porque si bien los grupos siguen manteniendo la misma dispersión de velocidades, ahora aportan menos en términos de luminosidad.

En la figura 26 se presentan los resultados de aplicar el corte en densidad para los tres casos mencionados, sustituyendo la luminosidad por la mínima entre todas las celdas de la simulación. El corte más drástico ($\log_{10}(\rho) = 0$) alivia parcialmente el problema evidenciado en los mapas de velocidad; sin embargo aún contiene zonas influenciadas por los grupos en los mapas. Por otro lado, en términos de la luminosidad total, se observó un decrecimiento de uno, tres y cuatro órdenes de magnitud, de izquierda a derecha en la figura 26, lo que significa que los grupos representan una proporción muy alta de la luminosidad total. Pese a ello, los mapas de velocidad siguen presentando zonas muy concentradas y con transiciones bruscas, es decir que sobreviven parcialmente

los efectos indeseados.

Figura 26

Resultados de aplicar el corte en densidad en las celdas de la simulación y sus resultados en los mapas de intensidad y velocidad.

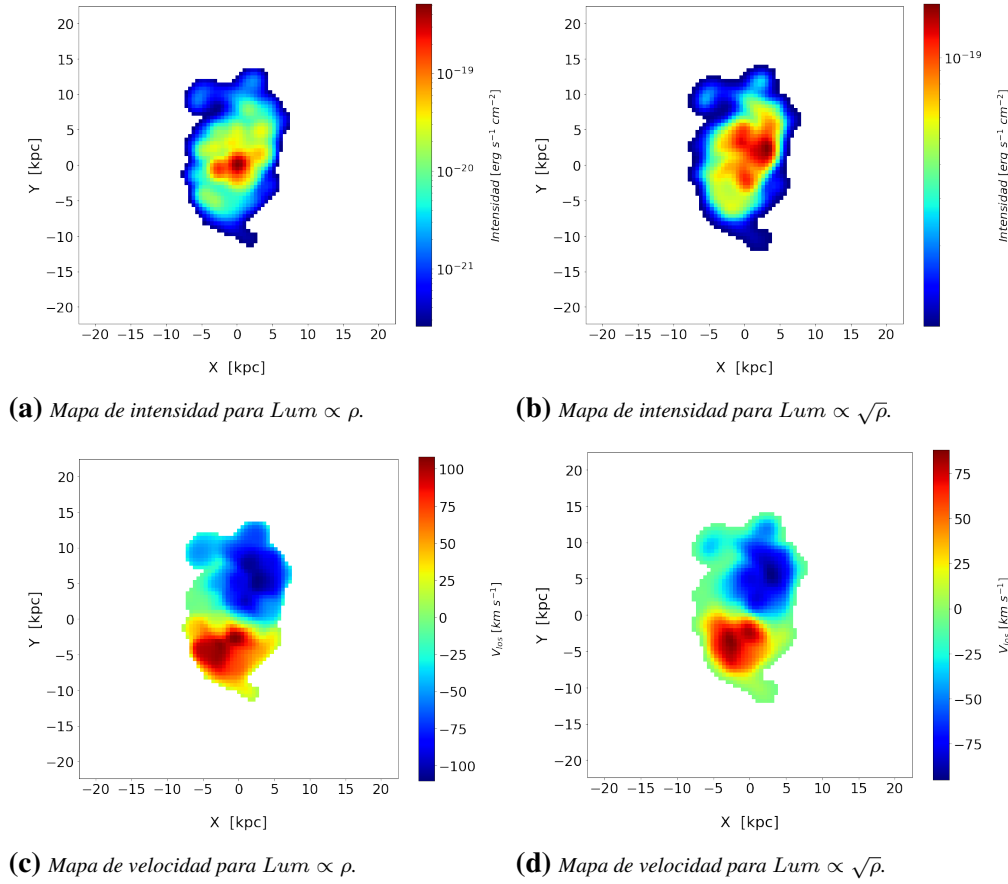


Nota. Los resultados de la implementación no corrigen completamente las regiones “espesas” en los mapas de velocidad. El corte más drástico ($\log_{10}(\rho) = 0$) aproxima mejor los resultados observacionales, sin embargo sigue presentando zonas con mucha concentración de *clumps*. La luminosidad total se reduce en uno, tres y cuatro órdenes de magnitud, de izquierda a derecha.

Por este motivo se evaluó una segunda opción que consiste en sustituir la proporcionalidad cuadrática (ver ecuación 3.10) entre la luminosidad y la densidad por dos opciones diferentes: $Lum \propto \rho$ (lineal) y $Lum \propto \sqrt{\rho}$ (raíz cuadrada). De esta manera se respeta la jerarquía en términos de luminosidad (los grumos siguen siendo los más luminosos) pero disminuye el contraste con el aumento de la densidad. Por esta razón, el cambio en el modelo de luminosidad también es una solución al extenso rango de velocidad.

Figura 27

Resultados al cambiar el modelo que relaciona la luminosidad y la densidad por $Lum \propto \rho$ (columna izquierda) y por $Lum \propto \sqrt{\rho}$ (columna derecha).



Nota. Se ubicaron de izquierda a derecha en orden decreciente de la intensidad total. Esta opción permite desarrollar observaciones sintéticas similares a las observaciones reales con presencia de *clumps*. Sin embargo hay una disminución en la escala de velocidad de los mapas, especialmente en $Lum \propto \sqrt{\rho}$.

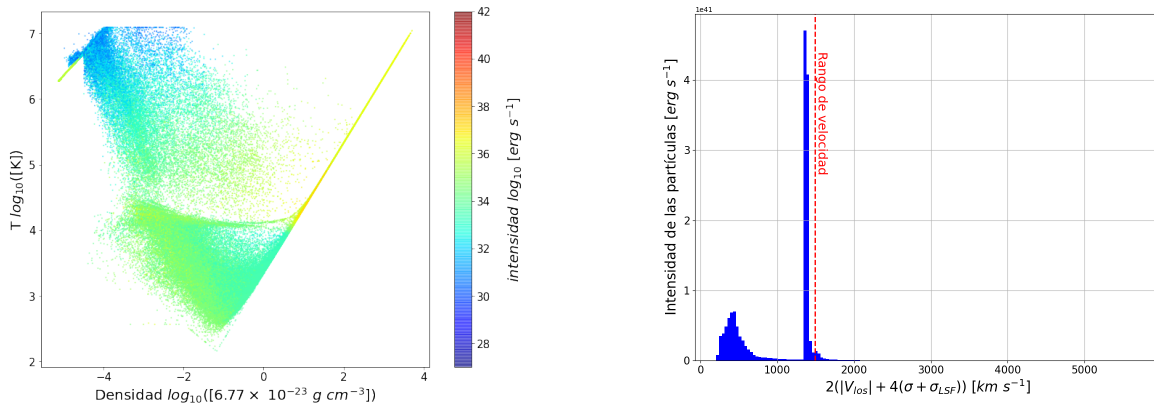
En las simulaciones, los *clumps* representan un menor número de celdas, pero debido a su luminosidad resultan muy importantes en los mapas cinemáticos. Sin embargo, al cambiar el modelo, el contraste en luminosidad de los grupos con las celdas restantes es menos acentuado, en el modelo lineal ($lum \propto \rho$) la brecha se redujo alrededor de tres órdenes de magnitud. En consecuencia los grupos ahora representan alrededor del 40 % - 45 % de la luminosidad total de las celdas de gas, un resultado que concuerda más con las observaciones reportadas (N. M. F. Schreiber y cols., 2011). Por esta razón el histograma del rango de velocidad toma una distribución menos afectada por los grupos y más representativa de las celdas más numerosas. También es importante notar que la dispersión de velocidades en todas las celdas no se ha alterado, ya que la temperatura se mantiene igual. Esto asegura que los *bins* de los nuevos histogramas, como el presentado para el modelo lineal en la gráfica 28.b, se mantienen. En este histograma se puede observar que la luminosidad para velocidades superiores a $\sim 1500 \text{ km s}^{-1}$ es menos significativa, a comparación con la gráfica 24.a, por lo tanto estos *bins* son dominados por un número menor de celdas, que antes eran muy

luminosas. Esto produce que el corte al encerrar el 98 % de la luminosidad disminuya a un rango de velocidad menor. Esta solución no implica una desestimación de los *clumps* en el mapa de velocidad, solo reduce el rango de velocidad causado por la alta dispersión. Esto se puede soportar en que el valor de la velocidad al cortar en el 98 % de la luminosidad encerrada del histograma del doble de la velocidad central ($\sim 420 \text{ km s}^{-1}$), figura 25, es menor que este mismo valor en el histograma del rango de velocidad para $Lum \propto \rho$ ($\sim 1500 \text{ km s}^{-1}$), figura 28. Por lo tanto la posición central de los perfiles gaussianos de todas las celdas se captura en los nuevos valores para el rango de velocidad.

Los resultados de variar la relación entre la luminosidad y la densidad se presentan en la figura 27. Esta opción conduce a mapas de velocidad con menos concentraciones fuertes de alta velocidad, ya que la diferencia de luminosidad entre los *clumps* y las demás celdas disminuyó. Por lo tanto los promedios de la velocidad ponderados por la intensidad se ven menos influenciados por los grumos. Así, esta solución reduce los mapas de velocidad a resultados más realistas en términos observacionales. Sin embargo, cuando el modelo adoptado fue $Lum \propto \sqrt{\rho}$ la escala de velocidad se redujo drásticamente, alrededor de un 25 %, mientras que en el caso lineal fue del 10 %. En términos de la luminosidad total la reducción fue de 3 órdenes de magnitud para los dos casos.

Figura 28

Gráficas de la relación entre temperatura y densidad, e histograma del rango de velocidad pesado por la luminosidad para el nuevo el modelo $Lum \propto \rho$.



(a) Gráfica de estado ($\log(T)$ vs $\log(\rho)$) de las celdas de gas donde el color es la luminosidad. Se mantuvo el rango de color de la figura 24.a.

(b) Histograma del rango de velocidad (ecuación 3.9) donde el peso es la luminosidad. La línea roja punteada corta cuando se encierra el 98 % de la luminosidad de las celdas.

Nota. Resultados en la gráfica $\log(T)$ vs $\log(\rho)$ y el histograma del rango de velocidad para la solución seleccionada: modelar la luminosidad como $Lum \propto \rho$. La gráfica de estado presenta la misma distribución de la figura 24, pero con diferencias en la luminosidad entre las celdas. El histograma del rango de velocidad presenta una redistribución. El corte cuando se encierra el 98 % de la luminosidad ahora ocurre en un valor menor.

Cabe mencionar que también se exploraron combinaciones entre las dos opciones expuestas, es decir, aplicando el método de corte en densidad a los mapas generados con los diferentes modelos de luminosidad alternativos, pero esto provocaba resultados alejados del rango de velocidad real

de las celdas y genera el peligro de introducir sesgos sistemáticos.

Para asegurar que el cambio en el modelo de luminosidad no alteró significativamente la distribución del campo de velocidad, se descompuso la información cinemática de las observaciones sintéticas en perfiles radiales usando KINEMETRY. En la figura 29 se presenta la descomposición para los mapas de velocidad de los modelos de luminosidad $Lum \propto \rho$ y $Lum \propto \rho^2$ para alta y media resolución. Además, se ilustra la curva de rotación teórica (línea roja) de la galaxia según la masa encerrada ($V_c(r) = \sqrt{GM(< r)/r}$)*, la velocidad circular (línea morada) y no circular (línea azul) de las celdas en la simulación. Estas últimas se extrajeron directamente de la simulación en anillos equiespaciados en el plano ecuatorial, donde se promedió la velocidad ponderando con la masa. Es importante notar que la dinámica de la galaxia es bastante perturbada por la alta proporción de movimientos no circulares pese a que es un disco. Por esto razón la curva de rotación no presenta el resultado esperado, como el presentado en la figura 37.

El resultado de la descomposición de los mapas de alta resolución (figura 29.a) es muy similar para los dos modelos de luminosidad. Se encontró una pequeña divergencia en los perfiles de los movimientos no circulares en la zona central ($r < 2.5 \text{ kpc}$), pero el comportamiento restante es igual y la diferencia entre los puntos es pequeña. En la descomposición de los mapas de media resolución (figura 29.b), los puntos de los movimientos rotacionales de los dos modelos presentan una diferencia mayor que se va reduciendo conforme aumenta el radio de la galaxia. En los primeros valores el resultado del modelo lineal se aproxima mejor a la curva de rotación. Esto se produce por la fuerte influencia de la luminosidad de los *clumps* en los mapas $Lum \propto \rho^2$. Por otro lado, en el caso de los puntos de los movimientos no circulares la diferencia es mínima.

Es importante resaltar que si bien se ha alterado la luminosidad de la expresión natural (ver ecuación 2.8), la distribución del mapa de velocidad se modificó muy poco. Esto se evidenció en el comportamiento de la descomposición armónica para los mapas de alta resolución. Además, el resultado en resolución media más próximo a la curva de rotación de la simulación es la descomposición para el mapa del modelo lineal. Esto presume que en este caso la atenuación de los grumos hizo que las observaciones sintéticas capturaran de mejor manera la cinemática subyacente en la simulación.

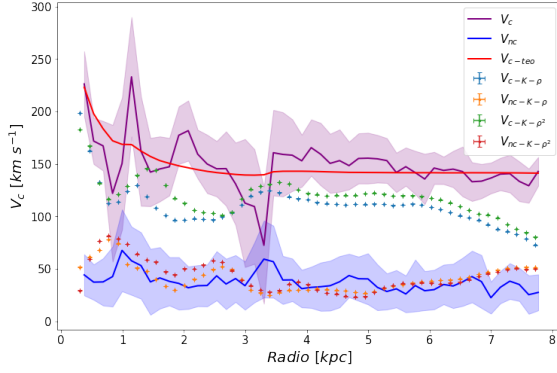
Las dos soluciones propuestas reducen los efectos de los grumos en las observaciones sintéticas. Sin embargo en el mejor de los casos del corte en densidad ($\log_{10}(\rho) = 0$), no se aproximan a las observaciones reales. Además, en tal opción también se sustituye la luminosidad de celdas que no son *clumps*, pero que presentan $\log(\rho) \approx 0$. Por lo tanto se están alterando en gran medida los datos de la simulación. En ese orden de ideas, se descartó la aplicación de la primera opción. Por otro lado, con las variaciones del modelo de luminosidad se logró obtener resultados similares a los observacionales sin alterar la jerarquía de luminosidad, pero en $Lum \propto \sqrt{\rho}$ la escala del mapa de velocidad se vio muy afectada y esto implicaría dificultades en la reconstrucción de la dinámica auténtica de las simulaciones. Por este motivo finalmente se seleccionó como solución al efecto de los *clumps* modelar la luminosidad como $Lum \propto \rho$. Este cambio de modelo no alteró la distribu-

*La velocidad circular se puede modelar mediante esta ecuación, bajo la suposición de simetría esférica. Esta aproximación es usualmente empleada para describir la cinemática de las simulaciones.

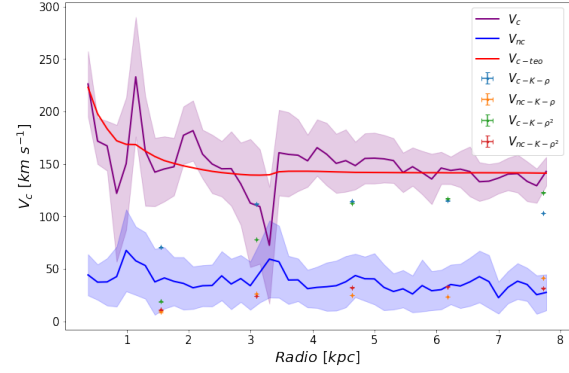
ción natural de los mapas cinemáticos, como se mostró en la figura 29, y si permite capturar mejor la cinemática de los mapas en resolución media.

Figura 29

Resultados de la descomposición de la cinemática usando KINEMETRY.



(a) Descomposición de la curva de rotación usando KINEMETRY para los mapas de velocidad de alta resolución de los modelos $Lum \propto \rho^2$ y $Lum \propto \rho$, para el cuarto snapshot de la simulación G3.



(b) Descomposición de la curva de rotación usando KINEMETRY para los mapas de velocidad de media resolución de los modelos $Lum \propto \rho^2$ y $Lum \propto \rho$, para el cuarto snapshot de la simulación G3.

Nota. La línea roja representa la curva de rotación teórica a partir de la masa encerrada $V_c(r) = \sqrt{GM(<r)/r}$. La línea morada representa la curva de rotación encapsulada por los movimientos circulares y la línea azul representa los movimientos no circulares de las celdas de gas en la simulación, las sombras representan la dispersión estándar de los movimientos. Para las dos líneas anteriores y sus sombras, se calculó el promedio ponderado por la masa con las celdas que se encerraban en anillos para diferentes radios equiespaciados (0.2 kpc) en la galaxia. Los puntos azules y naranjas son el resultado de la descomposición armónica usando KINEMETRY de los movimientos circulares y no circulares, respectivamente, para los mapas de velocidad generados con $Lum \propto \rho$, los puntos verdes y rojos para los mapas de velocidad generados con $Lum \propto \rho^2$. El espaciamiento de los puntos obtenidos por KINEMETRY para los mapas de alta resolución corresponden con el FWHM de cada resolución: $0.02''$ (0.17 kpc) en el caso de alta resolución y $0.2''$ (1.72 kpc) en el caso de resolución media.

Por todo lo anterior, se propuso como solución el cambio de modelo en la relación entre luminosidad y densidad para corregir el efecto discutido. Este cambio se aplicó en la metodología de la generación de las observaciones sintéticas. Además, se recalcularon los rangos de velocidad para todos los *snapshot* teniendo en cuenta el nuevo modelo adoptado en la luminosidad.

Experimentos controlados: resultados

La metodología desarrollada en los capítulos anteriores se implementó con los parámetros instrumentales (descritos en la sección 2.4) para generar un catálogo de 192 observaciones sintéticas. Los cubos de datos generados fueron procesados como observaciones reales, siguiendo la descripción de la sección 1.2, para analizarlas con KINEMETRY y tratar de generar una clasificación entre galaxias en fusión y discos estables. En este capítulo se presentará el catálogo de observaciones sintéticas y se describirán los resultados de la clasificación generada con los cubos de datos sintéticos. Finalmente se discutirá la eficiencia de los criterios observacionales empleados para dicha tarea (presentados en la sección 1.2.2) y su dependencia con los parámetros instrumentales empleados.

4.1. Catálogo de observaciones sintéticas

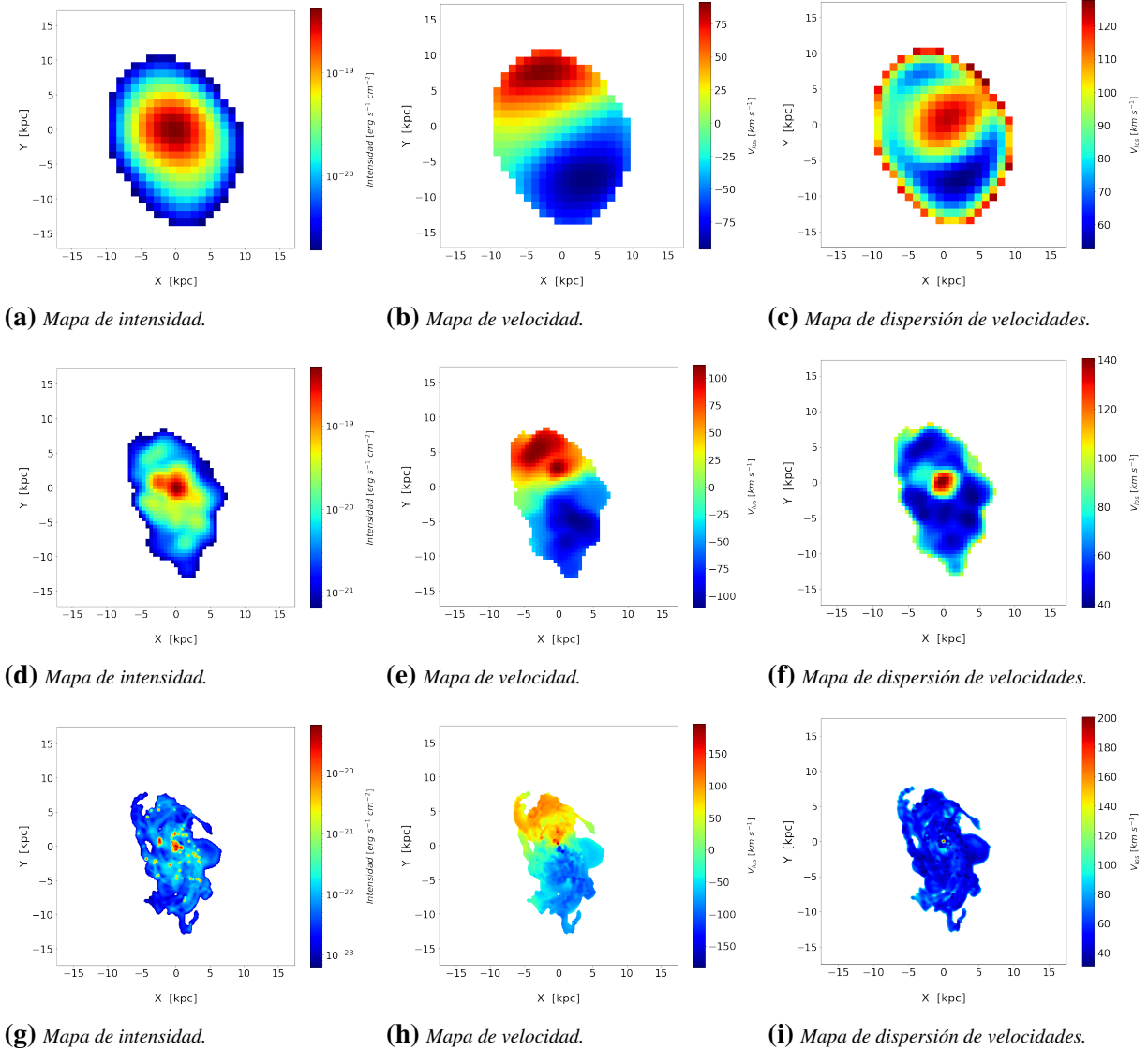
Los mapas de intensidad, de velocidad y de dispersión de velocidades, se generaron colapsando los cubos de datos sintéticos a lo largo de la dimensión espectral, según lo descrito en la sección 1.2. Así se obtuvieron tres conjuntos de mapas 2D, uno por cada resolución espacial, para cada *snapshot* de las simulaciones. Es importante notar que los ángulos de inclinación y de posición de las observaciones sintéticas se mantuvieron constante para cada *snapshot* en las distintas resoluciones, aunque sí variaron entre *snapshots* diferentes, ya que se escogieron de forma aleatoria.

En la figura 30 se presentan los mapas resultantes para una misma configuración en las tres resoluciones. Los cubos fueron generados con el cuarto *snapshot* de la simulación *G3*, donde $\theta = 41.73^\circ$ y $\phi = 159.91^\circ$. En los mapas se puede apreciar que la escala de velocidad e intensidad es diferente para todas las resoluciones. En el caso de los mapas de intensidad, esto se debe a que los píxeles son de diferentes tamaños; entre más grandes, más flujo luminoso recogen. En el caso de los mapas de velocidad y de dispersión de velocidades también se debe a la resolución espacial. Cuando disminuye la resolución, los píxeles son más grandes y por lo tanto se promedia la velocidad de más celdas de gas. Así, los valores extremos van atenuando su exceso al combinarse con los vecinos cercanos. Por este motivo, al disminuir la resolución espacial el rango de velocidad en los mapas es menos extenso. Esta explicación aplica para todos los resultados obtenidos.

Para generar todos los mapas de forma automática se acudió a un módulo en PYTHON y a un *script* en BASH. Posteriormente, se procedió a descomponer los campos cinemáticos utilizando KINEMETRY.

Figura 30

Mapas de intensidad, velocidad y dispersión de velocidades para diferentes resoluciones espaciales generados con el cuarto snapshot de la simulación G3.



Nota. La primera fila corresponde a los mapas de baja resolución, FWHM de 5.15 kpc (0.6"). La segunda corresponde a los mapas con media resolución, FWHM de 1.72 kpc (0.2"). La tercera fila corresponde a los campos de alta resolución, FWHM de 0.17 kpc (0.02"). Las diferencias en los rangos de las escalas de color de los mapas se debe al cambio de la resolución espacial. Al disminuir la resolución, el tamaño de los píxeles aumentó y por lo tanto en cada uno se almacena la información de más celdas de gas promediadas, suavizando los gradientes de velocidad y los máximos y mínimos puntuales.

4.2. Clasificación observacional

La descomposición de los mapas de velocidad y de dispersión de velocidades realizada con KINEMETRY se hizo para obtener los indicadores V_{asym} y σ_{asym} (ver ecuaciones 1.7 y 1.8 respectivamente). Este análisis se realizó en dos modalidades: En la primera, los parámetros θ y ϕ fueron

fijados a los valores de los ángulos asignados durante la generación de los cubos de datos, se pueden llamar a estos, los valores “ verdaderos” de inclinación y ángulo de posición. En la segunda corrida, estos parámetros se dejan libres para ser determinados por KINEMETRY en cada elipse. Es importante resaltar que las elipses donde se descompone la información de los mapas están equiespaciadas según el FWHM de cada resolución espacial: baja resolución=5.15 *kpc* (0.6”), media resolución=1.54 *kpc* (0.2”) y alta resolución=0.15 *kpc* (0.02”).

Para generar la descomposición de forma automática, se diseñó un *script* en IDL* (lenguaje nativo de KYNEMETRY) y BASH donde se asignaron los ángulos (θ y ϕ), las configuraciones para cada mapa cinemático y se almacenaron los coeficientes de la descomposición. En el caso de los coeficientes de los mapas de velocidad, estos se dividieron por el seno de la inclinación para obtener la componente total de la velocidad circular. Posteriormente se generaron las curvas de rotación con los datos de la simulación y la descomposición, similar a lo presentado en la figura 29, con el fin de determinar la extensión de la galaxia. La extensión se fijó de forma manual para cada *snapshot*, observando en qué radio la curva de rotación y el perfil generado con los coeficientes comenzaba a caer por falta de información. Esto se apoyó con los mapas de intensidad y perfiles de masa, en los casos donde no se podía aplicar el análisis anterior.

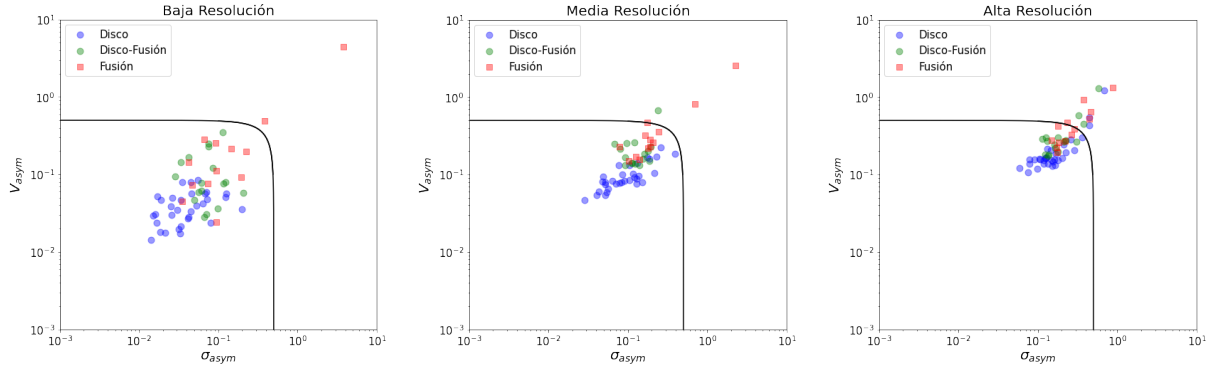
Para obtener los criterios observacionales se diseñó un módulo en PYTHON, donde se aplicó la ecuación 1.7 y 1.8, a los campos respectivos. Los resultados para un sistema ideal, completamente dominado por rotación, deberían ser $V_{asym} = 0$ y $\sigma_{asym} = 0$. Los sistemas reales invariablemente presentan desviaciones debido a sub estructuras como barras, a movimientos radiales o no circulares en general, además de los efectos asociados a la resolución finita de las observaciones. Según el trabajo realizado por Shapiro y cols. (2008), las galaxias con rotación ordenada presentan $V_{asym} < 0.5$ y $\sigma_{asym} < 0.5$. Contrario a esos sistemas, las fusiones recientes presentan una cinemática desordenada, dominada por movimientos no circulares y, por lo tanto, los coeficientes de orden superior en la expansión armónica de los mapas cinemáticos tienen una potencia significativa, que produce valores superiores a 0.5 en V_{asym} y σ_{asym} . Estos criterios se pueden absorber en un criterio total que mide las simetrías de los campos, $K_{asym} = (V_{asym}^2 + \sigma_{asym}^2)^{1/2}$, donde $K_{asym} > 0.5$ se considera como una fusión. Mediante este criterio de clasificación, Shapiro y cols. (2008) determinó una eficiencia del $\sim 80\%$ en la identificación de fusiones y $\sim 89\%$ en la identificación de discos con un alto grado de rotación en el rango $z \sim 1 - 3$.

Para observar la distribución de los criterios se graficó V_{asym} vs σ_{asym} , en las figuras 31 (parámetros fijos) y 32 (parámetros libres) para las tres resoluciones. En ambos casos la línea negra representa $K_{asym} = 0.5$, el límite entre las fusiones (zona superior derecha) y los sistemas con alto grado de rotación (zona inferior izquierda) según Shapiro y cols. (2008). En las gráficas se pueden observar tres representaciones: los círculos azules hacen referencia a los sistemas tipo disco, los cuadrados rojos representan las galaxias en fusión y los círculos verdes representan galaxias tipo disco formadas luego de pasar por un proceso de fusión. Esta nomenclatura y código de colores hacen referencia a la clasificación teórica presentada en 3.1.

*Interactive Data Language

Figura 31

Gráficas de V_{asym} vs σ_{asym} para las diferentes resoluciones espaciales empleadas en la generación de las observaciones sintéticas.



(a) Indicadores obtenidos con los cubos sintéticos correspondientes al FWHM de 5.15 kpc (0.6").

(b) Indicadores obtenidos con los cubos sintéticos correspondientes al FWHM de 1.54 kpc (0.2").

(c) Indicadores obtenidos con los cubos sintéticos correspondientes al FWHM de 0.15 kpc (0.02").

Nota. De izquierda a derecha aumenta la resolución. La descomposición armónica realizada con KINEMETRY se hizo con los parámetros fijos. Los círculos azules representan las galaxias tipo disco, los cuadrados rojos representan las galaxias en fusión y los círculos verdes representan galaxias tipo disco que son remanentes de fusiones. La línea negra indica la división entre discos y fusiones según los resultados de Shapiro y cols. (2008) ($K_{asym} = 0.5$).

En las figuras 31 y 32 se observa la distribución de los criterios V_{asym} y σ_{asym} para todos los sistemas. De izquierda a derecha aumenta la resolución espacial. En estas gráficas se observa que el número de sistemas identificados como discos aumenta con la disminución de la resolución. Por otro lado, el número de sistemas identificados como fusiones aumenta con la resolución. Esto marca una tendencia: con la pérdida de resolución los sistemas tienden a lucir más como discos a la luz de este parámetro. Esto se debe a que KINEMETRY ajusta con mayor facilidad el término $B_1 \cos(\psi)$ asociado al movimiento circular cuando la descomposición se hace sobre un número menor de píxeles.

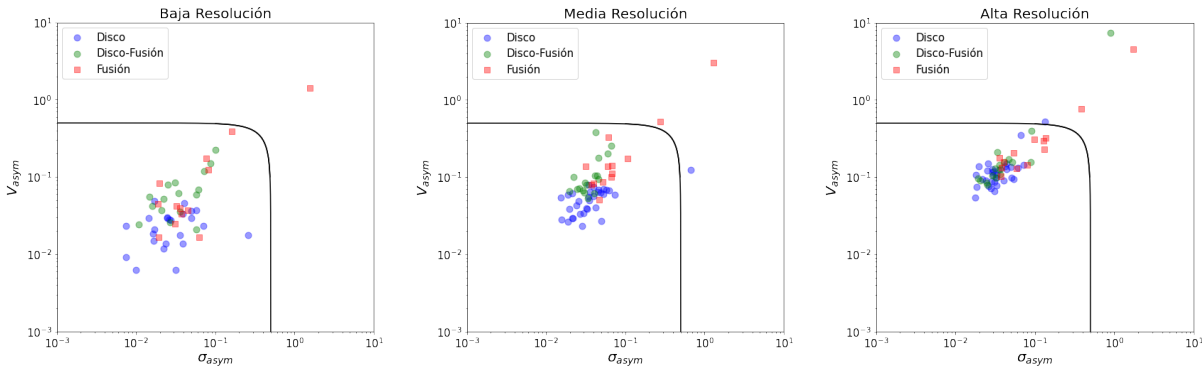
En la figura 31, el número de fusiones reales* identificadas en la región de $k_{asym} > 0.5$ aumenta con la resolución, llegando a 5 en alta resolución. El número de discos reales con $k_{asym} > 0.5$ también sigue este comportamiento, a tal punto que se ubican 6 discos en la gráfica 31.c. En esta figura, el aumento de la resolución muestra una tendencia de los sistemas a ubicarse cerca a la línea $k_{asym} = 0.5$. Esto se debe a que la descomposición en alta resolución resuelve mejor la cinemática de las galaxias y a que las simulaciones presentan una cinemática perturbada por movimientos no circulares. Un caso especial de lo anterior son los círculos azules presentes sobre $k_{asym} > 0.5$ en la figura 31.c, estos pertenecen a la simulación G2. Este comportamiento se debe a la fuerte presencia de los *clumps*, ya que introducen movimientos no circulares y dispersión de velocidades, especialmente al desintegrarse. Es importante resaltar que en la clasificación teórica también se observó que este sistema presentaba un aumento de los movimientos no circulares en algunos *snapshots*. Sin embargo, pese a estas características nunca se mostró tan perturbada como para ser confundida con las fusiones en esa clasificación. La razón de que se haya identificado como fusión

*Cuando se hable de discos reales o de fusiones reales, se hace referencia a la clasificación teórica.

en este análisis es debido a que el trazador de las observaciones sintéticas es la radiación H_α , mientras que la clasificación teórica se realizó sobre la componente de gas frío. Debido al trazador, los cubos sintéticos están sesgados a mostrar las perturbaciones y los movimientos no circulares inducidos por la presencia de los *clumps*. Por último, es importante resaltar que fusiones reales se identificaron como discos, incluso en alta resolución. Sin embargo, en alta resolución estos sistemas están ubicados muy cerca a $k_{asym} = 0.5$.

Figura 32

Gráficas de V_{asym} vs σ_{asym} para las diferentes resoluciones espaciales empleadas en la generación de las observaciones sintéticas.



(a) Indicadores obtenidos con los cubos sintéticos correspondientes al FWHM de 5.15 kpc (0.6").

(b) Indicadores obtenidos con los cubos sintéticos correspondientes al FWHM de 1.54 kpc (0.2").

(c) Indicadores obtenidos con los cubos sintéticos correspondientes al FWHM de 0.15 kpc (0.02").

Nota. De izquierda a derecha aumenta la resolución. La descomposición armónica realizada con KINEMETRY se hizo con valores libres para el ángulo de inclinación y de posición. Los círculos azules representan las galaxias tipo disco, los cuadrados rojos representan las galaxias en fusión y los círculos verdes representan galaxias tipo disco resultantes de un proceso de fusión según la clasificación presentada en la tabla 4. La línea negra indica la división entre discos y fusiones según lo establecido por Shapiro y cols. (2008).

En la segunda modalidad (figura 32) las explicaciones previamente abordadas pueden ser aplicadas. Sin embargo, es importante resaltar que la distribución de los sistemas tiende a ubicarse un poco más en la zona $k_{asym} < 0.5$. Esto se debe a que KINEMETRY maximiza la componente circular del movimiento y, por lo tanto, cuando θ y ϕ son libres, la flexibilidad extra facilita la mejora de los ajustes matemáticos y se obtienen resultados con una tendencia más fuerte a sistemas tipo disco. Este efecto produce que el número de fusiones reales identificadas en media y alta resolución permanezca constante para esta modalidad. Por otro lado, los círculos azules en las dos mejores resoluciones también pertenecen a la simulación G2. Los círculos verdes son los remanentes de la colisión de dos sistemas, por lo que aún pueden presentar una dinámica parcialmente dominada por movimientos no circulares.

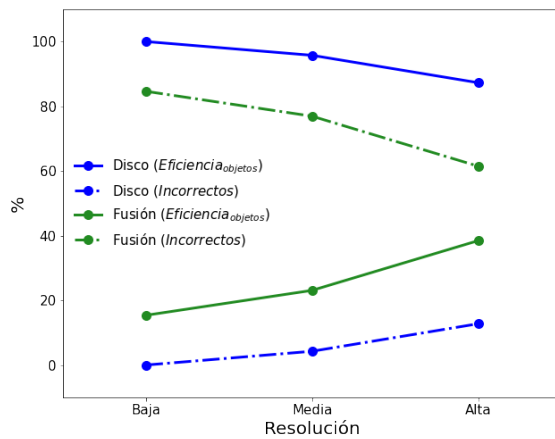
4.3. Eficiencia de los indicadores

En las figuras 31 y 32 se presentaron dos clasificaciones observacionales en función de la resolución. Si bien se puede apreciar que el número de fusiones identificadas aumenta con la reso-

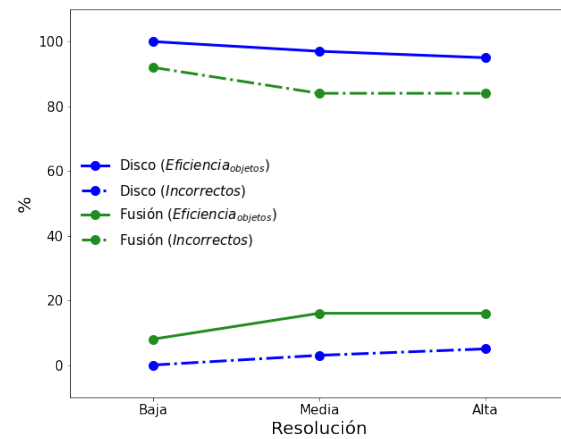
lución, también se observa un número mayor de discos identificados de forma errónea. En Shapiro y cols. (2008) se reportó que el $\sim 89\%$ de los discos se clasificaron como tal y que el $\sim 80\%$ de las fusiones se identificaron correctamente. Estos valores corresponden a la eficiencia en la identificación de los sistemas, es decir, a la proporción de los discos o fusiones reales identificados en $k_{asym} < 0.5$ y $k_{asym} > 0.5$, respectivamente, respecto al número total de discos o fusiones reales. Se hará referencia a esta noción como eficiencia respecto al número de objetos, ya que responde a la pregunta: ¿Cuántos discos o fusiones son detectados correctamente? Siguiendo esta metodología, en la figura 33 se presenta la eficiencia de los parámetros citados según los resultados obtenidos en esta tesis, con las líneas continuas azules para los discos y líneas continuas verdes para las fusiones, en las dos modalidades y las tres resoluciones. Además, también se muestra la proporción de discos y fusiones identificados incorrectamente con líneas punteadas azules y líneas punteadas verdes respectivamente.

Figura 33

Porcentajes de sistemas identificados correctamente e incorrectamente respecto a la clasificación teórica.



(a) Sistemas identificados correctamente e incorrectamente respecto a la clasificación teórica para la modalidad de parámetros fijos.



(b) Sistemas identificados correctamente e incorrectamente respecto a la clasificación teórica para la modalidad de parámetros libres.

Nota. Las líneas continuas azules (discos) y verdes (fusiones) expresan el porcentaje de sistemas clasificados correctamente, medida respecto al número de objetos de cada categoría según la clasificación teórica. Las líneas punteadas azules muestran el porcentaje de discos reales clasificados observacionalmente como fusiones y las líneas punteadas verdes las fusiones reales clasificadas observacionalmente como discos.

En la clasificación con los parámetros fijos (gráfica 33.a) la eficiencia respecto al número de objetos en la identificación de fusiones (línea continua verde) aumenta con la resolución hasta $\sim 40\%$. Consecuentemente, el porcentaje de fusiones identificadas como discos disminuye. En el caso de los otros sistemas, se puede observar que la eficiencia respecto al número de objetos en la identificación de discos disminuyó con el aumento de la resolución, por lo tanto, aumentó el porcentaje de discos identificados incorrectamente como fusiones. Esto se debe a que los movimientos no rotacionales de algunos discos, los cuales no son despreciables debido a la cinemática peculiar de los *clumps*, se resuelven en mayor detalle en alta resolución, hasta el punto de hacer

que la clasificación observacional los identifique como fusiones. Esto no sugiere que KINEMETRY falle en la descomposición, sino que confirma que estas simulaciones presentan dinámicas con alto porcentaje de movimientos no circulares aún en los discos, lo cual dificulta la efectividad de la clasificación observacional. Por otro lado, en bajas resoluciones la clasificación observacional tiende a identificar como discos a un alto porcentaje de sistemas: 100 % de los discos y ~ 85 % de las fusiones. Esto se debe a que KINEMETRY identifica con mayor facilidad un sistema como disco cuando el número de píxeles e información es baja, al facilitar el ajuste matemático del término $B_1 \cos(\psi)$.

En la clasificación de parámetros libres (gráfica 33.b), la eficiencia respecto al número de objetos en la identificación de discos es más alta en todas las resoluciones, a excepción de baja resolución, en comparación con la anterior modalidad. Esta segunda clasificación tiende en mayor medida a identificar discos por el motivo que ya fue explicado. Por esta razón, la eficiencia respecto al número de objetos en la identificación de fusiones es en general más baja que en el caso anterior. Consecuentemente, la proporción de fusiones identificada como discos (línea punteada verde) es bastante alta. Un alto número de esos sistemas se clasificó como discos en todas las resoluciones.

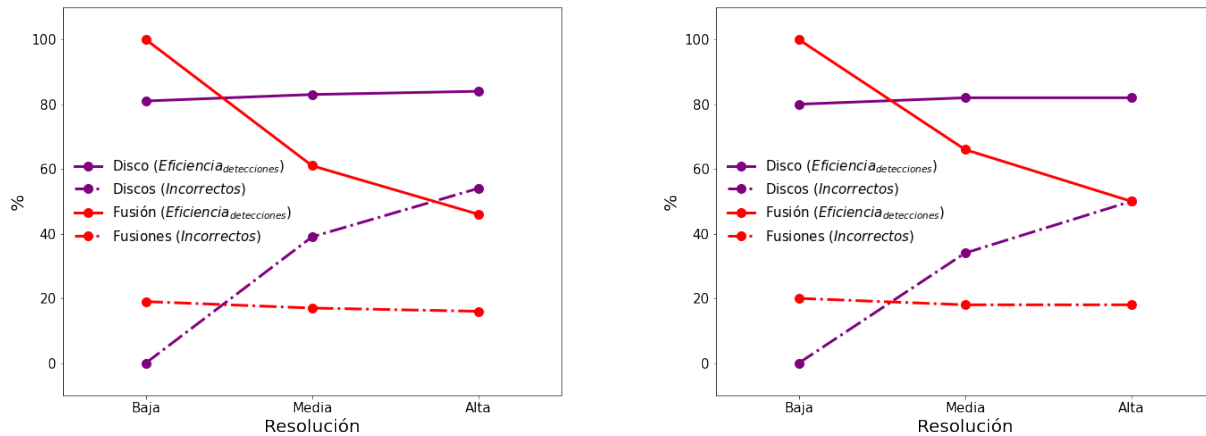
La noción de eficiencia abordada muestra el porcentaje de identificaciones correctas en la clasificación observacional respecto a la clasificación teórica. Sin embargo esta noción no responde la pregunta: ¿Cuántos de los sistemas clasificados observacionalmente como discos o fusiones lo son en realidad? Para responder esta pregunta se calculó qué porcentaje de los sistemas identificados como discos en la clasificación observacional son realmente discos y cuáles no. De igual forma para las fusiones. Así se tendrá información complementaria a la ya presentada, tomando como partida la clasificación observacional. Se hará referencia a esta nueva noción de eficiencia como eficiencia respecto al número de detecciones.

En la figura 34.a la eficiencia respecto al número de detecciones en la identificación de discos (línea continua morada) se mantiene casi constante para las tres resoluciones, entre el 81 % y 84 %. Consecuentemente, la proporción de sistemas que no eran discos, pero se identificaron como tal (línea punteada roja) en la clasificación observacional se mantuvo casi constante, entre el 19 % y 16 %. Por otro lado, la eficiencia respecto al número de detecciones en la identificación de fusiones (línea continua roja) refleja una disminución del 100 % al 46 % con el aumento de la resolución. Esto sugiere que del número total de fusiones identificadas observacionalmente en alta resolución, menos del 50 % realmente lo son. Los sistemas clasificados como las fusiones restantes (línea punteada morada) corresponden a los discos con una dinámica perturbada por movimientos no circulares, como en el caso de la simulación *G2*. Como ya se mencionó anteriormente, esto sucede porque el trazador de las observaciones sintéticas es más susceptible a la dinámica peculiar de los *clumps*. La figura 34.b se puede explicar mediante el análisis anterior, ya que el comportamiento general es el mismo.

Los resultados presentados en las figuras 33 y 34 son complementarios y permiten identificar las dificultades de la clasificación observacional. Por lo tanto ambas se deben tener en cuenta para estudios que deseen establecer la resolución ideal.

Figura 34

Porcentajes de sistemas identificados correctamente e incorrectamente medidos respecto al número de objetos clasificados en una u otra categoría a partir de la clasificación observacional.



(a) Porcentaje de sistemas identificados correctamente e incorrectamente cuantificados respecto a la clasificación observacional para la modalidad de parámetros fijos.

(b) Porcentaje de sistemas identificados correctamente e incorrectamente cuantificados respecto a la clasificación observacional para la modalidad de parámetros libres.

Nota. Las líneas continuas moradas representan el número de discos reales clasificados correctamente, entre el número total de sistemas identificados como discos de forma observacional. Las líneas continuas rojas representan el número de fusiones reales clasificadas de forma correcta, entre el número total de fusiones clasificadas de forma observacional. Las líneas punteadas rojas representan el número de fusiones reales clasificados como discos, entre el número total de sistemas identificados como discos de forma observacional. Las líneas punteadas moradas representan el número de discos reales clasificados como fusiones, entre el número total de sistemas identificados como fusiones de forma observacional. Las líneas continuas moradas y rojas representan la eficiencia respecto al número de detecciones. Cuando se hablan de discos reales o de fusiones reales se hace referencia a la clasificación teórica.

En alta resolución la eficiencia respecto al número de objetos en la identificación de discos es de aproximadamente 87 %, un valor muy cercano al reportado en Shapiro y cols. (2008) (~ 89 %). En el caso de la segunda noción, la eficiencia respecto al número de detecciones de la totalidad de los sistemas clasificados como discos, 84 % efectivamente lo son. Por otro lado, el porcentaje de fusiones clasificadas correctamente nunca supera el ~ 40 %, y del total de sistemas clasificados como fusiones más del 50 % en realidad eran discos. Aunque la eficiencia para la detección de discos es similar a la reportada en Shapiro y cols. (2008), este resultado no debe ser tomado como una prueba de que el esquema de clasificación tenga la alta eficiencia reportada en ese trabajo, ya que en el experimento realizado en este trabajo de grado, se observa un sesgo a que la gran mayoría de sistemas sea clasificada como discos, incluso si no lo son. Al mismo tiempo, en este trabajo se encontró que la mayoría de los sistemas clasificados como fusiones eran discos en realidad, pero este punto no es concluyente, ya que en la muestra usada predominaban el número de discos en comparación con las fusiones. Por esta razón el porcentaje de eficiencia respecto al número de sistemas clasificados como fusiones, se ve afectado altamente incluso con una contaminación pequeña de discos erróneamente clasificados en esta categoría. Los resultados de las eficiencias para las dos clasificaciones arrojaron dudas sobre los resultados encontrados por Shapiro y cols. (2008). Por esta razón, en futuros trabajos será interesante considerar un conjunto más amplio de sistemas y al igual que usar otras simulaciones para lograr una mayor confianza estadística en los resultados.

y establecer la verdadera eficiencia de los indicadores propuestos. Además, es importante verificar hasta que grado los resultados dependen de la implementación específica de las simulaciones, en particular de las características dinámicas peculiares de los *clumps* de formación estelar que se descubrieron en las simulaciones MIRAGE.

Los resultados complementarios de las dos nociones de eficiencia muestran que una mayor resolución es más idónea para identificar fusiones de galaxias, pero al mismo tiempo aumenta la contaminación en el número de detecciones debido a discos mal clasificados. En esta clasificación observacional, más del 50 % de los sistemas identificados como fusiones resultaron ser discos. Este valor se debe a la influencia de los *clumps* en las simulaciones empleadas y además a que el trazador (H_α) está muy ligado a ellos. Con base en estos resultados y en la metodología diseñada, se abre una ventana para realizar nuevos estudios que permitan establecer con mayor confiabilidad la eficiencia real de los indicadores presentados en [Shapiro y cols. \(2008\)](#), ya que los valores reportados en ese trabajo no arrojan un panorama completo de la eficiencia real de la clasificación. Por lo tanto este tema aún debe ser investigado involucrando, además, simulaciones de fusiones de galaxias que reproduzcan las observaciones en alto *redshift* y observaciones sintéticas con diferentes trazadores.

Conclusiones

El resultado principal de este trabajo de grado es que el 40 % de las fusiones de galaxias y el 87 % de las galaxias tipo disco son identificadas correctamente en alto *redshift* por los criterios observacionales V_{asym} y σ_{asym} para una resolución espacial del $0.02''$. El alto porcentaje de sistemas correctamente identificados como discos, sin embargo, resulta de un sesgo sistemático de los clasificadores al identificar la mayoría de sistema como discos. Por otro lado, del total de sistemas identificados como fusiones de forma observacional, más del 50 % son galaxias tipo disco. Estos resultados se deben en parte a que las simulaciones empleadas para generar las observaciones sintéticas donde se aplicaron los criterios presentan regiones de alta formación estelar concentradas y que inyectan demasiada energía al medio circundante, afectando la dinámica de los sistemas. Además, se logró medir que la proporción de fusiones de galaxias identificadas correctamente aumenta en función de la resolución espacial, pero al mismo tiempo también aumenta el número de discos mal clasificados.

El desarrollo de este trabajo de grado permitió plantear una metodología para medir la eficiencia de los criterios observacionales presentados. Esta metodología propone una clasificación teórica de las simulaciones para identificar galaxias en fusiones y galaxias tipo disco mediante el criterio LM propuesto en esta tesis. Además, esta metodología fue plasmada con el conjunto de módulos AURORA para la generación de las observaciones sintéticas realistas a partir de simulaciones hidrodinámicas, código que se encuentra público y disponible. También se incluye la construcción y análisis de los mapas cinemáticos para aplicar los criterios observacionales y generar la clasificación observacional. Finalmente, se abarca la medición de la eficiencia en la detección de discos y fusiones para las resoluciones baja ($0.6''$), media ($0.2''$) y alta ($0.02''$). Esta metodología se desarrolló con el fin de ser aplicada a una muestra más grande en el proyecto de investigación VIE: “Simulaciones de galaxias distantes: tras las marcas de fusiones galácticas en los mapas de velocidad”.

Durante el desarrollo de la metodología se identificó un impacto notable e inesperado de las condiciones de las simulaciones. Se detectó que la alta fracción de gas ($\sim 50\%$) y los modelos de *feedback* empleados en las simulaciones MIRAGE producen regiones de formación estelar con características críticas de temperatura y densidad (*clumps*). Estas regiones generaron alrededor del $\sim 90\%$ de la luminosidad total de la galaxia, cifras que no concuerda con el $10\% - 25\%$ reportado en las observaciones (N. M. F. Schreiber y cols., 2011). Estas regiones grumosas de formación estelar afectan la cinemática de las simulaciones, ya que producen inestabilidades gravitacionales

y movimientos no circulares cuando se disuelven los *clumps*. Esto se vio reflejado especialmente en la simulación *G2* durante la clasificación teórica y observacional.

Otro factor detectado es que el trazador H_α con el que se desarrollaron las observaciones sintéticas es más susceptible a las regiones grumosas de formación estelar, a diferencia de la componente de gas frío con el que se generó la clasificación teórica. Con base en los resultados de esta tesis, la metodología desarrollada y los factores identificados que los afectaron, se marca un precedente que abre una ventana a nuevos estudios que permitan establecer la eficiencia real en la clasificación de fusiones de galaxias mediante los indicadores V_{asym} y σ_{asym} , con el objetivo de entender mejor los mecanismos de evolución de las galaxias en el intervalo de *redshift* $z \sim 1 - 3$.

Referencias Bibliográficas

- Abadi, M. G., Navarro, J. F., Steinmetz, M., y Eke, V. R. (2003, nov). Simulations of galaxy formation in a λ cold dark matter universe. II. the fine structure of simulated galactic disks. *The Astrophysical Journal*, 597(1), 21–34. Descargado de <https://doi.org/10.1086%2F378316> doi: 10.1086/378316
- Ade, P., Aghanim, N., Arnaud, M., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., ... others (2014). Planck intermediate results-xvi. profile likelihoods for cosmological parameters. *Astronomy & Astrophysics*, 566, A54.
- Birnboim, Y., Dekel, A., y Neistein, E. (2007). Bursting and quenching in massive galaxies without major mergers or agns. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 380(1), 339–352.
- Bournaud, F., Chapon, D., Teyssier, R., Powell, L. C., Elmegreen, B. G., Elmegreen, D. M., ... Shapiro, K. L. (2011, feb). HYDRODYNAMICS OF HIGH-REDSHIFT GALAXY COLLISIONS: FROM GAS-RICH DISKS TO DISPERSION-DOMINATED MERGERS AND COMPACT SPHEROIDS. *The Astrophysical Journal*, 730(1), 4. Descargado de <https://doi.org/10.1088%2F0004-637x%2F730%2F1%2F4> doi: 10.1088/0004-637x/730/1/4
- Bournaud, F., Jog, C. J., y Combes, F. (2007). Multiple minor mergers: formation of elliptical galaxies and constraints for the growth of spiral disks. *Astronomy & Astrophysics*, 476(3), 1179–1190.
- Bournaud, F., Perret, V., Renaud, F., Dekel, A., Elmegreen, B. G., Elmegreen, D. M., ... Floch', E. L. (2013, dec). THE LONG LIVES OF GIANT CLUMPS AND THE BIRTH OF OUTFLOWS IN GAS-RICH GALAXIES AT HIGH REDSHIFT. *The Astrophysical Journal*, 780(1), 57. Descargado de <https://doi.org/10.1088%2F0004-637x%2F780%2F1%2F57> doi: 10.1088/0004-637x/780/1/57
- Bournaud, F., Daddi, E., Elmegreen, B. G., Elmegreen, D. M., Nesvadba, N., Vanzella, E., ... Elbaz, D. (2008). Observations and modeling of a clumpy galaxy at $z = 1.6^*$ - spectroscopic clues to the origin and evolution of chain galaxies. *A&A*, 486(3), 741-753. Descargado de <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20079250> doi: 10.1051/0004-6361:20079250
- Buck, T., Macciò, A. V., Obreja, A., Dutton, A. A., Domínguez-Tenreiro, R., y Granato, G. L.

- (2017, 03). NIHAO XIII: Clumpy discs or clumpy light in high-redshift galaxies? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 468(3), 3628-3649. Descargado de <https://doi.org/10.1093/mnras/stx685> doi: 10.1093/mnras/stx685
- Ceverino, D., Dekel, A., Tweed, D., y Primack, J. (2015, 01). Early formation of massive, compact, spheroidal galaxies with classical profiles by violent disc instability or mergers. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 447(4), 3291-3310. Descargado de <https://doi.org/10.1093/mnras/stu2694> doi: 10.1093/mnras/stu2694
- Cole, S., Norberg, P., Baugh, C. M., Frenk, C. S., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., ... Taylor, K. (2001, 09). The 2dF galaxy redshift survey: near-infrared galaxy luminosity functions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 326(1), 255-273. Descargado de <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04591.x> doi: 10.1046/j.1365-8711.2001.04591.x
- Conselice, C. J., Rajgor, S., y Myers, R. (2008). The structures of distant galaxies—i. galaxy structures and the merger rate to $z=3$ in the hubble ultra-deep field. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 386(2), 909–927.
- Contini, T., Garilli, B., Le Fèvre, O., Kissler-Patig, M., Amram, P., Epinat, B., ... others (2012). Massiv: Mass assembly survey with sinfoni in vlds-i. survey description and global properties of the $0.9 < z < 1.8$ galaxy sample. *Astronomy & Astrophysics*, 539, A91.
- Cucciati, O., Tresse, L., Ilbert, O., Le Fevre, O., Garilli, B., Le Brun, V., ... others (2012). The star formation rate density and dust attenuation evolution over 12 gyr with the vlds surveys. *Astronomy & Astrophysics*, 539, A31.
- Davies, R., y Kasper, M. (2012). Adaptive optics for astronomy. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 50, 305–351.
- De Blok, W., Bosma, A., y McGaugh, S. (2003). Simulating observations of dark matter dominated galaxies: towards the optimal halo profile. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 340(2), 657–678.
- Dickinson, M., Papovich, C., Ferguson, H. C., y Budavari, T. (2003). The evolution of the global stellar mass density at $0 < z < 3$. *The Astrophysical Journal*, 587(1), 25.
- Dubois, Y., y Teyssier, R. (2008). On the onset of galactic winds in quiescent star forming galaxies. *Astronomy & Astrophysics*, 477(1), 79–94.
- Dutton, A. A., van den Bosch, F. C., Dekel, A., y Courteau, S. (2007). A revised model for the formation of disk galaxies: low spin and dark halo expansion. *The Astrophysical Journal*, 654(1), 27.
- Epinat, B., Amram, P., y Marcelin, M. (2008). Ghasp: an $H\alpha$ kinematic survey of 203 spiral and irregular galaxies—vii. revisiting the analysis of $H\alpha$ data cubes for 97 galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 390(2), 466–504.

- Epinat, B., Tasca, L., Amram, P., Contini, T., Le Fèvre, O., Queyrel, J., ... others (2012). Massiv: Mass assembly survey with sinfoni in vvds-ii. kinematics and close environment classification. *Astronomy & Astrophysics*, 539, A92.
- Fall, S. M., y Efstathiou, G. (1980). Formation and rotation of disc galaxies with haloes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 193(2), 189–206.
- Gadotti, D. A., Sánchez-Blázquez, P., Falcón-Barroso, J., Husemann, B., Seidel, M. K., Pérez, I., ... Querejeta, M. (2018, 10). Time Inference with MUSE in Extragalactic Rings (TIMER): properties of the survey and high-level data products. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 482(1), 506-529. Descargado de <https://doi.org/10.1093/mnras/sty2666> doi: 10.1093/mnras/sty2666
- Genel, S., Bouché, N., Naab, T., Sternberg, A., y Genzel, R. (2010). The growth of dark matter halos: evidence for significant smooth accretion. *The Astrophysical Journal*, 719(1), 229.
- Genzel, R., Newman, S., Jones, T., Schreiber, N. M. F., Shapiro, K., Genel, S., ... Zamorani, G. (2011, may). THE SINS SURVEY OF $z \sim 2$ GALAXY KINEMATICS: PROPERTIES OF THE GIANT STAR-FORMING CLUMPS. *The Astrophysical Journal*, 733(2), 101. Descargado de <https://doi.org/10.1088/0004-637x/733/2/101> doi: 10.1088/0004-637x/733/2/101
- Genzel, R., Schreiber, N. F., Übler, H., Lang, P., Naab, T., Bender, R., ... others (2017). Strongly baryon-dominated disk galaxies at the peak of galaxy formation ten billion years ago. *Nature*, 543(7645), 397–401.
- Genzel, R., Tacconi, L., Eisenhauer, F., Schreiber, N. F., Cimatti, A., Daddi, E., ... others (2006). The rapid formation of a large rotating disk galaxy three billion years after the big bang. *Nature*, 442(7104), 786–789.
- Girard, M., Dessauges-Zavadsky, M., Schaerer, D., Cirasuolo, M., Turner, O. J., Cava, A., ... Pérez-González, P. G. (2018). Kmos lensing survey (klens): Morpho-kinematic analysis of star-forming galaxies at $z \sim 2$. *A&A*, 613, A72. Descargado de <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731988> doi: 10.1051/0004-6361/201731988
- Glazebrook, K. (2013). The dawes review 1: Kinematic studies of star-forming galaxies across cosmic time. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 30.
- Governato, F., Willman, B., Mayer, L., Brooks, A., Stinson, G., Valenzuela, O., ... Quinn, T. (2007, 01). Forming disc galaxies in CDM simulations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 374(4), 1479-1494. Descargado de <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.11266.x> doi: 10.1111/j.1365-2966.2006.11266.x
- Hopkins, A. M. (2007, diciembre). The Star Formation History of the Universe. En J. Afonso, H. C. Ferguson, B. Mobasher, y R. Norris (Eds.), *Deepest astronomical surveys* (Vol. 380, p. 423).
- Hopkins, A. M., y Beacom, J. F. (2006). On the normalization of the cosmic star formation history.

The Astrophysical Journal, 651(1), 142.

Hopkins, P. F., Somerville, R. S., Hernquist, L., Cox, T. J., Robertson, B., y Li, Y. (2006). The relation between quasar and merging galaxy luminosity functions and the merger-driven star formation history of the universe. *The Astrophysical Journal*, 652(2), 864.

Katsianis, A., Gonzalez, V., Barrientos, D., Yang, X., Lagos, C. D. P., Schaye, J., ... Theuns, T. (2020, 01). The high-redshift SFR–M* relation is sensitive to the employed star formation rate and stellar mass indicators: towards addressing the tension between observations and simulations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 492(4), 5592-5606. Descargado de <https://doi.org/10.1093/mnras/staa157> doi: 10.1093/mnras/staa157

Kereš, D., Katz, N., Weinberg, D. H., y Davé, R. (2005). How do galaxies get their gas? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 363(1), 2–28.

Krajnovic, D., Cappellari, M., De Zeeuw, P. T., y Copin, Y. (2006). Kinemetry: a generalization of photometry to the higher moments of the line-of-sight velocity distribution. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 366(3), 787–802.

Kriek, M., Shapley, A. E., Reddy, N. A., Siana, B., Coil, A. L., Mobasher, B., ... Krumholz, M. (2015, may). THE MOSFIRE DEEP EVOLUTION FIELD (MOSDEF) SURVEY: REST-FRAME OPTICAL SPECTROSCOPY FOR ~ 1500 h -SELECTED GALAXIES AT $1.37 \leq z \leq 3.8$. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 218(2), 15. Descargado de <https://doi.org/10.1088/0067-0049/218/2/15> doi: 10.1088/0067-0049/218/2/15

Kriek, M., Van Dokkum, P. G., Franx, M., Illingworth, G. D., Coppi, P., Schreiber, N. M. F., ... others (2007). The origin of line emission in massive $z \sim 2.3$ galaxies: evidence for cosmic downsizing of agn host galaxies. *The Astrophysical Journal*, 669(2), 776.

Livemore, R. C., Jones, T. A., Richard, J., Bower, R. G., Swinbank, A. M., Yuan, T.-T., ... Ebeling, H. (2015, 04). Resolved spectroscopy of gravitationally lensed galaxies: global dynamics and star-forming clumps on 100 pc scales at $1 \leq z \leq 4$. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 450(2), 1812-1835. Descargado de <https://doi.org/10.1093/mnras/stv686> doi: 10.1093/mnras/stv686

Madau, P., y Dickinson, M. (2014). Cosmic star-formation history. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 52, 415–486.

Mo, H., Mao, S., y White, S. D. (1998). The formation of galactic discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 295(2), 319–336.

Moster, B. P., Macciò, A. V., Somerville, R. S., Naab, T., y Cox, T. J. (2011, 08). The effects of a hot gaseous halo in galaxy major mergers. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 415(4), 3750-3770. Descargado de <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18984.x> doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.18984.x

- Okamoto, T., Eke, V. R., Frenk, C. S., y Jenkins, A. (2005, 11). Effects of feedback on the morphology of galaxy discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 363(4), 1299-1314. Descargado de <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09525.x> doi: 10.1111/j.1365-2966.2005.09525.x
- Osterbrock, D. E., y Ferland, G. J. (2006). *Astrophysics of gas nebulae and active galactic nuclei*. University science books.
- Pacheco-Arias, J., Pineda, J. C., y Núñez, L. (2020). *Efectos sistemáticos en la diversidad de las curvas de rotación de galaxias locales* (Tesis de pregrado). Universidad Industrial de Santander.
- Perret, V. (2014). *Fusion des galaxies juvéniles : des simulations aux observations* (Theses, Aix-Marseille Université). Descargado de <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01059736>
- Perret, V., Renaud, F., Epinat, B., Amram, P., Bournaud, F., Contini, T., ... Lambert, J.-C. (2014). Evolution of the mass, size, and star formation rate in high redshift merging galaxies—mirage—a new sample of simulations with detailed stellar feedback. *Astronomy & Astrophysics*, 562, A1.
- Pineda, J. C., Hayward, C. C., Springel, V., y Mendes de Oliveira, C. (2017). Rotation curve fitting and its fatal attraction to cores in realistically simulated galaxy observations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 466(1), 63–87.
- Rahmati, A., Pawlik, A. H., Raičević, M., y Schaye, J. (2013, 02). On the evolution of the Hi column density distribution in cosmological simulations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 430(3), 2427-2445. Descargado de <https://doi.org/10.1093/mnras/stt066> doi: 10.1093/mnras/stt066
- Renaud, F., Bournaud, F., Emsellem, E., Elmegreen, B., Teyssier, R., Alves, J., ... others (2013). A sub-parsec resolution simulation of the milky way: global structure of the interstellar medium and properties of molecular clouds. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 436(2), 1836–1851.
- Sales, L. V., Navarro, J. F., Theuns, T., Schaye, J., White, S. D. M., Frenk, C. S., ... Dalla Vecchia, C. (2012, 06). The origin of discs and spheroids in simulated galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 423(2), 1544-1555. Descargado de <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.20975.x> doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.20975.x
- Scannapieco, C., Tissera, P. B., White, S. D. M., y Springel, V. (2008, 09). Effects of supernova feedback on the formation of galaxy discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 389(3), 1137-1149. Descargado de <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13678.x> doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.13678.x
- Schneider, P. (2014). *Extragalactic astronomy and cosmology: an introduction*. Springer.
- Schreiber, N. F., Genzel, R., Bouché, N., Cresci, G., Davies, R., Buschkamp, P., ... others (2009,

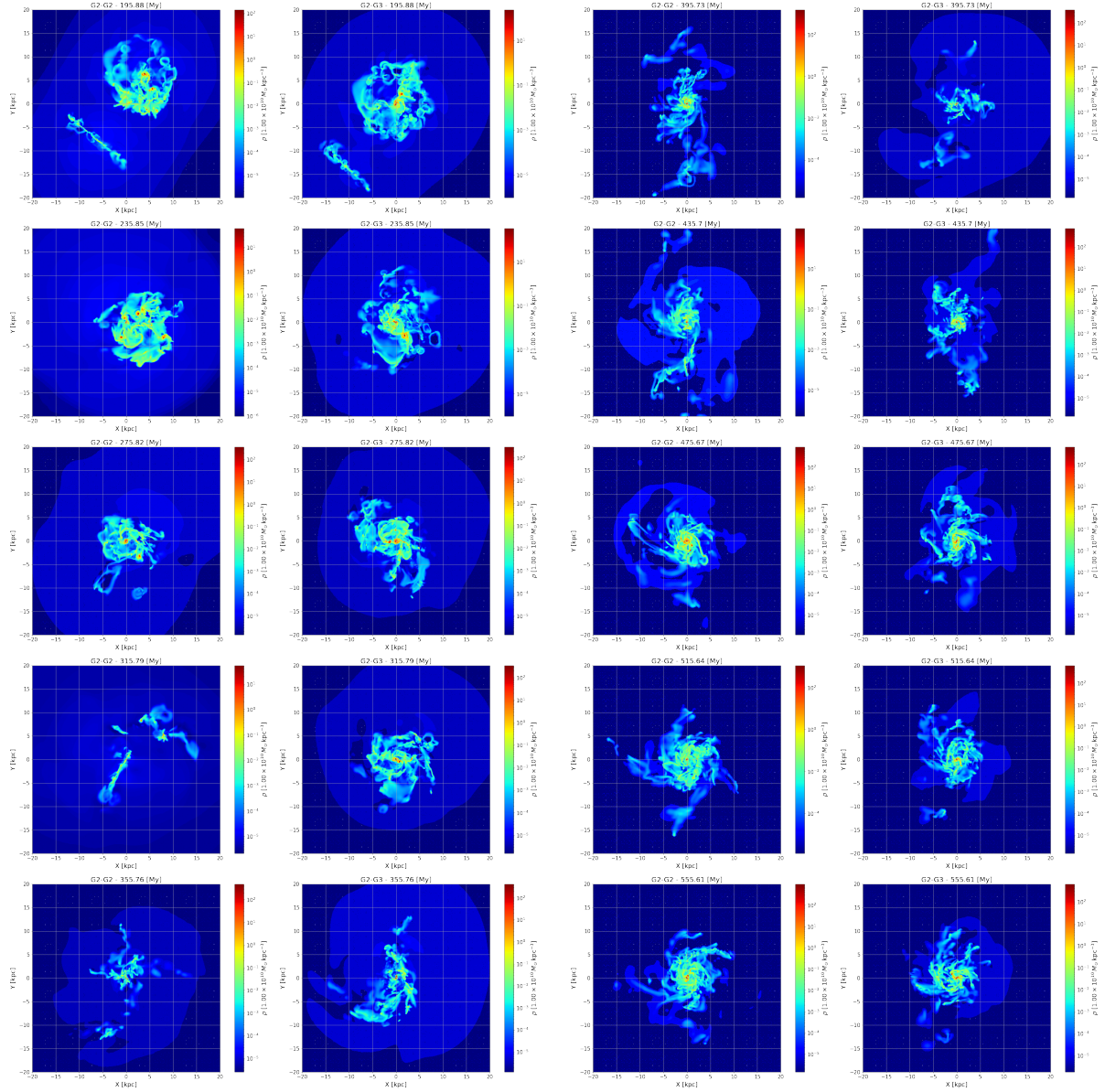
- nov). THE SINS SURVEY: SINFONI INTEGRAL FIELD SPECTROSCOPY OF $z \sim 2$ STAR-FORMING GALAXIES. *The Astrophysical Journal*, 706(2), 1364–1428. Descargado de <https://doi.org/10.1088/0004-637x/706/2/1364> doi: 10.1088/0004-637x/706/2/1364
- Schreiber, N. F., Genzel, R., Lehnert, M., Bouché, N., Verma, A., Erb, D., ... others (2006). Sinfoni integral field spectroscopy of $z \sim 2$ uv-selected galaxies: rotation curves and dynamical evolution. *The Astrophysical Journal*, 645(2), 1062.
- Schreiber, N. M. F., Shapley, A. E., Genzel, R., Bouché, N., Cresci, G., Davies, R., ... Tacconi, L. J. (2011, sep). CONSTRAINTS ON THE ASSEMBLY AND DYNAMICS OF GALAXIES. II. PROPERTIES OF KILOPARSEC-SCALE CLUMPS IN REST-FRAME OPTICAL EMISSION OF $z \sim 2$ STAR-FORMING GALAXIES. *The Astrophysical Journal*, 739(1), 45. Descargado de <https://doi.org/10.1088/0004-637x/739/1/45> doi: 10.1088/0004-637x/739/1/45
- Shapiro, K. L., Genzel, R., Schreiber, N. M. F., Tacconi, L. J., Bouché, N., Cresci, G., ... others (2008). Kinemetry of sins high-redshift star-forming galaxies: distinguishing rotating disks from major mergers. *The Astrophysical Journal*, 682(1), 231.
- Simons, R. C., Kassin, S. A., Snyder, G. F., Primack, J. R., Ceverino, D., Dekel, A., ... others (2019). Distinguishing mergers and disks in high-redshift observations of galaxy kinematics. *The Astrophysical Journal*, 874(1), 59.
- Snyder, G. F., Torrey, P., Lotz, J. M., Genel, S., McBride, C. K., Vogelsberger, M., ... Springel, V. (2015, 10). Galaxy morphology and star formation in the Illustris Simulation at $z = 0$. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 454(2), 1886-1908. Descargado de <https://doi.org/10.1093/mnras/stv2078> doi: 10.1093/mnras/stv2078
- Springel, V. (2005, 12). The cosmological simulation code gadget-2. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 364(4), 1105-1134. Descargado de <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09655.x> doi: 10.1111/j.1365-2966.2005.09655.x
- Strömgren, B. (1939, mayo). The Physical State of Interstellar Hydrogen. , 89, 526. doi: 10.1086/144074
- Tacconi, L. J., Genzel, R., Smail, I., Neri, R., Chapman, S. C., Ivison, R. J., ... Baker, A. J. (2008, jun). Submillimeter galaxies at $z \sim 2$: Evidence for major mergers and constraints on lifetimes, IMF, and CO-h₂ conversion factor. *The Astrophysical Journal*, 680(1), 246–262. Descargado de <https://doi.org/10.1086/587168> doi: 10.1086/587168
- Teodoro, E. M. D., y Fraternali, F. (2015, 06). 3Dbarolo: a new 3D algorithm to derive rotation curves of galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 451(3), 3021-3033. Descargado de <https://doi.org/10.1093/mnras/stv1213> doi: 10.1093/mnras/stv1213
- Teyssier, R. (2002). Cosmological hydrodynamics with adaptive mesh refinement-a new high resolution code called ramses. *Astronomy & Astrophysics*, 385(1), 337–364.

- Theuns, T., Leonard, A., Efstathiou, G., Pearce, F., y Thomas, P. (1998). P3m-sph simulations of the $\text{Ly}\alpha$ forest. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 301(2), 478–502.
- Van Der Kruit, P., y Allen, R. (1978). The kinematics of spiral and irregular galaxies. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 16(1), 103–139.
- Vogelsberger, M., Genel, S., Springel, V., Torrey, P., Sijacki, D., Xu, D., ... Hernquist, L. (2014a). Introducing the illustris project: simulating the coevolution of dark and visible matter in the universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 444(2), 1518–1547.
- Vogelsberger, M., Genel, S., Springel, V., Torrey, P., Sijacki, D., Xu, D., ... Hernquist, L. (2014b, 08). Introducing the Illustris Project: simulating the coevolution of dark and visible matter in the Universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 444(2), 1518-1547. Descargado de <https://doi.org/10.1093/mnras/stu1536> doi: 10.1093/mnras/stu1536
- Vogelsberger, M., Marinacci, F., Torrey, P., y Puchwein, E. (2020). Cosmological simulations of galaxy formation. *Nature Reviews Physics*, 2(1), 42–66.
- Walter, F., Brinks, E., De Blok, W., Bigiel, F., Kennicutt Jr, R. C., Thornley, M. D., y Leroy, A. (2008). Things: The hi nearby galaxy survey. *The Astronomical Journal*, 136(6), 2563.
- Wisnioski, E., Förster Schreiber, N. M., Wuyts, S., Wuyts, E., Bandara, K., Wilman, D., ... van Dokkum, P. G. (2015, febrero). The KMOS^{3D} Survey: Design, First Results, and the Evolution of Galaxy Kinematics from $0.7 \leq z \leq 2.7$. , 799(2), 209. doi: 10.1088/0004-637X/799/2/209
- Wong, T., Blitz, L., y Bosma, A. (2004). A search for kinematic evidence of radial gas flows in spiral galaxies. *The Astrophysical Journal*, 605(1), 183.
- Wuyts, E., Rigby, J. R., Gladders, M. D., y Sharon, K. (2014, jan). A MAGNIFIED VIEW OF THE KINEMATICS AND MORPHOLOGY OF RCGS 032727-132609: ZOOMING IN ON a MERGER AT $z = 1.7$. *The Astrophysical Journal*, 781(2), 61. Descargado de <https://doi.org/10.1088%2F0004-637x%2F781%2F2%2F61> doi: 10.1088/0004-637x/781/2/61

Apéndice A. Inspección visual

Figura 35

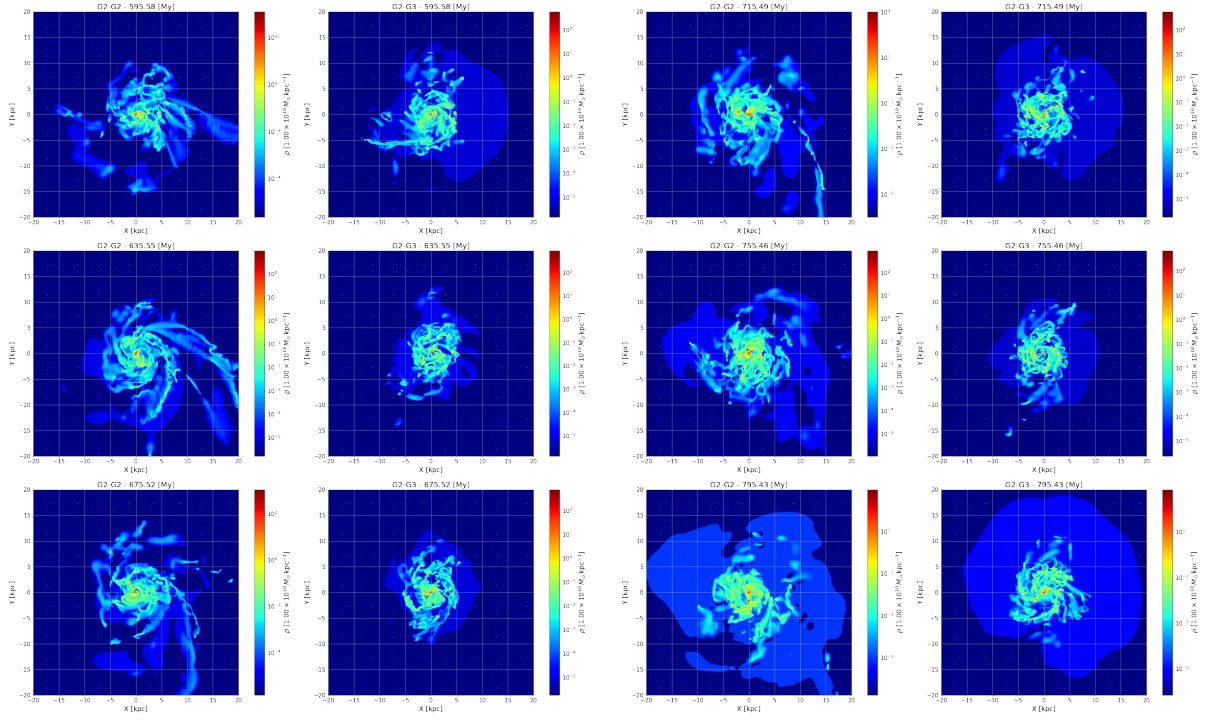
Inspección visual para comprobar la evolución de la distribución del gas en el plano xy en las fusiones.



Nota. La escala de color representa la densidad del gas en las simulaciones. La columna uno y tres representan la fusión $G2 - G2$ y la columna dos y cuatro el sistema $G2 - G3$.

Figura 36

Inspección visual para comprobar la evolución de la distribución del gas en el plano xy en las fusiones.



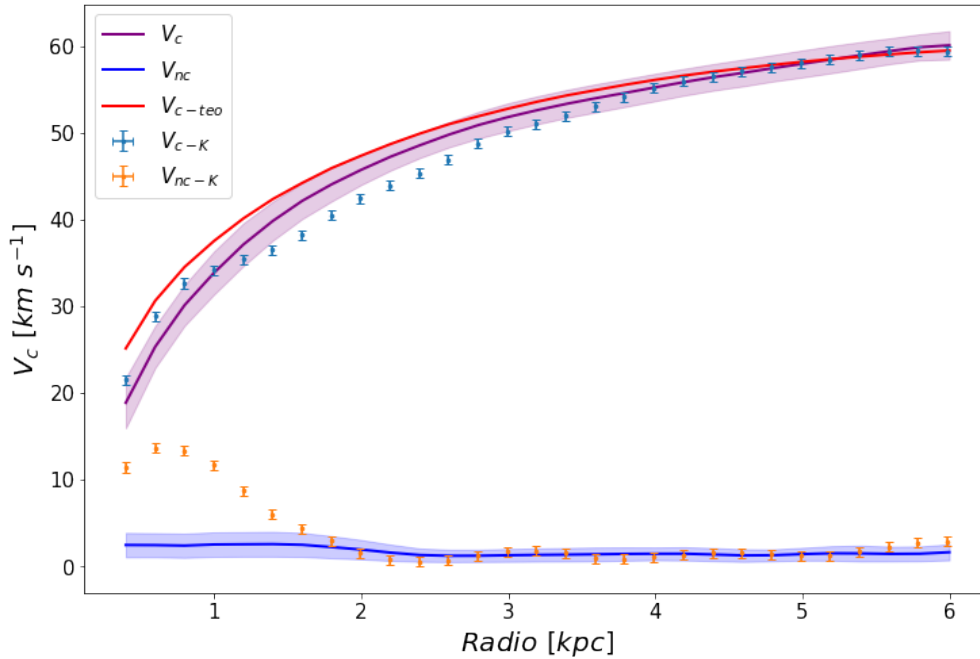
Nota. La escala de color representa la densidad del gas en las simulaciones. La columna uno y tres representan la fusión $G2 - G2$ y la columna dos y cuatro el sistema $G2 - G3$.

Apéndice B. Curva de rotación de una simulación de disco ideal

La condiciones físicas de las simulaciones MIRAGE conducen a una cinemática complicada con muchas variaciones en la curva de rotación y con un alto impacto de los movimientos no circulares. Para contrastar la descomposición de KINEMETRY en otros sistemas, se generó una observación sintética con una simulación de una galaxia enana presentada en [Pineda y cols. \(2017\)](#). La simulación sigue las características de las galaxias observadas en el universo local. Esta simulación fue desarrollada con una versión modificada del código GADGET-2 ([Springel, 2005](#)) donde se incluyen los procesos de enfriamiento por fotoionización, formación y *feedback* estelar.

Figura 37

Resultados de la descomposición de la cinemática con KINEMETRY de una simulación aislada de una galaxia enana presentada en [Pineda y cols. \(2017\)](#).



Nota. La línea roja representa la curva de rotación teórica a partir de la masa encerrada $V_c(R) = \sqrt{GM(< r)/r}$. La línea morada representa la curva de rotación encapsulada por los movimientos circulares y la línea azul representa los movimientos no circulares de las partículas de gas en la simulación, las sombras representan la dispersión de los movimientos. Para las dos líneas anteriores y sus sombras, se calculó el promedio ponderado por la masa con las partículas que se encerraban en anillos para diferentes radios equiespaciados (0.2 kpc) en la galaxia. Los puntos azules y naranjas son el resultado de la descomposición armónica usando KINEMETRY de los movimientos circulares y no circulares, respectivamente. El espaciamiento de los puntos obtenidos por KINEMETRY para el mapa corresponden con el FWHM de $6''$ (0.2 kpc).

La simulación de esta galaxia fue desarrollada con las siguientes características: masa de estre-

llas de $1.2 \times 10^8 M_{\odot}$, masa de gas de $3.7 \times 10^8 M_{\odot}$, masa del halo de materia oscura de $3 \times 10^{10} M_{\odot}$, *scale length** del disco estelar 0.8 kpc y velocidad máxima de giro de 57 km s^{-1} .

La construcción de la cinemática de la simulación tanto de forma teórica como observacional (mediante KINEMETRY) arrojó como resultado curvas acordes con las observaciones reportadas (ver figura 37). La curva de rotación teórica (línea roja) y los perfiles radiales de los movimientos (circulares, línea morada, y no circulares, línea azul) fueron construidos de la misma forma que para las simulaciones MIRAGE descrito en 3.2.2. La descomposición del mapa de velocidad realizada con KINEMETRY arrojó resultados muy similares a los perfiles radiales y a la curva de rotación teórica. En la zona central los movimientos no circulares obtenidos por la descomposición armónica muestran una importancia significativa. Esto se atribuye a una elevada potencia del coeficiente A_1 .

*Radio en que el disco exponencial que modela la luz estelar decae un factor 14,87 veces del valor central