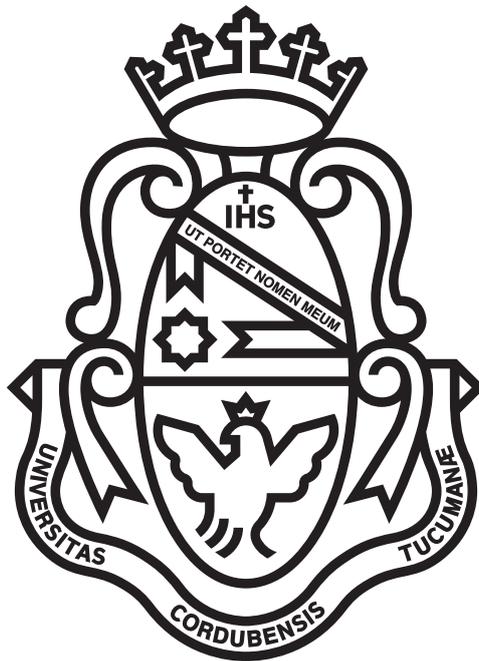


Historia del Contenido Bariónico de las Galaxias Enanas

Alejandro Benítez Llambay

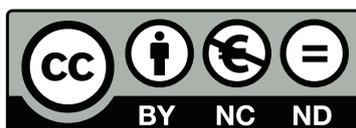
Presentado ante la Facultad de Matemática, Astronomía y Física como parte de los requerimientos para la obtención del grado de Doctor en Astronomía de la

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA



©FaMAF - UNC - 2015

Director: Dr. Mario G. Abadi



Historia del Contenido Bariónico de las Galaxias Enanas por Alejandro Benítez Llambay se distribuye bajo una [Licencia Creative Commons Atribución-NoComercial-SinDerivadas 2.5 Argentina](#)

Esta tesis está dedicada a mi familia: mis amadas Tatiana y Emma...

Agradecimientos

La investigación presentada en esta tesis no hubiera sido posible sin la ayuda de numerosas personas e instituciones.

En primer lugar, mi profundo agradecimiento y admiración a mi director, Dr. Mario Abadi, que me ofreció un lugar de trabajo y un proyecto de investigación en el IATE, en un momento en el que mi vida académica era bastante incierta. Debo decir que trabajar con Mario ha sido una de las cosas más gratificantes que me han pasado hasta hoy en mi vida académica. Mario es, sin lugar a dudas, un director excelente; siempre estuvo presente para resolver todas mis inquietudes y apoyarme en cada nuevo proyecto en el que me embarqué, tanto científica como económicamente. Sin él, sin su colaboración, y sin su presión y guía diaria, esta tesis seguramente no sería lo que es hoy.

En segundo lugar, mi mayor admiración al Dr. Julio Navarro, cuyas ideas constantes han iluminado y guiado buena parte de los capítulos de la presente tesis. Haber podido tener espacios para discutir con él “online” prácticamente todas las semanas, cada uno de los resultados de esta tesis, ha sido quizás el motor que me permitió concluir este escrito y, sin lugar a dudas, proyectar mis expectativas científicas futuras. Agradezco también profundamente la posibilidad que el Dr. Navarro y el gobierno de Canadá, a través del programa de Líderes Emergentes de las Américas (ELAP por sus siglas en inglés), me brindaron para poder pasar una temporada relativamente larga (seis meses durante el año 2013) en la Universidad de Victoria, en dónde se originaron gran parte de las ideas aquí plasmadas. Agradezco también el soporte financiero que Julio me brindó para poder visitar algunos de los institutos de astronomía más prestigiosos de Europa, como ser el Max Planck Institute for Astrophysics (MPA), en Alemania, y el Institute for Computational Cosmology (ICC), en Inglaterra. Sin aquellas visitas en el otoño del 2013, quizás hoy no tendría las mismas expectativas científicas.

Trabajar con Mario y con Julio no ha sido una tarea sencilla, pero ha sido sin lugar a dudas muy gratificante y emocionante. No tengo palabras para agradecerles y demostrarles mi admiración por todo lo que me han enseñado.

En tercer lugar, mi más sincero agradecimiento a todo el equipo del proyecto CLUES, y más en particular al Dr. Stefan Gottloeber, quien me atendió con mucha hospitalidad durante las dos ocasiones en las que he visitado el Leibniz Institute for Astrophysics en Potsdam, Alemania, durante la primavera y el otoño de 2014. Sin el apoyo del equipo de CLUES, y sin el excelente trabajo que realizaron, esta tesis no podría haber sido escrita.

Otro agradecimiento muy grande es para mi hermano, Pablo Benítez-Llambay, con quien tuve la oportunidad de discutir profundamente los problemas inherentes a la visualización de simulaciones numéricas durante una estadía en la Universidad de Santa Cruz, California. Allí formulamos nuevamente todo el código numérico que se explica en el Apéndice A de esta tesis. Por esta razón, este paquete no sería lo que es hoy sin su ayuda. Además, Pablo ha estado muchas veces presente para discutir numerosos problemas que me fueron surgiendo durante la investigación.

No puedo dejar de agradecer el apoyo incondicional de mi amada esposa Tatiana. Esta tesis va con una dedicación muy especial hacia ella. Tatiana me ha brindado todo el soporte emocional y afectivo que me mantuvieron en pie durante los años en los que me embarqué en la investigación aquí contenida, viendo y viviendo muy de cerca cada uno de mis progresos y fracasos. Su compañía permanente, su predisposición incondicional para acompañarme a cualquier parte del mundo, y su apoyo constante en cada nuevo proyecto en el que me embarco, además de su amor infinito hacia mí, hacen que ella sea una de las personas centrales del presente escrito. Sin el apoyo constante de Tatiana, estoy prácticamente seguro de que el trabajo que realicé no sería igual, por lo que el mérito bien puedo compartirlo con ella.

Finalmente, no puedo dejar de agradecer a mis padres, Marcela y Julio, quienes me han guiado desde pequeño y me han motivado a perseguir mis sueños, sin importar que tan lejanos parezcan. Mirando hacia el pasado me parece aún increíble lo rápido que ha pasado el tiempo, pero siento muchas ganas de decirles que tenían razón, que todo lo que uno se proponga, si trabaja con mucho esfuerzo y suficiente esmero, se puede lograr. Tengo la certeza de que no es común encontrar padres así, por lo que me siento realmente afortunado y no tengo palabras para agradecerles todo lo que han hecho por mí y para agradecerles el camino que me hicieron andar.

No podría dejar de agradecer especialmente a la Universidad Nacional de Córdoba y a la Facultad de Matemática Astronomía y Física, que me han dado la posibilidad de alcanzar el título de Doctor sin tener que pagar un sólo peso por mis estudios. Soy una de las muchas personas que han sido capaces de estudiar gracias a que en la Argentina todavía se cree en una Universidad PÚBLICA Y GRATUITA, algo para nada común en otras partes del mundo, como he podido ver de cerca. Estoy seguro de que si no hubiera tenido la suerte de nacer en la Argentina, esta tesis hoy no podría estar siendo presentada, o al menos no sería yo quien la suscribe.

Resumen y motivación de esta tesis

La teoría de formación de galaxias en el contexto del modelo cosmológico actualmente favorecido, Λ CDM, ha logrado reproducir muchas de las propiedades observacionales de las galaxias, tales como su masa estelar, su contenido de gas, su morfología, e incluso su cinemática. El éxito puede atribuirse quizás a la comprensión que tenemos sobre los procesos físicos involucrados en su formación, los cuales están lejos de ser triviales. Si consideramos el enorme progreso realizado en las últimas dos décadas, estamos tentados a asegurar que, en la actualidad, no existen problemas serios en el marco de la teoría de formación galaxias. No obstante, mientras escribimos esta tesis, muchos de los aspectos sobre la formación y evolución de galaxias enanas constituyen grandes desafíos y están siendo estudiados intensamente.

Observacionalmente, las galaxias enanas son objetos muy pequeños, usualmente de bajo brillo superficial, lo cual dificulta la tarea de obtener datos precisos y detallados de ellas. Desde un punto de vista teórico, las galaxias enanas son objetos desacoplados de la linealidad en épocas muy tempranas y, debido a su bajo potencial gravitatorio, muchos de los procesos físicos que afectan a la formación de galaxias en general, las afectan más severamente.

Las dificultades observacionales y teóricas han hecho del entendimiento de la formación, evolución y propiedades actuales de las galaxias enanas un área de investigación muy activa. Un modelo satisfactorio sobre la formación de las galaxias debería explicar naturalmente la falta de galaxias enanas comparada con simulaciones numéricas, el origen de su diversidad (tanto en su contenido estelar como gaseoso), las diferencias sistemáticas entre sus distintas poblaciones estelares, entre otros.

En esta tesis usamos resultados observacionales y simulaciones cosmológicas de alta resolución para explorar distintos mecanismos que alteran la historia del contenido bariónico de las galaxias enanas. En particular abordamos los siguientes problemas: ¿Cómo afectan las estructuras gaseosas en gran escala al contenido bariónico de las galaxias enanas? ¿Cuál es el impacto de la reionización cósmica en la historia de formación estelar de las galaxias enanas? ¿Es compatible un escenario en el que la reionización afectó a la mayoría de las galaxias enanas con la diversidad de historias de formación estelar observada? ¿De dónde provienen las sistematicidades en las distintas poblaciones estelares de las galaxias enanas?

Confiamos en que esta tesis proporciona las respuestas a muchas de las preguntas anteriores, y que la investigación aquí plasmada constituye un paso hacia una mejor comprensión del proceso de formación de galaxias en escalas pequeñas.

Clasificación

98.52.Wz Dwarf galaxies (elliptical, irregular, and spheroidal.)

98.62.Ai Origin, formation, evolution, age, and star formation.

98.62.Lv Stellar content and populations; radii; morphology and overall structure.

98.62.-g Characteristics and properties of external galaxies and extragalactic objects.

Palabras Clave:

- galaxias enanas - formación de galaxias - historias de formación estelar - contenido bariónico - reionización -

Abstract and motivation of this thesis

The current theory of galaxy formation within the favored Λ CDM cosmological model has allowed to reproduce various properties of the observed galaxies, such as stellar mass, gas content, morphology and kinematics. Perhaps these achievements are mainly based on our current understanding of the non-trivial physical processes taking place during galaxy formation. When considering the enormous progress made in the last two decades, we are tempted to assure that there are currently no serious problems within the framework of galaxy formation. However, at the time when this thesis is being written, many aspects of the formation and evolution of dwarf galaxies do constitute a challenge and they are being studied intensively.

Observationally, dwarfs are very small objects, usually of low-surface brightness, which make difficult the task of obtaining detailed and accurate data from them. From a theoretical standpoint, dwarfs are objects decoupled from linearity at very early times, and because of their small potential wells, many processes taking place during galaxy formation affect them severely.

The interplay of both observational and theoretical difficulties has made the understanding of the formation, evolution and current properties of dwarf galaxies a very challenging, exiting and active research area, in which the construction of a completely successful model of galaxy formation is the ultimate goal. This model should naturally explain the lack of dwarf galaxies compared to numerical simulations, the origin of their diversity (both, in stellar and gas content), the systematic differences between the different stellar populations they host, among others.

In this thesis we use observational results and high-resolution cosmological simulations to explore various mechanisms that shape the baryon content history of dwarf galaxies. We address the following problems: How does the large-scale gaseous structures, such as pancakes or sheets, affect the baryon content of dwarf galaxies? What is the impact of cosmic reionization on the star formation history of dwarf galaxies? Is the observed diversity of dwarfs compatible with them having been affected by reionization? Where do the systematics in the multiple stellar components of dwarfs come from?

We are confident that this thesis provides the answer to many of the previous issues and it does constitute a step-forward into a better understanding of the galaxy formation process at small scales.

Clasification

98.52.Wz Dwarf galaxies (elliptical, irregular, and spheroidal.)

98.62.Ai Origin, formation, evolution, age, and star formation.

98.62.Lv Stellar content and populations; radii; morphology and overall structure.

98.62.-g Characteristics and properties of external galaxies and extragalactic objects.

Keywords:

- dwarf galaxies - galaxy formation - star formation histories - baryon content - reionization -

Publicaciones

Los resultados de esta tesis han sido publicados en distintos artículos y presentados en numerosas charlas:

Publicaciones

- Benítez-Llambay A., Navarro J. F., Abadi M.G., Gottlöber, S., Yepes, G., Hoffman, Y. & Steinmetz, M., *Dwarf galaxies and the cosmic web*, 2013, ApJL, 763, L41.
- Benítez-Llambay A., Navarro J. F., Abadi M.G., Gottlöber, S., Yepes, G., Hoffman, Y. & Steinmetz, M., *The imprint of reionization on the star formation history of dwarf galaxies*, 2014, arXiv:1405.5540 (Aceptado para publicación en MNRAS).
- Benítez-Llambay A., Navarro J. F., Abadi M. G., Gottlöber, S., Yepes, G., Hoffman, Y. & Steinmetz, M., *Multiple stellar populations in dwarf galaxies*, 2015, en preparación.
- Benítez-Llambay A. & Abadi M. G., *Las galaxias enanas y la red cósmica*, 2012, BAAA, 55, 245.
- Abadi M. G., Benítez-Llambay A. & Ferrero, I., *The abundance of galaxies and dark matter halos in the Λ CDM Universe*, 2014, RMxAC, 44, 73A.
- Abadi M. G., Benítez-Llambay A. & Ferrero, I., *La abundancia de galaxias y halos de materia oscura en el universo CDM*, 2014, BAAA, 56, 33.

Charlas

- *The Imprint of Reionization on the Star Formation History of Dwarf Galaxies*, Leibnitz Institute for Astrophysics, Potsdam, Alemania, marzo de 2014.
- *Galaxies Losing Baryons*, 4th Friend of Friends Meeting, Córdoba, Argentina, abril de 2014.
- *The Imprint of Reionization on the Star Formation History of Dwarf Galaxies*, 11th Potsdam Thinkshop, Potsdam, Alemania, agosto de 2014.
- *Learning from star formation histories in the CLUES simulations*, Madrid, Spain, May 2013.
- *The Diversity in the Star Formation History of Dwarf Galaxies in a Simulated Local Group*, Max Planck Institute for Astrophysics, Garching, Alemania, mayo de 2013.

- *The Diversity in the Star Formation History of Dwarf Galaxies in a Simulated Local Group*, Institute for Computational Cosmology, Durham, UK, mayo de 2013.
- *Dwarf Galaxies and the Cosmic Web*. University of Victoria, Canadá, febrero de 2013.

Tabla de Contenidos

1	Introducción	1
1.1	La formación de las galaxias en el Universo Λ CDM.	1
1.1.1	Las galaxias enanas en el marco de formación de galaxias	4
1.2	Simulaciones numéricas	6
1.2.1	El código de la simulación	6
1.2.2	Formación estelar, <i>feedback</i> por supernovas, vientos galácticos y enriquecimiento químico	8
1.2.3	Reionización del Universo y calentamiento radiativo	9
1.2.4	Cálculo de las tasas de fotoionización y foto-calentamiento	14
1.2.5	Constrained Local UniverseE Simulations (CLUES)	14
1.2.6	Esquema de la tesis	18
2	Las Galaxias Enanas y la “Telaraña Cósmica”	21
2.1	Resumen	21
2.2	Introducción	22
2.3	Resultados	25
2.4	Discusión y Conclusiones	31
3	El Impacto de la Reionización en las Historias de Formación Estelar de las Galaxias Enanas	35
3.1	Resumen	35
3.2	Introducción	37
3.2.1	Muestra de galaxias simuladas	40
3.3	Historias de formación estelar	45
3.3.1	Galaxias enanas cercanas	45
3.3.2	Galaxias enanas simuladas	48

3.4	Reionización e historias de ensamblado	51
3.5	Discusión y Conclusiones	56
3.6	Agradecimientos	61
3.7	Apéndice A: Conjunto de historias de formación estelar e incertezas	62
3.8	Apéndice B: Diagramas ternarios	66
4	Componentes Estelares Múltiples en Galaxias Enanas	69
4.1	Resumen	69
4.2	Introducción	70
4.3	Resultados	73
4.4	Conclusiones	81
4.5	Agradecimientos	83
	Apéndice A Visualizando Simulaciones Cosmológicas con Py-SPHViewer	85
A.1	Resumen	85
A.2	Introducción	86
A.3	Explorando un volumen simulado	90
A.4	Esquema de interpolación SPH	92
A.4.1	Kernel proyectado	93
A.4.2	Eligiendo un kernel apropiado	94
A.4.3	Cómputo de las longitudes de suavizado	95
A.4.4	Construcción de la imagen	95
A.5	Usando Py-SPHViewer	96
A.5.1	Descargando e instalando Py-SPHViewer	96
A.5.2	Tutorial Básico	97
A.5.3	Haciendo películas a partir de simulaciones cosmológicas	103
A.6	Conclusiones	104
A.7	Agradecimientos	105
	Apéndice B Definiciones	107
B.1	Cantidades Viriales	107
	Referencias	109

Capítulo 1

Introducción

1.1 La formación de las galaxias en el Universo Λ CDM.

Las galaxias se encuentran quizás entre los objetos más hermosos e intrigantes del Universo. Desde galaxias elípticas rojas hasta galaxias azules con forma de espiral, se distribuyen en una maravillosa diversidad morfológica. Asimismo, las galaxias también tienen distintos tamaños, desde gigantes, conteniendo típicamente miles de miles de millones de estrellas, hasta galaxias enanas, conteniendo sólo algunos miles de millones.

Los primeros estudios de la distribución de galaxias en el firmamento revelaron que ellas viven en ambientes muy diferentes: desde objetos aislados hasta objetos agrupados en cúmulos y grupos de galaxias, conteniendo miles, cientos o decenas de galaxias similares a nuestra Vía Láctea.

La Vía Láctea, la galaxia espiral en la que vivimos, es parte de un grupo relativamente pequeño denominado el Grupo Local. Este Grupo Local de galaxias está constituido principalmente por dos galaxias espirales - nuestra Vía Láctea y Andrómeda - además de algunas docenas de galaxias enanas. Las características principales de las galaxias más grandes son relativamente bien entendidas cuando se enmarcan en el modelo cosmológico Λ CDM; no obstante, esta afirmación no es tan cierta cuando consideramos a las galaxias más pequeñas del Universo.

En palabras simples, el modelo cosmológico Λ CDM establece que el Universo proviene de una explosión uniforme, muy caliente, que tuvo lugar hace aproximadamente ~ 13.7 mil millones de años: el *Big Bang*. La idea del *Big Bang* surge inmediatamente a partir de observaciones de galaxias distantes. Cuando las observamos, descubrimos que las mismas

se alejan de nosotros con una velocidad de recesión que es proporcional a sus distancias de nosotros. La primera lección de este hecho observacional es que las galaxias estarán ciertamente más lejos de nosotros en el futuro, pero incluso más importante, nos enseña que todas las galaxias estuvieron más cerca en el pasado. Si extrapolamos, inevitablemente concluimos que todas las galaxias tuvieron que haber estado contenidas en un volumen muy pequeño en el pasado. El *Big Bang* es justamente el momento en el que todo el Universo estuvo contenido en un volumen infinitamente pequeño, increíblemente caliente y de una densidad increíblemente alta.

Existen numerosas evidencias observacionales que dan soporte a la idea del *Big Bang*, pero quizás una de las más significativas es el descubrimiento del *Fondo de Radiación Cósmico* (o CMB, por sus siglas en inglés, [Penzias and Wilson, 1965](#)). Esta es la radiación más antigua que nuestros detectores pueden medir, y proporciona la información más importante sobre las propiedades de las fluctuaciones primordiales de la densidad $\sim 380,000$ años después del *Big Bang*. Cuando el Universo era más pequeño, más denso y más caliente, la materia contenida en él estaba en forma de un plasma lleno de electrones libres. La sección eficaz de los electrones era más grande que el camino libre medio de los fotones en ese momento, haciendo del Universo un medio completamente opaco a la radiación. Sin embargo, a medida que el Universo se expandió y enfrió, los protones y los electrones se combinaron para formar átomos neutros, los cuales no son capaces de absorber la radiación térmica. Durante este período (conocido como *la recombinación*), el Universo se hizo transparente y los fotones del CMB comenzaron su viaje hacia nosotros. En aquel tiempo, el Universo, neutro y transparente, estaba lleno de radiación proveniente de la transición de 21-cm del hidrógeno neutro. Debido a que no existían aún fuentes de luz, este período de tiempo es usualmente denominado como la *era oscura*. La formación de las primeras estrellas y galaxias constituye un evento muy importante en la formación de estructuras en el Universo, debido a que la luz de las estrellas de primera y segunda generación¹, con la ayuda de radiación proveniente de los primeros agujeros negros² produjeron suficiente energía como para ionizar el medio intergaláctico. Esta transición es conocida como la *Época de la Reionización*. Existen numerosas evidencias observacionales que dan soporte a esta idea, aunque la mayoría son dependientes del modelo y pueden sólo acotar sus características principales. Análisis conjuntos del *Lyman- α forest* en galaxias distantes (típicamente entre *redshift* $z = 2$ y $z = 6.5$), el efecto *Gunn-Peterson* ([Becker et al., 2001](#); [Fan et al., 2006a](#); [Gunn](#)

¹Conocidas usualmente como estrellas de Población II y III respectivamente.

²Típicamente de objetos cuasi-estelares (QSOs, por sus siglas en inglés) y binarias de rayos X.

and Peterson, 1965) y los datos de los satélites *WMAP* y *Planck* han permitido restringir la *Época de la Reionización* a $z < 14$ (see e.g., Fan et al., 2006b).

Los detalles exactos del panorama anterior dependen fuertemente de los constituyentes del Universo. Las últimas estimaciones del satélite *Planck* (Planck Collaboration et al., 2014) indican que el 68% del total del contenido de energía/materia del Universo está en forma de una extraña *energía oscura*, la cual determina la tasa de expansión del Universo, el contenido restante es principalmente *materia oscura* (27%) y materia ordinaria³ (5%). La materia oscura no colisional interactúa sólo gravitatoriamente, mientras que los bariones interactúan gravitatoria e hidrodinámicamente, y determinan muchas de las propiedades de las estructuras que forman.

Pero, ¿De dónde provienen todas las estructuras del Universo? Se cree que en las etapas más primitivas del *Big Bang* ocurrió una expansión exponencialmente rápida, conocida como la *inflación cósmica*. Durante este período, las fluctuaciones cuánticas fueron amplificadas para producir las perturbaciones cosmológicas del campo de densidad primordial, el cual dio origen a la formación de estructuras. Estas fluctuaciones, las cuales pueden ser medidas con precisión a través de los fotones del CMB, constituyeron las condiciones iniciales a partir de las cuales las estructuras se formaron, siendo la inestabilidad gravitatoria el origen de su crecimiento. El año 2014 fue realmente emocionante ya que datos obtenidos con el telescopio BICEP2 fueron interpretados como una evidencia conclusiva de la inflación (Ade et al., 2014). Sin embargo, estos datos fueron cuestionados y recientemente reinterpretados (ver BICEP2/Keck et al., 2015). A la fecha, no hay una detección clara de la señal inflacionaria.

En el ampliamente aceptado modelo de formación de galaxias, se asume que, a medida que el Universo se expande y se enfría, las pequeñas fluctuaciones en el campo de densidad primordial y prácticamente uniforme son amplificadas debido a la inestabilidad gravitatoria, formando estructuras que rápidamente se virializan⁴. Estas estructuras son llamadas halos de materia oscura debido a que los mismos adoptan formas aproximadamente esféricas y están dominadas por materia oscura. Los bariones son empujados hacia los pozos de potencial generados por la materia oscura y forman un halo de tamaño similar. Sin embargo, los procesos de enfriamiento radiativo permiten que el gas se enfríe y pierda su soporte de

³En esta tesis nos referiremos a la materia ordinaria (es decir, átomos, gas, estrellas, etc.) como bariones.

⁴Virialización se refiere a un estado estacionario del sistema en el cual su energía cinética es la mitad de su energía potencial.

presión. La conservación del momento angular⁵ permite que el gas, a medida que fluye hacia el centro, sea depositado sobre un disco de alta densidad soportado por rotación y en el que se pueden formar estrellas (White and Rees, 1978), similar a lo que se observa en galaxias espirales cercanas.

El modelo anterior, a pesar de ser extremadamente simple, ha permitido entender relativamente bien algunas de las propiedades generales de las galaxias como la Vía Láctea, pero ciertamente falla en los detalles. Esto es debido principalmente al hecho de que la formación de las galaxias no puede ser completamente entendida analíticamente, en parte debido a que las ecuaciones que describen el crecimiento de las estructuras como las galaxias son altamente no lineales, pero quizás la razón más seria es que la física involucrada en la evolución de la componente luminosa de las galaxias está lejos de ser simple y no es bien comprendida (por ejemplo, el gas puede condensarse y formar estrellas; las estrellas pueden morir e inyectar energía/momento y nuevos elementos químicos al gas circundante, etc.).

1.1.1 Las galaxias enanas en el marco de formación de galaxias

Esta tesis se focaliza en el estudio del contenido bariónico de las galaxias enanas. Antes de establecer una definición observacional práctica, nos gustaría aclarar que a lo largo de esta tesis, la palabra “enana” significa “pequeña” en términos de masa. Las galaxias enanas están definidas como sistemas estelares varias veces más pequeños que nuestra Vía Láctea (con masas estelares típicamente menores que algunas $10^{9.5} M_{\odot}$ ⁶).

Las galaxias enanas cercanas constituyen los únicos laboratorios para explorar su naturaleza en detalle. En particular, cualquier esperanza por comprender la formación y evolución de galaxias enanas requiere mediciones muy precisas de sus propiedades físicas internas, tales como enriquecimiento químico, historias de formación estelar, cinemática, contenido de materia oscura, perfiles de masa y luminosidad, que pueden ser derivados usando tanto técnicas fotométricas como espectroscópicas. Estos estudios requieren a menudo resolver las estrellas individuales de las galaxias, lo cual no fue posible sino hasta el advenimiento del telescopio espacial Hubble (HST por sus siglas en inglés), hace poco más de 20 años.

⁵Notar que a pesar de que el gas pierde energía, los fotones son emitidos isotrópicamente y el momento angular es una cantidad conservada.

⁶O masa total $\leq 10^{10} M_{\odot}$, lo cual se desprende de derivaciones recientes usando técnicas de ajuste de abundancias (ver por ejemplo, Guo et al., 2010; Moster et al., 2013).

Una definición observacional y práctica dada por Tolstoy et al. (2009) es la siguiente: *Una galaxia enana es un sistema estelar más débil que $M_B \leq -16$ y más espacialmente extendido que un cúmulo globular (ver Tammann, 1994)*. A pesar de que las galaxias enanas pueden ser clasificadas dentro de una diversidad morfológica - desde galaxias enanas esferoidales tempranas (dSph por sus siglas en inglés); galaxias enanas irregulares de tipo tardío (dIs); enanas ultra débiles (uFd); enanas azules compactas formadoras de estrellas (BCDs) y enanas ultra compactas (UCDs) - sus propiedades no evidencian una clara discontinuidad en sus características estructurales y cinemáticas cuando son comparadas con galaxias más grandes.

Observacionalmente, diagramas color-magnitud (CMD por sus siglas en inglés), han revelado que las galaxias enanas cercanas presentan un gran rango de poblaciones estelares e historias de formación estelar (por ejemplo, Mateo, 1998; Tolstoy et al., 2009; Weisz et al., 2014, 2011) y, análisis conjuntos usando CMDs y espectroscopía sugieren que muchas enanas poseen componentes estelares múltiples, con distintas concentraciones y cinemática (por ejemplo, Battaglia et al., 2006; Tolstoy et al., 2004, y referencias allí dentro). Entender los mecanismos que producen esta diversidad es de gran relevancia para la teoría de formación de galaxias, ya que codifica información muy valiosa sobre sus historias de ensamblado.

Desde un punto de vista teórico, el entendimiento de la formación y evolución de las galaxias enanas es uno de los mayores desafíos del modelo cosmológico actual y la teoría de formación de galaxias; cuando se compara el número de galaxias enanas alrededor de nuestra Vía Láctea con el número de halos suficientemente masivos en los que las mismas deberían formarse, aparecen importantes discrepancias. Este problema, usualmente denominado como “el problema de los satélites faltantes”, hace referencia al hecho de que el modelo Λ CDM predice un número mucho más grande de halos colapsados alrededor de la Vía Láctea (del orden de 10^4 en las simulaciones de más alta resolución), que los escasos 20-30 galaxias satélites que en realidad se observan (Klypin et al., 1999; Moore et al., 1999). Una manifestación similar del mismo problema aparece cuando se compara la función de masa de los halos de materia oscura con la función de luminosidad de las galaxias más débiles: para poder reconciliar la forma de ambas, la relación entre las función de masa y la masa estelar de las galaxias tiene que ser demasiado pronunciada, sugiriendo un corte abrupto en masa de halo $\sim 10^{10} M_\odot$ para poder formar una galaxia luminosa (ver por ejemplo, Guo et al., 2010; Moster et al., 2013). Una posible solución al faltante de satélites involucra a la

física pobremente entendida detrás del proceso de formación de galaxias. En este sentido, el “problema de los satélites faltantes” podría ser parafraseado como el “problema de la física faltante”. La física faltante se refiere a todos los procesos que podrían reducir la eficiencia de la formación de galaxias en escalas pequeñas: por ejemplo, remoción de gas de halos de baja masa debido a explosiones de supernova (Benson et al., 2003), calentamiento de gas a alto *redshift* debido a la reionización del Universo (Bullock et al., 2000), etc. El entendimiento de estos mecanismos es particularmente importante ya que algunos estudios han mostrado que el *feedback* estelar y la reionización podrían quedarse cortos para lograr ajustar las observaciones (por ejemplo, Brook et al., 2012; Scannapieco et al., 2011, y referencias allí dentro).

Esta tesis focaliza principalmente en el estudio de la historia del contenido bariónico de las galaxias enanas adentro de un ambiente similar al del Grupo Local, y para ello usamos simulaciones cosmológicas de N-cuerpos/Hidrodinámicas de alta resolución. Describiremos el código numérico y la física subyacente en la simulación en la siguiente sección.

1.2 Simulaciones numéricas

Para estudiar los distintos mecanismos que alteran el contenido bariónico de las galaxias enanas a través del tiempo usamos simulaciones cosmológicas de N-cuerpos/Hidrodinámicas, en las cuales las galaxias enanas (inmersas en un contexto cosmológico) son resueltas por varios miles de partículas. Estas simulaciones numéricas fueron construidas utilizando restricciones específicas para sus condiciones iniciales y utilizando un código particular para simularlas. En las siguientes secciones explicaremos brevemente los detalles.

1.2.1 El código de la simulación

La evolución de los bariones acoplada a la de la materia oscura es seguida usando el código Gadget-2 (Springel, 2005). Además de gravedad, los bariones son afectados por los siguientes procesos: presión debida al gas y choques hidrodinámicos; enfriamiento radiativo y calentamiento debido a un fondo de radiación ultravioleta (UV) uniforme; formación estelar y *feedback* de supernovas; vientos galácticos y enriquecimiento químico. El tratamiento hidrodinámico se basa en la técnica de “Hidrodinámica de Partículas Suavizadas” (o SPH por sus siglas en inglés), descrita por Springel and Hernquist (2003), y en dónde pueden consultarse detalles acerca de los algoritmos de formación estelar y *feedback*. Parte de la

energía del *feedback* estelar es invertida en la producción de vientos galácticos isotrópicos, modelados por partículas de gas eyectadas a una cierta velocidad v_w en direcciones aleatorias y desacopladas de las interacciones hidrodinámicas, hasta que su densidad caiga hasta un 10% de la densidad crítica del gas para formar estrellas.

El código además incluye un fondo de radiación UV isotrópico que evoluciona con el tiempo, el cual emula el impacto de la reionización del Universo en el proceso de formación de galaxias. En particular, usamos el espectro de [Haardt and Madau \(1996\)](#), el cual es “encendido” a *redshift* $z_{\text{reion}} = 6$. Seguimos explícitamente las abundancias de $H_0, H_+, He_0, He_+, He_{++}$ y e^- , pero despreciamos la contribución de los metales a la tasa de enfriamiento, así también como el efecto del *auto-blindaje* (o *self-shielding* en inglés) y enfriamiento debido a la excitación del hidrógeno molecular. El efecto de *auto-blindaje* se espera que tenga impacto solamente para gas denso y suficientemente frío (típicamente gas con $n_H > 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ y $T < 10^4 \text{ K}$ (ver, por ejemplo [Rahmati et al., 2013b](#)). Como nota [Schaye et al. \(2014\)](#), a estas altas densidad la radiación proveniente de fuentes estelares locales es por lo menos tan importante como la radiación proveniente del fondo de radiación UV (por ejemplo, [Rahmati et al., 2013a](#); [Schaye, 2001](#)). Ninguna de éstas es resuelta o implementada en la simulación que presentaremos más abajo, por lo que es poco probable que agregar algún tratamiento aproximado del efecto del *auto-blindaje* conduzca a una mejora en la precisión de la simulación. El código también ignora la foto-disociación de moléculas debido a la radiación Lyman-Werner (LW). La principal razón es que el código no sigue al hidrógeno molecular. No obstante, debido a nuestra resolución limitada, particularmente en el régimen de galaxias enanas, el tratamiento (en general crudo) del enfriamiento del gas y la formación estelar, creemos que cualquier intento de modelar esto no haría al modelo más realista sino, por el contrario, más complicado. Notamos también que [Christensen et al. \(2012\)](#) reporta que la inclusión de hidrógeno molecular y radiación LW produce que las galaxias dispongan de una mayor cantidad de gas frío, a pesar de que el efecto de incluir estos procesos es más bien pequeño.

Simular el efecto del *auto-blindaje* puede solo reducir el efecto del foto-calentamiento debido al fondo de radiación UV y, ayudado por la inclusión de hidrógeno molecular, permitiría que incluso más gas se enfríe y forme estrellas. Como bien notamos en los siguientes capítulos, la simulación que usamos en esta tesis permite que una gran cantidad de bariones se enfríen y se transformen en estrellas adentro de halos de baja masa, lo que indica que la misma fallaría en reproducir la función de masa estelar de las galaxias más débiles si fuese

Tabla 1.1 Valores adoptados del modelo multifase de [Springel and Hernquist \(2003\)](#).

β	T_{SN}	ρ_{th}	t_*	T_c	A_0	η	χ
0.1	$10^8 K$	0.12 cm^{-3}	3 Gyr	$2000 K$	1000	2	0.25

aplicada a un volumen cosmológico significativo. Debido a este defecto, los resultados de esta tesis deben ser considerados como valoraciones cualitativas de la importancia relativa de distintos efectos, más que predicciones cuantitativas de las propiedades reales de las galaxias enanas.

1.2.2 Formación estelar, *feedback* por supernovas, vientos galácticos y enriquecimiento químico

Además de seguir las propiedades hidrodinámicas de las partículas de gas, el código también incluye recetas físicas para la formación estelar, el *feedback* por supernovas, vientos galácticos y enriquecimiento metálico de acuerdo al modelo multifase de [Springel and Hernquist \(2003\)](#).

Las estrellas son modeladas como partículas no colisionales originadas estocásticamente a partir de partículas de gas en un intervalo temporal Δt con probabilidad $\exp[-(1-\beta)x\Delta t/t_*]$, siendo β la fracción de estrellas que explotan como supernova, t_* la escala temporal para la formación estelar y x la fracción local de gas que está contenido en nubes frías. Listamos los valores de los distintos parámetros del modelo en la Tabla 1.1. Permitimos que cada partícula de gas sea dividida en dos partículas estelares, de manera que las estrellas tienen masas que son la mitad de la masa de las partículas de gas iniciales. De acuerdo al modelo multifase, una vez que la densidad de las partículas de gas alcanzan una densidad crítica para formar estrellas, las mismas son tratadas como un medio multifase, y se comportan como “cajas cerradas”. En un intervalo temporal Δt , la metalicidad de las partículas de gas se incrementa en una cantidad $(1-\beta)y_*x\Delta t/t$, en donde y_* es el *yield* o eficiencia en la producción de metales. Siempre que una partícula de gas alcance una densidad más alta que la densidad crítica para formar estrellas, su metalicidad aumenta. Cuando se genera una nueva partícula estelar, su metalicidad es simplemente la metalicidad de la partícula de gas.

La simulación también incluye *feedback* por supernovas en forma de vientos galácticos (los cuales pueden transportar metales). Una partícula de gas es agregada estocásticamente al viento galáctico con probabilidad $\exp[\eta(1-\beta)x\Delta t/t_*]$, en la cual η es un coeficiente que acopla la masa de gas que es agregada al viento con la cantidad de gas que se transforma en estrellas. En términos del modelo multifase, la velocidad inicial de una partícula considerada como viento galáctico es:

$$v_w = \sqrt{\frac{2\beta\chi u_{SN}}{\eta(1-\beta)}}, \quad (1.1)$$

en la cual χ es la fracción de energía de supernova que es transportada por el viento.

En particular, asumimos que los vientos son isotrópicos, de manera que una partícula de gas con velocidad \mathbf{v} es agregada al viento simplemente “pateándola” hacia una dirección aleatoria, de manera que su nueva velocidad es $\mathbf{v} + \mathbf{n}v_w$, donde \mathbf{n} es un versor que apunta hacia una dirección aleatoria. De acuerdo a los parámetros listados en la Tabla 1.1, $v_w = 340 \text{ km s}^{-1}$.

1.2.3 Reionización del Universo y calentamiento radiativo

Como hemos dicho en las secciones anteriores, hay indicios que hacen pensar que el Universo se ionizó completamente en tiempos tempranos. La radiación proveniente de fuentes ionizantes ciertamente afecta la historia térmica del gas del cual se forman las galaxias. Para poder modelar la formación de las galaxias de manera consistente, las simulaciones numéricas deben tener en cuenta el impacto de este campo de radiación ionizante, y que además evoluciona en el tiempo.

La presencia de un campo de radiación cambia dramáticamente la función de enfriamiento neta del gas⁷, afectando así la formación de las galaxias. En ausencia de tal campo de radiación, la función neta de enfriamiento es proporcional al cuadrado de la densidad del gas ρ^2 , ya que ésta depende de colisiones entre átomos. Sin embargo, cuando se considera la presencia de un campo de radiación externo, el proceso de foto-calentamiento es proporcional a ρ , de manera que la función de enfriamiento neta no es más proporcional a ρ^2 . De esta manera, el enfriamiento radiativo domina sobre el foto-calentamiento en regiones de alta densidad, mientras que el foto-calentamiento domina sobre el enfriamiento

⁷La función de enfriamiento neta del gas es la diferencia entre el calentamiento y el enfriamiento, y determina el balance de energía del gas.

radiativo en regiones de baja densidad. Además, el foto-calentamiento puede cambiar las abundancias de las distintas especies iónicas del gas, las cuales, a su vez, afectan a la función de enfriamiento neta del gas (ver por ejemplo, [Katz et al., 1996](#); [Navarro and Steinmetz, 1997](#); [Weinberg et al., 1997](#)). A continuación delinearemos un modelo básico para tener en cuenta el impacto de un fondo de radiación externo en una simulación cosmológica.

Tasas de fotoionización y foto-calentamiento

La energía transportada por un campo de radiación isotrópico y homogéneo con intensidad media J_ν (en unidades de energía por unidad de área, ángulo sólido e intervalo de frecuencia), adentro de un área dA , en un rango de frecuencias $d\nu$ y durante un intervalo temporal dt es:

$$dE_\nu = 4\pi J_\nu dA dt d\nu, \quad (1.2)$$

el número de fotones por unidad de área, por unidad de tiempo, en un dado intervalo de frecuencias ν transportados por el campo es:

$$N_\nu = \frac{1}{h\nu} \frac{dE_\nu}{dA dt} = \frac{4\pi}{h\nu} J_\nu d\nu, \quad (1.3)$$

y el número de fotones por unidad de tiempo que colisionan una dada sección eficaz atómica σ es:

$$\frac{N_c(\nu)}{dt} = N(\nu)\sigma(\nu) = \frac{4\pi}{h_p\nu} J_\nu\sigma(\nu) d\nu. \quad (1.4)$$

Los átomos serán ionizados siempre que los fotones que los colisionen transporten suficiente energía. Fotones con energías por debajo de un cierto límite, no podrán ionizar a los átomos. Por ejemplo, fotones que transporten una energía por encima de $h_p\nu_L = 13.6$ eV serían capaces de ionizar átomos de hidrógeno neutro, pero fotones cuya energía sea menor que ese valor podrían simplemente excitarlo, pero no ionizarlo. Fotones con una energía incluso mayor ciertamente ionizarán a los átomos de hidrógeno, pero también inyectarán la energía residual ($h_p\nu - h_p\nu_L$) al gas. Teniendo esto en cuenta, las tasas de fotoionización y foto-calentamiento (es decir, el número de átomos por unidad de tiempo que son ionizados y la energía por unidad de tiempo que es inyectada al gas, respectivamente) para una dado átomo pueden escribirse como:

$$\Gamma_{\gamma i} = \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{4\pi J(\nu)}{h\nu} \sigma_i(\nu) d\nu \quad (1.5)$$

$$\epsilon_i = \int_{\nu_i}^{\infty} \frac{4\pi J(\nu)}{h\nu} \sigma_i(\nu) (h\nu - h\nu_i) d\nu, \quad (1.6)$$

en la cual ν_i y $\sigma_i(\nu)$ son la frecuencia de corte para ionizar a la especie i y su sección eficaz de fotoionización, respectivamente.

Calculando las abundancias bajo la influencia de una campo de radiación externo

El problema del cálculo de la función de enfriamiento neta del gas conlleva el problema del conocimiento de las abundancias y los estados de ionización de los distintos elementos del gas. Por simplicidad asumimos un gas ópticamente delgado, en equilibrio de ionización con un campo de radiación dado. El equilibrio de ionización asegura un balance entre la creación y la destrucción de las especies iónicas. Bajo estas circunstancias, el cálculo de las abundancias se reduce a resolver un conjunto de ecuaciones algebraicas relativamente sencillo. Si Γ_{ej} , $\Gamma_{\gamma j}$ y α_j representan la tasa de ionización colisional, la tasa de foto-calentamiento y la tasa de recombinación de la especie j , entonces el equilibrio de ionización implica que:

$$\Gamma_{eH_0} n_e n_{H_0} + \Gamma_{\gamma H_0} n_{H_0} = \alpha_{H^+} n_{H^+} n_e, \quad (1.7)$$

en donde hemos usado el hecho de que el número de átomos de hidrógeno que se ionizan por colisiones (es decir, interacciones libre-libre) es proporcional al número de átomos de hidrógeno neutro y al número de electrones libres. El segundo término en la ecuación anterior da cuenta del número de átomos que son ionizados debido a la energía inyectada por el campo de radiación externo. En caso de que la intensidad de este fondo de radiación sea despreciable, $\Gamma_{\gamma} \sim 0$. Usando argumentos similares, puede mostrarse que el equilibrio de ionización implica también que:

$$\Gamma_{eHe_0} n_e n_{He_0} + \Gamma_{\gamma He_0} n_{He_0} = \alpha_{He^+} n_{He^+} n_e + \alpha_d n_{He^+} n_e, \quad (1.8)$$

en donde el segundo término del lado derecho de la ecuación da cuenta de la recombinación dielectrónica (ver por ejemplo, Burgess, 1965). Finalmente, para el helio doblemente ionizado se obtiene:

$$\Gamma_{e\text{He}^+} n_e n_{\text{He}^+} + \Gamma_{\gamma\text{He}^+} n_{\text{He}^+} = \alpha_{\text{He}^{++}} n_{\text{He}^{++}} n_e. \quad (1.9)$$

Además, si el sistema es cerrado, podemos considerar las ecuaciones de conservación. Si n_H es la densidad numérica de átomos de hidrógeno, entonces:

$$n_{\text{H}^+} = n_H - n_{\text{H}_0}. \quad (1.10)$$

y la densidad electrónica es:

$$n_e = n_{\text{H}^+} + n_{\text{He}^+} + 2n_{\text{He}^{++}}. \quad (1.11)$$

Si X e Y son las abundancias primordiales de hidrógeno y helio, entonces $n_H = \rho X / m_p$, siendo m_p la masa del protón. La densidad de helio puede escribirse como:

$$n_{\text{He}} / n_H = y = \frac{Y}{1 - Y} \quad (1.12)$$

Una vez que las tasas de reionización y recombinación son conocidas, las ecuaciones previas proveen una manera directa de encontrar las abundancias del sistema (n_{H_0} , n_{H^+} , n_{He_0} , n_{He^+} , $n_{\text{He}^{++}}$ y n_e). En efecto, insertando la Ecuación 1.10 en la Ecuación. 1.7, la abundancia de hidrógenos neutro es:

$$n_{\text{H}_0} = n_H \alpha_{\text{H}^+} / (\alpha_{\text{H}^+} + \Gamma_{\text{H}_0} + \Gamma_{\gamma\text{H}_0} / n_e). \quad (1.13)$$

De la Ecuación 1.10, la abundancia de hidrógeno ionizado es:

$$n_{\text{H}^+} = n_H - n_{\text{H}_0}. \quad (1.14)$$

Insertando la Ecuación 1.9 en la Ecuación 1.12, y reemplazando en la Ecuación 1.8, la abundancia de helio ionizado es:

$$n_{\text{He}^+} = \frac{n_{\text{H}} y}{1 + \frac{\alpha_{\text{He}^+} + \alpha_d}{\Gamma_{\text{He}^0} + \Gamma_{\gamma\text{He}^0}/n_e} + \frac{\Gamma_{\text{He}^+} + \Gamma_{\gamma\text{He}^+}/n_e}{\alpha_{\text{He}^{++}}}}. \quad (1.15)$$

De la Ecuación 1.8, la abundancia de helio neutro es:

$$n_{\text{He}^0} = n_{\text{He}^+} \frac{\alpha_{\text{He}^+} + \alpha_d}{\Gamma_{\text{He}^0} + \Gamma_{\gamma\text{He}^0}/n_e}. \quad (1.16)$$

De la Ecuación 1.9, la abundancia de helio doblemente ionizado es:

$$n_{\text{He}^{++}} = \frac{n_{\text{He}^+}}{\alpha_{\text{He}^{++}}} (\Gamma_{\text{He}^+} + \Gamma_{\gamma\text{He}^+}/n_e). \quad (1.17)$$

Finalmente, de la Ecuación 1.11, la densidad electrónica es:

$$n_e = n_{\text{H}^+} + n_{\text{He}^+} + 2n_{\text{He}^{++}}. \quad (1.18)$$

Las tasas de ionización y recombinación dependen sólo de la temperatura del gas y las mismas son bien conocidas (ver por ejemplo, [Katz et al., 1996](#)). Por completitud, las listamos en la Tabla 1.2. Siempre que la intensidad del fondo de radiación sea despreciable, Γ_{γ} desaparece y el sistema de ecuaciones anteriores puede resolverse trivialmente; de lo contrario, el cálculo de las abundancias involucra el conocimiento de la densidad electrónica, la cual a su vez depende de las abundancias de los demás elementos. Bajo estas circunstancias, el sistema de ecuaciones debe ser resuelto de manera iterativa, usando $n_e \sim n_{\text{H}}$ como primera aproximación. Además, como hemos dicho anteriormente, la fotoionización también inyecta energía residual al gas, y esto puede ser tratado como un término fuente en la ecuación que gobierna el balance energético del gas:

$$H = n_{\text{H}^0} \epsilon_{\text{H}^0} + n_{\text{He}^0} \epsilon_{\text{He}^0} + n_{\text{He}^+} \epsilon_{\text{He}^+}, \quad (1.19)$$

donde ϵ_i es la energía por unidad de tiempo inyectada al sistema cuando se fotoioniza a la especie i .

Tabla 1.2 Tasas de ionización colisional y recombinación (tomadas de [Katz et al., 1996](#)).

Parámetro	Valor
α_{H^+}	$8.4 \times 10^{-11} T^{-1/2} T_3^{-0.2} (1 + T_6^{0.7})^{-1}$
α_{He^+}	$1.5 \times 10^{-10} T^{-0.6453}$
α_d	$1.9 \times 10^{-3} T^{-1.5} e^{-470000.0/T} (1 + 0.3e^{-94000.0/T})$
$\alpha_{He^{++}}$	$3.36 \times 10^{10} T^{-1/2} T_3^{-0.2} (1 + T_6^{0.7})^{-1}$
Γ_{eH_0}	$5.85 \times 10^{-11} T^{1/2} e^{-157809.1/T} (1 + T_5^{1/2})^{-1}$
Γ_{eHe_0}	$2.38 \times 10^{-11} T^{1/2} e^{-285335.4/T} (1 + T_5^{1/2})^{-1}$
Γ_{eHe^+}	$5.68 \times 10^{-12} T^{1/2} e^{-631515.0/T} (1 + T_5^{1/2})^{-1}$

1.2.4 Cálculo de las tasas de fotoionización y foto-calentamiento

El cálculo de las tasas de fotoionización y foto-calentamiento involucra el conocimiento de la sección eficaz de foto-ionización del átomo y el espectro del fondo de radiación. No obstante, el único parámetro libre es el espectro, ya que que las secciones eficaces son bien conocidas (ver por ejemplo, [Osterbrock, 1989](#)). Nosotros usamos el espectro de [Haardt and Madau \(1996\)](#), el cual evoluciona con el tiempo y da cuenta de las absorciones y el reprocesamiento de la radiación proveniente de QSOs por sistemas de absorción discretos. Para actualizar las abundancias y la historia térmica del gas simulado, usamos las tasas de fotoionización y foto-calentamiento para el hidrógeno y el helio mostradas en la Figura 1.1.

1.2.5 Constrained Local Universe Simulations (CLUES)

La simulación numérica usada a lo largo de esta tesis es parte del proyecto CLUES. Las distintas simulaciones de CLUES evolucionan realizaciones del Universo local imitando su distribución de masa en escalas grandes, así también como los efectos tidales que actúan sobre él. Estas simulaciones han sido presentadas en [Gottloeber et al. \(2010\)](#) y distintos aspectos de ellas han sido reportados en trabajos recientes (por ejemplo, [Benítez-Llambay et al., 2013, 2014](#); [Di Cintio et al., 2012](#); [Knebe et al., 2011](#); [Libeskind et al., 2010](#); [Yepes et al., 2014](#)). Incluimos una descripción resumida de las mismas por completitud; los detalles completos puede ser consultados en las referencias anteriores o en la página web del proyecto⁸.

⁸www.clues-project.org

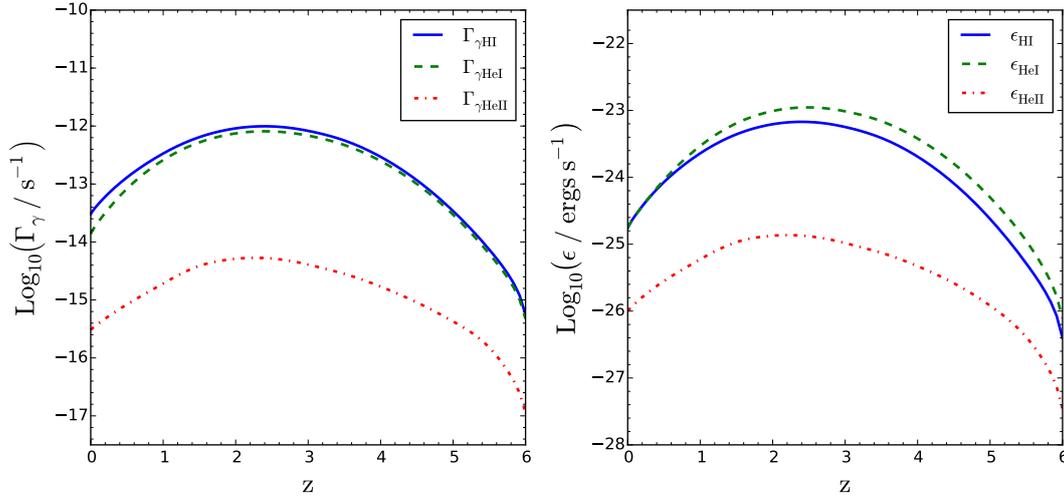


Fig. 1.1 Tasas de fotoionización (panel izquierdo) y foto-calentamiento (panel derecho) para el hidrógeno y el helio como función del *redshift*. Los cálculos fueron hechos asumiendo el espectro de [Haardt and Madau \(1996\)](#)

En un nivel más técnico podemos decir que las condiciones iniciales de la simulación fueron generadas usando el algoritmo de [Hoffman and Ribak \(1991\)](#), el cuál fija una realización de un campo Gaussiano aleatorio sobre una malla uniforme de 256^3 celdas para reproducir las perturbaciones en gran escala del Universo local. Para incrementar la resolución, se hace luego una realización libre, a la resolución deseada, y se sustituyen los modos más bajos con los modos fijados anteriormente. De esta manera, las condiciones iniciales resultantes de alta resolución consisten en modos altos libres y modos bajos fijados de antemano. (ver por ejemplo, [Klypin et al., 2003](#); [Kravtsov et al., 2002](#); [Yepes et al., 2014](#), y referencias allí dentro para más detalles).

Este tipo de realización fuerza la estructura en gran escala (típicamente estructuras más grandes que algunos Mpc), de manera que hay que hacer muchas realizaciones diferentes hasta obtener una en la que aparezca un candidato del Grupo Local (es decir, con dos halos en la posición correcta respecto al súper cúmulo local, y con velocidad radiales relativas consistente con las observaciones). El equipo de CLUES consideró típicamente doscientas realizaciones para poder obtener tres candidatos.

Tabla 1.3 Parámetros principales de la simulación cosmológica. Los parámetros cosmológicos son consistentes con la derivación de WMAP-3 (Spergel et al., 2007).

Ω_M	Ω_b	Ω_Λ	h	σ_8	n	M_{drk}	M_{gas}	M_{str}	ϵ
0.24	0.042	0.76	0.73	0.75	0.95	$2.87 \times 10^5 M_\odot$	$6.06 \times 10^4 M_\odot$	$3.03 \times 10^4 M_\odot$	137 pc

Simulaciones *Zoom-in*.

Para poder estudiar las propiedades internas, la formación y evolución de los candidatos a Grupo Local (y de sus galaxias enanas), necesitamos simulaciones muy detalladas. Por esta razón hemos considerado una de las realizaciones del Grupo Local, en la cual se sigue la evolución de las partículas adentro de una caja periódica de ~ 87.7 Mpc en la que, además, la estructura en gran escala está fijada para reproducir las observaciones del Universo local como hemos explicado anteriormente. Para aumentar la resolución de la región en la que se forma el Grupo Local, se utilizó una técnica de *zoom-in* como se explica en Klypin et al. (2001). Básicamente, la idea es construir las condiciones iniciales a la resolución más alta que se necesita, y entonces disminuir la resolución gradualmente a medida que se incrementa la distancia al volumen *lagrangiano* ocupado por las partículas que formarán al Grupo Local. Esta aproximación permite aprovechar la mayor parte del poder computacional en simular la evolución de la región seleccionada, preservando los efectos tidales que operan en ella. La Figura 1.2 muestra la distribución de la materia oscura para las partículas de alta y baja resolución adentro de la caja simulada. En *redshift* $z = 40$, el Universo es prácticamente homogéneo y el volumen *lagrangiano* del Grupo Local está ocupado por las partículas de alta resolución. En *redshift* $z = 0$, el volumen *lagrangiano* del Grupo Local ha colapsado hacia una región aproximadamente esférica, y pueden verse en la parte de abajo las estructuras en gran escala que habían sido fijadas de antemano, tales como el cúmulo de Virgo.

Nuestro estudio se beneficia de una realización particular que asume parámetros cosmológicos compatibles con mediciones del tercer año de WMAP (Spergel et al., 2007): $\Omega_M = 0.24$; $\Omega_b = 0.042$; $\Omega_\Lambda = 0.76$; parámetro de Hubble $h = 0.73$; $\sigma_8 = 0.75$; y $n = 0.95$. La fracción universal de bariones es así $f_{\text{bar}} = \Omega_b / \Omega_M = 0.1734$. La simulación evoluciona una caja cosmológica de lado $L_{\text{box}} = 87.7$ Mpc desde *redshift* $z = 100$ hasta $z = 0$ e incluye una región de alta resolución en la que se forma el Grupo Local, el cual, en $z = 0$, está contenido en una esfera de radio ~ 2.74 Mpc. Como hemos dicho anteriormente, esta región ha sido seleccionada de manera de contener dos halos masivos con posiciones, veloci-

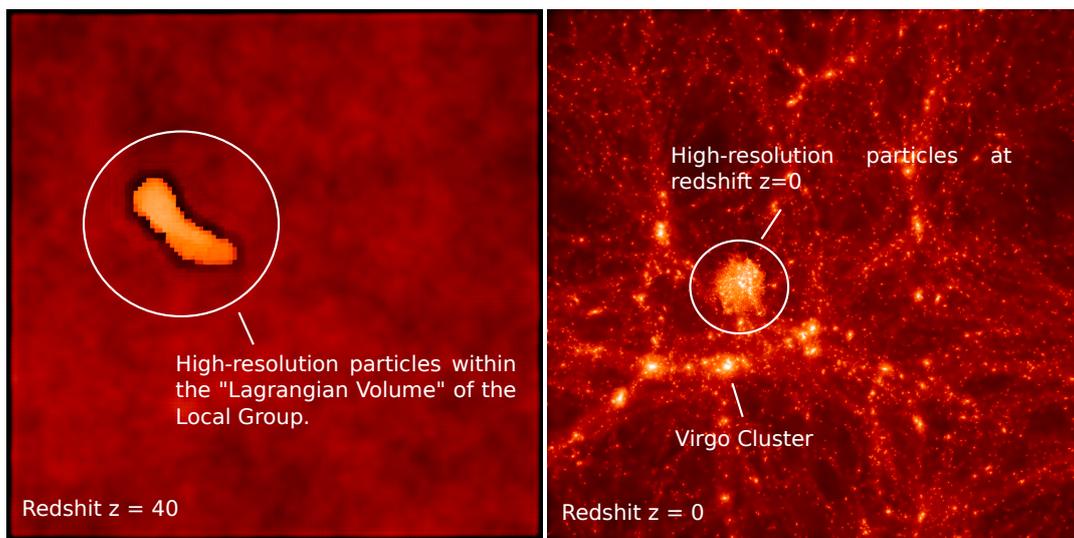


Fig. 1.2 Distribución de materia oscura adentro de una caja de ~ 87.7 Mpc en *redshift* $z = 40$ (panel izquierdo) y *redshift* $z = 0$ (panel derecho). Esta figura muestra cómo se lleva a cabo la técnica de *zoom-in* para incrementar la resolución de la región en la cuál se forma el Grupo Local. El volumen *lagrangiano* del Grupo Local es llenado por un gran número de partículas de baja masa. Las partículas afuera de este volumen aseguran que los efectos tidales debido a las estructuras en gran escala, tales el cúmulo de Virgo, operen sobre el Grupo Local. Las imágenes fueron renderizadas con el código de visualización Py-SPHViewer (ver el apéndice A para detalles).

dades relativas y masas consistentes con las estimaciones para la Vía Láctea y la galaxias de Andrómeda.

La región del Grupo Local es simulada con $\sim 5.29 \times 10^7$ partículas de materia oscura de masa $m_{\text{dk}} = 2.87 \times 10^5 M_{\odot}$ y el mismo número de partículas de gas, cada una de masa $m_{\text{gas}} = 6.06 \times 10^4 M_{\odot}$, respectivamente. La longitud de ablandamiento o *softening* gravitatorio es $\epsilon_g \sim 137$ pc, y es mantenido fijo en coordenadas comóviles. Las estrellas son modeladas como partículas no colisionales de masa $m_{\text{str}} = 3.03 \times 10^4 M_{\odot}$, generadas a partir de las partículas de gas cuando las mismas cumplen ciertas condiciones (Ver Sección 1.2.2 para más detalles sobre la formación estelar). Afuera de la región de alta resolución, la simulación incluye sólo partículas de materia oscura de baja resolución. La masa de estas partículas aumenta a medida que se incrementa su distancia al baricentro del Grupo Local, y proveen las perturbaciones debido a la estructura en gran escala. Listamos los parámetros relevantes de la simulación en la Tabla 1.3.

La alta resolución de la simulación nos permite estudiar propiedades de galaxias de baja masa inmersas en un contexto cosmológico con gran detalle. En efecto, la masa efectiva por partícula en la simulación es $m_{\text{gas}} + m_{\text{dkr}} \sim 3 \times 10^5$, lo cual implica que un sistema de masa $M_{\text{lower}} = 3 \times 10^9 M_{\odot}$ es resuelto por $\sim 10^4$ partículas. En la Figura 1.3 mostramos la distribución de materia oscura y gas circundante a los dos halos principales en la simulación CLUES, análogos a la Vía Láctea y Andrómeda.

1.2.6 Esquema de la tesis

Esta tesis está dividida en cuatro capítulos y dos apéndices. En el capítulo 2 estudiamos el contenido bariónico de galaxias enanas usando la simulación CLUES y mostramos que el “despojo debido a la presión de barrido”⁹, un mecanismo muy importante para regular la formación estelar en cúmulos de galaxias y en galaxias satélites, puede operar también en halos de baja masa aislados a medida que los mismos viajan a través de la intrincada “telaraña” o “red” cósmica¹⁰. Este resultado constituye un paso hacia adelante en nuestro entendimiento de los distintos mecanismos que alteran el contenido bariónico de las galaxias enanas, y puede ayudar a explicar la escasez de galaxias enanas comparada con la gran cantidad de halos de baja masa esperados en el modelo Λ CDM, así también como la gran diversidad de historias de formación estelar observadas en las galaxias enanas cercanas.

⁹Más comúnmente *ram-pressure stripping* en inglés

¹⁰Conocida normalmente como *cosmic-web* en inglés

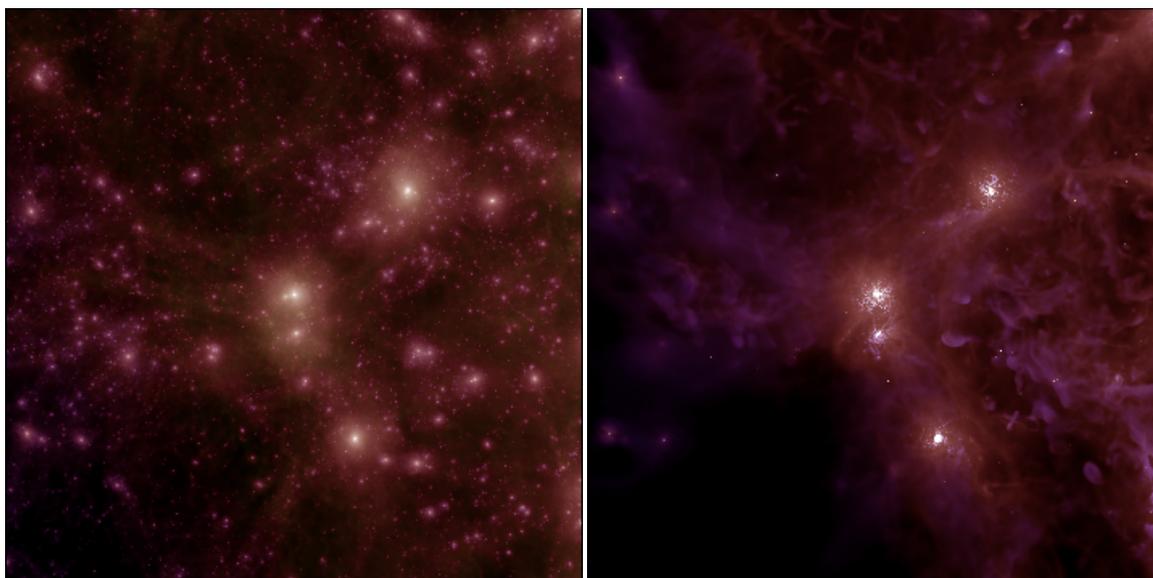


Fig. 1.3 Distribución de materia oscura (panel izquierdo) y gas (panel derecho) en la simulación CLUES adentro de una caja de ~ 1.4 Mpc, centrada en la galaxia análoga a Andrómeda. Se muestran también la Vía Láctea (halo inferior) y la galaxia del Triángulo (halo superior). La materia oscura y el gas han sido coloreados de acuerdo a su velocidad de dispersión y a su temperatura respectivamente. Las imágenes fueron renderizadas usando el código de visualización Py-SPHViewer (ver Apéndice A para detalles).

En el capítulo 3 estudiamos las historias de formación estelar de las galaxias enanas para identificar el impacto que tuvo la reionización en su evolución. Para ello, compilamos de la literatura los datos de las galaxias enanas cuyas historias de formación estelar han sido medidas con relativa precisión. Encontramos que la tasa de formación estelar de las enanas cercanas disminuye estadísticamente a valores más bajos que los valores promedios en tiempos intermedios ($4 < t/Gyr < 8$). Identificamos en CLUES un conjunto de galaxias que muestran el mismo comportamiento que las observaciones y concluimos que esta disminución en la actividad de formación estelar sería la huella típica que la reionización del Universo imprimió en las galaxias enanas.

En el capítulo 4, estudiamos el origen de las poblaciones estelares múltiples en galaxias enanas. Las observaciones de enanas han revelado que ellas contienen usualmente componentes estelares múltiples. En general, la población joven y/o más metálica está más concentrada hacia el centro que su contraparte estelar más vieja y/o menos metálica. Para entender cómo se forman estas componentes, estudiamos un conjunto de galaxias enanas simuladas de CLUES, las cuales también muestran componentes estelares múltiples. En todos los casos, la población estelar joven se encuentra más concentrada hacia el centro que la componente estelar vieja, en buen acuerdo con las observaciones. Trazamos el origen de esta segregación espacial a fusiones entre galaxias enanas: las estrellas más viejas se forman típicamente en distintos “aglomerados” estelares antes de ensamblarse a la galaxias. Por el contrario, la población estelar joven se forma luego de que las fusiones han cesado, a partir de gas que puede enfriarse y alcanzar el centro de la galaxia antes de formar estrellas. Concluimos que las fusiones entre galaxias enanas es un mecanismo viable para explicar los gradientes de edad, metalicidad y cinemática observados en galaxias enanas cercanas.

En el apéndice A introducimos Py-SPHviewer, un código computacional muy flexible para visualizar y explorar simulaciones cosmológicas interactivamente usando Python. Este código es un subproducto de esta tesis y nos hemos beneficiado de su uso para obtener la mayoría de los resultados que presentamos en los siguientes capítulos.

Finalmente, las definiciones usadas comúnmente a lo largo de esta tesis se presentan en el apéndice B.

Capítulo 2

Las Galaxias Enanas y la “Telaraña Cósmica”

2.1 Resumen ¹

Usamos una simulación cosmológica de la formación del Grupo Local de Galaxias para identificar un mecanismo que permite la remoción de bariones de halos de baja masa sin apelar al *feedback* o a la reionización. A medida que el Grupo Local se forma, la materia ligada a él desarrolla una red de filamentos y “panqueques”. Esta “telaraña” de gas y materia oscura barre un gran volumen, atravesando numerosos halos a su paso. El contenido de materia oscura de estos halos no es afectado, pero su gas puede ser removido eficientemente debido a la “presión de barrido”. La pérdida de gas es especialmente pronunciada en halos de baja masa debido a su baja energía de ligadura, y tiene un efecto dramático en sus historias de formación estelar. Esta remoción de gas debido a la interacción con la “telaraña” o “red” cósmica puede ayudar a explicar la escasez de galaxias enanas comparadas con la gran cantidad de halos de baja masa esperados en el modelo Λ CDM así también como la gran diversidad de historias de formación estelar y morfologías características de las galaxias más débiles. A pesar de que nuestro resultado está basado en una única simulación de alta resolución, es probable que la interacción hidrodinámica de las galaxias enanas con la “telaraña cósmica” sea un ingrediente crucial hasta ahora no tenido en cuenta en los modelos de formación de galaxias.

¹Basado en A. Benítez-Llambay, J. F. Navarro, M. G. Abadi, S. Gottlöber, Y. Hoffman, G. Yepes & M. Steinmetz, *ApJL*, 763, L41 (2013).

2.2 Introducción

Un problema de larga data concierne a la diferencia notable entre la forma de la función de masa estelar de las galaxias y la función de masa en escalas de galaxias enanas predicha por el modelo de materia oscura fría (White and Rees, 1978): las galaxias enanas son mucho menos numerosas que los halos, en principio, suficientemente masivos como para hospedarlas (Klypin et al., 1999; Moore et al., 1999). Esto es usualmente reconciliado apelando a procesos bariónicos que reducen drásticamente la eficiencia de formación de galaxias en halos de baja masa. Para ajustar los últimos datos de agrupamiento y abundancias, los modelos recientes (Guo et al., 2010; Moster et al., 2010) requieren que muy pocas galaxias se formen en halos de masa virial² $\sim 10^{10} M_{\odot}$. Además, estos modelos sugieren una relación muy pronunciada entre la masa de las galaxias enanas y la masa de sus halos, de manera que se espera que la mayoría de las galaxias enanas se formen en halos de un pequeño rango de masas viriales.

Se piensa que estas escalas surgen de los efectos combinados de la fotoionización debida al fondo de radiación cósmico UV (ver por ejemplo, Bullock et al., 2000) y a la energía del *feedback* estelar (por ejemplo, Benson et al., 2003). Sin embargo, hay indicios de que estos mecanismos podrían quedar cortos por sí solos. La radiación ionizante puede evitar efectivamente la acreción de gas sólo en halos con masas debajo de $10^9 M_{\odot}$ (Crain et al., 2007); a su vez, la energía requerida de *feedback* para regular la formación estelar parece exceder aquella que es liberada por las supernovas (ver por ejemplo, Brook et al., 2012; Scannapieco et al., 2011, y referencias allí dentro), una dificultad que es incluso exacerbada por la baja eficiencia con la que el *feedback* se acopla con el medio circundante. Esto es especialmente cierto para las galaxias más débiles, en las cuales el pequeño número de estrellas excluye al *feedback* como la fuente energética más importante, a menos que se invoquen modificaciones “ad hoc” de la Función Inicial de Masa (IMF por sus siglas en inglés) (Peñarrubia et al., 2012).

Finalmente, existe una creciente evidencia observacional de que muchas galaxias enanas se forman en halos con masas muy por debajo de $10^{10} M_{\odot}$ (Boylan-Kolchin et al., 2011; Ferrero et al., 2012), planteando inquietudes sobre la validez general de los supuestos de que las galaxias enanas habitan halos relativamente masivos. Identificar un mecanismo adicional que sea capaz de reducir la eficiencia de la formación de las galaxias en halos de baja masa ayudaría a aliviar las preocupaciones de que, para ajustar las observaciones al

²Para detalles sobre la definición de las cantidades viriales, referimos al lector al Apéndice B.

modelo Λ CDM, serían necesarias modificaciones al paradigma actual (tales como asumir una partícula de “materia oscura tibia” o WDM por sus siglas en inglés). En este capítulo mostramos que la “presión de barrido”, un mecanismo largamente atribuido como importante para regular la formación estelar en cúmulos de galaxias y galaxias satélites (por ejemplo, [Abadi et al., 1999](#); [Gunn and Gott, 1972](#); [McCarthy et al., 2008](#), y referencias allí dentro), puede también operar en halos de baja masa aislados a medida que los mismos viajan a través de la “telaraña” o “red” cósmica.

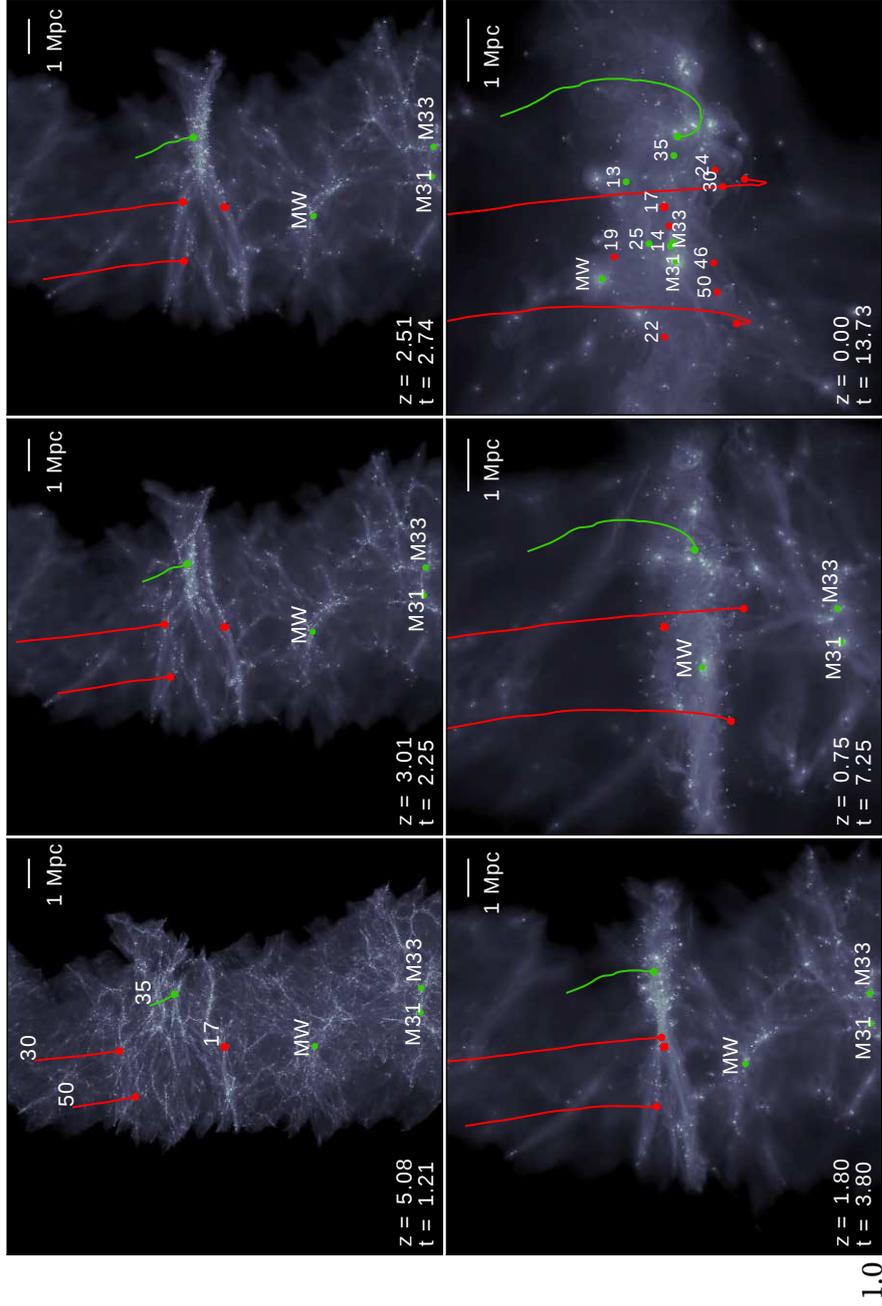


Fig. 2.1 Distribución de gas en la región de alta resolución de la simulación para distintos tiempos. La posición de los tres sistemas más masivos, análogos a las galaxias principales del Grupo Local, se indican con los nombres “MW”, “M31” y “M33”, respectivamente. Las galaxias centrales de los halos que exceden $10^{10} M_{\odot}$, y que se encuentran adentro de ~ 1.8 Mpc del baricentro del Grupo Local en $z = 0$, son numerados en el panel inferior derecho. Las curvas sólidas trazan la posición de algunos halos de baja masa, elegidos para ilustrar su interacción con el “panqueque” que se forma en $z \sim 2$. Los trazos comienzan en $z = 4$ y terminan en la posición actual de cada galaxia. Las imágenes fueron renderizadas utilizando el código de visualización Py-SPHViewer (ver Apéndice A para detalles).

2.3 Resultados

Abordamos estos problemas usando una simulación de la formación de un Grupo Local del proyecto CLUES (ver Sección 1.2 para detalles sobre la simulación numérica).

La Figura 2.1 muestra la evolución de la componente gaseosa de la región de alta resolución. Los nombres identifican a las posiciones de los tres halos principales, en los cuales las galaxias análogas a la Vía Láctea, M31, y M33 se forman. Muchas otras galaxias se forman en halos de menor masa, así también como en “subhalos” de las tres galaxias espirales principales; vamos a excluir del análisis que sigue a todas las galaxias satélites y focalizaremos sólo en galaxias centrales a cada halo, con masas viriales $M_{200} > 10^{10} M_{\odot}$. Esta elección asegura que las propiedades que estamos estudiando no sean influenciadas por efectos tales como “despojo tidal”³, que surge de las interacciones de una galaxia con el halo de un sistema más masivo.

La evolución de la componente gaseosa mostrada en la Fig. 2.1 es similar a la de la materia oscura (que no es mostrada) cuando se mira en estas mismas escalas, y muestra un desarrollo temprano de características altamente no esféricas tales como filamentos y “panqueques”, que caracterizan la formación de estructuras en el modelo Λ CDM. Los trazos que cruzan la figura muestran las trayectorias de varias galaxias enanas e ilustran los caminos que las mismas siguen a medida que se ensamblan al Grupo Local. Una de estas galaxias (identificada como “17”) está en reposo en el origen del marco de referencia).

La Figura. 2.2 resume las propiedades de estas galaxias⁴ en $z = 0$. El panel superior derecho muestra que las galaxias simuladas forman dos grupos, uno de sistemas que son formadores de estrellas a tasas comparables con su tasa de formación estelar promedio (triángulos verdes) y un segundo grupo en donde la formación estelar ha cesado (círculos rojos)⁵. Este último grupo esta constituido por galaxias que han perdido la mayor parte de sus bariones durante su evolución; de hecho, ninguna de estas galaxias ha sido capaz de retener más del $\sim 20\%$ de sus bariones adentro de su radio virial (panel inferior izquierdo). Sería tentador atribuir la pérdida de bariones al efecto de los vientos galácticos, pero hay galaxias que han retenido más bariones (panel inferior izquierdo) y en donde la formación estelar ha continuado hasta el presente (panel superior derecho), a pesar de haber formado una mayor cantidad de estrellas en total, y habitar halos de masa virial similar.

³“despojo tidal” hace referencia al término más comúnmente utilizado de la lengua inglesa “tidal stripping”.

⁴Calculamos las propiedades de las galaxias adentro del radio galáctico r_c . Ver Apéndice. B para detalles.

⁵Calculamos la tasa de formación estelar actual de las galaxias midiendo la masa estelar formada durante los últimos 2 Gyr .

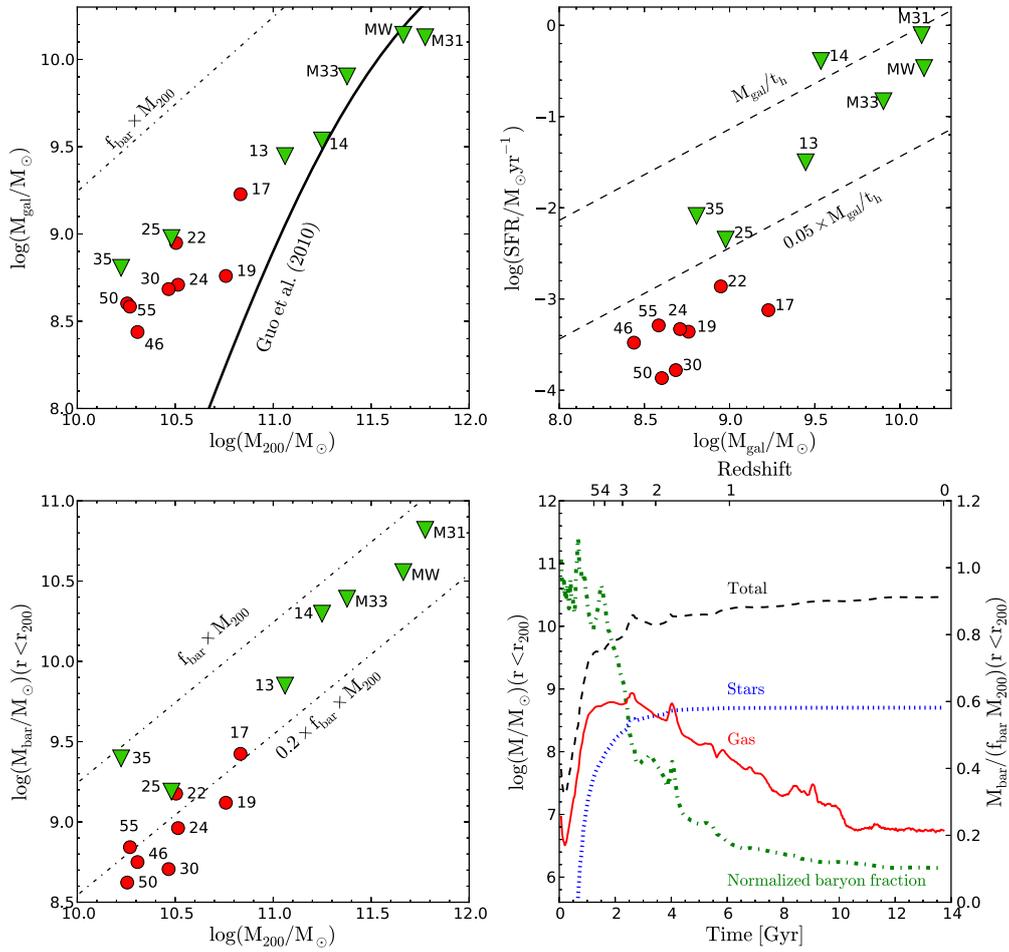


Fig. 2.2 Masa estelar adentro del radio galáctico (panel superior izquierdo) y masa bariónica total adentro del radio virial (panel inferior izquierdo) en función de la masa virial del halo. El panel superior derecho muestra la tasa de formación estelar actual en función de la masa estelar de las galaxias. Pueden identificarse dos poblaciones: (i) galaxias que forman estrellas con tasas comparables a su tasa de formación estelar promedio (triángulos verdes), y (ii) aquellas en donde la formación estelar ha cesado (triángulos rojos). Las galaxias de este último grupo han perdido más del $\sim 80\%$ de sus bariones disponibles. A una dada masa de halo, estas galaxias han formado sustancialmente menos estrellas que sus contrapartes formadoras, lo que sugiere que la pérdida de bariones y la falta de formación estelar no se debe al *feedback* estelar. La evolución de la masa adentro del radio virial de una de estas galaxias (galaxia “30”) ilustra la pérdida repentina de bariones que resulta del efecto de la “presión de barrido” luego de cruzar un “panqueque” de la estructura en gran escala a $z \sim 2$ (panel inferior derecho). La masa virial es prácticamente el doble luego de esto, pero la masa total bariónica apenas crece; en $z = 0$ el contenido bariónico del halo es menos del 10% de lo esperado de la fracción universal.

Una pista sobre el origen de las galaxias pobres en bariones, y que no forman estrellas, la provee el panel inferior derecho de la misma figura. Este panel muestra la evolución de la masa adentro del radio virial del progenitor principal de la galaxia 30. Las curvas sólida y punteada indican la masa contenida en la componente gaseosa y estelar respectivamente (la curva a trazos indica la masa total; ver escala de la izquierda), mientras que la curva verde a trazos punteada indica la fracción bariónica del sistema, $M_{\text{bar}}/(f_{\text{bar}} M_{200})$ (ver escala de la derecha), en donde M_{bar} es la suma de la masa gaseosa y estelar y $f_{\text{bar}} = \Omega_b/\Omega_M$ es la fracción bariónica universal. Esto muestra que la mayoría de los bariones son perdidos durante un período de tiempo muy corto, entre $z = 3$ y $z = 2$. Muy pocas estrellas se forman luego de $z = 3$, de manera que la pérdida de bariones no puede ser debido solamente a los vientos galácticos.

La pérdida de los bariones que destacamos anteriormente es la principal razón por la cual esta galaxia ha detenido su formación estelar. De hecho, la formación estelar cesa en la galaxia 30 justo después de $z \sim 2$, como puede verse en el panel del lado derecho de la Figura 2.3, en donde mostramos la distribución de las edades estelares de las galaxias 30, 50 y 17. Las tres galaxias tienen historias de formación estelar similares, y detienen su formación estelar aproximadamente al mismo tiempo. Sus historias de formación estelar difieren marcadamente de aquellas galaxias que están formando estrellas a $z = 0$, tres de las cuales se muestran en el panel del lado izquierdo de la Figura 2.3.

¿Qué determina la historia de formación estelar de las galaxias 30, la cual es similar a las historias de formación estelar de las galaxias 17 y 50? No es la masa de sus halos; por ejemplo, la masa virial de la galaxia 35 es similar a la de las galaxias 50, pero aquella sigue formando estrellas en $z = 0$ a una tasa que aproximadamente 50 veces más alta. Podemos ganar cierta intuición si consideramos en más detalle las trayectorias de las galaxias 17, 30, y 50, mostradas en la Figura 2.1. Esta figura revela una característica común en la evolución de estas tres galaxias: todas ellas cruzan, más o menos simultáneamente, un gran “panqueque” de gas en $z \sim 2$. En el sistema de referencia elegido para el gráfico (donde la galaxia 17 se encuentra en reposo), el “panqueque” atraviesa a la galaxia 17 en $z \sim 1.8$; las galaxias 30 y 50 alcanzan al “panqueque” aproximadamente al mismo tiempo.

Un análisis más detallado de la interacción entre la galaxia y el “panqueque” se presenta en la Figura 2.4, en donde mostramos los perfiles de densidad y velocidad de la galaxia 17 y el “panqueque” en dos tiempos diferentes (justo antes y después de la interacción). Los dos paneles de la izquierda muestran la distribución de gas (coloreada de acuerdo a una

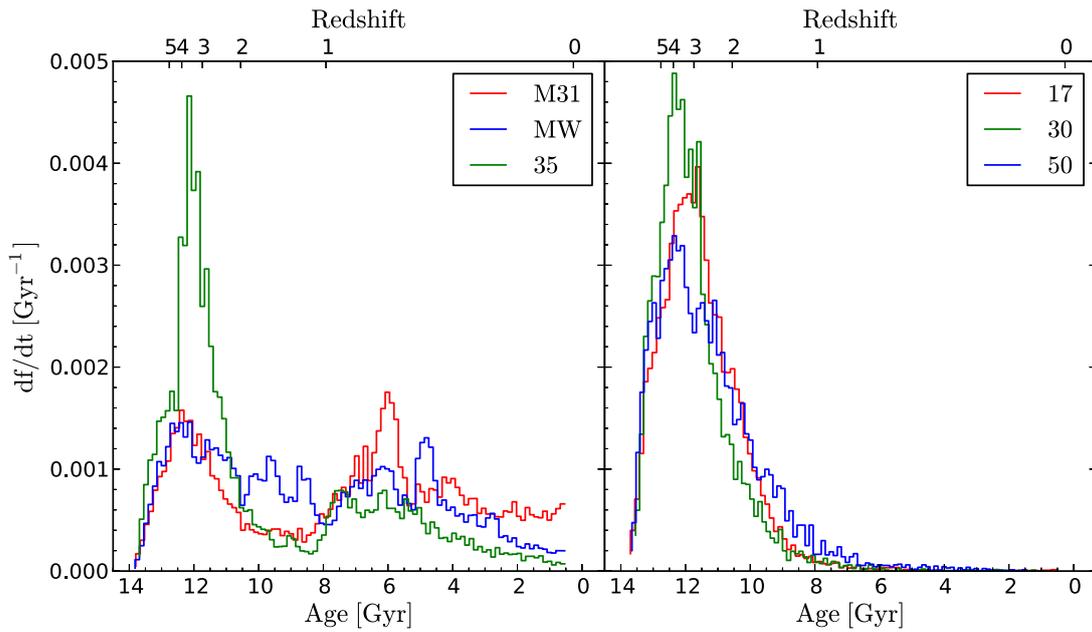


Fig. 2.3 Historia de formación estelar de las galaxias despojadas de sus envolventes gaseosas debido a su interacción con la “telaraña” o “red” cósmica (panel derecho). Los histogramas muestran la distribución de las edades estelares de tres galaxias cuyas trayectorias se trazan en la Figura 2.1. Todos estos sistemas atraviesan un “panqueque” de gran escala aproximadamente al mismo tiempo, $z \sim 2$, y este es el momento cuando ellas son despojadas de la mayor parte de su gas. Sin este reservorio de gas, la formación estelar cesa poco tiempo después, una vez que el gas restante y denso es transformado en estrellas. Por el contrario, la formación estelar en halos que no son afectados por este mecanismo puede continuar hasta el presente. Estas son galaxias que no cruzan ningún filamento durante su evolución, o que son lo suficientemente masivas para resistir la interacción. En el panel izquierdo mostramos tres ejemplos.

escala logarítmica en densidad) en la vecindad de la galaxia, la cual se encuentra en reposo en el origen del sistema de coordenadas. El “panqueque” se mueve a lo largo del eje z , desde valores positivos hacia valores negativos de z . Las dos líneas a trazos verticales indican el radio virial de la galaxia 17 en cada tiempo.

En $z = 1.83$, correspondiente a la fila superior, el “panqueque” está aún por encima de la galaxia, pero se aproxima a ella a gran velocidad. Esto puede verse en el panel del lado derecho, el cual muestra la componente z de la velocidad del gas a lo largo del cilindro delineado por las líneas verticales en el panel del lado derecho. El cilindro, cuyo radio fue elegido igual al radio virial de la galaxia, está alineado con el eje z , y es por lo tanto aproximadamente perpendicular al “panqueque”. La densidad de gas en el cilindro, en función de z , se muestra en los paneles del medio. En $z = 1.38$, lo que corresponde a la fila inferior, el “panqueque” ya ha atravesado a la galaxia, y se encuentra en $z \sim -400$ kpc.

Es claro a partir de la Figura 2.4 que la interacción entre la galaxia y el “panqueque” provoca la remoción de la mayoría del halo gaseoso de la galaxia 17, el cual puede verse fluyendo hacia el “panqueque” en el panel inferior izquierdo. Esta es una evidencia clara de que la presión de barrido, debida a la interacción, es la responsable de la pérdida repentina de bariones que afecta a la galaxia 17 en $z \sim 1.8$. Debido a que no todo el gas es removido, la galaxia puede continuar formando estrellas durante un poco más de tiempo antes de quedarse sin gas. A pesar de que no lo mostramos en la Figura 2.4, un proceso similar afecta a las galaxias 30 y 50 a medida que atraviesan el “panqueque”, así también como al resto de las galaxias identificadas en la Figura 2.2 como no formadoras de estrellas.

Uno podría preguntarse cómo es que el “panqueque”, el cuál es sólo algunas veces más denso que la densidad media de bariones del Universo (ver los paneles del medio de la Figura 2.4), es capaz de remover el gas, mucho más denso por cierto, que llena al halo de la galaxia 17. La principal razón es la alta velocidad con la cual la galaxia atraviesa al “panqueque”. La “presión de barrido” efectiva sobre la galaxia es proporcional a la densidad del “panqueque” multiplicado por la velocidad de la interacción al cuadrado, $P_{\text{ram}} \propto \rho_p V_p^2$, donde V_p es la velocidad del “panqueque” si se asume que la galaxia se encuentra en reposo. Esta presión debe exceder a la presión ejercida sobre el gas por la fuerza de restitución del halo, la cual es aproximadamente proporcional a $P_{\text{gal}} \propto \rho_{\text{gal}} V_{200}^2$, donde ρ_{gal} es la densidad del gas y V_{200} es la velocidad virial del halo.

Para el caso ilustrado en la Figura 2.4, la velocidad del “panqueque” es del orden de 300 km/s, casi un orden de magnitud más alta que la velocidad virial del halo en ese mismo

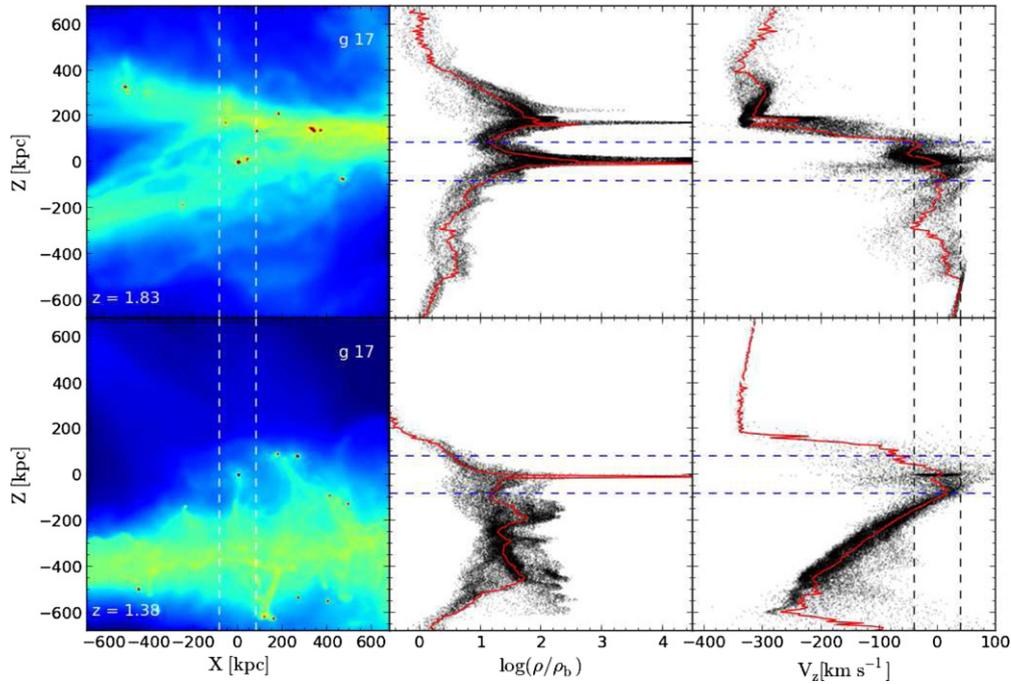


Fig. 2.4 Detalles del despojo de gas debido a la interacción con la “telaraña” o “red” cósmica de la galaxia 17. Los paneles izquierdos muestran la distribución proyectada de gas en un cubo de 1.2 Mpc de lado comóviles, centrado en la galaxia. La proyección es idéntica a la de la Figura 2.1 y ha sido elegida de manera que el “panqueque”, que se forma en tiempo tempranos, sea aproximadamente perpendicular al eje z . Los colores indican la densidad del gas en una escala logarítmica, normalizada a la densidad media de bariones del Universo en ese tiempo, $\rho_b(z) = \Omega_b \rho_{\text{crit}}(z)$. Los paneles del medio muestran la densidad del gas a lo largo de un cilindro vertical angosto, indicado por las líneas a trazos en los paneles izquierdos. Los paneles del lado derecho muestran la componente z de la velocidad del gas a lo largo del cilindro en el sistema de referencia en el cual la galaxia está en reposo. Las líneas a trazos verticales en los paneles del lado derecho indican la velocidad virial actual de la galaxia 17. Cada fila corresponde a distintos tiempos, elegidos para ilustrar, justo antes y después de que la galaxia 17 interactúe con el “panqueque”, perdiendo la mayor parte de su gas. A pesar de que el “panqueque” es menos denso que la galaxia, su velocidad relativa es casi 10 veces la velocidad virial de la galaxia. La presión de barrido despoja a la galaxia de la mayor parte de su gas, y pueden apreciarse detrás de ella corrientes de gas que son efectivamente perdidas.

tiempo, $V_{200} \sim 40$ km/s. Esto significa que el “panqueque” puede arrancar el gas de la galaxia incluso si el gas de la galaxia fuese $\sim (V_p/V_{200})^2 \sim 60$ veces más denso. Una condición más debe satisfacerse para que el gas puede ser efectivamente removido por la “presión de barrido”, a saber, que el “panqueque” sea lo suficientemente masivo, de manera que la columna de gas que es atravesada por la galaxia, sea comparable a su contenido total de gas. Hemos verificado que éste es de hecho el caso: la masa total del “panqueque” intersecada por el cilindro mostrado en la Figura 2.4 excede el contenido de gas de la galaxia 17 por más de un factor dos.

2.4 Discusión y Conclusiones

A pesar de que la remoción de gas debida a la interacción con la “telaraña” o “red” cósmica es una característica robusta de la simulación, el destino del gas que permanece en la galaxia o que es acretao posteriormente es menos claro, debido a que se encuentra sujeto a los procesos complejos (y pobremente modelados) de formación estelar y *feedback*. De hecho, hay indicios de que las recetas de formación estelar adoptadas en CLUES necesitarían una revisión (ver por ejemplo la Sección 1.2.1); note, por ejemplo, que la mayoría de las galaxias enanas yacen por encima de la relación $M_{\text{gal}}-M_{200}$, obtenida a partir de técnicas recientes de ajuste de abundancias (Guo et al., 2010) (panel superior izquierdo de la Figura 2.2). Además, parece haber bastantes menos galaxias aisladas que no forman estrellas en el Universo Local que en nuestra simulación (Geha et al., 2012) (ver también el Capítulo 3). Por lo tanto, la masa estelar real de las galaxias enanas simuladas o la falta de formación estelar actual no deberían considerarse necesariamente como características que definen el escenario que describimos aquí. Nuestros resultados deben más bien interpretarse como enfatizando la importancia de la “telaraña” o “red” cósmica en el contenido bariónico total de las galaxias enanas, más que predicciones definitivas que deban ser comparadas directamente con observaciones.

La importancia de la remoción de gas debido a las interacciones con la “telaraña cósmica” en halos aislados de baja masa no ha sido reconocida antes debido a que es un efecto puramente hidrodinámico que es completamente obviado en modelos semi-analíticos, y que requiere simulaciones de volúmenes grandes que sean capaces de resolver apropiadamente tanto la “telaraña cósmica” como las propiedades internas de los halos. Esto demanda recursos computacionales que se encuentran disponibles sólo recientemente. Esto también

requiere un seguimiento detallado del contenido bariónico de las galaxias enanas, con el fin de discriminar entre los efectos competitivos de la reionización, el *feedback*, y el despojo de gas por “presión de barrido”. Debido a que todos estos efectos remueven bariones de halos de baja masa, es posible que el efecto mostrado en este capítulo pueda ya haber sido identificado (ver, por ejemplo, [Sawala et al., 2012](#)). A pesar de que estos autores listan a la presión de barrido como un ingrediente clave en el modelado de la formación de las galaxias, no reconocen explícitamente la posibilidad de que la remoción de gas debido a la “telaraña cósmica” pueda afectar al contenido bariónico de los halos de baja masa.

La remoción de gas debida a la “telaraña cósmica” es una consecuencia natural de la forma del espectro de potencias del modelo Λ CDM en las escalas de las galaxias enanas. Resulta del ensamblado casi simultáneo de escalas de masa muy diferentes; al mismo tiempo que los halos de $10^{10} M_{\odot}$ están siendo ensamblados, el colapso del Grupo Local, de aproximadamente $10^{13} M_{\odot}$ ha comenzado, y se realiza a lo largo de una dirección, conduciendo a la formación de un gran “panqueque”. A pesar de que la simulación CLUES que analizamos aquí es demasiado pequeña como para permitir una evaluación apropiada de la importancia de la remoción de gas debido a interacciones con la “telaraña cósmica” afuera de una ambiente como el del Grupo Local, no vemos razón por la cual este mecanismo no pueda afectar a una fracción substancial de galaxias enanas; después de todo, el Grupo Local representa sólo una ligera sobredensidad en una escala de masa cercana a la masa de agrupamiento característica actualmente. La remoción de gas debido a interacciones con la “telaraña cósmica” así, probablemente, un ingrediente faltante en los modelos que se basan sólo, o mayoritariamente, en el ensamble de la materia oscura.

Su atractivo proviene, en parte, de su fuerte dependencia con la masa del halo. Debido a la relación de escala $(V_p/V_{200})^2$ que mencionamos anteriormente, un “panqueque” que atraviese halos de distintas masas podría remover el reservorio de gas de los halos de baja masa sin afectar prácticamente a los halos más masivos. Esto podría ayudar a explicar la relación tan pronunciada entre las masas estelares y las masas de halos requeridas para ajustar la parte más débil de la función de luminosidad. Enfatizamos que la remoción de gas debe operar en conjunto con la reionización y el *feedback* si es que el modelo Λ CDM es viables. Esto es debido a que los “panqueques” y filamentos, cuyas escalas son del orden de algunos Mpc no se desarrollan típicamente hasta $z \sim 2$, de manera que se necesita algún otro mecanismo que evite que la mayoría de los bariones se transformen en estrellas en halos de baja masa antes de ese momento.

¿Cómo podemos probar estas ideas observacionalmente? Debido a que la remoción de gas debido a la interacción con la “telaraña cósmica” afecta sólo a los bariones, su efecto está mezclado con los del enfriamiento radiativo, reionización, formación estelar y *feedback*, y es difícil idear una prueba limpia y concluyente. No obstante, es alentador el hecho de que varias observaciones están en acuerdo natural con el escenario en el cual la remoción de gas debido a la interacción con la “telaraña cósmica” juega un rol sustancial. La existencia de galaxias enanas aisladas desprovistas de gas y hechas mayoritariamente de estrellas viejas, tales como Cetus o Tucana, es una de estas observaciones. El mecanismo discutido en este capítulo podría explicar por qué estas galaxias han cesado de formar estrellas mucho tiempo después de la época de la reionización (Monelli et al., 2010a,c).

La remoción de gas debido a la “telaraña cósmica” debería también dejar una huella, ya que las galaxias más severamente afectadas por la interacción deberían agruparse de manera diferente que las galaxias menos afectadas. No es posible adivinar cual debería ser la huella real a partir una simulación de la formación del Grupo Local, pero ésta es un área en la cual simulaciones futuras, y trabajos observacionales, deberían resultar especialmente fructíferos. La detección de una señal que indica la remoción de gas debido a la “presión de barrido” en galaxias enanas es especialmente interesante, y esto pudo ya haber sido observado (McConnachie et al., 2007b). Finalmente, notamos que las galaxias podrían interactuar con la “telaraña cósmica” varias veces durante su evolución, y que cada uno de estos eventos podría servir para producir distintos episodios de formación estelar. Es ciertamente tentador especular que la existencia de poblaciones múltiples en galaxias enanas tales como Carina (Bono et al., 2010; Monelli et al., 2003) pueda originarse de su viaje a través de la “telaraña cósmica”. Trabajos futuros ayudarán a determinar la verdadera importancia que tiene la “telaraña cósmica” configurando la formación y evolución de las galaxias más débiles.

Capítulo 3

El Impacto de la Reionización en las Historias de Formación Estelar de las Galaxias Enanas

3.1 Resumen¹

Usamos una compilación de historias de formación estelar (SFHs por sus siglas en inglés) estimadas a partir de datos del Telescopio Espacial Hubble (HST por sus siglas en inglés) y una simulación cosmológica hidrodinámica de la formación del Grupo Local para explorar el impacto de la reionización cósmica en galaxias enanas aisladas cercanas. Estas galaxias muestran una gran diversidad de SFHs; desde sistemas muy antiguos, que han completado su formación estelar hace $\sim 10 \text{ Gyr}$, hasta enanas jóvenes, que han formado la mayoría de sus estrellas en los últimos $\sim 5 \text{ Gyr}$ o hasta sistemas de “dos componentes”, caracterizados por la superposición de un número comparable de estrellas viejas y jóvenes. Cuando se consideran en conjunto, la formación estelar en galaxias enanas cercanas decrece a niveles más bajos que la tasa formación estelar promedio en tiempos intermedios ($4 < t/\text{Gyr} < 8$), una característica que trazamos en la simulación al efecto de la reionización. La reionización calienta el gas y lo lleva hacia afuera de los halos de baja masa, afectando especialmente sistemas con masas comparables a la masa que corresponde a la temperatura virial de $\sim 2 \times 10^4 \text{ K}$ en z_{reion} . La formación estelar comienza antes de z_{reion} en sistemas cuya masa

¹Basado en gm A. Benítez-Llambay, J. F. Navarro, M. G. Abadi, S. Gottlöber, Y. Hoffman, G. Yepes & M. Steinmetz, arXiv:1405.5540, Aceptado para publicación en MNRAS (2014).

está por encima de este límite; su *feedback* asociado agrava el efecto de la reionización, removiendo el gas de los halos y dejando atrás sistemas en los cuales prevalece una única población estelar vieja. En halos con masas por debajo de la masa límite en z_{reion} , la reionización produce un retraso en el comienzo de la formación estelar, que dura hasta que el halo se hace lo suficientemente masivo para permitir que el gas restante se enfríe y forme estrellas, lo cual produce sistemas con una población estelar predominantemente joven. Sistemas de “dos componentes”, en los cuales coexisten estrellas viejas y jóvenes pueden explicarse a partir de un episodio de acreción tardío que dispara la actividad de formación estelar reciente en sistemas con masas ligeramente superiores a la masa límite en z_{reion} . La escasez relativa de estrellas de edad intermedia en galaxias enanas cercanas podría ser así la señal más clara, ya identificada, del impacto de la reionización cósmica en las historias de formación estelar de las galaxias enanas.

3.2 Introducción

El papel que cumple la reionización cósmica en regular la formación de las galaxias enanas en escenarios de agrupamiento jerárquico, tales como el modelo de materia oscura fría con constante cosmológica (Λ CDM) ha sido largamente reconocido (Efstathiou, 1992). Λ CDM predice el colapso temprano de una gran cantidad de halos de baja masa, pero suficientemente masivos, en principio, para hospedar galaxias luminosas. Estos exceden por órdenes de magnitud el número de galaxias enanas observadas (Klypin et al., 1999; Moore et al., 1999; White and Rees, 1978), sugiriendo algún mecanismo que evita que las galaxias se formen en la mayoría de estos sistemas. La reionización cósmica, producida presumiblemente por los fotones que escapan de los sitios en donde se forman las primeras galaxias y agujeros negros supermasivos, provee un candidato obvio. La misma calienta rápidamente al gas hasta una temperatura del orden del potencial de ionización del hidrógeno atómico (es decir, $\sim 10^4$ K), y puede actuar en grandes volúmenes del espacio, “evaporando” el gas de los sistemas cuya temperatura virial sea más baja que ese valor (Barkana and Loeb, 1999; Shapiro et al., 1994) y dejándolos efectivamente “oscuros”.

En términos sencillos, la reionización cósmica introduce dos escalas físicas características en el proceso de formación de galaxias; un tiempo característico (el *redshift* cuando la reionización se completa efectivamente, z_{reion}) y una masa característica, que corresponde a la masa de un halo con temperatura virial $\sim 10^4$ K en z_{reion} ($\sim 1.2 \times 10^8 M_{\odot}$ para $z_{\text{reion}} = 6$). Los halos más masivos que esta masa característica en z_{reion} no son prácticamente afectados (Katz et al., 1996; Navarro and Steinmetz, 1997; Okamoto and Frenk, 2009; Thoul and Weinberg, 1996), en tanto que la formación estelar podría ser altamente regulada, o incluso truncada, en sistemas de baja masa (Gnedin, 2000; Hoeft et al., 2006; Okamoto et al., 2008). Estas ideas han probado ser esenciales en el éxito de los modelos de formación de galaxias que intentan reproducir la parte débil de la función de luminosidad (Benson et al., 2002; Somerville, 2002), o para explicar la escasez de satélites luminosos en la vecindad de la Vía Láctea (Bullock et al., 2000).

Dado el rol preponderante atribuido a la reionización para regular la evolución de las galaxias enanas, es de algún modo sorprendente que no haya aún ninguna evidencia conclusiva sobre el papel que ella juega en alterar sus historia de formación estelar (Grebel and Gallagher, 2004). Esto se debe, en parte, a la limitada conducción que ofrecen los modelos teóricos, los cuales han hecho predicciones muy dispares, que van desde una supresión total de la formación estelar justo después de la reionización (Ricotti and Gnedin,

2005), o una tasa de formación estelar (o SFR por sus siglas en inglés) que decae suavemente a medida que el gas calentado por la reionización fluye hacia afuera de los halos de baja masa y priva a las galaxias del combustible para formar estrellas (Okamoto et al., 2008; Sawala et al., 2010), hasta un episodio de formación estelar tardío ($z \lesssim 2$), que ocurre a medida que la intensidad del fondo de radiación UV decrece (Babul and Rees, 1992; Ricotti, 2009).

Desde un punto de vista observacional, imágenes profundas tomadas con el Telescopio Espacial Hubble (HST por sus siglas en inglés) han sido combinadas con sofisticados modelos de evolución estelar para derivar la historia de formación estelar (SFH a partir de ahora) de numerosas galaxias enanas cercanas (ver, por ejemplo, Weisz et al., 2011, y referencias allí dentro). Los modelos restringen la distribución de edad y la historia de enriquecimiento metálico de las estrellas en las galaxias enanas ajustando cuidadosamente isócronas teóricas a los diagramas color-magnitud de cada galaxia. A lo largo de los años se han desarrollado numerosos algoritmos para este propósito, pero numerosos trabajos recientes muestran que la mayoría producen distribuciones de edad y metalicidad comparables siempre que se apliquen a datos de calidad comparable (Tolstoy et al., 2009). El modelado de las SFHs de galaxias enanas parece así maduro, a pesar de que aún sufre de grandes incertezas cuando los datos están afectados de *crowding* (especialmente en campos cercanos al centro de las enanas), pequeña cobertura espacial (muchas galaxias enanas son más grandes que el campo de visión del HST), o una profundidad limitada (los modelos funcionan mejor cuando se alcanza el *turnoff* de la población vieja de la secuencia principal).

En este capítulo focalizamos en resultados obtenidos para 46 galaxias enanas observadas con el HST (es decir, galaxias más débiles que una magnitud absoluta en la banda B $M_B \sim -16$, o, equivalentemente, con masas estelares por debajo de $10^9 M_\odot$), localizadas adentro de una esfera de radio ~ 4.5 Mpc desde el baricentro del Grupo Local, pero *excluyendo* a los satélites de las galaxias más brillantes tales como la Vía Láctea, Andrómeda, M81, M82 and NGC 2403. Las galaxias satélites (definidas aquí como aquellas adentro de 300 kpc de cualquiera de aquellas galaxias) pueden estar siendo afectadas por fuerzas tidales y de “presión de barrido”, lo cual agrega una complejidad adicional a la interpretación de su evolución. Por lo tanto, dejamos su análisis a un trabajo posterior y focalizamos aquí en la evolución de las galaxias enanas aisladas.

La muestra relativamente grande de sistemas con historias de formación estelar disponibles nos ha permitido identificar varios patrones robustos. Una de las características más notables es su gran diversidad: algunas galaxias enanas han estado formando estrellas a una

tasa prácticamente constante durante el tiempo el Hubble (e.g., IC 1613; Skillman et al., 2014); Otras tienen poblaciones estelares mayoritariamente viejas (e.g., Cetus and Tucana; Monelli et al., 2010d); y algunas han formado la mayoría de sus estrellas en los últimos *Gyr* a tasas que exceden por lejos su tasa de formación estelar promedio del pasado (e.g., KDG2 and KDG73; Weisz et al., 2011). Esta diversidad ha sido considerada como una sugerencia de que la reionización no ha jugado un papel dominante en la historia de formación estelar de las galaxias enanas, ya que en ese caso, se esperaría un población de enanas más homogénea (Grebel and Gallagher, 2004).

También es claro que prácticamente todas las galaxias enanas aisladas, incluso aquellas en donde sólo predomina una población estelar vieja, han formado estrellas durante un periodo sustancialmente más largo² que la pequeña escala temporal de $\sim 1 \text{ Gyr}$ que transcurrió antes de que el Universo se reionizara (recordar que en ΛCDM $z = 6$ corresponde con el tiempo cósmico $t \sim 1 \text{ Gyr}$ luego del *Big Bang*). La evidencia que soporta esto no viene sólo de análisis de diagramas color-magnitud, sino también de la ausencia de un truncamiento abrupto en la distribución de metalicidad de la mayoría de las galaxias enanas, como es de esperar si la reionización ha conducido a un cese abrupto de la formación estelar.

Ninguna de estas observaciones es, sin embargo, necesariamente incompatible con el rol preponderante de la reionización. De hecho, la diversidad de la historias de formación estelar se puede reproducir en modelos semi-analíticos (ver, por ejemplo, Orban et al., 2008; Starkeburg et al., 2013), pero estos modelos son crudos, reflejando nuestro pobre entendimiento sobre los procesos de formación estelar en general. En tales modelos, un corte abrupto en la densidad de gas superficial para la formación estelar resulta en una actividad de formación estelar errática. Esto afecta particularmente a las galaxias de baja masa, ya que permite que se acumule gas de baja densidad en la galaxia, el cual puede proporcionar el combustible para episodios de formación estelar disparados por eventos menores de acreción.

Ricotti and Gnedin (2005), basados en simulaciones numéricas, han argumentado que la diversidad en las SFHs de galaxias enanas podría ser realmente un vestigio de la reionización. En su propuesta, las galaxias cuya historia de formación estelar fue truncada en tiempo tempranos constituyen “verdaderos fósiles” de la reionización, pero aquellas que han continuado formando estrellas, dependiendo de la masa de sus halos, son o bien “fósiles contaminados” o bien “sobrevivientes”. Su simulación, sin embargo, evoluciona a las enanas

²Notamos que Brown et al. (2012) argumenta que algunas galaxias enanas ultra débiles presentan un único episodio de formación estelar de corta duración, pero estas son satélites de la Vía Láctea y no objetos aislados.

sólo hasta $z = 8$, y por lo tanto, se necesita una extrapolación muy incierta para contrastar estas predicciones con las observaciones de las galaxias enanas del Universo local. [Shen et al. \(2013\)](#) evolucionan un grupo de galaxias enanas hasta $z = 0$ y reportan una diversidad de SFHs, pero no exploran en detalle el rol de la reionización en el origen de la misma.

Una formación estelar prolongada y enriquecimiento químico no son tampoco inconsistentes con la reionización. De hecho, se espera que la reionización evapore principalmente al gas de baja densidad de los halos de las galaxias enanas, teniendo un menor impacto en el gas denso que ya se ha enfriado y que puede “blindarse” contra el fondo de radiación UV. Este gas puede continuar formando estrellas durante el tiempo necesario hasta consumirse, o bien ser expulsado de la galaxias por el *feedback* ([Hoeft et al., 2006](#); [Okamoto and Frenk, 2009](#); [Sawala et al., 2012](#); [Simpson et al., 2013](#); [Susa and Umemura, 2004](#)). De esta manera, el efecto de la reionización en las galaxias enanas actúa más como una disminución progresiva más que un truncamiento abrupto de la actividad de formación estelar.

Algo que queda claro de la discusión anterior es que existe poco consenso sobre cómo identificar el impacto de la reionización en la historia de formación estelar de las galaxias enanas. Nosotros encaramos este problema aquí usando una simulación cosmológicas de la formación del Grupo Local de la colaboración CLUES (ver Sección 1.2 para detalles sobre la simulación) y la comparamos con datos de las SFHs de galaxias enanas cercanas obtenidos de la literatura. Nuestro análisis se beneficia de la excelente resolución en masa de CLUES y de su ambiente, el cual ha sido seleccionado para ajustar las posiciones masas y velocidades de las dos galaxias espirales del Grupo Local, así también como el campo tidal debido a la estructura en gran escala más próxima. Comparamos las observaciones con las SFHs de las enanas simuladas en la Sección 3.3. En la Sección 3.4 las examinamos en el contexto de sus historias de ensamblado y de la reionización cósmica, para luego discutir nuestros resultados y conclusiones con un pequeño resumen en la Sección 3.5.

3.2.1 Muestra de galaxias simuladas

Nuestro análisis se basa en una muestra de galaxias enanas identificadas en una esfera de radio 2 Mpc centrada en el baricentro de las dos galaxias más masivas en $z = 0$ en la simulación CLUES (ver Sección 1.2.5 para detalles). Estas dos galaxias son, por diseño, análogas a la Vía Láctea y Andrómeda: cada una tiene una masa estelar de algunas $10^{10} M_{\odot}$ y están separadas por ~ 1.2 Mpc. Su velocidad radial relativa es ~ -200 km/s. Hemos buscado galaxias *aisladas* en esta región usando el buscador de estructuras SUBFIND ([Springel et al.,](#)

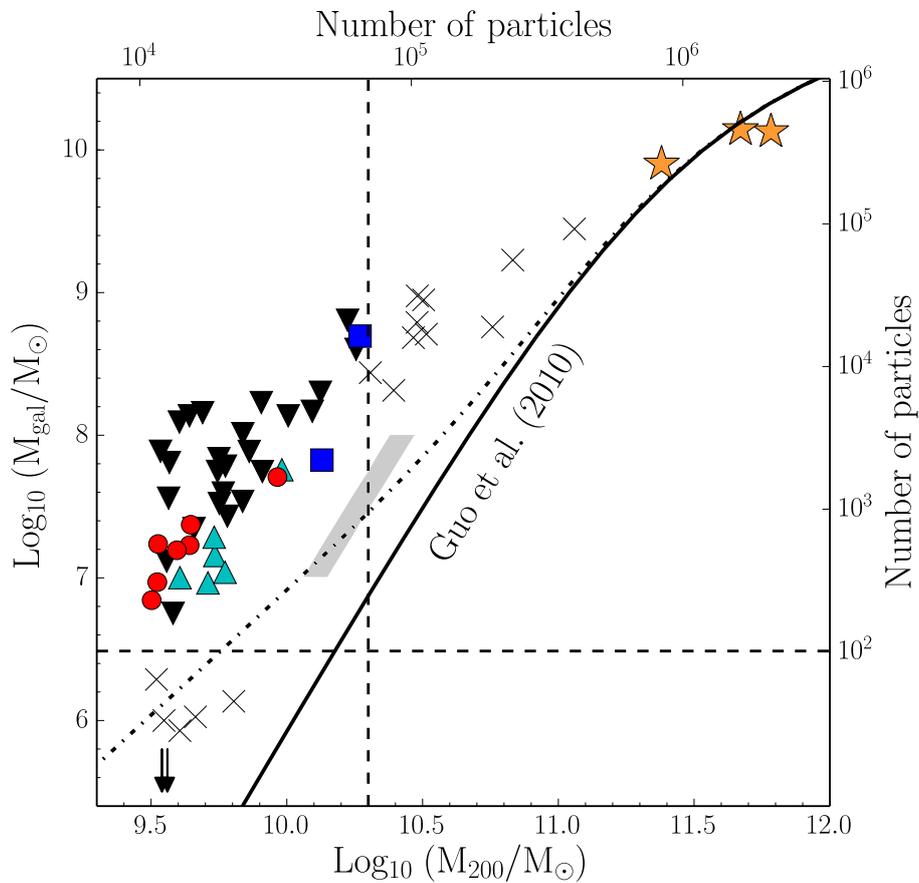


Fig. 3.1 Masa estelar vs masa virial de galaxias centrales en el volumen de la simulación CLUES en $z = 0$. Hemos retenido para nuestro análisis a todas las galaxias enanas en halos resueltos con más de $\sim 10^4$ partículas ($M_{200} > 3 \times 10^9 M_{\odot}$) pero menos masivos que $2 \times 10^{10} M_{\odot}$ (línea vertical punteada), ya que es poco probable que halos más masivos sean afectados por la reionización. Algunos de los halos en este rango de masas (7 de 53, mostrados con cruces y flechas negras) tienen $M_{\text{gal}} < 3 \times 10^6 M_{\odot}$ (línea punteada horizontal), y no son considerados en nuestro análisis ya que no podemos medir sus historias de formación estelar con precisión. La línea sólida muestra la relación entre la masa de los halos y la masa de las galaxias a partir de determinaciones a través de la técnica de ajuste de abundancias por Guo et al. (2010); la línea punteada indica la corrección para galaxias débiles sugerida por Sawala et al. (2011); y el área sombreada indica restricciones recientes derivadas por Brook et al. (2014). Los diferentes símbolos y colores identifican distintos grupos de galaxias enanas de nuestra muestra, de acuerdo a sus historias de formación estelar; ver la discusión de la Figura 3.5 para detalles. Las estrellas amarillas indican la posición de las galaxias análogas a la Vía Láctea, M31 y M33 en el volumen simulado; es decir, las tres galaxias más masivas en el volumen simulado.

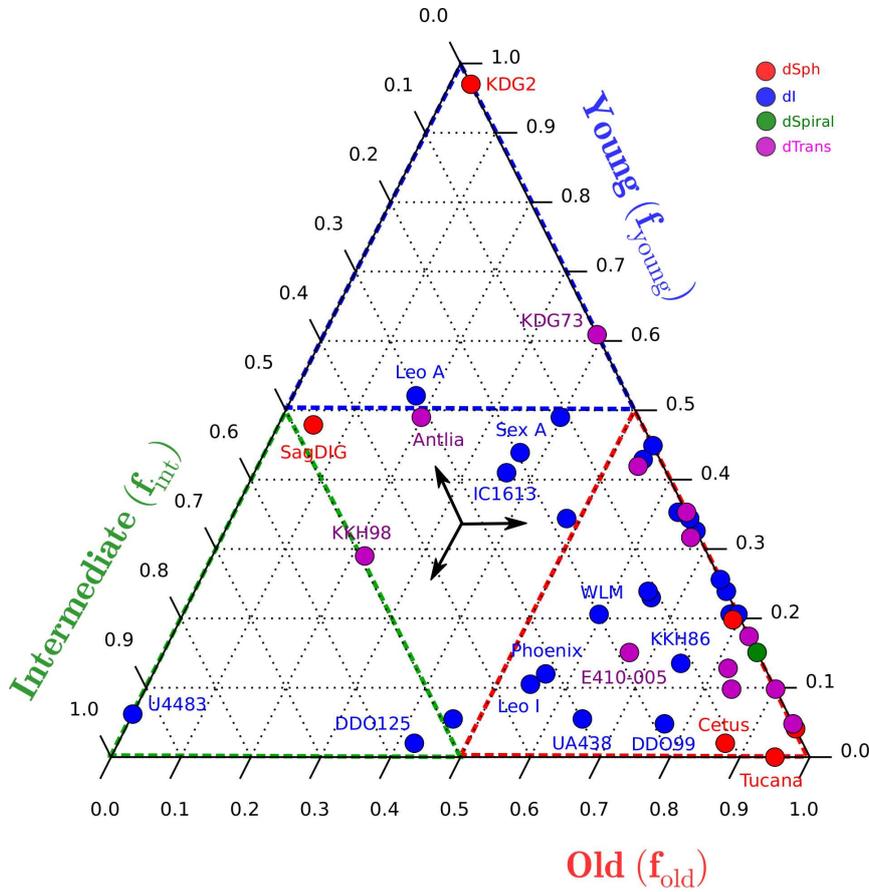


Fig. 3.2 Diagrama ternario que resume las historias de formación estelar de nuestra muestra de galaxias enanas; ver Tabla 3.1 para detalles. Las tres coordenadas en este gráfico indican la tasa de formación estelar promedio en los primeros 4 Gyr (“old”), entre 4 y 8 Gyr (“intermediate”) y para $t > 8 Gyr$ (“young”). Estas tasas están normalizadas a la tasa de formación estelar promedio de cada galaxia, $\bar{f} = M_{gal} / t_0$ y las mismas suman uno. El punto central del diagrama corresponde a una galaxia con una tasa de formación estelar constante, para la cual $f_{old} = f_{int} = f_{young} = 1/3$. Las flechas que salen de este punto muestran cómo leer las coordenadas en cada uno de los tres ejes. Las galaxias están coloreadas según su tipo morfológico (Weisz et al., 2011), como se indica en la parte superior derecha del gráfico. Los triángulos de colores indican los lugares en el diagrama donde una de las tres componentes estelares domina. Por ejemplo, el triángulo rojo (abajo a la derecha) encierra sistemas para los cuales la población estelar “vieja” se ha formado a una tasa 50% más alta que la tasa de formación estelar promedio de la galaxia, es decir, $f_{old} > 0.5$. Un criterio similar identifica a las otras regiones triangulares: azul (arriba) corresponde a $f_{young} > 0.5$; y verde (abajo a la izquierda) a $f_{int} > 0.5$.

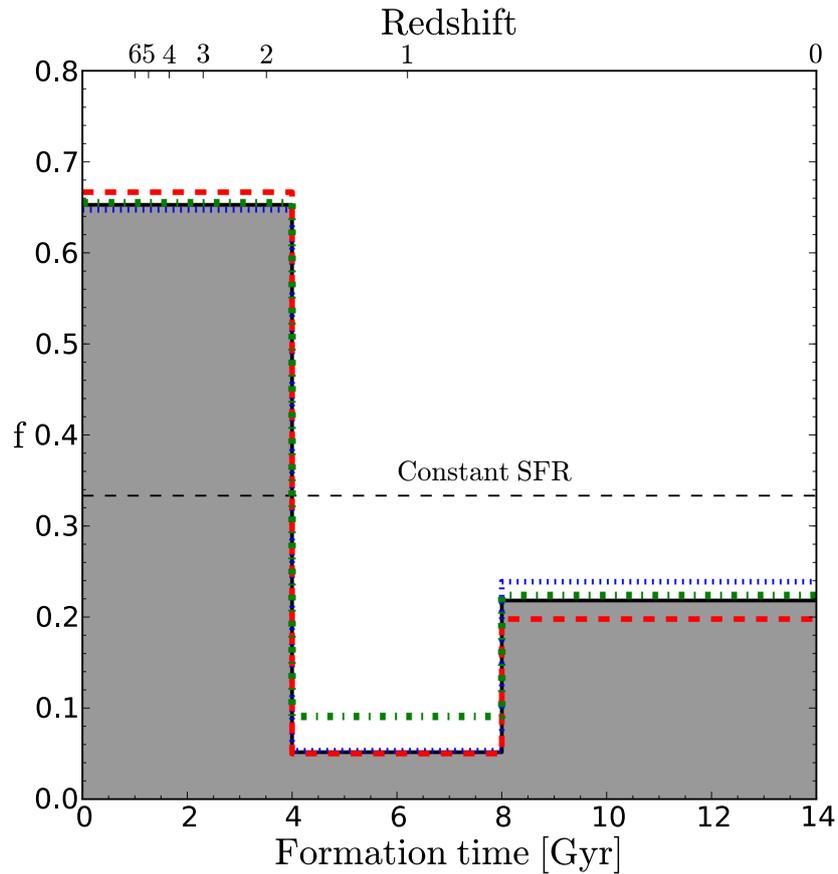


Fig. 3.3 Historias de formación estelar para todas las galaxias enanas de nuestra muestra. El histograma sombreado muestra la mediana de las coordenadas f_{old} , f_{int} , y f_{young} de los sistemas mostrados en la Figura 3.2. Las líneas azul punteada y roja a trazos se utilizan para mostrar las SFHs de la muestra luego de dividirla en dos de acuerdo a su masa estelar. Note que, como un grupo, las galaxias enanas muestran un “hueco” en edades intermedias. La línea verde punteada a trazos se usa para mostrar la historia de formación estelar de la muestra pero teniendo en cuenta las incertezas en los datos, y la misma demuestra que el “hueco” es una característica robusta (Ver Apéndice 3.7).

2001), aplicado a una lista de halos *friend-of-friend* (FoF) construidos con una longitud de percolación de 0.2 veces la separación media entre partículas.

Consideramos como candidatas sólo a aquellas galaxias enanas “centrales” a cada FoF en $z = 0$, es decir que no consideramos galaxias “satélites”. Hemos chequeado que ninguna de las galaxias centrales haya sido en el pasado satélites de alguno de los sistemas más masivos; en otras palabras, no consideramos enanas que pudieran haber sido eyectadas de un sistema masivo cuando el grupo al que ellas perteneces es destruido por efectos tidales (Balogh et al., 2000; Gill et al., 2004; Ludlow et al., 2010; Sales et al., 2009). Nuestra muestra de galaxias simuladas contiene, por lo tanto, sólo sistemas enanos que evolucionan, por construcción, en aislamiento en la periferia de las galaxias más masivas del Grupo Local.

Extendemos nuestro análisis a sistemas cuyas masas son tan pequeñas como nos permite la resolución numérica. Como hemos dicho en la Sección 1.2.5, la masa por partícula en nuestra simulación es efectivamente $m_{\text{gas}} + m_{\text{drk}} \approx 3 \times 10^5 M_{\odot}$, lo cual implica que un halo de masa $M_{\text{lower}} = 3 \times 10^9 M_{\odot}$ es resuelto con $\sim 10^4$ partículas. Por lo tanto elegimos M_{lower} como la masa virial mínima de halos con galaxias en nuestra muestra. Luego de verificar que ninguno de esos halos esté “contaminado” por alguna de las partículas masivas de baja resolución, las cuales proveen el campo tidal de la estructura en gran escala, medimos la masa estelar, M_{gal} de cada galaxia adentro del *radio galáctico*³. En la Figure 3.1 mostramos M_{gal} en función de la masa virial de los halos seleccionados en $z = 0$.

Ya que nuestro objetivo principal es estudiar el impacto de la reionización en galaxias enanas aisladas, también restringimos nuestro análisis a sistemas con masas viriales por debajo de $M_{\text{upper}} = 2 \times 10^{10} M_{\odot}$. Los progenitores de todos los sistemas más masivos que M_{upper} tuvieron temperaturas viriales bastante por encima de $\sim 3 \times 10^4$ K (o masas viriales por encima de $2 \times 10^9 M_{\odot}$) en el *redfhist* que hemos adoptado para la reionización, $z_{\text{reion}} = 6$. No esperamos que la reionización juegue un papel dominante en tales sistemas y, por lo tanto, no los vamos a considerar en el análisis que sigue.

Las Figura 3.1 muestra que la masa estelar de las galaxias simuladas correlaciona fuertemente con la masa virial de sus halos para los sistemas más pequeños considerados en nuestro análisis. La dispersión aumenta a medida que decrece la masa del halo: las masas de las galaxias en M_{lower} varían desde un valor máximo de $\sim 2 \times 10^8 M_{\odot}$ hasta galaxias “sin estrellas” en el caso de algunos pocos halos (mostrados por las flechas negras que apuntan hacia abajo en la Figura 3.1).

³Ver Apéndice B para detalles sobre la definición de los radios galáctico y virial.

La línea sólida en la Figura 3.1 indica la relación entre la masa de los halos y las masas estelares de las galaxias, la cual se espera a partir del modelo de ajuste de abundancias de Guo et al. (2010). Estrictamente, este modelo ha sido validado observacionalmente solamente para $M_{\text{gal}} \gtrsim 2 \times 10^8 M_{\odot}$ y ha sido extrapolado como una ley de potencias hacia las galaxias más débiles. Sawala et al. (2011) ha argumentado una relación $M_{\text{gal}}-M_{200}$ menos pronunciada para las galaxias más débiles, como muestra la línea punteada. Sin embargo, Brook et al. (2014) ha derivado recientemente la misma pendiente que Guo et al. (2010) pero con una normalización ligeramente distinta, como muestra el área sombreada en la Figura 3.1. Las galaxias simuladas están claramente por encima de estos modelos, resaltando el hecho de que las recetas de formación estelar y *feedback* en CLUES permiten que se formen demasiadas estrellas en halos de baja masa como para que sean consistentes con las observaciones (ver también Sección 1.2.1). Debido a este defecto, advertimos que nuestra simulación debe ser tenida en cuenta para explorar comportamientos cualitativos en lugar de hacer comparaciones cuantitativas con galaxias individuales.

3.3 Historias de formación estelar

3.3.1 Galaxias enanas cercanas

Hemos compilado una muestra de galaxias enanas cercanas, con historia de formación estelar publicadas, principalmente de los proyectos LCID⁴ y ANGST⁵. La Tabla 3.1 resume los parámetros principales de las galaxias enanas consideradas en nuestro análisis, e incluye todas las enanas con $-16 \lesssim M_B \lesssim -7$ ($10^5 \lesssim M_{\text{gal}}/M_{\odot} \lesssim 10^9$) con historias de formación estelar públicas hasta ~ 4.5 Mpc de la Vía Láctea, excluyendo satélites de la Vía Láctea, M31, M81, M82 y NGC 2403 (es decir, excluyendo galaxias enanas más cercanas que 300 kpc de cualquiera de estas galaxias)⁶. La Tabla 3.1 también lista su posición en coordenadas galácticas, su velocidad radial heliocéntrica, y una estimación de su masa estelar, obtenida de la referencia citada.

⁴<http://www.iac.es/proyecto/LCID/>

⁵<http://archive.stsci.edu/prepds/angst/>

⁶Alguna de estas galaxias enanas pudo, en principio, haber sido un satélite eyectado por interacciones tidales en el pasado (ver, por ejemplo, Sales et al., 2009; Teyssier et al., 2012). Sin embargo, este mecanismo opera más eficientemente en sistemas de muy baja masa. La mayoría de las galaxias enanas consideradas aquí son tan brillantes que probablemente han evolucionado como sistemas aislados (ver, por ejemplo, Barber et al., 2014).

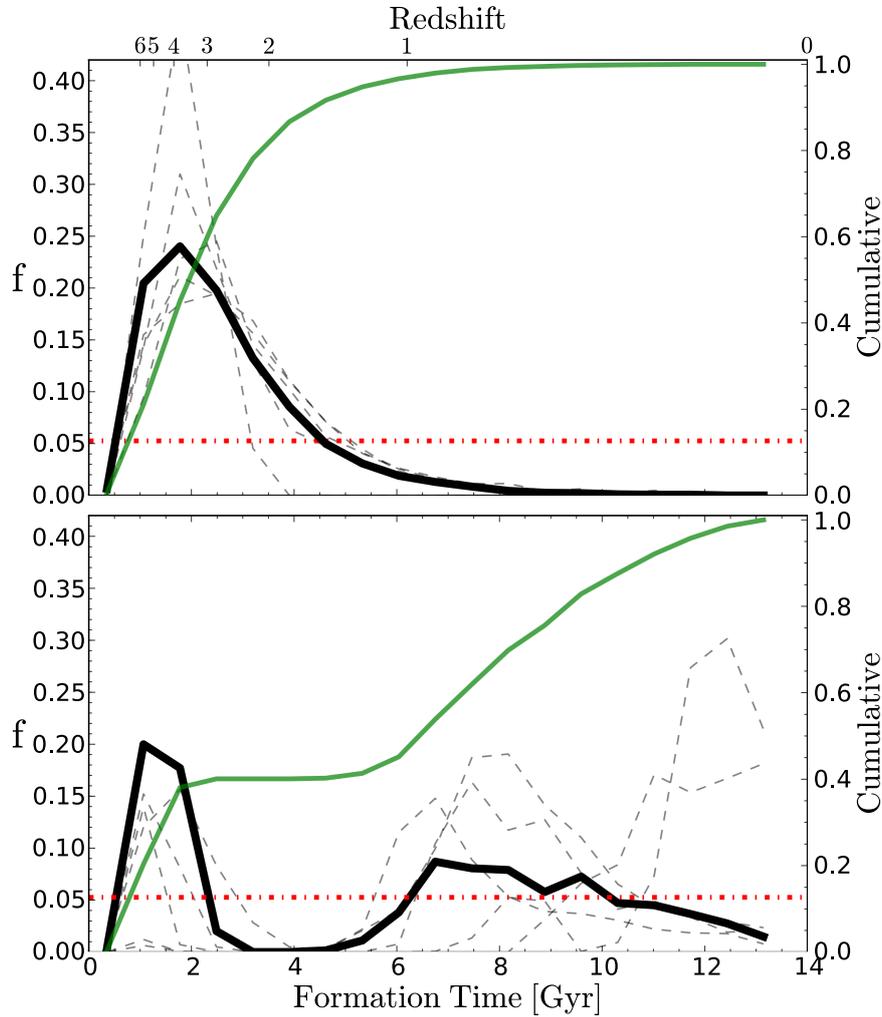


Fig. 3.4 Historias de formación estelar de las galaxias enanas simuladas de nuestra muestra, dividida en dos de acuerdo a la fracción de estrellas que formaron luego de $t = 6 \text{ Gyr}$. La curva gruesa de color negro del panel superior muestra la tasa de formación estelar promedio de las galaxias que han formado menos del 20% de sus estrellas desde $t = 6 \text{ Gyr}$; El panel inferior corresponde al resto de la muestra. Las curvas verde de cada panel muestran el promedio de la fracción acumulada de estrellas (ver escala de la derecha). Como ejemplo, las líneas delgadas a trazos en cada panel muestran las historias de formación estelar de algunos sistemas. Note que las galaxias que forman menos del 40% de sus estrellas en los primeros 6 Gyr muestran un “hueco” bien pronunciado en sus historias de formación estelar en $3 < t/\text{Gyr} < 6$, similar al “hueco” observado en las historias de formación estelar de las galaxias enanas que notamos en la Figura 3.3.

El dato en el que focalizamos principalmente es la historia de formación estelar de las galaxias enanas, la cual es inferida a partir de la distribución de las edades de sus estrellas en $z = 0$, y tomada directamente de las referencias listadas en la Tabla 3.1. Caracterizamos estas historias de formación estelar computando, para cada galaxia, la fracción de estrellas formadas en tres intervalos de tiempo cósmico: f_{old} se refiere a estrellas “viejas” ($t_{\text{form}} < 4 \text{ Gyr}$), f_{int} a estrellas de edad “intermedia” ($4 < t_{\text{form}}/\text{Gyr} < 8$), y f_{young} a estrellas jóvenes ($t_{\text{form}} > 8 \text{ Gyr}$). Expresamos estas fracciones como tasas de formación estelar normalizadas a la tasa de formación estelar promedio de la galaxia, $\bar{f} = M_{\text{gal}}/t_0$, donde $t_0 = 13.7 \text{ Gyr}$ es la edad del Universo. En otras palabras,

$$f_j = \frac{1}{X} \frac{M_j/\Delta t_j}{\bar{f}}, \quad (3.1)$$

en la cual j se refiere a la componente “vieja”, “intermedia”, o “joven”, y

$$X = \frac{1}{\bar{f}} \sum_j M_j/\Delta t_j, \quad (3.2)$$

es un coeficiente de normalización que asegura que $f_{\text{old}} + f_{\text{int}} + f_{\text{young}} = 1$.

Con esta definición, una galaxias enanas que haya formado estrellas a tasa constante durante toda su evolución tiene $f_{\text{young}} = f_{\text{int}} = f_{\text{old}} = 1/3$. Mostramos esto gráficamente en la Figura 3.2, en la cual usamos un diagrama ternario⁷ para mostrar las historias de formación estelar de todas las galaxias enanas de nuestra muestra. En este triángulo una galaxia con tasa de formación estelar constante se sitúa en el medio, y las coordenadas ($f_{\text{old}}, f_{\text{int}}, f_{\text{young}}$) se leen proyectando cada punto hacia los tres ejes a lo largo de líneas paralelas a los lados del triángulo. Las líneas en el centro del gráfico muestran un ejemplo de cómo leer las coordenadas de un punto con tasa de formación estelar constante, el cual, por definición, es (1/3, 1/3, 1/3).

Las regiones de colores en este gráfico indican regiones en las cuales domina una de las tres poblaciones estelares. Las galaxias adentro del triángulo rojo (abajo a la derecha) son enanas en donde prevalece una población estelar vieja ($f_{\text{old}} > 1/2$): estas galaxias formaron estrellas en el intervalo temporal más viejo a tasas más altas que el $\sim 50\%$ esperado si las mismas hubieran formado estrellas a tasa constante. Una definición análoga se aplica a los triángulos azul (joven) y verde (intermedio) en la Figura 3.2. El triángulo central, por otro

⁷Ver Apéndice 3.8 para detalles acerca de la construcción de un diagrama ternario.

lado, contiene sistemas en los cuales no prevalece ninguna población estelar por sobre las otras.

La Figura 3.2 resume, de manera cuantitativa, la diversidad de historias de formación estelar de las galaxias enanas cercanas. Algunos comportamientos generales se notan con facilidad: (i) hay una correlación relativamente pobre entre el tipo morfológico, denotado por los colores de cada punto (como se indica en la figura), y esta representación particular de la historia de formación estelar de las enanas; (ii) la mayoría de las galaxias enanas tienen una componente estelar “vieja” prominente (71% tienen $f_{\text{old}} > 0.5$); (iii) algunas pocas tienen una población dominante “joven” o “intermedia” (es decir, sólo un 7% tiene $f_{\text{young}} > 0.5$ y 4% tienen $f_{\text{int}} > 0.5$, respectivamente); y (iv) la formación estelar durante el intervalo temporal “intermedio” parece particularmente desfavorecida ($\sim 76\%$ tienen $f_{\text{int}} < 0.2$). Este último punto es particularmente claro, dado el gran número de sistemas que yacen sobre el eje $f_{\text{int}} = 0$. Esto es interesante, ya que sugiere la presencia de un mecanismo que es capaz de inhibir la formación estelar en galaxias enanas aisladas durante el período $4 < t/\text{Gyr} < 8$ (el cual corresponde a $1.7 \gtrsim z \gtrsim 0.6$).

Esta laguna en la actividad de formación estelar se ve más claramente en la Figura 3.3, en donde mostramos la mediana de f_{young} , f_{int} , y f_{old} para todas las galaxias listadas en la Tabla 3.1. Esta figura también muestra que el “hueco” en la actividad de formación estelar no es sensible a la masa de las galaxias: los histogramas punteados y a trazos en la Figura 3.3 indican la mediana de la historia de formación estelar de las galaxias observadas, divididas en dos de acuerdo a la masa; es decir, considerando aquellas más y menos masivas que $M_{\text{gal}} \sim 2 \times 10^7 M_{\odot}$, respectivamente. El mismo “hueco” es aparente en ambos grupos. La escasez de estrellas de edad intermedia es evidente incluso cuando permitimos que las historias de formación estelar varíen de acuerdo a sus incertezas. La línea verde punteada a trazos en la Figura 3.3 muestra la mediana f_{young} , f_{int} , y f_{old} de todas las galaxias enanas, derivada luego de considerar la incertezas del modelo que se utilizó para derivar las historias de formación estelar (ver apéndice 3.7). Concluimos que la disminución en la actividad de formación estelar en tiempo intermedios es una característica robusta de las galaxias enanas de nuestra muestra.

3.3.2 Galaxias enanas simuladas

Guiados por la discusión precedente, examinamos las historias de formación estelar de las galaxias enanas simuladas para buscar claves que permitan entender el origen de la disminu-

ucción en la actividad de la formación estelar en tiempo intermedios. Las líneas gruesas en la Figura 3.4 indican la mediana de la historia de formación estelar de las galaxias enanas simuladas, divididas en dos grupos de acuerdo la importancia relativa de la formación estelar antes y después de $t = 6 \text{ Gyr}$ (que corresponde a $z \sim 1$). El panel superior corresponde a sistemas que han formado más del 80% de sus estrellas antes de ese tiempo, el panel inferior corresponde al resto de la muestra.

Curiosamente, la historia de formación estelar promedio de las galaxias enanas simuladas en el último grupo (donde la formación estelar ha continuado hasta el presente) muestra un “hueco” pronunciado entre $t = 3$ y 6 Gyr , similar a lo que se observa en las galaxias enanas cercanas. A pesar de que este “hueco” aparece casi $\sim 1 \text{ Gyr}$ antes en la simulación que en las observaciones, creemos que la similitud entre el panel inferior de la Figura 3.4 y la Figura 3.3 amerita un examen más detallado, especialmente debido a que un corrimiento de 1 Gyr no es grande considerando los errores típicos de los modelos de síntesis de poblaciones.

Resumimos las historias de formación estelar de nuestra muestra de galaxias simuladas en la Figura 3.5, en la cual usamos un diagrama ternario análogo al de la Figura 3.2, pero usando el período $3 < t/\text{Gyr} < 6$ (que corresponde a $2.3 \gtrsim z \gtrsim 1.0$) para definir la población estelar de edad “intermedia”, y ajustamos las definiciones de población estelar “vieja” ($t_{\text{form}} < 3 \text{ Gyr}$) y “joven” ($t_{\text{form}} > 6 \text{ Gyr}$) de acuerdo a esto.

La Figura 3.5 muestra que las galaxias enanas simuladas exhiben una gran diversidad de historias de formación estelar, similar a las galaxias enanas cercanas. La frecuencia de poblaciones estelares “viejas” es, sin embargo, más pronunciada en la simulación, debido probablemente al resultado de la prescripción ineficiente que ha sido adoptada para el *feedback*, la cual, como se discutió en la Sección 3.2.1, es incapaz de regular efectivamente la cantidad de estrellas que se forman en halos de baja masa. Esto es especialmente cierto a alto *redshift*, cuando las galaxias enanas ensamblan la mayor parte de su masa y sus suministros de gas son más abundantes.

Más aún, muchas de estas galaxias tienen una fracción sustancial de bariones arrancados por la “presión de barrido” a medida que se mueven a través de la “telaraña” o “red” cósmica (ver Capítulo 2 para detalles). Este mecanismo opera más eficientemente en $z \sim 2$ en la simulación que estamos analizando aquí, y priva a muchas de estas galaxias del combustible necesario para continuar formando estrellas en tiempo tardíos. La formación estelar tem-

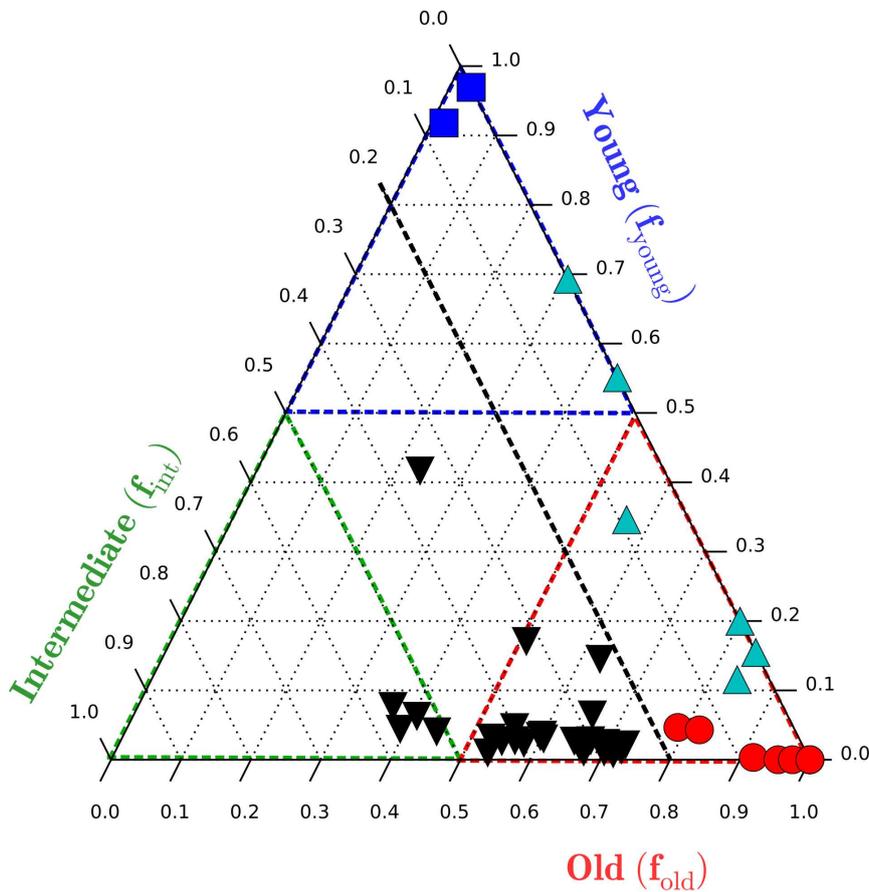


Fig. 3.5 Igual que la Figura 3.2 pero para la muestra de galaxias simuladas. Las poblaciones estelares “joven”, “intermedia”, y “vieja” se refieren aquí a los tiempos de formación encerrados entre $t = 3$ y 6 Gyr . Los sistemas a la derecha de la línea negra a trazos son aquellos con un “hueco” de estrellas de edad intermedia, es decir, $f_{\text{int}} < 0.2$. De todos ellos, hemos identificado sólo aquellos en los cuales está presente una única poblaciones estelar “vieja” (círculos rojos, $f_{\text{young}} < 0.1$); aquellos en donde domina una única población “joven” (cuadrados azules, $f_{\text{old}} < 0.1$); y aquellos con dos poblaciones estelares con edades distintas (triángulos cían). Los triángulos negros que apuntan hacia abajo denotan sistemas con $f_{\text{int}} > 0.2$.

prana domina así sobre la formación estelar en tiempo intermedios y recientes en la mayoría de las enanas simuladas.

A pesar de este defecto, la Figura 3.5 también muestra que varias galaxias enanas simuladas tienen historias de formación que se asemejan a las mostradas en la Figura 3.3. En particular, algunas muestran un “hueco” bien definido en su actividad de formación estelar en tiempo intermedios: sólo un 7% de ellas tienen $f_{\text{int}} > 0.5$ y aproximadamente la mitad de todos los sistemas tienen $f_{\text{int}} < 0.2$. La mediana de las historias de formación estelar de este último grupo (resaltado con color en la Figura 3.5) se asemeja así a las galaxias enanas observadas y su evolución podría ayudar a dilucidar el origen de la disminución de la actividad de formación estelar en tiempo intermedios, como se discutió en la sección anterior.

Estamos ahora particularmente interesados en sistemas donde f_{int} pero no debido al resultado de tener o bien una población dominante vieja ($f_{\text{young}} < 0.1$; mostradas en rojo en la Figura 3.5), o joven ($f_{\text{old}} < 0.1$; mostradas en azul). Estas galaxias se caracterizan por tener dos componentes estelar de distinta edad, separadas por un “hueco” en edades intermedias bien definido (mostradas en cian en la Figura 3.5). La historia de formación estelar promedio de cada uno de estos grupos se muestra en la Figura 3.6. Vamos a usar esta manera de agrupar a las galaxias para buscar claves al origen de las características ya mencionadas en las historias de formación estelar de las galaxias enanas .

3.4 Reionización e historias de ensamblado

Los resultados de la sección precedente muestran que, a pesar de que las galaxias enanas de nuestra muestra fueron elegidas en un rango de masas viriales muy chico, sus historias de formación estelar son capaces de variar ampliamente de sistema a sistema. ¿Qué es lo que causa esta diversidad? Como mostramos más abajo, el origen puede trazarse a la historia de acreción de masa de las galaxias enanas y al efecto de la reionización cósmica.

Ilustramos esto en la Figura 3.7, en donde mostramos la evolución con el *redshift* de la masa virial (panel izquierdo) y la temperatura virial (panel derecho) del progenitor principal de las enanas, agrupados de la misma manera que en la Figura 3.5. Para cada grupo, la línea gruesa y la región sombreada indican el promedio y la dispersión típica para cada tiempo, respectivamente. La Figura 3.7 muestra claramente que la historia de formación estelar de

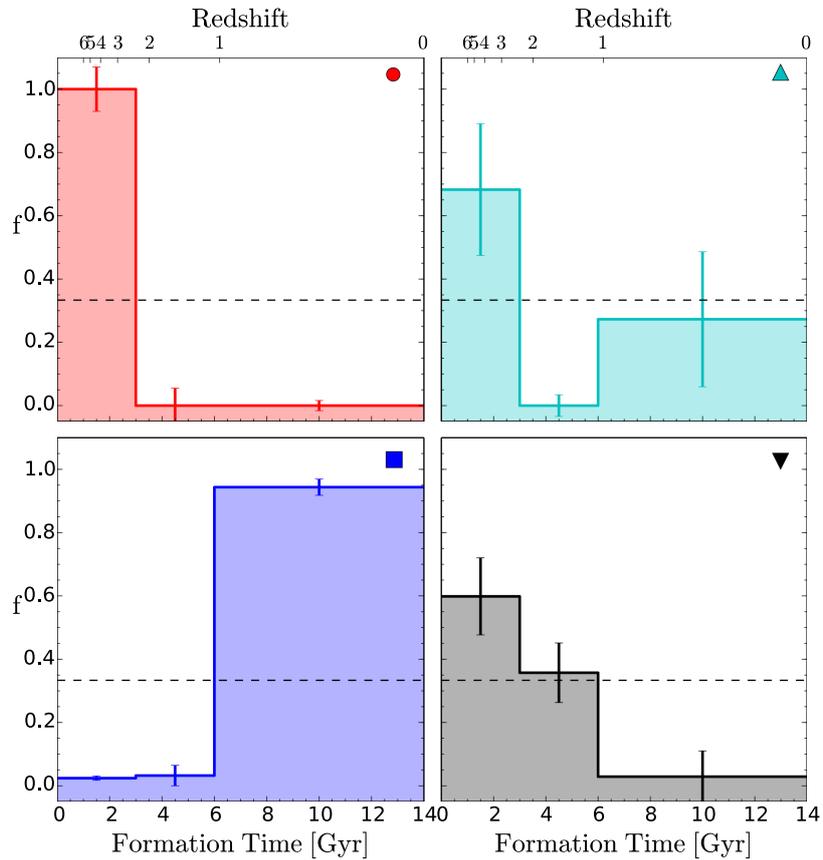


Fig. 3.6 Igual que la Figura 3.3, pero para cada uno de los cuatro grupos identificados en la Figura 3.5. Los tres histogramas de colores corresponden a sistemas con un “hueco” en su población estelar intermedia (es decir, $f_{int} < 0.2$). El histograma sombreado con gris muestra la historia de formación estelar del resto de las galaxias enanas. Los símbolos en cada panel identifican cada uno de los grupos que fue promediado, de la misma manera que en la Figura 3.3. Las barras de error muestran la dispersión en cada intervalo temporal. Hay 13 galaxias en el grupo “rojo”, 2 “azules”, 6 “cíen”, y 25 sistemas “grises”, que dan un total de 46 galaxias simuladas en nuestra muestra. Ver el texto para más detalles.

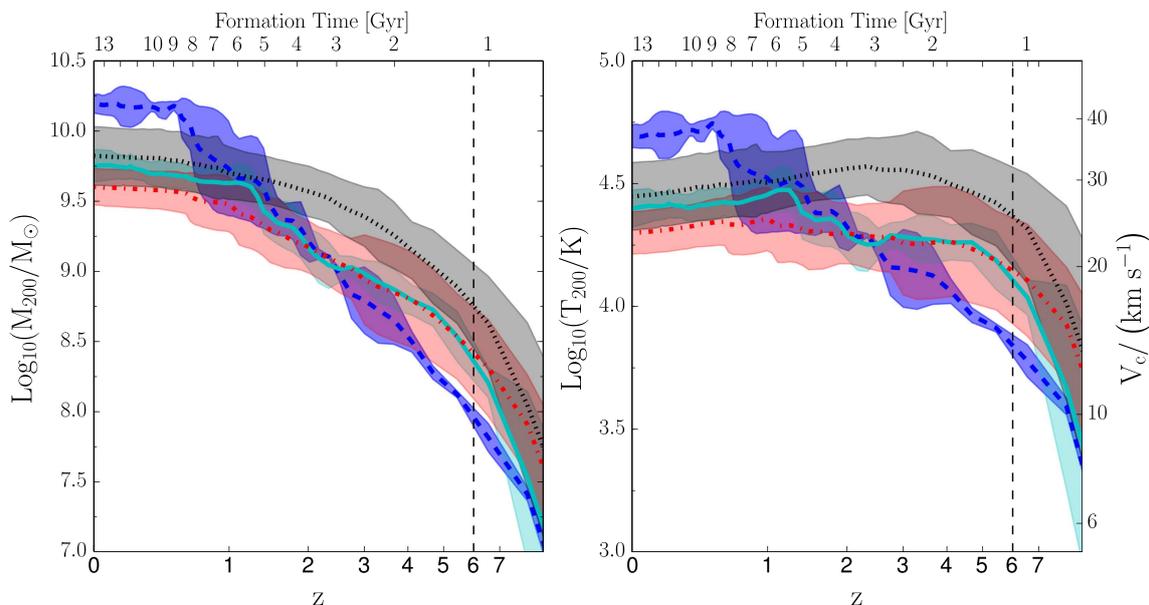


Fig. 3.7 Evolución de la masa virial, M_{200} , (panel izquierdo) y de la temperatura virial, T_{200} , (panel derecho) de los progenitores principales de las galaxias enanas simuladas, separadas en cuatro grupos según sus historias de formación estelar identificadas en la Figura 3.5. Las distintas líneas indican el promedio para cada grupo; Las áreas sombreadas indican la dispersión para cada tiempo. Note que la pertenencia a cada grupo está determinada por la masa (o temperatura virial) del progenitor en z_{reion} . Aquellos sistemas más masivos en z_{reion} (línea gris punteada) inician la formación estelar antes de la reionización y la sostienen durante varios *Gyr*. Los sistemas menos masivos en z_{reion} son más susceptibles a la reionización cósmica, la cual induce un decrecimiento pronunciado en la actividad de formación estelar en tiempos intermedios ($f_{\text{int}} < 0.2$). De todas las galaxias del último grupo, las menos masivas en z_{reion} forman estrellas principalmente en tiempos tardíos (línea a trazos azul), mientras que las más masivas experimentan un único episodio de formación estelar temprano (línea a trazos punteada). Los sistemas con dos componentes estelares de distinta edad (línea sólida cian) resultan de una fusión tardía que dispara un evento de formación estelar reciente en un sistema “rojo”.

las galaxias enanas está íntimamente relacionada con sus historias de acreción de masa y, en particular, con la masa de sus progenitores en el momento en el que ocurre la reionización.

Comenzaremos discutiendo a los progenitores más masivos en z_{reion} (mostrados en gris en la Figura 3.7). Estos definen un grupo de galaxias enanas en donde el pico de la SFH se alcanza en tiempos tempranos, y decae gradualmente con el tiempo ((es decir, los triángulos negros que apuntan hacia abajo en la Figura 3.5 y el panel inferior derecho en la Figura 3.6). Estos halos crecen desde $\sim 5 \times 10^8 M_{\odot}$ en el momento de la reionización hasta $\sim 5 \times 10^9 M_{\odot}$ en $z = 0$. La temperatura virial evoluciona mucho menos en el mismo período, alcanzando su pico en $\sim 3 \times 10^4$ K, justo antes de la reionización, y permaneciendo prácticamente constante después. El colapso temprano asegura que una cantidad sustancial de gas en pueda enfriarse y comenzar a formar estrellas en estos halos antes de z_{reion} . Cuando el Universo se reioniza, el gas menos denso de estos halos es calentado y, con la ayuda de los vientos galácticos producidos por el *feedback* de estrellas en formación, es empujado hacia afuera del radio virial, produciendo un decaimiento abrupto en la fracción bariónica adentro del radio virial (ver panel superior de la Figura 3.8). Sin embargo, estos procesos afectan principalmente la componente de gas más tenue en el halo de una enana. El gas que ya se ha enfriado y condensado hacia la galaxia en z_{reion} continua alimentando la formación estelar hasta que es consumido, lo que lleva a una historia de formación estelar que decae suavemente como se muestra en el panel derecho inferior de la Figura 3.6. Estos sistemas, algunos de los cuales están afectados también por el efecto de la “presión de barrido” a medida que viajan por la “telaraña cósmica” (Ver Capítulo 2 para detalles), se caracterizan en la actualidad por la presencia de estrellas viejas y de edad intermedia de importancia comparable, y por la falta de estrellas jóvenes.

Consideremos a continuación a las galaxias enanas con una única población estelar vieja (mostradas en rojo). Su evolución se parece a la de los progenitores más masivos (es decir, los que se muestran en gris) excepto por su correspondiente baja masa y su pozo de potencial menos profundo. En conjunto, esto implica que una menor cantidad de gas es capaz de condensarse antes de la reionización, produciendo en total menos estrellas; un episodio de formación estelar más corto, (panel superior izquierdo de la Figura 3.4); y una pérdida de bariones más rápida (panel superior de la Figura 3.8). Las dos filas superiores de la Figura 3.9 muestran la evolución del gas, la materia oscura, y las estrellas en una de estas galaxias. La fila superior muestra, en proyección, la distribución de la materia oscura adentro de una caja de lado ~ 500 kpc (comóviles); la segunda fila muestra su correspondiente componente

gaseosa. Note cómo el gas traza fielmente a la materia oscura antes de la reionización (panel de más a la izquierda) y cómo el gas es empujado hacia afuera de los halos de baja masa luego de que la reionización se completa. En $z = 3$, la reionización, en conjunto con el *feedback* estelar, ha alterado el contenido bariónico de una región que se extiende mucho más allá de ~ 7 radios viriales. Esta pérdida de bariones remueve el combustible necesario para formar estrellas en tiempo tardíos. La formación estelar, que ya ha comenzado en z_{reion} , decae sostenidamente luego de $z = 3$ (ver el panel de más a la derecha en la Figura 3.9) hasta valores despreciables en $z = 0$.

Un ejemplo contrastante lo provee una galaxia enanas en la cual prevalece una población estelar joven, y cuyos progenitores tienen una masa mucho más pequeña en z_{reion} (mostrados en azul desde la Figura 3.5 hasta la Figura 3.8). Como resultado, el gas en estos sistemas no ha comenzado a enfriarse y transformarse en estrellas cuando ocurre la reionización. Sus temperaturas viriales están bien por debajo de 10^4 K en z_{reion} , y no pueden, por lo tanto, retener la mayoría de sus bariones, los cuales han sido calentados por la reionización. Estos bariones no son perdidos completamente y, a medida que el sistema se hace lo suficientemente masivo, son eventualmente reacretados, enfriados, y colapsan para formar una galaxia. Las galaxias enanas simuladas con una población estelar joven dominante habitan así halos que han colapsado tarde y que no fueron capaces de formar un número significativo de estrellas hasta bien después de la reionización. Curiosamente, la falta de formación estelar en tiempos tempranos es realmente lo que minimiza el efecto del *feedback* en estos sistemas, ayudando así a preservar los bariones que alimentarán la formación estelar en tiempo tardíos. La reionización cósmica actúa principalmente en este caso retrasando la formación estelar hasta que el halo se haga lo suficientemente masivo como para capturar nuevamente los bariones ya calentados, permitiendo que se enfríen y colapsen hacia una galaxia que forma estrellas en tiempos tardíos.

La evolución de la componente gaseosa de un ejemplo representativo de este grupo se muestra en la tercera fila de la Figura 3.9. Notar en particular cómo la formación estelar es desplazada hacia tiempo tardíos en este caso, con las primeras estrellas apareciendo justo después de $z = 2$ en este ejemplo. Es importante notar que, a pesar de que las estrellas jóvenes dominan en estos sistemas y que la formación estelar no comienza realmente hasta $z \sim 2$ (ver panel inferior de la Figura 3.8), en todos los casos hay un pequeño número de estrellas viejas. Por lo tanto, nuestra simulación no está en conflicto con los resultados observacionales largamente establecidos que establecen que la formación estelar comenzó

en tiempos muy tempranos en las galaxias enanas cercanas, independientemente de su masa o morfología actual (ver, por ejemplo, Tolstoy et al., 2009).

Finalmente, como pueden interpretarse a los sistemas en los cuales coexisten una población joven y una población vieja en $z = 0$ (mostrados en cian en las Figuras 3.5 a 3.8)? Estos sistemas corresponden a sistemas “rojos” que experimentan un episodio de acreción tardío ($z < 1$) que comprime el gas restante y permite que se enfríe lo suficiente como para disparar un episodio de formación estelar reciente. Esto explica por qué la masa de los halos de los sistemas con dos componentes son, en promedio, más grandes que los que corresponden a las galaxias rojas (ver Figura 3.1 y 3.7). La fila de abajo de la Figura 3.9 muestra la evolución de la componente gaseosa de un ejemplo representativo de este grupo: en tiempos tempranos, la formación estelar procede de la misma manera que en los sistemas rojos; sin embargo, en $z \sim 2.5$, un halo pequeño, cuyo gas ha sido calentado por el fondo de radiación externo UV (retrasando así su formación estelar) se aproxima desde la región inferior derecha. Este halo rico en gas comienza a formar estrellas en $z \sim 1.5$, una vez que la interacción terminó. La fusión se completa en $z \sim 0.8$, dejando atrás un sistema con dos componentes estelar, una con estrellas viejas y la otra con estrellas jóvenes. Note que no hay nada en especial respecto al tiempo en el que ocurre la fusión; si la misma hubiera ocurrido antes de $z \sim 1$, entonces la misma hubiera disparado la formación de un número significativo de estrellas de edad intermedia, en vez de estrellas jóvenes. Este sistema no hubiera desarrollado un “gap” en su actividad de formación estelar en tiempos intermedios, y no hubiera sido seleccionado para nuestro análisis de acuerdo a los criterios expuestos en último párrafo de la Sección 3.3.2.

Concluimos que el efecto de la reionización cósmica, actuando sobre sistemas con temperaturas viriales del orden de 10^4 K en z_{reion} , puede proveer una explicación simple y convincente de las principales características de las historias de formación estelar de las galaxias enanas simuladas.

3.5 Discusión y Conclusiones

La discusión anterior ilustra la relación compleja entre la historia de acreción de masa y la reionización y cómo, junto al *feedback* estelar, determinan la historia de formación estelar de una galaxia enana. Esta interrelación conduce a un escenario cualitativo pero convincente que puede ayudar a explicar la diversidad de historias de formación estelar de galaxias enanas cercanas, y provee además claves para comprender el origen de la disminución en la

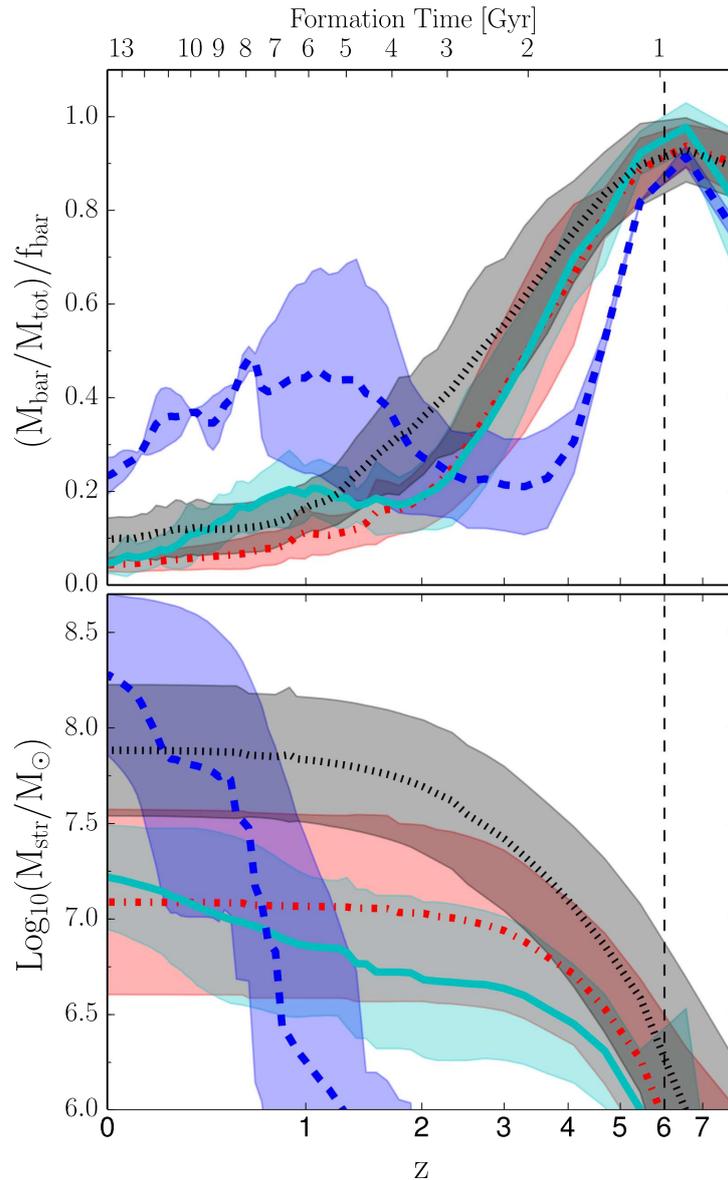


Fig. 3.8 Evolución de la fracción bariónica adentro del radio virial (panel superior) y de la masa estelar (panel inferior) para cada uno de los cuatro grupos identificados en la Figura 3.5 de acuerdo a sus historias de formación estelar. Todas estas galaxias pierden la mayoría de sus bariones debido al efecto de la reionización cósmica y al *feedback* estelar. La pertenencia a cada grupo refleja la masa del progenitor en z_{reion} (marcado por una línea vertical a trazos), lo cual determina qué tan rápido pueden ser evacuados los bariones del halo de cada galaxia enana. Los halos mostrados en azul corresponden al progenitor menos masivo en z_{reion} . Estos sistemas no son lo suficientemente masivos como para comenzar a formar estrellas antes de la reionización, y son, por lo tanto, los halos más severamente afectados cuando el gas es calentado repentinamente en z_{reion} . El calentamiento empuja al gas hacia afuera del halo e induce un retraso en la formación estelar de estos sistemas. Los sistemas mostrados en rojo son suficientemente masivos como para comenzar a formar estrellas antes de la reionización, pero no lo suficientemente masivos como para retener el gas una vez que la reionización y el *feedback* comienzan a actuar. Los sistemas mostrados en gris son lo suficientemente masivos como para permitir que una gran cantidad de gas se enfríe y se condense antes de la reionización, lo que permite sostener la formación estelar durante un periodo de tiempo mucho más prolongado. Ver texto para más detalles.

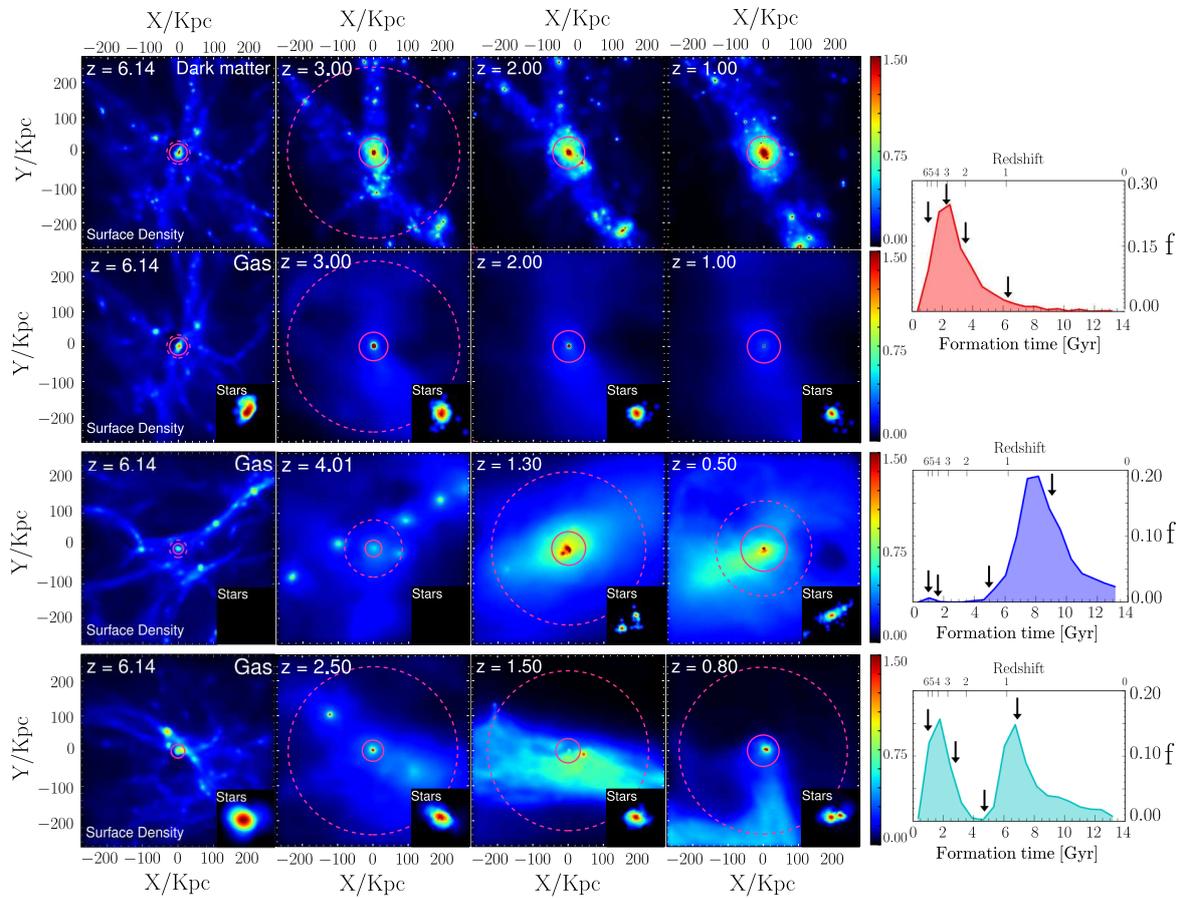


Fig. 3.9 Evolución de la materia oscura, gas y estrellas para tres galaxias enanas con baja formación estelar en tiempos intermedios ($f_{\text{int}} < 0.2$) en una caja de lado ~ 500 kpc (comóviles). El mapa de colores indica el valor de la densidad proyectada en unidades de la densidad media del Universo en cada tiempo. La densidad de gas fue corregida por el factor $(1/f_{\text{bar}} - 1)$ para poder utilizar la misma escala de colores. La dos filas superiores corresponden a un sistema con una única población estelar vieja ($f_{\text{young}} < 0.1$, mostrados rojo en la Figura 3.5). Las dos filas inferiores muestran el gas y las estrellas (la materia oscura se omite por claridad) de un sistema en donde prevalece una componente estelar joven ($f_{\text{old}} < 0.1$, mostrados en azul en la Figura 3.5), y uno con dos componentes estelar bien definidas de distinta edad (cían), respectivamente. En cada panel, el círculo rojo indica el radio virial de la galaxia enana central. El círculo con línea puntada indica el radio más pequeño en el cual se alcanza una fracción de bariones que iguala al promedio Universal. Los paneles internos en la componente gaseosa muestran las estrellas formadas adentro del radio virial de cada enana. Los paneles de más a la derecha muestran la historia de formación estelar de cada galaxia enana.

actividad de formación estelar en tiempos intermedios, como se muestra en la Figura 3.3. El escenario se basa en el efecto dramático que tiene la reionización cósmica en la componente bariónica de halos cuya temperatura virial en z_{reion} es comprable, o más baja que $\sim 10^4$ K. Esta temperatura virial característica define una “masa límite” en z_{reion} que determina la historia de formación estelar futura de un sistema.

Lo progenitores que están justo encima de esta masa límite inician la formación estelar antes de la reionización, pero sus historias de formación estelar son trucadas debido a la pérdida de bariones inducida por los efectos conjuntos de la reionización y el *feedback*. Estos sistemas evolucionan típicamente para formar galaxias enanas caracterizadas por una única población de estrellas viejas.

Los sistemas cuya masa está bien por debajo de la masa límite en z_{reion} no pueden comenzar a formar estrellas antes de la reionización, cuyo efecto principal es retrasar el comienzo de la formación estelar hasta (y sólo si) el sistema crece lo suficiente en masa en tiempos tardíos. En cualquier caso, la formación estelar es desfavorecida en tiempo intermedios, conduciendo a un “gap” en estrellas de edad intermedia. Esto sugiere que la falta de formación estelar en tiempos intermedios observada en galaxias enanas cercanas es una consecuencia directa de la reionización cósmica.

Notar que esta explicación se basa en un número de premisas que pueden ser verificadas independientemente. Una es que las galaxias enanas cercanas de nuestra muestra (cuyas masas estelares se encuentran entre $10^5 < M_{\text{gal}}/M_{\odot} < 10^9$), habitan halos de baja masa, ya que sus temperaturas viriales debieron haber sido del orden, o bien estar por debajo, de $\sim 10^4$ K en z_{reion} . Esta restricción implica que sus progenitores tuvieron, en z_{reion} , una masa virial del orden de $\sim 2 \times 10^9 M_{\odot} (1 + z_{\text{reion}})^{-3/2}$, o $\sim 1.2 \times 10^8 M_{\odot}$ para $z_{\text{reion}} = 6$. Es poco probable que estos halos hayan podido crecer desde entonces por un factor de más de ~ 40 , lo que implica masas viriales en $z = 0$ de aproximadamente $5 \times 10^9 M_{\odot}$, o menores. Note que estas estimaciones serían desplazadas hacia valores más bajos si, dados los últimos resultados de las misiones WMAP y Planck, la reionización ocurrió en *redshifts* más grandes que ~ 10 (Bennett et al., 2013; Planck Collaboration et al., 2014).

Masas de halos tan bajas están en contradicción con las estimaciones que utilizan ajuste de abundancias, lo cual indica que las galaxias enanas cercanas de nuestra muestra deberían habitar halos mucho más masivos (por ejemplo, Guo et al., 2011; Moster et al., 2013). De hecho, de acuerdo a estos modelos, una enana de masa estelar de $10^8 M_{\odot}$ debería estar rodeada por un halo de $\sim 3 \times 10^{10} M_{\odot}$, lo cual es aproximadamente un orden de

magnitud más masivo de lo que nuestros modelos sugieren si el “hueco” de estrellas de edad intermedia mostrado en la Figura 3.3 es de hecho producto de la reionización cósmica. Esta tensión entre los modelos y las observaciones no es nuevo, y numerosos trabajos recientes han presentado evidencia convincente de que la masa de los halos de las galaxias enanas son mucho más pequeñas que las esperadas cuando se aplican técnicas de ajuste de abundancias (ver, por ejemplo, [Boylan-Kolchin et al., 2011](#); [Ferrero et al., 2012](#); [Parry et al., 2012](#)). No hay consenso aún sobre cómo resolver esta discrepancia, con algunos autores argumentando que esto podría requerir una revisión importante del paradigma Λ CDM (ver, por ejemplo, [Bode et al., 2001](#); [Vogelsberger et al., 2012](#)) y otros que esto es un mero reflejo de la limitación de las técnicas de ajuste de abundancias cuando la misma se aplica en escalas de galaxias enanas ([Sawala et al., 2014](#)).

Una segunda línea de investigación independiente que podría ayudar a validar el escenario que proponemos aquí tiene que ver con el origen de las galaxias enanas en donde dos componentes estelares bien separadas en edad coexisten. Hay muchos ejemplos observacionales en el Universo local, incluyendo galaxias satélites de Andrómeda y la Vía Láctea, tales como And II ([McConnachie et al., 2007a](#)), Sculptor, Fornax y Sextans ([Battaglia et al., 2011, 2006](#); [Tolstoy et al., 2004](#)), y galaxias enanas cercanas tales como KKH37 y DDO6 ([Weisz et al., 2011](#)). Los ejemplos mejor estudiados indican que las dos componentes difieren no sólo en edad, sino también en metalicidad, distribución espacial y cinemática ([Walker and Peñarrubia, 2011](#)). Estas correlaciones restringen los caminos evolutivos permitidos para estos sistemas, y bien podrían usarse para testear la idea de que la reionización cósmica juega un rol sustancial en el origen de estas componentes múltiples. Investigamos este problema en el Capítulo 4.

Nuestras conclusiones principales pueden resumirse como sigue:

- Las historias de formación estelar de galaxias enanas cercanas muestran una gran diversidad, pero muestran características bien definidas cuando se toman en conjunto. Tomadas como un grupo, estas enanas están dominadas por una población estelar vieja; en promedio, las galaxias enanas formaron estrellas en los últimos 4 Gyr a una tasa que es casi el doble de lo esperado si las mismas hubieran formado sus estrellas a tasa constante durante toda su vida ($\bar{f} = M_{\text{gal}}/t_0$). Ellas también exhiben un “hueco” pronunciado en su actividad de formación estelar en tiempos intermedios; la tasa promedio en este período $4 < t/\text{Gyr} < 8$ decrece a menos de una décimo de \bar{f} antes de volver a subir a aproximadamente $0.6 \bar{f}$ en la últimos $\sim 5 \text{ Gyr}$.

- Las galaxias enanas de campo en la simulación CLUES tienen historias de formación estelar tan diversas como las galaxias enanas observadas. En particular, algunas galaxias simuladas muestran un “hueco” de estrellas de edades intermedias, similar lo que se observa en las galaxias enanas cercanas. Este “hueco” es causado por la reionización cósmica, la cual corta el suministro de gas a sistemas que ya han comenzado su formación estelar antes de z_{reion} , y retrasa el comienzo de la formación estelar en sistemas que colapsan luego de z_{reion} .
- Las galaxias simuladas en las cuales el “hueco” en estrellas de edad intermedia es más evidente son aquellas cuyos progenitores, en z_{reion} , tuvieron temperaturas viriales del orden o por debajo de $\sim 10^4$ K. Esto corresponde, para $z_{\text{reion}} = 6$, a $M_{200} 1.2 \times 10^8 M_{\odot}$. Estos progenitores crecen en masa y alcanzan masas viriales del orden de $\sim 5 \times 10^9 M_{\odot}$ en $z = 0$. Si el “hueco” en edades intermedias observado en el conjunto de historia de formación estelar de las galaxias enanas cercanas es de hecho causado por la reionización, esto sugiere que las mismas habitan halos que son casi un orden de magnitud menos masivos que lo que se espera a partir de técnicas de ajuste de abundancias.

Nuestro resultado provee así soporte indirecto, pero independiente, de la idea de que las galaxias enanas habitan halos de menor masa de lo que se espera a partir de modelos simples de formación de galaxias. La poca cantidad de tales halos predichos en el paradigma Λ CDM representa un desafío, especialmente porque cualquier modelo satisfactorio debería explicar por qué sólo una pequeña fracción de ellos están poblados por galaxias luminosas en la actualidad. A pesar de que este desafío sea eventualmente sorteado, nuestro resultado sugiere que la reionización cósmica seguramente emergerá como un ingrediente esencial de la solución.

3.6 Agradecimientos

Agradecemos a Else Starkenburg, Evan Skillman, Daniel Weisz, Kim Venn y a Igor Karachentsev por discusiones útiles. Este trabajo ha sido respaldado en parte por la National Science Foundation bajo el subsidio No. PHYS-1066293 y la hospitalidad del Aspen Center for Physics. La simulación fue corrida en el Leibniz Rechenzentrum Munich (LRZ) y en el Barcelona Supercomputing Center (BSC). Nuestra colaboración ha sido respaldada por el subsidio DFG GO 563/21-1 y GO 563/24-1 así también como por CONICET. ABL agradece respaldo del

programa Emerging Leaders in the Americas (ELAP) y la hospitalidad de la Universidad de Victoria. ABL, JFN and MGA agradecen el respaldo del subsidio ANPCyT PICT2012-1137. GY agradece respaldo financiero de MINECO bajo el subsidio de investigación AYA2012-31101, FPA2012-34694 y MultiDark CSD2009-00064. YH ha sido parcialmente respaldado por la Israel Science Foundation (13/08). Finalmente, agradecemos al “referee” anónimo que ha leído cuidadosamente el manuscrito y ha aportado numerosas sugerencias que ayudaron a mejorar este trabajo. Este trabajo se ha beneficiado de Ipython (Pérez and Granger, 2007) y matplotlib (Hunter, 2007).

3.7 Apéndice A: Conjunto de historias de formación estelar e incertezas

El histograma sombreado en la Figura 3.3 usa la mediana de los valores f_{old} , f_{int} , y f_{young} listados en la Tabla 3.1 para caracterizar la historia de formación estelar del conjunto de las galaxias enanas observadas. Debido a que las mediciones de cada una de estas cantidad está sujeta a errores considerables, es importante verificar que el “hueco” en la actividad de formación estelar en edades intermedias identificado en la Figura 3.3 es robusto dentro de las incertezas. Usamos los errores provistos en cada una de las referencias listadas en la Tabla 3.1 y derivamos las incertezas formales para cada uno de los valores individuales de f_{old} , f_{int} , y f_{young} y los usamos para tratar a cada galaxia como una distribución de probabilidades (en lugar de un único punto) en un diagrama ternario como el de la Figura 3.2. Mostramos cuatro ejemplos de este procedimiento en la Figura 3.10, correspondientes a KDG73, KKH86, Antlia y U4483 (Una galaxia enanas por región triangular en la Figura 3.3). Usamos luego estas distribuciones de probabilidad para derivar la historia de formación estelar en conjunto (en donde cada galaxia lleva el mismo peso) y mostramos su diagrama ternario correspondiente en la Figura 3.11. Las medianas a lo largo de cada eje son entonces computados nuevamente y mostrados en la Figura 3.3 con una línea verde de tipo punteada a trazos. El decrecimiento en edades intermedias en el conjunto de historias de formación estelar es todavía una característica clara, y por lo tanto concluimos que esta característica es robusta dentro de las incertezas.

Tabla 3.1 Compilación de galaxias enanas cercanas *aisladas* incluidas en nuestro análisis. Hemos excluido sistemas más brillantes que $M_B \approx -16$ y más débiles que $M_B \approx -7$, así también como satélites de la Vía Láctea, M31, M81, M82 y NGC 2403. Ver Sección 3.3.1 para más detalles sobre la selección. Las coordenadas galácticas (l , b) fueron tomadas de la base de datos astronómicos SIMBAD. Las velocidades radiales heliocéntricas (V_\odot), distancias heliocéntricas (D_\odot) y magnitudes absolutas en la banda B (M_B) fueron tomadas del Catálogo y Atlas de las galaxias del Volumen Local (LVG) (Karachentsev et al., 2004, 2013, y referencias allí dentro). Las historias de formación estelar y las masas estelares (M_{gal}) se tomaron de las referencias aquí listadas. Si la masa estelar no hubiera sido especificada en la referencia original, hemos adoptado el valor listado en el LVG.

Galaxia	l ($^\circ$)	b ($^\circ$)	D_\odot (Mpc)	V_\odot (km s^{-1})	M_{gal} ($10^7 M_\odot$)	M_B (mag)	f_{old}	f_{int}	f_{young}	Referencia
Antlia	263.10	+22.31	1.32	+362.0	0.54	-9.75	0.199	0.311	0.490	Weisz et al. (2011)
Cetus	101.44	-72.86	0.78	-87.0	0.19	-10.18	0.869	0.111	0.020	Monelli et al. (2010d)
DDO183	77.79	+73.45	3.22	+188.0	4.69	-13.16	0.744	0.000	0.256	Weisz et al. (2011)
DDO6	119.39	-83.88	3.34	+292.0	2.50	-12.39	0.647	0.000	0.353	Weisz et al. (2011)
DDO53	149.29	+34.95	3.56	+19.0	6.67	-13.37	0.480	0.176	0.344	Weisz et al. (2011)
DDO99	166.20	+72.44	2.64	+251.0	7.84	-13.52	0.768	0.184	0.048	Weisz et al. (2011)
DDO113	161.10	+78.06	2.86	-	1.81	-11.51	0.674	0.000	0.326	Weisz et al. (2011)
DDO125	137.75	+72.94	2.74	+206.0	58.22	-14.33	0.424	0.556	0.020	Weisz et al. (2011)
DDO165	120.75	+49.36	4.57	+31.0	43.06	-15.09	0.635	0.012	0.353	Weisz et al. (2011)
DDO181	89.73	+73.12	3.01	+214.0	3.67	-13.20	0.794	0.000	0.206	Weisz et al. (2011)
DDO187	25.57	+70.46	2.20	+160.0	1.37	-12.44	0.547	0.024	0.429	Weisz et al. (2011)
DDO190	82.01	+64.48	2.74	+150.0	6.24	-14.14	0.398	0.112	0.490	Weisz et al. (2011)
E269-037	303.59	+17.03	3.48	+744.0	0.77	-11.39	0.959	0.000	0.041	Weisz et al. (2011)
E294-010	320.41	-74.42	1.92	+107.0	1.64	-10.91	0.839	0.063	0.098	Weisz et al. (2011)
E321-014	294.85	+24.05	3.18	+609.0	2.36	-12.70	0.819	0.053	0.128	Weisz et al. (2011)
E325-011	313.50	+19.91	3.40	+544.0	9.86	-14.02	0.649	0.112	0.239	Weisz et al. (2011)
E410-005	357.85	-80.71	1.92	+36.0	2.00	-11.58	0.667	0.183	0.151	Weisz et al. (2011)
E540-032	121.01	-82.77	3.42	+228.0	3.41	-11.32	0.902	0.000	0.098	Weisz et al. (2011)
GR8	310.73	+76.98	2.13	+217.0	1.29	-11.96	0.658	0.112	0.230	Weisz et al. (2011)
IC1613	129.74	-60.58	0.73	-232.0	10.00	-14.54	0.361	0.229	0.410	Skillman et al. (2003)
KDG2	119.78	-80.94	3.40	+224.0	0.49	-11.39	0.030	0.000	0.970	Weisz et al. (2011)
KDG52	143.82	+33.01	3.55	+116.0	2.26	-11.49	0.952	0.000	0.048	Weisz et al. (2011)
KDG73	136.88	+44.23	3.70	+116.0	0.94	-10.76	0.391	0.000	0.609	Weisz et al. (2011)
KK230	67.71	+71.99	2.14	+63.0	0.39	-9.21	0.826	0.000	0.174	Weisz et al. (2011)
KKH37	133.98	+26.54	3.39	+11.0	2.32	-11.58	0.544	0.036	0.419	Weisz et al. (2011)
KKH86	339.04	+62.60	2.59	+287.0	0.44	-10.30	0.747	0.117	0.135	Weisz et al. (2011)
KKH98	109.09	-22.38	2.45	-132.0	0.92	-10.78	0.218	0.492	0.290	Weisz et al. (2011)
KKR25	83.88	+44.41	1.86	-79.0	0.27	-9.39	0.672	0.012	0.317	Weisz et al. (2011)
LeoA	196.90	+52.42	0.81	+24.0	20.00	-11.70	0.176	0.303	0.521	Cole and Lcid Team (2007)
LeoT	214.85	+43.66	0.42	+39.0	0.01	-6.73	0.547	0.347	0.105	Weisz et al. (2012)
N3109	262.10	+23.07	1.32	+403.0	35.07	-15.73	0.849	0.000	0.151	Weisz et al. (2011)
N3741	157.57	+66.45	3.03	+229.0	3.77	-13.13	0.761	0.000	0.239	Weisz et al. (2011)
N4163	163.21	+77.70	2.94	+162.0	12.51	-13.80	0.462	0.483	0.055	Weisz et al. (2011)
Phoenix	272.16	-68.95	0.44	-52.0	0.44	-9.56	0.562	0.318	0.120	Hidalgo et al. (2009)
SagDIG	21.06	-16.28	1.04	-79.0	0.96	-11.49	0.050	0.471	0.479	Held et al. (2007)
Sc22	52.74	-83.34	4.21	-	1.78	-10.46	0.791	0.011	0.198	Weisz et al. (2011)
SexA	246.15	+39.88	1.32	+324.0	13.83	-13.93	0.366	0.195	0.439	Weisz et al. (2011)
SexB	233.20	+43.78	1.36	300.0	16.52	-13.95	0.656	0.000	0.344	Weisz et al. (2011)
Tucana	322.91	-47.37	0.88	+194.0	0.26	-9.16	0.950	0.050	0.000	Monelli et al. (2010b)
U4483	144.97	+34.38	3.21	+156.0	2.23	-12.73	0.000	0.938	0.062	Weisz et al. (2011)
U8508	111.14	+61.31	2.69	+56.0	3.26	-13.09	0.674	0.000	0.326	Weisz et al. (2011)
U8833	67.71	+73.96	3.08	+221.0	2.18	-12.20	0.783	0.011	0.206	Weisz et al. (2011)
UA292	148.28	+83.72	3.61	+308.0	0.13	-11.79	0.551	0.000	0.449	Weisz et al. (2011)
UA438	11.87	-70.86	2.18	+62.0	3.83	-12.86	0.647	0.298	0.055	Weisz et al. (2011)
UGC4879	164.66	+42.89	1.36	-25.0	1.13	-11.94	0.959	0.000	0.041	Jacobs et al. (2011)
WLM	75.85	-73.63	0.97	-122.0	18.60	-14.06	0.596	0.199	0.206	Dolphin (2000)

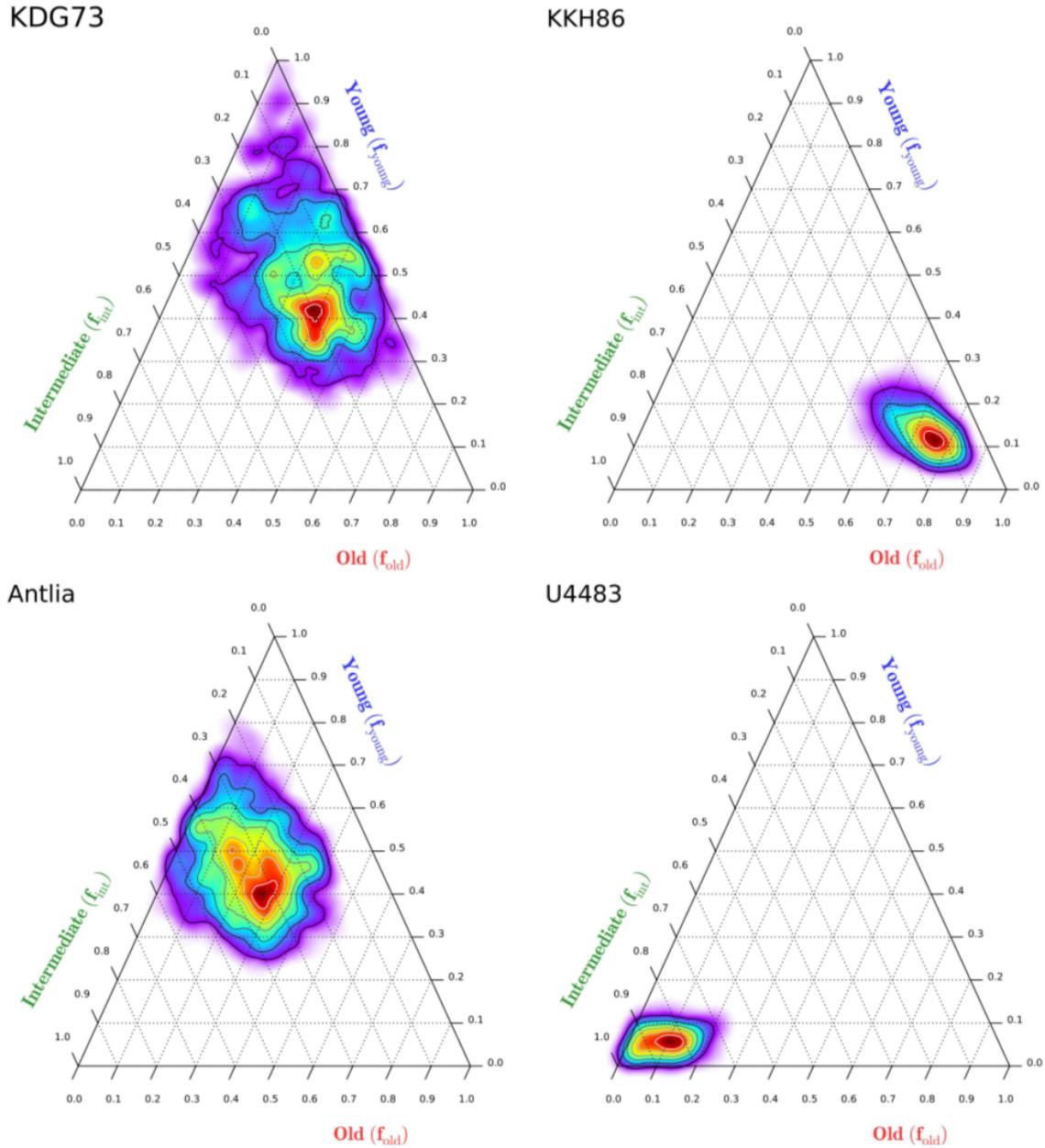


Fig. 3.10 Ejemplos de diagramas ternarios que resumen las historias de formación estelar de las galaxias enanas KDG73, KKH86, Antlia y U4483. Los colores indican la distribución de probabilidades de f_{old} , f_{int} , y f_{young} luego de tener en cuenta las incertezas del modelo. (Ver la barra de color en la Figura 3.11.)

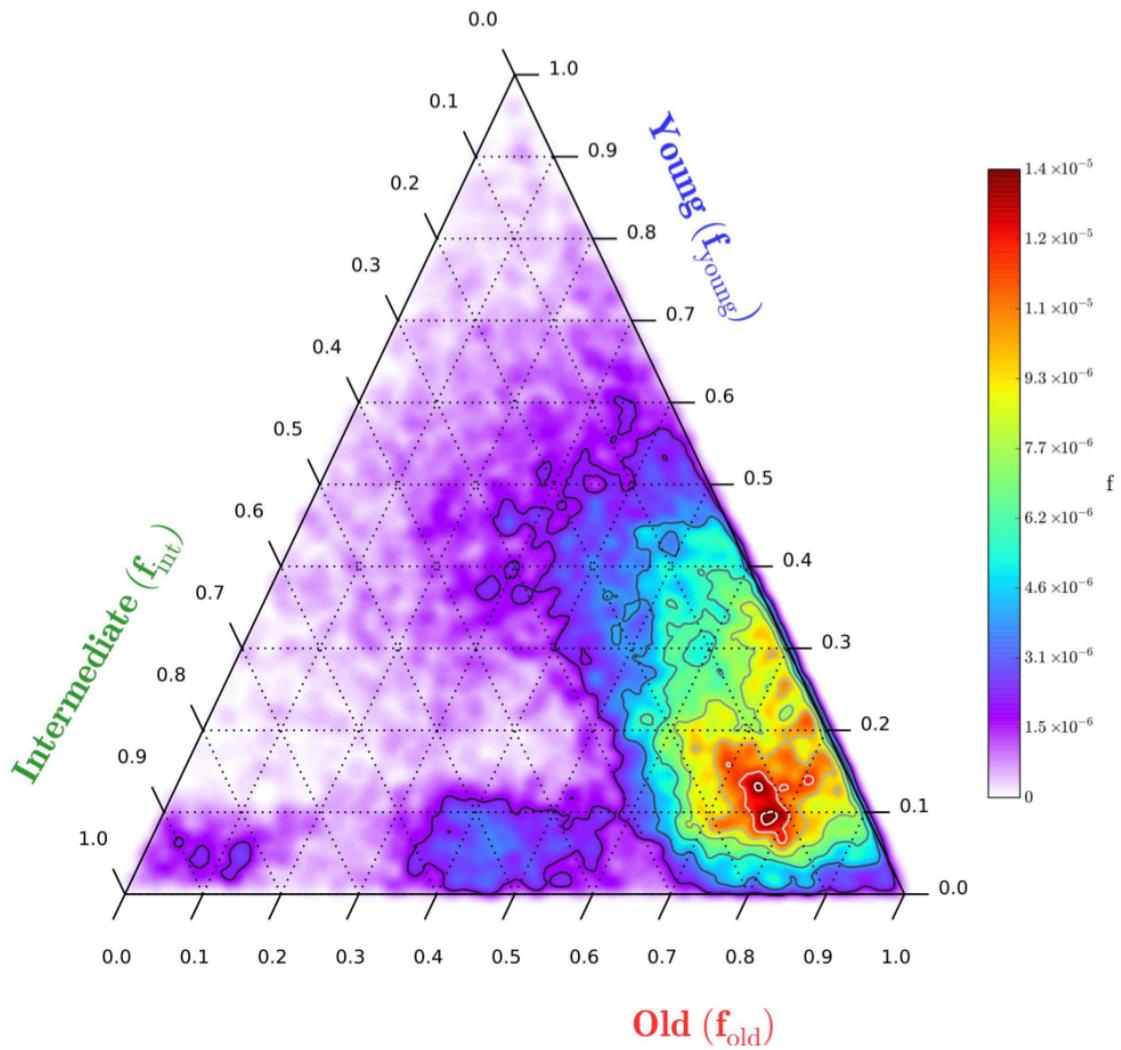


Fig. 3.11 Igual que la Figura 3.10 pero para el conjunto de galaxias enanas de nuestra muestra.

3.8 Apéndice B: Diagramas ternarios

Sean (x_i, y_i, z_i) las coordenadas de un conjunto de puntos en el espacio y asumamos que los mismos satisfacen:

$$x_i + y_i + z_i = C_i, \quad (3.3)$$

en donde C_i es una constante. En principio, $C_i \neq C_j$ para $i \neq j$. Sin embargo, dividiendo C_i :

$$\frac{x_i}{C_i} + \frac{y_i}{C_i} + \frac{z_i}{C_i} = x'_i + y'_i + z'_i = 1. \quad (3.4)$$

En otras palabras, cada punto en el espacio que satisface la Ecuación 3.3 yace (por definición) en el plano $x'_i + y'_i + z'_i = 1$.

La Ecuación 3.4 establece que sólo hay dos coordenadas independientes. La misma nos invita a buscar la proyección en la que veamos al plano de frente, la cual desacopla naturalmente las variables independientes. Después de un poco de álgebra, es fácil demostrar que la siguiente transformación produce tal proyección:

$$x''_i = x'_i + \frac{z'_i}{2} \quad (3.5)$$

$$y''_i = \frac{\sqrt{3}}{2} z'_i. \quad (3.6)$$

La transformación anterior tiene la propiedad de que mapea los tres puntos particulares $(x'_i, y'_i, z'_i) = (1, 0, 0)$, $(0, 1, 0)$ y $(0, 0, 1)$ hacia $(x''_i, y''_i) = (1, 0)$, $(0, 0)$ y $(1/2, \sqrt{3}/2)$ respectivamente, lo cual define los vértices de un triángulo. Otras propiedades interesantes de esta transformación son las siguientes:

1. Desplazamientos horizontales mantienen el valor de z'_i constante.
2. Desplazamientos paralelos al lado izquierdo del triángulo mantienen el valor de x'_i constante.
3. Desplazamientos paralelos al lado derecho del triángulo mantienen el valor de y'_i constante.

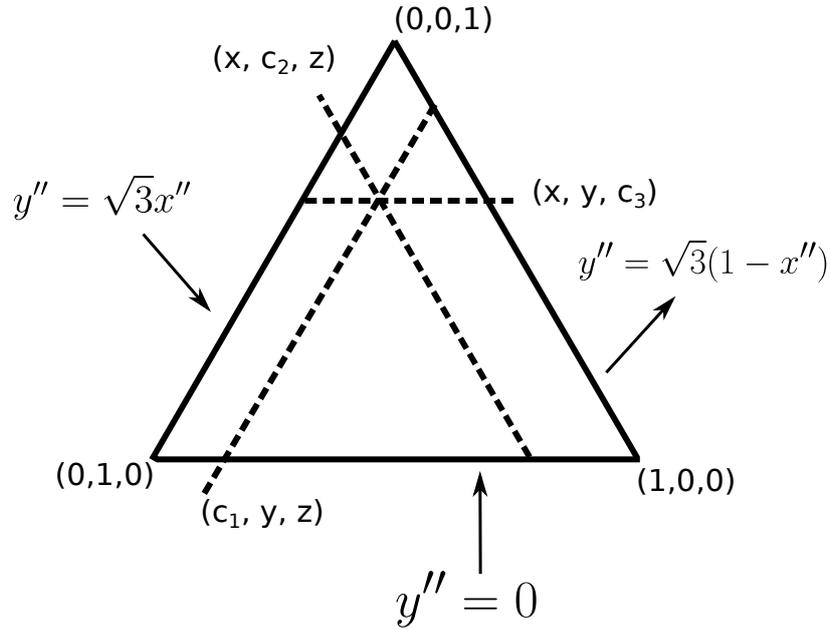


Fig. 3.12 Dibujo esquemático de un diagrama ternario, mostrando sus propiedades principales.

La propiedad 1 es evidente de la misma definición de la transformación: si $z'_i = c$, con $0 \leq c \leq 1$ una constante, entonces $y'' = \sqrt{3}/2c'_i$ y $c/2 \leq x'' \leq 1 - c/2$. Note que el caso particular $z'_i = 0$, se mapea al eje $y'' = 0$.

La propiedad 2 se sigue de la relación $y''_i = \sqrt{3}(x''_i - x_i)$. Si $x'_i = c$, con $0 \leq c \leq 1$ una constante, entonces $y''_i = \sqrt{3}(x''_i - c)$ y $0 \leq y''_i \leq \sqrt{3}(x''_i - c)$, con $c \leq x'' \leq (1 + c)/2$. Note que el caso particular $x'_i = 0$ se mapea a la recta $y''_i = \sqrt{3}x''_i$, con $0 \leq x''_i \leq 1/2$. Esta recta corresponde al lado izquierdo del triángulo.

La propiedad 3 se sigue también de la relación $y''_i = \sqrt{3}(1 - y'_i - x''_i)$. Si $y'_i = c$, con $0 \leq c \leq 1$ una constante, entonces $y''_i = \sqrt{3}(1 - c - x''_i)$ y $0 \leq y''_i \leq \sqrt{3}(1 - c)/2$, con $(1 - c)/2 \leq x''_i \leq (1 - c)$. Note que en el caso particular $y'_i = 0$ se mapea a la recta $y''_i = \sqrt{3}(1 - x''_i)$, con $0 \leq x''_i \leq 1/2$. Esta recta se corresponde justamente con el lado derecho del triángulo.

Mostramos las propiedades anteriores gráficamente en la Figura 3.12.

Capítulo 4

Componentes Estelares Múltiples en Galaxias Enanas

4.1 Resumen¹

Utilizando una simulación cosmológica de la formación del Grupo Local de galaxias, estudiamos galaxias enanas aisladas que presentan dos componentes estelares que pueden distinguirse fácilmente tanto en edad como en metalicidad. Encontramos que la componente estelar más joven y/o más metálica está más concentrada hacia el centro que su contraparte más vieja y/o menos metálica. La distribución espacial de las distintas componentes estelares está también relacionada con su cinemática: las estrellas más jóvenes exhiben sistemáticamente velocidades de dispersión más pequeñas cuando se comparan con las estrellas más viejas. Estos comportamientos son similares a los resultados observacionales obtenidos para galaxias enanas cercanas como Sculptor, Phoenix o Sextans. Trazamos la segregación espacial de estas componentes estelares a fusiones: Las estrellas más viejas se forman típicamente en distintos “aglomerados” de estrellas antes de ensamblarse en la galaxia, mientras que las estrellas más jóvenes se forman luego de que las fusiones ya han terminado, a partir de gas que pudo enfriarse y alcanzar el centro de la galaxia antes de formar estrellas. Concluimos que las fusiones entre galaxias enanas es un mecanismo viable para explicar por qué las estrellas más viejas se encuentran usualmente menos concentradas que las estrellas más jóvenes en galaxias enanas cercanas.

¹Basado en A. Benítez-Llambay, J. F. Navarro, M. G. Abadi, S. Gottlöber, Y. Hoffman, G. Yepes & M. Steinmetz, (2015), en preparación.

4.2 Introducción

Las galaxias enanas son por lejos los objetos extragalácticos más comunes en el Universo. Son sistemas cuya masa estelar no excede típicamente algunas $10^9 M_{\odot}$, siendo usualmente más débiles que $M_B \sim -16$. Las galaxias enanas pueden clasificarse morfológicamente en distintas clases, siendo quizás la diferencia más notoria entre ellas sus poblaciones estelares, formación estelar actual y contenido de gas. Las galaxias enanas esferoidales (dSphs) son sistemas caracterizados por la presencia una población estelar predominantemente vieja, con poca evidencia de poseer gas. En contraste, las galaxias enanas irregulares (dIs) tienen usualmente grandes cantidades de gas y muestran actividad de formación estelar reciente (Tolstoy et al., 2009). En la última década, el incremento en el número de observaciones de galaxias enanas cercanas, y en particular de las dSphs de nuestra propia Vía Láctea, han revelado la complejidad de su contenido estelar. Las galaxias enanas parecen hospedar poblaciones estelares múltiples, las cuales tiene edades, metalicidades y cinemáticas diferentes. Diagramas color-magnitud profundos (CMDs por sus siglas en inglés) han revelado que, en la mayoría de las dSphs observadas, las estrellas de la rama horizontal roja (RHB por sus siglas en inglés) están sistemáticamente más concentradas hacia el centro que aquellas de la rama horizontal azul (o BHB por sus siglas en inglés). Esto se interpreta usualmente como una diferencia en la metalicidad de sus estrellas, estando las más metálicas y/o más jóvenes en las partes más internas de las galaxias (por ejemplo, Harbeck et al., 2001; Hurley-Keller et al., 1999; Majewski et al., 1999). Ejemplos típicos de galaxias enanas en las cuales se ha encontrado una segregación espacial de distintas componentes estelares son Fornax, Sculptor, Sextans, Tucana, Phoenix², Andrómeda VI, Carina, Sextans A, Sextans B (por ejemplo, Battaglia et al., 2012, 2006; Bellazzini et al., 2014; Bernard et al., 2008; Harbeck et al., 2001; Hidalgo et al., 2013; Tolstoy et al., 2004). Al mismo tiempo, la cinemática interna de galaxias enanas como Fornax, Sculptor o Sextans parece estar también relacionada con la metalicidad de sus estrellas: la componente más metálica exhibe una dispersión de velocidades en la línea de la visual más chica que su contraparte menos metálica (ver Battaglia et al., 2013, y referencias allí dentro).

La presencia de poblaciones estelares segregadas espacialmente en galaxias enanas es difícil de acomodar con la formación de galaxias disco más masivas, las cuales se espera que se formen de adentro hacia afuera (ver por ejemplo Pérez et al., 2013). En este escenario, las estrellas más viejas se forman durante el colapso temprano de gas en las regiones internas

²Note que Phoenix y Tucana son galaxias enanas de campo.

de las galaxias, en tanto que la formación estelar subsecuente ocurre típicamente en un disco externo soportado por rotación. Además, la no detección de gradientes de poblaciones en algunas galaxias enanas (por ejemplo [Held et al., 2000](#)), o el debate de si los gradientes están presentes o no en otras (por ejemplo, [Ibata et al., 2006](#); [Ural et al., 2010](#)), hace que el entendimiento de los mecanismos de formación de tales gradientes sea una tarea desafiante.

Desde un punto de vista teórico, distintos autores han atribuido las propiedades de las poblaciones estelares a distintos mecanismos que podrían bien ser clasificados como internos o externos. Las interacciones tidales, “despojo por presión de barrido” o “agitación tidal” (por ejemplo [Mayer et al., 2001, 2006](#); [Read et al., 2006](#), y referencias allí dentro) pueden ser consideradas como mecanismos externos. Estos ciertamente podrían producir la segregación espacial observada: el gas de las galaxias enanas que se aproximan a una galaxia grande puede ser arrancado eficientemente en las regiones externas de la galaxia, apagando la formación estelar en las regiones más alejadas del centro sin afectar prácticamente a las regiones internas. Como resultado, la población estelar joven sería más concentrada hacia el centro. La metalicidad más alta de la población estelar más joven sería simplemente el resultado de un proceso de auto enriquecimiento de la componente estelar, la cual forma estrellas durante un período de tiempo más prolongado que la contraparte vieja. De un modo similar, el “agitamiento tidal” produciría un efecto similar cuando se considera un disco de gas que está formando estrellas mientras es “agitado” tidalmente. La pérdida de momento angular achicaría al disco, segregando naturalmente a las estrellas formadas recientemente hacia el centro. A pesar de ser escenarios interesantes, los mecanismos anteriores operarían sólo en galaxias enanas que han sido acretadas por un sistema masivo en el pasado. La detección de gradientes en las poblaciones estelares de galaxias aisladas como Phoenix o LGS-3³ ([Hidalgo et al., 2013](#)) o SexA y SexB ([Bellazzini et al., 2014](#)) fuerzan a considerar otros.

Un ejemplo de mecanismos internos es dado por [Tolstoy et al. \(2004\)](#) y [Battaglia et al. \(2006\)](#), los cuales sugieren que la segregación espacial de estrellas refleja el mecanismo de formación de cada componente individual: a medida que la población de estrellas viejas se forma, el gas sería expulsado hacia afuera de la galaxia como resultado de las explosiones de supernova de las estrellas más masivas. Sin embargo, el gas que fue expelido anteriormente podría caer nuevamente a la galaxia, yendo hacia las regiones centrales de la galaxia para formar la población estelar más joven. A pesar de que este escenario parece plausible, se

³LGS-3 está de hecho en las afueras del halo de la Vía Láctea.

necesita más trabajo teórico para evaluar la relevancia del mismo. Otra posibilidad de acomodar la distribución de estrellas sería apelar a migración estelar. Sin embargo, este proceso es bastante desfavorecido en escalas pequeñas (Schroyen et al., 2013; Stinson et al., 2009). La reionización del Universo podría en principio producir una diferencia espacial en distintas poblaciones estelares de galaxias enanas (ver por ejemplo, Susa and Umemura, 2004); el gas en las regiones más internas de las enanas se encontraría “blindado” en contra de los fotones UV debido principalmente a su alta densidad. Esto permitiría, en principio, que el gas más interno continúe formando estrellas durante la reionización del Universo. Sin embargo, la formación estelar en las regiones más externas de las galaxias enanas serían gradualmente apagadas a medida que el gas de más baja densidad es foto-evaporado.

Finalmente, utilizando simulaciones cosmológicas de la formación de una galaxia enana, Kawata et al. (2006) mostraron que, a partir de una relación compleja entre la formación estelar, el *feedback* y la evolución química, puede aparecer un gradiente de metalicidad muy pronunciado⁴. Esto condujo a los autores a interpretar a las distintas poblaciones estelares de Sculptor como un gradiente muy pronunciado de metalicidad en lugar de la coexistencia de dos poblaciones estelares realmente distintas. Sin embargo, no es claro que estos gradientes puedan mantenerse hasta $z = 0$ cuando se consideran historias de formación estelar más extendidas, tales como las que se encuentran en Fornax o Carina (e.g., Marcolini et al., 2006).

De la discusión anterior queda claro que las sistemáticas de las poblaciones estelares múltiples en galaxias enanas deberían poder originarse de una relación compleja entre distintos mecanismos. Sin embargo, la mayor parte de los esfuerzos para comprender estos mecanismos fueron hechos utilizando simulaciones de galaxias aisladas, despreciando la interacción con el ambiente cosmológico, o asumiendo que las mismas son galaxias “fósiles”⁵. En este capítulo aprovechamos una simulación cosmológica de alta resolución de la formación del Grupo Local de galaxias para atacar el problema de la formación de dos componentes estelares en galaxias enanas, y mostramos que fusiones entre galaxias enanas constituye un mecanismo interesante que produce naturalmente los comportamientos observados en galaxias enanas cercanas. Este mecanismo también explica naturalmente las diferencias en cinemática y metalicidad. En particular, focalizamos en galaxias enanas

⁴Notar sin embargo que los autores terminaron la simulación en $z = 6$, despreciando el impacto subsecuente de la reionización del Universo, y los eventos de acreción de masa, los cuales pueden alterar significativamente el resultado.

⁵Una galaxia fósil es una galaxia cuyas propiedades no cambiaron significativamente desde tiempos muy tempranos.

adentro de un rango de masas viriales muy pequeño, con dispersión de velocidad en el rango 12-16 km s⁻¹ y en donde dos poblaciones estelares diferentes, tanto en edad como en metalicidad, puede distinguirse sin ambigüedad.

4.3 Resultados

La simulación usada en este trabajo es parte del proyecto CLUES, el cual utiliza restricciones observacionales para evolucionar realizaciones del Universo local imitando la distribución de masa y los campos tidales de la gran escala (ver Sección 1.2.5 para detalles sobre la simulación). Nuestro objetivo es buscar un mecanismo que sea capaz de producir poblaciones estelares múltiples con comportamientos similares a los observados en galaxias enanas cercanas. Para ello, focalizamos solamente en galaxias enanas simuladas en las cuales puedan distinguirse únicamente dos poblaciones estelares (tanto en edad como en metalicidad). En el capítulo 3, hemos estudiado un conjunto de galaxias enanas aisladas de la simulación CLUES y hemos mostrado que las mismas exhiben historias de formación estelar tan diversas como las de las galaxias enanas observadas en el Universo cercano. En particular, seis de ellas, con masas viriales y estelares en el rango $\sim 3 \times 10^9 M_\odot$ a $\sim 1.0 \times 10^{10} M_\odot$ ⁶ y $\sim 6.3 \times 10^6 M_\odot$ a $\sim 1.0 \times 10^8 M_\odot$ respectivamente, exhiben un “hueco” en edades intermedias ($3 < t/Gyr < 6$), y han formado menos del 40% de sus estrellas en los primeros 6 Gyr. Estas galaxias son resueltas típicamente por más de 10^4 partículas de materia oscura. Por definición, las galaxias enanas cuya actividad de formación estelar decrece en tiempos intermedios tienen predominantemente estrellas viejas y jóvenes, pero sólo algunas de edad intermedia, lo que las convierte en candidatas excelentes para estudiar las sistematicidades presentes entre sus poblaciones estelares, y nos referiremos a ellas como galaxias enanas de “dos componentes”.

La Figura 4.1 muestra distintos contornos del diagrama edad-metalicidad para las partículas estelares de las seis galaxias de “dos componentes” seleccionadas en $z = 0$. Los histogramas verticales y horizontales muestran sus distribuciones correspondientes de edad y metalicidad respectivamente, resaltando nuestro criterio de selección; es decir, un “hueco” en la actividad de formación estelar entre ~ 3 Gyr y ~ 6 Gyr. Este “hueco” entre el primer y segundo episodio de formación estelar define naturalmente distintas poblaciones estelares: una población vieja, que contiene estrellas que nacieron hace más de ~ 9 Gyr, y

⁶o equivalentemente con velocidades circulares entre 12-16 km s⁻¹.

una población joven que contiene a las estrellas restantes, las cuales nacieron en los últimos $\sim 6 \text{ Gyr}$. Las estrellas viejas y nuevas abarcan un gran rango de metalicidades. No obstante, esta figura muestra una clara diferencia entre ellas: Las estrellas más viejas tienen metalicidades sistemáticamente más bajas que las más jóvenes. En otras palabras, la distribución de metalicidad de la población estelar más joven alcanza su pico hacia valores más altos de metalicidad que la contraparte más vieja en la mayoría de las galaxias enanas (comparar los histogramas verticales azules y rojos en el lado derecho de cada panel). Sin embargo, la segregación en metalicidad es menos obvia a partir de estos histogramas y las dos componentes estelar se distinguen más fácilmente en edad. Los histogramas de metalicidad sugieren que es posible dividir a las partículas estelares en dos poblaciones estelar, una más metálica que la otra. Las estrellas de la componente más metálica pueden definirse como aquellas con metalicidad más grande que $Z/Z_{\odot} \sim 0.1$, en tanto que las estrellas restantes bien pueden considerarse como parte de la componente menos metálica. Vamos a usar esta definición a continuación siempre que dividamos al contenido estelar de acuerdo a la metalicidad.

Luego de dividir el contenido estelar de las enanas simuladas, usando la edad como la metalicidad de sus estrellas, es interesante focalizar en la distribución espacial de estas componentes. La Figura 4.2 muestra el perfil de densidad estelar proyectado de una de las galaxias enanas simuladas (identificada como la galaxia 4 en la Figura 4.1), en la cual las masas de las poblaciones vieja y joven son comparables. Los círculos negros corresponden al perfil de densidad estelar de la galaxia, medido en cáscaras concéntricas igualmente espaciadas en el logaritmo del radio proyectado en el rango $0.1 < r/\text{kpc} < 5$. También mostramos el mejor ajuste de un perfil de King (línea sólida negra), el cual ha sido ampliamente utilizado en la literatura para describir el perfil de densidad superficial de galaxias enanas esferoidales, y el cual puede ser descrito en términos de un radio de “core” r_c , un radio “tidal” r_t y una densidad superficial característica (King, 1962). El perfil de King provee un ajuste razonable a los datos, tanto en regiones internas como externas. Sorprendentemente, luego de dividir el contenido estelar de la galaxia enana en una componente vieja y joven (de acuerdo a la definición anterior), encontramos que el perfil de densidad total puede ser interpretado como la suma de dos perfiles distintos, con distintas concentraciones (ver panel izquierdo de la misma figura). La población más joven (cuadrados azules) contribuye principalmente en la región interna de la galaxia; la población más vieja (triángulos rojos) lo hace en las regiones externas. En otras palabras, la población estelar joven está más

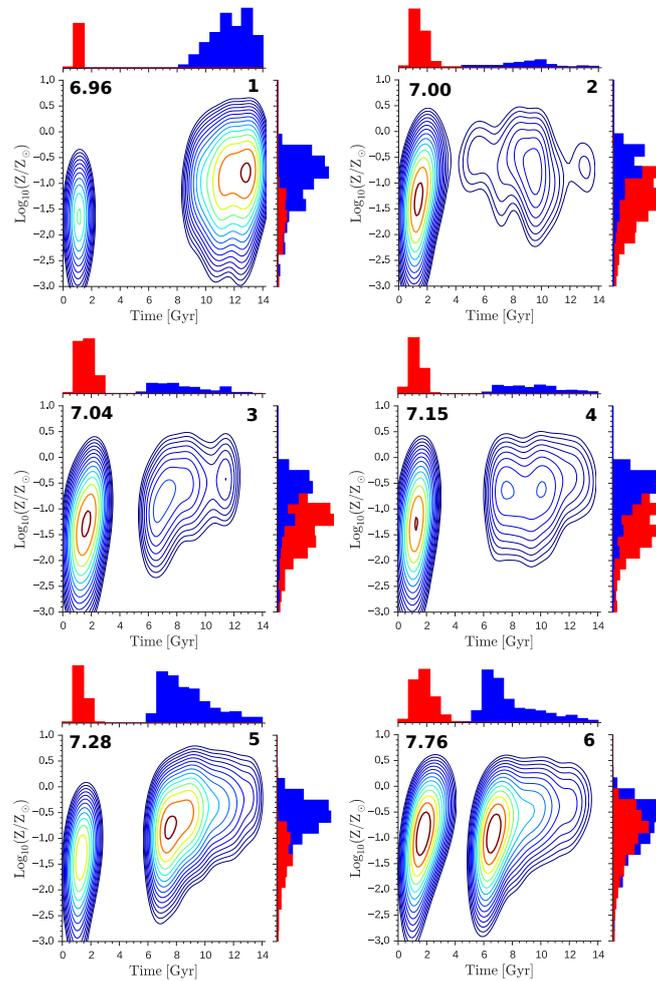


Fig. 4.1 Diagramas de edad-metalicidad para las estrellas pertenecientes a las galaxias enanas con “dos-componentes” en $z = 0$. La proyección de la distribución sobre el eje horizontal produce la distribución de edad de las estrellas. Una simple inspección visual de estos histogramas nos invita a dividir a las galaxias enanas en dos componentes estelares de acuerdo a la edad de sus estrellas o incluso de acuerdo a su metalicidad. Definimos la población estelar vieja como aquella que contiene estrellas más viejas que $\sim 9 \text{ Gyr}$, en tanto que las estrellas restantes constituyen la población estelar joven. Los histogramas horizontales y verticales rojos y azules muestran la contribución de las estrellas viejas y jóvenes respectivamente. La población estelar joven es sistemáticamente más metálica que la componentes estelar vieja (ver histogramas verticales de la derecha). Los paneles están en orden ascendente de masa desde arriba a la izquierda hacia abajo a la derecha. Las masas estelares, expresadas como $\text{Log}_{10}(M_{\text{gal}}/M_{\odot})$, se muestran en la parte superior izquierda de cada panel. El nombre de cada galaxia enana se muestra en la parte superior derecha de cada panel.

concentrada hacia el centro que su contraparte más vieja. Estas dos componentes están, al igual que la galaxia en su totalidad, bien descritas por dos perfiles de King (líneas a trazos azul y roja). Las flechas azules y rojas que apuntan hacia abajo indican el radio en el cual se encuentra contenida la mitad de la masa de la componente joven y vieja de las seis galaxias enanas simuladas, respectivamente. Estas flechas muestran que todas las galaxias enanas exhiben el mismo comportamiento. Siempre que su contenido estelar sea dividido de acuerdo a la edad de sus estrellas, la componente estelar más joven está siempre más concentrada hacia el centro que la componente vieja. A modo de comparación, mostramos también el radio “mitad de masa”⁷ de las estrellas de edad intermedia y vieja derivados por Battaglia et al. (2006) para Fornax cuando se asume un perfil de King. Si dividimos el contenido estelar de las galaxias pero ahora de acuerdo a la metalicidad de sus estrellas encontramos el mismo resultado que antes (ver panel derecho en la Figura 4.2). Debido a la ligera correlación edad-metalicidad mostrada en la Figura 4.1, no es sorprendente que las estrellas más metálicas estén más concentradas hacia el centro⁸ que las componente menos metálica. Notar también que encontramos el mismo comportamiento para todas las galaxias enanas simuladas (ver las flechas rojas y azules que indican el radio en el cual se encuentra contenida la mitad de la masa de cada componente). El haber encontrado esta segregación espacial cuando dividimos el contenido estelar de las galaxias de acuerdo a la edad o a la metalicidad de sus estrellas es particularmente interesante, ya que este comportamiento es similar a las diferencias en la distribución espacial de las estrellas de la BHB y RHB observadas en dSphs cercanas, como por ejemplo Sculptor.

En la Figura 4.3 mostramos la correlación entre la dispersión de velocidades radial y transversal para todas las galaxias enanas (círculos negros), para la población estelar vieja (triángulos rojos) y para la población estelar joven (cuadrados azules) de cada galaxia. La línea negra sólida conecta a estas tres componentes estelares para cada galaxia. Esta figura revela que la población más joven es sistemáticamente más fría en términos cinemáticos que la componente vieja, tanto en su componente de velocidad radial como transversal. Esto implica que las estrellas jóvenes tiene una dispersión de velocidades total más baja que las estrellas más viejas⁹. A pesar de que no lo mostramos aquí, enfatizamos que el mismo comportamiento se observa si dividimos el contenido estelar de acuerdo a la metalicidad.

⁷Este radio mitad de masa r_h está definido de tal manera que la mitad de las estrellas de una dada población se encuentren adentro de $r < r_h$. Note que no es exactamente lo mismo que el radio mitad de masa que nosotros medimos en la simulación.

⁸Recuerde que las estrellas más jóvenes están también más concentradas hacia el centro.

⁹Notar también que las órbitas de la mayoría de las galaxias enanas son radialmente anisotrópicas.

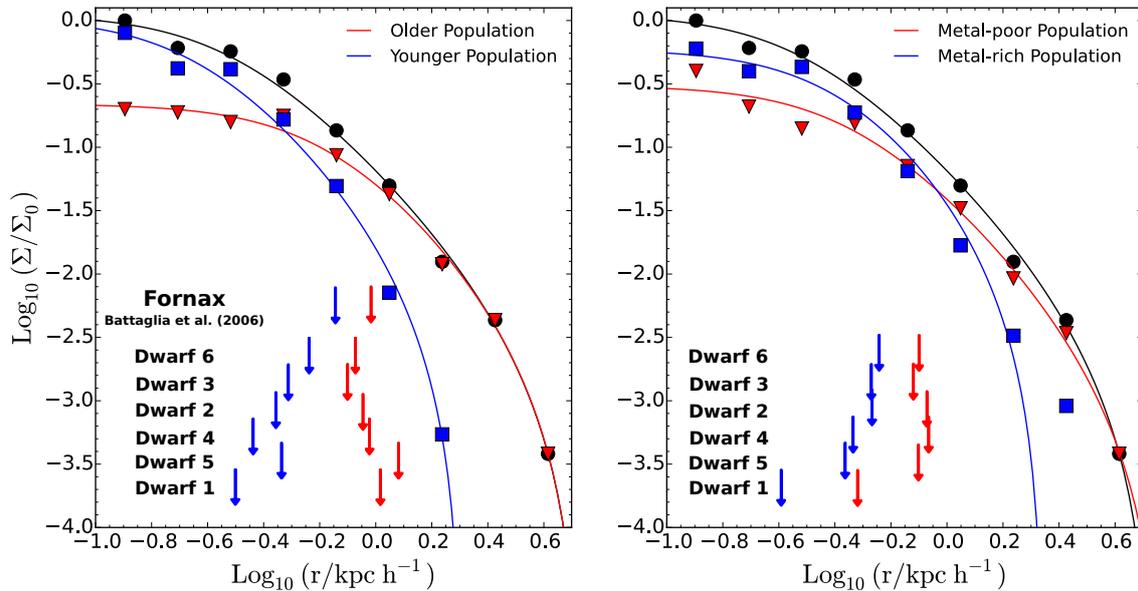


Fig. 4.2 El panel izquierdo muestra el perfil de densidad superficial estelar de una de las galaxias enanas seleccionadas (círculos negros). Hemos dividido el contenido estelar de las galaxias enanas como en la Figura 4.1, y la contribución de las componentes vieja y joven al perfil de densidad total se muestra con triángulos rojos y cuadrados azules respectivamente. El mejor ajuste del perfil de King para toda la galaxias, para la población vieja y para la población joven también se muestran (línea sólida negra, línea roja puntada a trazos y línea azul a trazos, respectivamente). El perfil de densidad de la población joven es mucho más pronunciado ($r_c = 0.22$ kpc, $r_t = 2.0$ kpc) que el perfil de la contraparte vieja ($r_c = 0.64$ kpc, $r_t = 5.5$ kpc), y alcanza la mitad de su masa en radios más internos (las flechas azules y rojas indican el radio “mitad de masa” de cada componente). Todas las galaxias enanas de nuestra muestra exhiben el mismo comportamiento, estando la componente más joven siempre más concentrada hacia el centro que su contraparte más vieja. El panel de la derecha muestra lo mismo que el panel de la izquierda con la diferencia de que las componentes estelares se han separado de acuerdo a su metalicidad en lugar de edad. Para dar un ejemplo, también mostramos el radio “mitad de masa” de las estrellas de edad intermedia y viejas para Fornax, derivados por Battaglia et al. (2006).

La presencia de galaxias enanas simuladas con dos componentes estelares, distintas en edad y metalicidad, y que muestran a su vez diferencias sistemáticas en su distribución espacial y cinemática es muy interesante ya que se asemeja mucho al comportamiento observado en galaxias enanas cercanas (por ejemplo, [Battaglia et al., 2006](#); [Tolstoy et al., 2004](#), y referencias allí dentro). Como veremos a continuación, el origen de estos comportamientos se encuentra codificado en la historia de ensamblado de las galaxias enanas simuladas y en el mecanismo de formación individual de cada componente estelar.

Para analizar el proceso de ensamblado estelar de las seis galaxias enanas simuladas, hemos trazado la posición de sus progenitores más masivos hacia atrás en el tiempo y hemos medido la distancia entre la posición en la que nació cada partícula estelar y la posición del progenitor más masivo en ese mismo instante. La Figura 4.4 muestra un gráfico de contornos de un diagrama de distancia al progenitor más masivo en función del tiempo de formación para todas las partículas estelares identificadas como miembros de la galaxia en $z = 0$. Para hacer este diagrama, hemos trazado la posición del progenitor principal de cada galaxia hacia atrás en el tiempo y hemos computado la distancia de cada partícula estelar “nueva” al progenitor en el mismo tiempo. Esta figura revela que la población estelar vieja, considerada como un sistema, se forma típicamente en tiempos tempranos y en distintos “aglomerados” de estrellas, típicamente adentro de una esfera de radio ~ 100 kpc (ver la distribución típicamente bimodal en los histogramas de la derecha de la misma figura). Debido a que la población vieja es parte de la galaxia en $z = 0$, la misma debe ensamblarse en tiempo tardíos. La mayoría de las galaxias enanas tienen una fracción de estrellas viejas (típicamente más del 30%) que son “acretadas” luego de que se forman bastante lejos de las fronteras viriales de sus progenitores (la línea negra a trazos muestra la evolución temporal del radio virial del sistema¹⁰). En contraste, las estrellas jóvenes se forman “in-situ”, adentro del radio virial de los halos. Teniendo esto en cuenta, no es difícil entender el origen de la segregación espacial de las distintas componentes: las estrellas viejas se forman típicamente en distintos “aglomerados” de estrellas, los cuales se encuentran separados típicamente ~ 100 kpc uno del otro. Luego de que se fusionan con la enana en algún tiempo tardío, el tamaño final de la componente vieja refleja el hecho de que la misma fue ensamblada a partir de distintos “aglomerados” que cayeron desde grandes distancias. En otras palabras, la fusión entre las galaxias enanas invirtió parte de su energía potencial en expandir al sistema. En contraste, las estrellas jóvenes se forman luego de que las fusiones terminaron,

¹⁰Ver Apéndice B para detalles sobre la definición del radio virial.

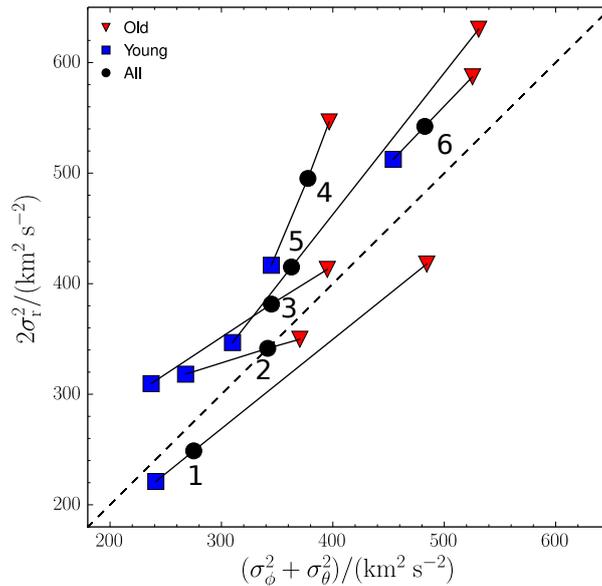


Fig. 4.3 Correlación entre la dispersión de velocidad radial y transversal para las seis galaxias enanas con “dos componentes”. Los círculos negros corresponden al total de la galaxias, mientras que los cuadrados azules y los triángulos rojos corresponden a la población joven y vieja respectivamente. La línea a trazos muestra la relación esperada en ausencia de anisotropía orbital. Las líneas negras sólidas conectan los valores obtenidos para todas las estrellas, la población joven y la población vieja. Es interesante notar que la población joven es más dinámicamente fría que su contraparte vieja. A pesar de que no lo mostramos aquí, el mismo comportamiento se observa cuando se divide el contenido estelar de acuerdo a la metalicidad.

cuando el halo de materia oscura del halo creció lo suficiente como para permitir que el gas circundante se enfríe eficientemente y forme estrellas nuevas en el centro de la galaxia enana. De esta manera, la componente estelar más joven tiene una metalicidad sistemáticamente más alta¹¹ comparada con la población estelar más vieja, debido a que parte del gas que alimenta la formación de la componente joven ha sido contaminado por el episodio de formación estelar temprano.

En la Figura 4.5 mostramos la distribución espacial de gas proyectada en una caja centrada en el progenitor principal de la misma galaxia enana simulada mostrada en la Figura 4.2, para seis tiempos diferentes, como se indica en cada panel. La escala de colores indica densidad proyectada de gas, en tanto que los puntos rojos y azules muestran la posición proyectada de las estrellas viejas y jóvenes respectivamente. En tiempos tempranos,

¹¹Notar, sin embargo, que la metalicidad de la población joven sigue una distribución bastante ancha, ya que la misma se forma tanto de gas que ha sido contaminado, como de gas primordial.

el gas comienza a colapsar adiabáticamente y alcanza la densidad crítica para iniciar la formación estelar en dos “aglomerados” distintos (panel superior izquierdo). En *redshift* $z \sim 6$ ($t \sim 1 \text{ Gyr}$), la presencia de un campo de radiación externo UV calienta repentinamente la totalidad del gas de la caja simulada y, con la ayuda del *feedback* de la formación estelar temprana, inhibe la actividad de formación estelar subsecuente (los paneles superiores del medio y derecho muestran tiempos intermedios cuando los halos forman la mayoría de las estrellas de la población vieja). En $z \sim 1.4$ ($t \sim 4.7 \text{ Gyr}$), el progenitor principal de la galaxia enanas se fusiona con otro halo, cuya historia de formación estelar en ese momento es prácticamente idéntica a la de ella. Luego de que la fusión se completa, en $z \sim 0.7$ ($t \sim 7.5 \text{ Gyr}$), el sistema se hace lo suficientemente masivo como para permitir que el gas circundante se enfríe eficientemente y alcance la densidad crítica para comenzar a formar estrellas nuevamente (panel inferior izquierdo), lo cual ocurre preferentemente en las regiones centrales de la enana. En tiempos más tardíos, el gas continúa cayendo hacia el halo, alimentando la formación de estrellas jóvenes.

Concluimos que la población estelar vieja es más extendida que la joven debido a que tiene un origen completamente diferente. Distintos “aglomerados” de estrellas se fusionan para dar origen al sistema estelar viejo. Estas fusiones calientan dinámicamente al sistema. En ausencia de procesos disipativos, el sistema preserva la información de que proviene de un volumen que ha sido más grande en el pasado. En nuestro ejemplo particular, la población joven se forma siempre luego de que las fusiones han cesado. El gas que da origen a esta nueva población necesita estar lo suficientemente frío y ser lo suficientemente denso, lo cual ocurre preferentemente en las regiones centrales de la galaxia. De esta manera, el gas disipa parte de su energía, cayendo hacia la galaxia y formando estrellas que son sistemáticamente más frías que sus contrapartes más viejas. Finalmente, las diferencias sistemáticas que aparecen cuando se divide al contenido estelar de acuerdo a la metalicidad pueden entenderse fácilmente adentro de este escenario; nuestra muestra de galaxias simuladas siempre forma una población estelar vieja y es justamente este episodio de formación estelar temprano el que contamina inevitablemente al gas que circunda a la galaxia. A medida que el halo crece lo suficiente en masa, parte del gas que ha sido contaminado se enfría eficientemente y comienza a formar estrellas, pero estas nuevas estrellas tienen una metalicidad ligeramente más alta.

Concluimos así que las fusiones entre galaxias enanas provee un mecanismo viable y convincente para explicar las diferencias sistemáticas entre las distintas poblaciones estelares de galaxias enanas cercanas.

4.4 Conclusiones

Hemos mostrados seis ejemplos de galaxias enanas simuladas que se forman en una simulación cosmológica y en las cuales pueden distinguirse, sin ambigüedad, dos componentes estelares diferentes, tanto en edad como en metalicidad. Luego de separar su contenido estelar, encontramos diferencias sistemáticas en la distribución espacial de cada componente, estando las estrellas más jóvenes y/o más metálicas más concentradas hacia el centro, en contraste con la componente estelar más vieja y/o menos metálica. Este comportamiento es cualitativamente similar a lo que se observa en la distribución espacial de las estrellas de la RHB y BHB en galaxias enanas cercanas de nuestro Grupo Local.

Hemos trazado el origen de la segregación espacial de las estrellas a la historia de ensamblado de las galaxias. En todos los ejemplos, las estrellas viejas se forman en distintos “aglomerados”, lejos unos de otros, abarcando un gran rango de distancias al progenitor principal de la enana. En contraste, las estrellas más jóvenes se forman luego de que las fusiones han cesado y el sistema ya se ha ensamblado. La consecuencia inevitable de este escenario es una galaxia enana con dos poblaciones estelares distintas, una más dinámicamente caliente que la otra.

El escenario anterior surge naturalmente en modelos jerárquicos de formación de estructuras, tales como el modelo Λ CDM. A pesar de que la mayoría de las galaxias enanas que presentan poblaciones estelares espacialmente segregadas son satélites de nuestra Vía Láctea¹², nuestra simulación sugiere que deberían también encontrarse galaxias enanas aisladas que exhiban el mismo comportamiento. Deason et al. (2014) han mostrado recientemente que las fusiones entre galaxias enanas deberían ser comunes en satélites alrededor de halos de tamaño similar al de la Vía Láctea, con un aumento en importancia para galaxias enanas hacia afuera de las fronteras viriales. De acuerdo a derivaciones recientes de historias de formación estelar por Weisz et al. (2011), SexA y SexB deberían constituir buenos ejemplos en los cuales se han formado distintas poblaciones estelares en edad. Si las galaxias

¹²La detección reciente del remanente de una fusión entre dos galaxias enanas en Andrómeda II (Amorisco et al., 2014), una galaxia que probablemente hospeda dos poblaciones estelares dinámicamente diferentes (McConnachie et al., 2007a), refuerza la idea presentada en este capítulo.

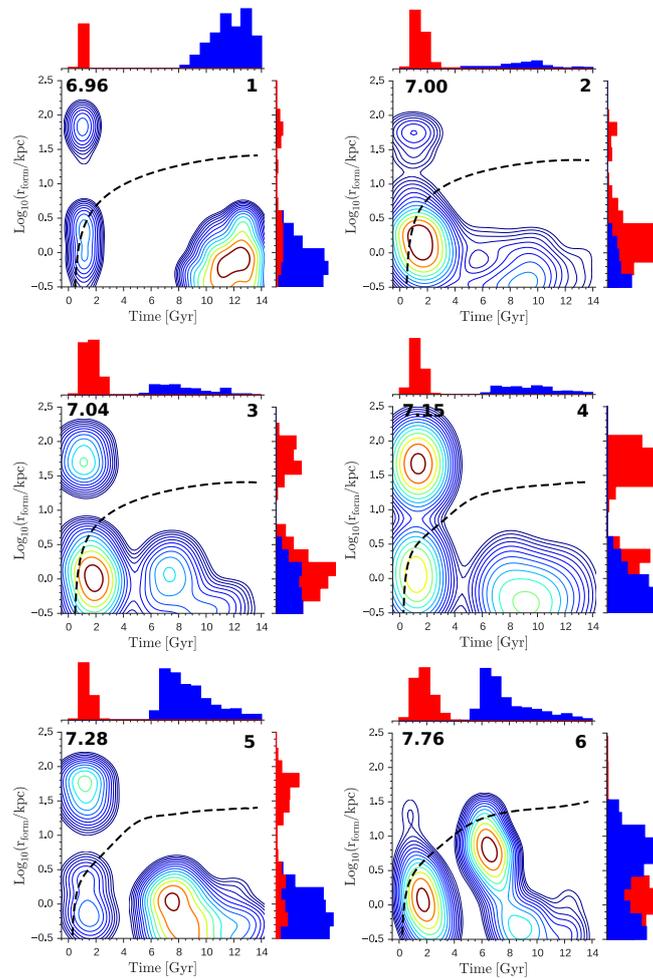


Fig. 4.4 Diagrama que muestra contornos de densidad de la distancia de las estrellas pertenecientes a las galaxias enanas en $z = 0$ al progenitor más masivo en su tiempo de formación. La proyección de la distribución sobre el eje horizontal produce el histograma de las edades de las estrellas al igual que en la Figura 4.1. El esquema de color de los histogramas indica si los mismos consideran a la población estelar vieja (rojo) o joven (azul). La línea negra a trazos muestra la evolución de r_{200} . La distribución de distancias de la población estelar vieja es típicamente bimodal, lo que indica que la componente estelar vieja se construye a partir de sistemas que se encontraban inicialmente lejos unos de otros.

han experimentado una fusión en el pasado, como lo sugiere nuestro modelo, deberíamos esperar que estas galaxias sean compatibles con la presencia de una población joven más concentrada hacia el centro. Un estudio reciente de [Bellazzini et al. \(2014\)](#) sugiere que, de hecho, este es el caso para SexA y SexB: la población estelar joven está más concentrada hacia el centro en ambas galaxias. Más aún, muchos sistemas aislados cuyas historias de formación estelar muestran claramente dos episodios de formación estelar bien diferenciados deberían ser compatibles con nuestro escenario.

Si el escenario que proponemos en este capítulo está realmente operando en galaxias enanas del volumen Local, deberían realizarse esfuerzos para identificar las distintas componentes estelares. Por un lado, ellas podrían mostrar el efecto de la reionización cósmica (ver Capítulo 3 para detalles) y, por otro lado, las mismas podrían proveer información preciada sobre la pendiente del perfil de masa interno de sus halos (ver por ejemplo [Amorisco and Evans, 2011](#); [Strigari et al., 2014](#); [Walker and Peñarrubia, 2011](#)).

4.5 Agradecimientos

Agradecemos a Alan McConnachie y Amina Helmi por discusiones útiles. Este trabajo ha sido respaldado en parte por la National Science Foundation bajo el subsidio No. PHYS-1066293 y la hospitalidad del Aspen Center for Physics. La simulación fue corrida en el Leibniz Rechenzentrum Munich (LRZ) y en el Barcelona Supercomputing Center (BSC). Nuestra colaboración ha sido respaldada por el subsidio DFG GO 563/21-1 y GO 563/24-1 así también como por CONICET. ABL agradece respaldo del programa Emerging Leaders in the Americas (ELAP) y la hospitalidad de la Universidad de Victoria. ABL, JFN and MGA agradecen el respaldo del subsidio ANPCyT PICT2012-1137. GY agradece respaldo financiero de MINECO bajo el subsidio de investigación AYA2012-31101, FPA2012-34694 y MultiDark CSD2009-00064. YH ha sido parcialmente respaldado por la Israel Science Foundation (13/08). Finalmente, agradecemos al “referee” anónimo que ha leído cuidadosamente el manuscrito y ha aportado numerosas sugerencias que ayudaron a mejorar este trabajo. Este trabajo se ha beneficiado de Ipython ([Pérez and Granger, 2007](#)) y matplotlib ([Hunter, 2007](#)).

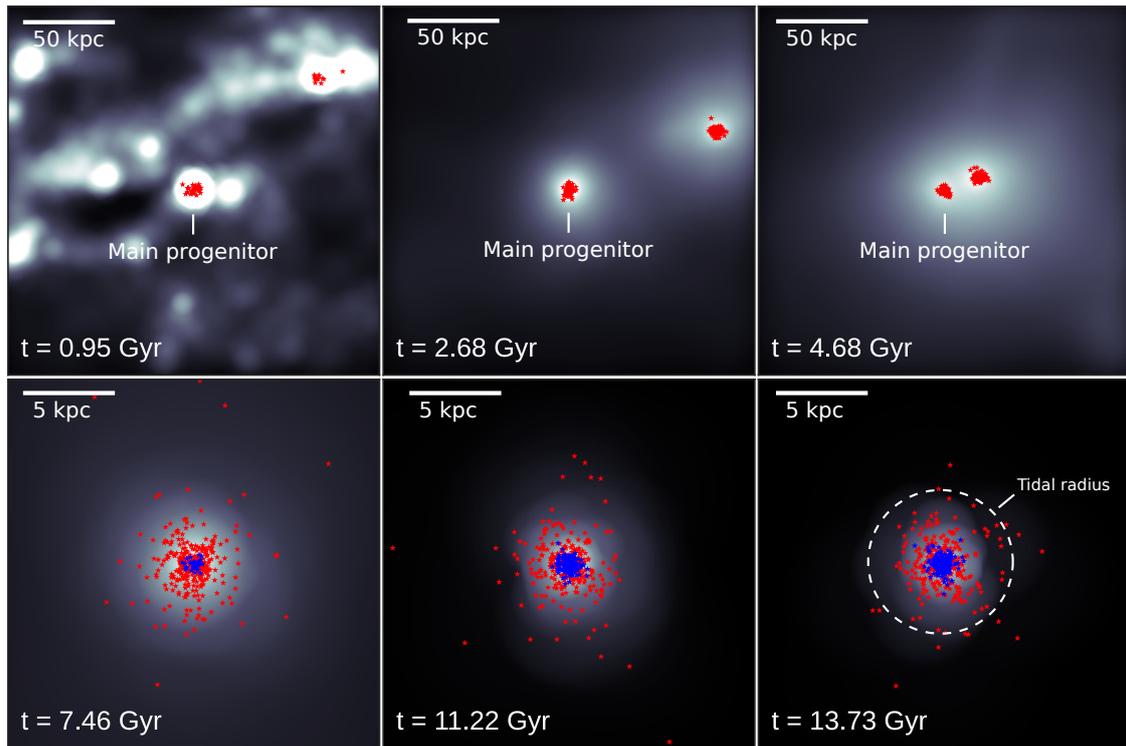


Fig. 4.5 Distribución de gas proyectada adentro de una caja de lado ~ 200 kpc comóviles (paneles superiores) y ~ 20 kpc (paneles inferiores), centrada en el progenitor principal de la galaxia enana 4. El esquema de colores fue elegido de manera que las regiones de baja y alta densidad sean representadas por negro y blanco respectivamente. Arriba de la distribución de gas, hemos graficado la posición de las partículas estelares. Las estrellas rojas representan a las partículas estelares de la población vieja. Las estrellas azules muestran la posición de las partículas estelares jóvenes. Como se discute en el texto, la población estelar joven se forma “in-situ” en el centro, luego de que el progenitor principal se fusiona con un sistema “viejo”. El último panel muestra el radio tidal derivado del mejor ajuste de un perfil de King.

Apendice A

Visualizando Simulaciones Cosmológicas con Py-SPHViewer

A.1 Resumen

Introducimos Py-SPHViewer, un paquete público para visualizar y explorar simulación de N-cuerpos/Hidrodinámicas escrito en Python. Se utiliza el esquema de interpolación de “Hidrodinámica de Partículas Suavizadas” (o SPH por sus siglas en inglés) para interpolar al campo de densidad subyacente trazado por un conjunto finito de partículas, produciendo de esta manera imágenes suaves que pueden ser fácilmente interpretadas. Py-SPHViewer provee también una manera natural de visualizar simulación hidrodinámicas, las cuales utilizan la misma técnica para computar las interacciones entre partículas. En este apéndice proporcionamos un pequeño tutorial sobre su uso y describimos también los principales algoritmos utilizados para construir y renderizar escenas utilizando computación paralela.

A.2 Introducción

El estudio de simulaciones numéricas de alta resolución de formación de galaxias en un contexto cosmológico a menudo requiere visualizar una enorme cantidad de datos, distribuidos a lo largo de una gran rango dinámico. En las simulaciones cosmológicas actuales de alta resolución, las partículas representan típicamente algunas $10^4 M_{\odot}$, y las mismas colapsan hacia una diversidad de objetos; desde galaxias enanas (con masas $\leq 10^{10} M_{\odot}$ y tamaños ~ 40 kpc), hasta grupos y cúmulos de galaxias (con masas $< 10^{15} M_{\odot}$, y tamaños ~ 3 Mpc). Las simulaciones cosmológicas del estado del arte actual utilizan a menudo varios millones de partículas, haciendo que la visualización de los datos usando gráficos estándares de partículas sea inútil, a menos que se considere una submuestra reducida de los datos¹. Otra posibilidad sería limitar el volumen para graficar, lo que reduciría el número de partículas. Sin embargo, un mejor entendimiento de una simulación como un todo puede ser obtenido sólo si se miran las distintas escalas al mismo tiempo, ya que las mismas interactúan y se afectan entre sí de un modo complejo.

Para lidiar con la visualización de varios millones de partículas, una técnica comúnmente aplicada consiste en dividir el espacio en píxeles, y luego construir una imagen contando el número de partículas encerradas por cada uno. Haciendo esto, la imagen resultante consiste en un mapa de intensidades, en la que la intensidad de los distintos píxeles es directamente proporcional al número de partículas adentro de ellos. A pesar de que esta técnica es muy útil, a menudo produce imágenes ruidosas en las regiones de baja densidad², dependiendo por supuesto, del tamaño del píxel.

La Figura A.1 muestra un ejemplo de la aplicación del método anterior. Hemos considerado un disco de partículas, con una perfil de densidad radial inmerso en un fondo de baja densidad hecho de partículas distribuidas aleatoriamente. Debido a la gran cantidad de partículas, el campo de densidad subyacente del disco no puede ser evaluado mirando el gráfico de las partículas (ver paneles superiores). Sin embargo, luego de dividir el espacio en 25x25 píxeles cuadrados (paneles inferiores), el campo de densidad radial puede distinguirse con facilidad. En efecto, el máximo en la densidad se alcanza hacia el centro.

A pesar de que la visualización de simulaciones de N-Cuerpos pueden ser realizadas de una manera relativamente sencilla utilizando el método anterior, la visualización de las

¹Note, sin embargo, que cualquier submuestra de los datos se traduce en una degradación espacial, lo cual esconde información preciada de las estructuras más pequeñas, que fueron en realidad simuladas

²El ruido es básicamente la incerteza en el campo de densidad recuperado, y es debido principalmente a la falta de suficientes partículas en esas regiones.

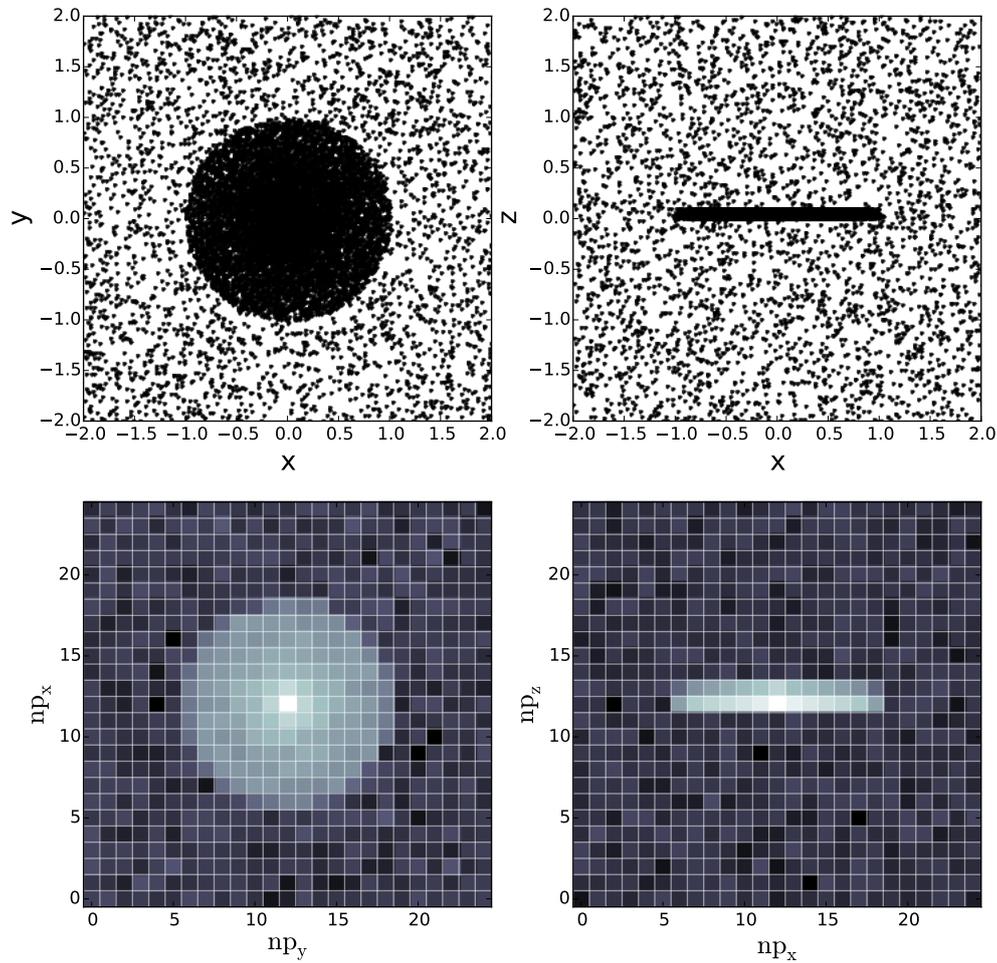


Fig. A.1 Los paneles superiores muestran dos proyecciones de un disco con una perfil de densidad radial inmerso en una ambiente de baja densidad. Los paneles inferiores muestran un ejemplo de la construcción de una imagen del disco luego de dividir el espacio en 25x25 píxeles. Note que la imagen resultante revela el perfil de densidad radial del disco, pero el campo de densidad recobrado en las regiones que lo rodean luce ruidoso. Los colores fueron elegido de manera que las regiones de alta y baja densidad se representen por blanco y negro respectivamente.

partículas de gas en simulaciones hidrodinámicas que utilizan la técnica SPH, conlleva una dificultad intrínseca.

En las simulaciones numéricas, las partículas son las trazadoras de un campo de densidad o materia continuo subyacente. Las partículas en simulaciones N-cuerpos trazan la masa contenida en sus posiciones. Las partículas SPH no sólo trazan la masa en sus posiciones, sino que también trazan la masa adentro de un cierto dominio de influencia definido por su “kernel”. Por este motivo, una mapa de densidad típico como el de la Figura A.1 puede ser una representación cruda de los datos, siendo a su vez no consistente con las interacciones físicas subyacentes entre las partículas.

Por ejemplo, en la Figura A.2 mostramos dos maneras diferentes de representar el mismo conjunto de datos, el cual consiste en dos partículas de masa m , de manera que la masa total en la caja es $2m$. El panel del medio muestra el campo de densidad construido de acuerdo a la técnica que consiste en dividir el espacio y contar partículas por píxeles, explicada anteriormente, de manera que:

$$\Sigma(x, y) = m [\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) + \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_2)], \quad (\text{A.1})$$

en la cual δ es la función delta de Dirac usual, y (x_i, y_i) denotan las coordenadas del píxel i .

El panel derecho de la misma figura muestra el campo de densidad pero computado luego de esparcir la masa de las partículas sobre un cierto dominio de influencia, de manera que:

$$\Sigma(x, y) = m [W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1, h) + W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_2, h)], \quad (\text{A.2})$$

en donde $W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0, h)$ es un “kernel” de suavizado, cuya longitud de suavizado es h , y:

$$\int W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) dx dy = 1. \quad (\text{A.3})$$

Las ecuaciones anteriores pueden considerarse ambas como aproximaciones válidas si se asume que las dos partículas son sólo trazadoras de un campo de densidad subyacente: la integral de Σ sobre todo el volumen siempre produce la masa total $2m$. Note, sin embargo, que el campo de densidad suavizado es bastante más atractivo, ya que representa a los datos de una manera más continua, dependiendo por supuesto, de la longitud de suavizado. Esto se debe en parte a que estamos lidiando con un volumen de baja densidad. Sin embargo, a pesar de que esta técnica mejora la calidad de las imágenes en regiones de baja

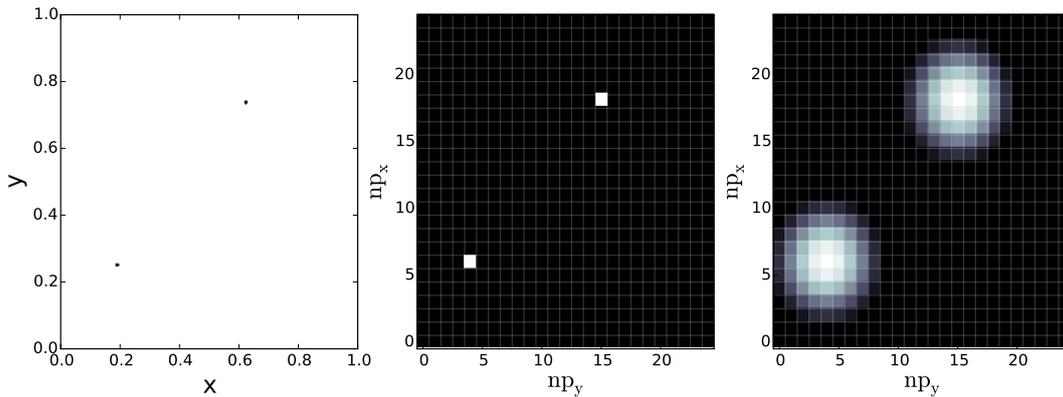


Fig. A.2 Ejemplo de la representación de una campo de densidad subyacente trazado por dos partículas puntuales. El panel izquierdo muestra un gráfico típico de las partículas en una dada proyección. El panel del medio muestra la imagen resultante luego de dividir el espacio en 25x25 píxeles cuadrados. El panel derecho muestra la imagen resultante luego de esparcir la masa de las partículas adentro de un dominio de influencia dado.

densidad, la misma puede arruinar las imágenes en regiones de alta densidad, dominadas por un gran número de partículas. Para evitar esto, la longitud de suavizado debe depender intrínsecamente de la densidad local de partículas y, las técnicas usadas normalmente en el esquema de interpolación SPH son excelentes candidatas para lograrlo.

Py-SPHViewer es un código escrito en C y que puede utilizarse interactivamente desde Python³. No solo suaviza las propiedades de las partículas sobre un cierto dominio de influencia produciendo así imágenes suaves que pueden interpretarse fácilmente, sino que también permite explorar volúmenes simulados usando distintas proyecciones. Como un subproducto de esta tesis, el código nació a partir de nuestro interés particular en hacer imágenes y películas para explorar simulaciones de N-Cuerpos/Hidrodinámicas, pero se transformó rápidamente en una herramienta más general y flexible para renderizar cualquier conjunto de partículas a través de un proceso de suavizado.

En la Sección A.3 introducimos los parámetros necesarios para explorar un volumen simulado, como por ejemplo una cámara que sea capaz de mirar hacia la escena, y proveemos las ecuaciones para proyectar y referir las coordenadas de las partículas al marco de referencia de la cámara. En la sección A.4 establecemos los parámetros y las ecuaciones básicas de la técnica de suavizado utilizada por Py-SPHViewer y explicamos brevemente cómo

³Python es un lenguaje de programación de alto nivel orientado a objetos. Más detalles pueden consultarse en <https://www.python.org/>.

proyectar datos tridimensionales para producir una imagen bidimensional. Finalmente, en la Sección A.5 proveemos un tutorial muy corto para explorar y construir imágenes y películas de simulaciones cosmológicas.

A.3 Explorando un volumen simulado

Definiendo la cámara

Para explorar un volumen simulado, debemos definir una cámara. Como en la vida real, una cámara es simplemente un observador de la escena, y las coordenadas de los distintos objetos deben ser referidas a su posición. Definimos la cámara en términos de los siguientes parámetros:

1. Las coordenadas (x_0, y_0, z_0) , respecto al origen de la caja simulada, a las cuales la cámara apunta,
2. La posición de la cámara respecto a aquél punto, expresada como un radio y dos ángulos independientes: (r, θ, ϕ) .
3. La magnificación M o *zoom* de la cámara,
4. y el tamaño del detector de la cámara $(xsize, ysize)$, del cual depende la resolución final de la imagen.

Proyectando las partículas

Si (x_j, y_j, z_j) son las coordenadas de la partícula j , sus nuevas coordenadas respecto a la cámara son:

$$\begin{aligned}x'_j &= x_j - x_0 \\y'_j &= y_j - y_0 \\z'_j &= z_j - (z_0 + r).\end{aligned}\tag{A.4}$$

Cualquier rotación a lo largo de los ángulos azimutal (ϕ) y vertical (θ), induce la siguiente transformación de coordenadas de las partículas:

$$\begin{aligned}
x_j'' &= x_j' \cos \phi - (z_j' \cos \theta - y_j' \sin \theta) \sin \phi \\
y_j'' &= y_j' \cos \phi + z_j' \sin \theta \\
z_j'' &= x_j' \sin \phi - (z_j' \cos \theta - y_j' \cos \theta) \cos \phi
\end{aligned} \tag{A.5}$$

Para construir una imagen, las coordenadas de las partículas deben ser proyectadas sobre la pantalla. Entre todas las proyecciones posibles, consideramos sólo dos. Una es la proyección paralela u ortográfica, la cual posiciona al observador (o a la cámara) en el infinito, permitiendo de esta manera que las coordenadas de las partículas sean proyectadas en paralelo sobre la pantalla sin introducir ninguna perspectiva⁴. Otra posibilidad consisten en posicionar al observador a una distancia finita de los objetos, permitiendo así perspectiva. Mostramos una vista esquemática de esta última proyección en la Figura A.3, a partir de la cual es sencillo deducir que las coordenadas de la partículas sobre la pantalla son:

$$\begin{aligned}
x_j''' &= \frac{x_j'' M}{z_j} \\
y_j''' &= \frac{y_j'' M}{z_j},
\end{aligned} \tag{A.6}$$

en las cuales M es la magnificación, relacionadas con el ángulo de visión (FoV por sus siglas en inglés) a través de:

$$FoV = 2 \tan^{-1} \left(\frac{1}{M} \right), \tag{A.7}$$

de manera que $M = 1$ corresponde a $FoV = \pi/2$ ⁵. Bajo esta proyección, los objetos lucen más pequeños a medida que los mismos se alejan. Si R es el radio de una esfera que se encuentra a una distancia arbitraria z_j'' de la cámara, entonces un radio proyectado es:

$$R' = \frac{RM}{z_j''}, \tag{A.8}$$

⁴Note que la distancia al marco de referencia de la cámara no está definida en este caso, y la cámara puede solamente rotar a lo largo de los dos ángulos independientes θ y ϕ . En otras palabras, z_j' no está definida, pero asumimos $z_j' = z_j - z_0$.

⁵Note que el tamaño físico de la pantalla está siempre fijado a 1.

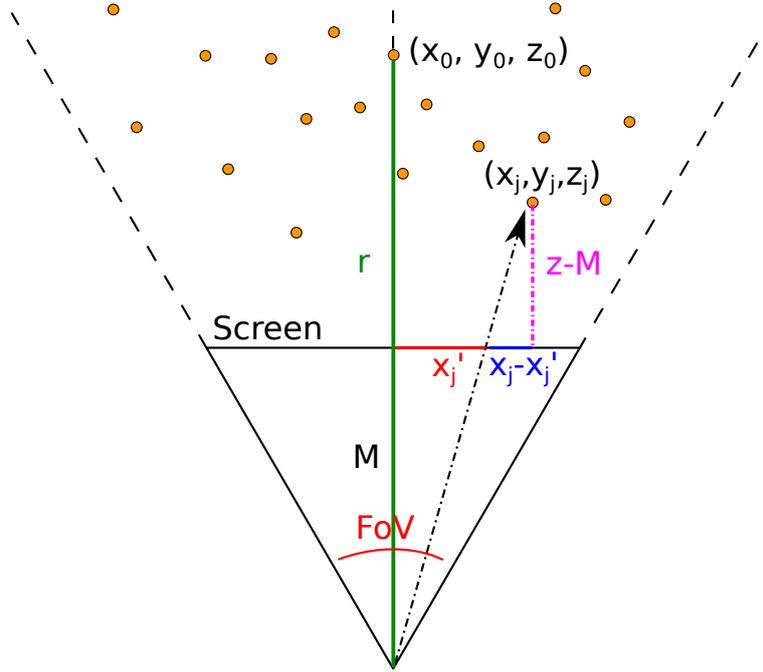


Fig. A.3 Vista esquemática de la perspectiva tridimensional. Las coordenadas de las partículas sobre la pantalla dependen de sus distancias a la pantalla. Note que bajo esta proyección, los objetos lucen más pequeños a medida que se alejan. Los objetos preservan su tamaño real sólo cuando yacen sobre la pantalla (es decir, $z_j = M$).

A.4 Esquema de interpolación SPH

De acuerdo a la formulación SPH, un sistema puede ser representado por un número finito de partículas que transportan masa y ocupan espacio. Las partículas son las trazadoras de campos subyacentes, como la densidad, la temperatura, la presión, etc. Bajo esta aproximación, los valores de un campo escalar dado f en la posición \mathbf{x} pueden aproximarse por:

$$f(\mathbf{x}) = \sum_j F_j W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, h_j), \quad (\text{A.9})$$

donde:

$$F_j := \frac{m_j}{\rho_j} f_j. \quad (\text{A.10})$$

$W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, h_j)$ es una función de distribución usualmente denominada *kernel*, la cual va a cero muy rápido a medida que $|\mathbf{x} - \mathbf{x}_j| > \kappa h_j$ y h_j es la longitud de suavizado de la partícula

j . El factor κ y h_j determinan al mismo tiempo la escala sobre la cual el *kernel* es distinto de cero. m_j , ρ_j y f_j son la masa, la densidad y el valor del campo en la posición de la j -ésima partícula. Asumiremos de ahora en más que $\kappa = 1$.

La ecuación anterior establece el valor de un campo escalar en cada posición del espacio. Por ejemplo, el cálculo del campo de densidad en \mathbf{x} puede ser realizado reemplazando $f(\mathbf{x})$ por $\rho(\mathbf{x})$:

$$\rho(\mathbf{x}) = \sum_j m_j W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, h_j), \quad (\text{A.11})$$

la cual establece que la j -ésima partícula contribuye al campo de densidad en el punto \mathbf{x} siempre que $|\mathbf{x} - \mathbf{x}_j| < h_j$.

A.4.1 Kernel proyectado

El esquema de interpolación anterior permite obtener el valor de una propiedad arbitraria en cada punto del espacio. Una imagen es simplemente la proyección de esa propiedad a lo largo de la línea de la visual. Esta proyección puede realizarse simplemente proyectando el kernel:

$$\begin{aligned} f(x, y) = \int f(x, y, z) dz &= \int \sum_j F_j W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, h_j) dz \\ &= \sum_j F_j \tilde{W}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, h_j), \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

en la cual:

$$\tilde{W}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, h_j) = \int W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, h_j) dz, \quad (\text{A.13})$$

es el kernel proyectado. Note que estamos considerando la dirección z como la dirección de la línea de la visual.

Si reemplazamos en la ecuación anterior F_j por m_j obtenemos:

$$\Sigma(x, y) = \int \rho(x, y, z) dz = \sum_j m_j \tilde{W}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, h_j), \quad (\text{A.14})$$

que es ahora el campo de densidad superficial (es decir, el campo de densidad volumétrica proyectado). Note sin embargo que la proyección anterior puede resultar inapropiada para

tratar propiedades como la temperatura o la presión, porque esas propiedades no pueden simplemente ser proyectadas a lo largo de la línea de la visual. En situaciones como estas, uno puede considerar su valor medio a lo largo de la línea de la visual. El valor medio puede tomarse respecto a cualquier función de distribución, en particular respecto a la densidad:

$$\langle F \rangle (x, y) = \frac{\int \rho(\mathbf{x}) F(\mathbf{x}) dz}{\int \rho(\mathbf{x}) dz}. \quad (\text{A.15})$$

De acuerdo a la aproximación SPH:

$$\int \rho(\mathbf{x}) F(x, y, z) dz = \sum_j m_j F_j \tilde{W}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, h_j), \quad (\text{A.16})$$

y,

$$\int \rho(\mathbf{x}) dz = \sum_j m_j \tilde{W}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, h_j), \quad (\text{A.17})$$

de manera que:

$$\langle F \rangle (\mathbf{x}) = \frac{\sum_j m_j F_j \tilde{W}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, h_j)}{\sum_j m_j \tilde{W}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, h_j)} = \frac{\sum_j F_{1j} \tilde{W}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, h_j)}{\sum_j F_{2j} \tilde{W}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, h_j)}. \quad (\text{A.18})$$

Es decir, la propiedad promedio pesada por densidad $\langle F \rangle$ es la razón entre dos campos distintos, calculados usando las propiedades F_1 y F_2 de las partículas.

A.4.2 Eligiendo un kernel apropiado

Cuando se utiliza el esquema de interpolación SPH pueden considerarse muchos kernels, y la elección depende de distintas razones y del problema en particular que se quiere resolver. Ya que estamos buscando la manera más sencilla de renderizar partículas, nuestra elección es guiada por la simplicidad.

Como establecimos en las secciones anteriores, el cómputo de una imagen involucra la proyección del kernel. En general, los kernels utilizados en la literatura no tienen expresiones analíticas para esta integral, y la misma debe calcularse numéricamente. Sin embargo, existen algunos kernels sencillos, como el kernel con forma de campana (ver por

ejemplo, Liu and Liu, 2003), cuya integral a lo largo de la línea de la visual se puede calcular analíticamente:

$$W(r, h) = \sigma \left[1 - \left(\frac{r}{h} \right)^2 \right] \quad 0 \leq r \leq h, \quad (\text{A.19})$$

en donde $\sigma = 15/8\pi h^3$ es el factor de normalización. La integral de este kernel a lo largo de la línea de la visual da:

$$\tilde{W}(x, y) = \frac{2}{3} \sigma \left[1 - \left(\frac{R}{h} \right)^2 \right]^{3/2}, \quad (\text{A.20})$$

en la cual $R^2 = x^2 + y^2$. Py-SPHViewer usa este kernel sólo por conveniencia. Otros kernels pueden ser utilizados siempre que su integral analítica sea conocida. De lo contrario, es necesario computar esta integral numéricamente.

A.4.3 Cómputo de las longitudes de suavizado

Hay varias técnicas para estimar las longitudes de suavizado h de distribuciones de partículas (por ejemplo, Benz, 1990; Hernquist and Katz, 1989; Steinmetz and Mueller, 1993). Nosotros hacemos que esta cantidad dependa de la densidad local de partículas. Esta aproximación permite que h sea lo suficientemente pequeño en regiones de alta densidad para evitar degradar la resolución espacial, y suficientemente grande en las regiones de baja densidad como para permitir suavizar sobre un gran volumen. Para cada partícula, definimos h como la distancia a su n -ésima partícula vecina. En otras palabras, para cada partícula, llevamos a cabo la búsqueda de todos sus vecinos más cercanos y definimos su longitud de suavizado como la distancia a la n -ésima vecina. El número exacto de vecinos que deben considerarse es un parámetro libre, pero los valores están típicamente entre ~ 30 y ~ 60 . En un nivel más técnico, llevamos a cabo la búsqueda de vecinos usando un algoritmo *tree* k -dimensional paralelo⁶.

A.4.4 Construcción de la imagen

Para construir la imagen primero dividimos la pantalla en $xsize$, $yssize$ píxeles cuadrados, de acuerdo a la resolución de la cámara. Referimos entonces las coordenadas de las partículas a

⁶En particular, la implementación actual utiliza el paquete `py-kdtree` 1.0 (<https://pypi.python.org/pypi/pykdtree>)

la posición de la cámara como hemos explicado en la Sección A.3. Buscamos qué partículas se encuentran activas (es decir, aquellas que son vistas por la cámara), para finalmente barrer la lista de partículas y computar la contribución de cada una a un dado campo de acuerdo a la Ecuación A.12. Todo este proceso se realiza completamente en paralelo.

A.5 Usando Py-SPHViewer

Esta sección intenta ser un tutorial sobre el uso de Py-SPHViewer. Esperamos que otros colegas puedan beneficiarse de su uso al igual que hicimos nosotros durante la investigación presentada en esta tesis.

A.5.1 Descargando e instalando Py-SPHViewer

Hay varias maneras de instalar Py-SPHViewer en el sistema operativo. Quizás la manera más sencilla consiste en descargar el paquete del Índice de Paquetes de Python (o PyPI por su sigla en inglés): <https://pypi.python.org/pypi/py-sphviewer>. Sin embargo, esta opción puede requerir que el usuario compile el paquete⁷. Recomendamos fuertemente evitar este camino utilizando herramientas dedicadas a la instalación de paquetes en Python, tales como “pip” (<https://pypi.python.org/pypi/pip>) o “easy_install” (<https://pypi.python.org/pypi/setuptools>). Por simplicidad nos referiremos a estas dos opciones.

Para instalar Py-SPHViewer usando “pip” o “easy_install”, por favor use alguno de los siguientes comandos:

```
pip install py-sphviewer --user
```

```
easy_install --user py-sphviewer
```

en las cuales hemos usado la opción `--user` para instalar el paquete localmente bajo los permisos del usuario. Esta opción debe usarse siempre que no se tengan privilegios de administrador.

La siguiente sección constituye el tutorial en sí mismo, y debería ser leída por usuarios potenciales.

⁷Note que la compilación es siempre necesaria ya que algunas partes del código están escritas en C.

A.5.2 Tutorial Básico

Py-SPHViewer está estructurado como un paquete. Hay distintos módulos alojados en el directorio principal, de manera que es muy sencillo extenderlo o modificarlo. El paquete es muy sencillo y está actualmente dividido en 4 clases principales: **Particles**, **Scene**, **Camera** y **Render**.

Las clases anteriores representan una forma de pensamiento intuitivo como explicamos a continuación:

1. **sphviewer.Particles** es un objeto que guarda los datos de las partículas y computa algunas de sus propiedades, las cuales serán usadas luego para construir la imagen.
2. **sphviewer.Camera** es un objeto que define los parámetros de la cámara (see Section A.3).
3. **sphviewer.Scene** es un objeto que define la relación entre **Particles** y **Camera**. En otras palabras, este objeto computa la posición y las propiedades de las partículas como son vistas por **Camera**.
4. **sphviewer.Render** Este objeto renderiza el conjunto de partículas utilizando el esquema de interpolación SPH (ver Sección A.4) y produce imágenes que pueden usarse luego para hacer una película.

Para entender como trabaja Py-SPHViewer, damos un ejemplo muy sencillo a continuación:

Para emular una galaxia disco inmersa en un ambiente cosmológico, consideramos un disco con una perfil de densidad radial. Sugerimos utilizar 10000 partículas (note que en el siguiente ejemplo usaremos los paquetes `numpy`, `matplotlib` y `sphviewer`):

```
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
import sphviewer

n1 = 10000 #n mero de part culas en el disco
n2 = n1/3 # n mero de part culas del fondo
r = np.random.rand(n1)
phi = 2*np.pi*np.random.rand(n1)
pos = np.zeros([3,n1], dtype=np.float32)
```

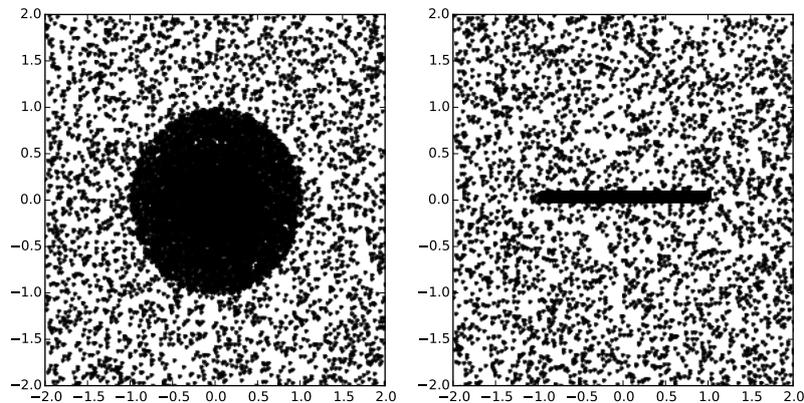


Fig. A.4 Proyecciones de frente (panel izquierdo) y de canto (panel derecho) de la distribución aleatoria de partículas que se asemejan a una galaxia disco inmersa en un fondo de baja densidad.

```
pos[0,:] = r*np.cos(phi)
pos[1,:] = r*np.sin(phi)
pos[2,:] = 0.1*np.random.rand(n1)
mass = np.ones(n1+n2) #masa de las partículas
background = -2+4*np.random.rand(3,n2)
pos = np.concatenate((pos,background),axis=1)
```

El código de abajo permite visualizar la distribución de partículas (ver Figura A.4):

```
fig = plt.figure(1, figsize=(10,5))
ax1 = fig.add_subplot(121)
ax2 = fig.add_subplot(122)
ax1.plot(pos[0:], pos[1:], "k.")
ax2.plot(pos[0:], pos[2:], "k.")
```

Los pasos para renderizar cualquier conjunto de partículas usando Py-SPHViewer son esencialmente tres:

1. Define **Particles** class:

```
Particles = sphviewer.Particles(pos,mass)
```

2. Define **Scene** class:

```
Scene = sphviewer.Scene(Particles)
```

3. Define **Render** class:

```
Render = sphviewer.Render(Scene)
```

La imagen final puede obtenerse usando el método **Render.get_image**:

```
Render.set_logscale() #Usamos el método set_logscale para obtener el logaritmo de
    los datos de la imagen.
img = Render.get_image()
extent = Render.get_extent()
fig = plt.figure(1, figsize=(5,5))
ax1 = fig.add_subplot(111)
ax1.imshow(img, extent=extent, origin='lower', cmap='hot')
ax1.set_xlabel('X', size=15)
ax1.set_ylabel('Y', size=15)
```

La Figura A.5 muestra la imagen resultante. Note, sin embargo, que los límites de la imagen van desde -45 hasta +45. Esto es debido a que la cámara se encuentra a una cierta distancia del disco, lo que permite que haya perspectiva. En este caso **Render** devuelve unidades angulares en vez de físicas⁸.

Por defecto, el ángulo de visión *FoV* de la cámara es 90 grados cuando la magnificación o *zoom* es 1. Incrementar el *zoom* reduce el *FoV*, de manera que se pueden lograr efectos muy interesantes cambiando la distancia *r* de la cámara y el *zoom* al mismo tiempo. Si se define la distancia *r* como “infinity”, la cámara va al infinito y se obtiene una proyección paralela, como se explicó en la Sección A.3, de manera que las coordenadas reales de las partículas pueden leerse directamente mirando a los ejes del gráfico (ver Figura A.6). Por ejemplo:

```
Scene.update_camera(r='infinity')
Render = sphviewer.Render(Scene)
Render.set_logscale()
img = Render.get_image()
extent = Render.get_extent()
fig = plt.figure(1, figsize=(5,5))
ax1 = fig.add_subplot(111)
ax1.imshow(img, extent=extent, origin='lower', cmap='hot', vmax=0.5)
ax1.set_xlabel('X', size=15)
```

⁸Note que las unidades físicas no son muy útiles en este caso ya que las partículas lucen más pequeñas a medida que se alejan de la cámara. Sin embargo, las unidades angulares están siempre bien definidas independientemente de la distancia de las partículas.

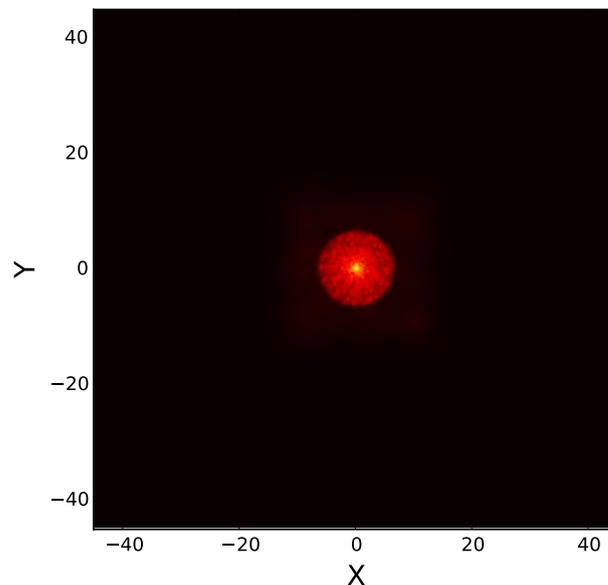


Fig. A.5 Primera imagen renderizada usando Py-SPHViewer. Note que la cámara está a una distancia finita del disco central.

```
ax1.set_ylabel('Y', size=15)
```

En el ejemplo anterior hemos introducido el método `Scene.update_camera()`. Este método permite redefinir cualquier parámetro del objeto **Camera**. Como explicamos en la Sección A.3, los parámetros de la cámara son: $(x_0, y_0, z_0, r, t, p, zoom, xsize, ysize)$.

Cuando la cámara se encuentra a una distancia finita de los objetos, el volumen activo es definido de manera automática. En efecto, éste es el *FoV* de la cámara, el cual es 90° por defecto. Sin embargo, una vez que la cámara se mueve al infinito, el volumen activo no queda bien definido. Si el usuario no provee el tamaño de la región que quiere renderizar, **Scene** intenta ajustar el volumen automáticamente (eligiendo el volumen máximo que contenga a todas las partículas). Recomendamos especificar el tamaño de la región usando el argumento *extent* entre los argumentos de la cámara. Note que este argumento es sólo considerado siempre que $r='infinity'$; de lo contrario, se ignora. (Ver Figura A.7). Por ejemplo:

```
Scene.update_camera(r='infinity')
Render = sphviewer.Render(Scene)
Render.set_logscale()
img1 = Render.get_image()
```

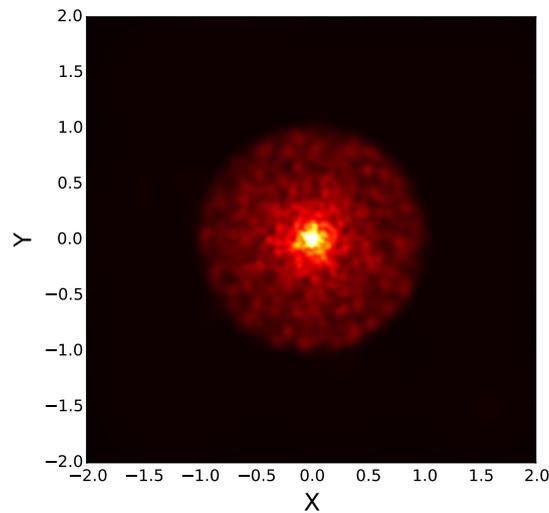


Fig. A.6 Imagen renderizada usando Py-SPHViewer. Note que, en contraste con la Figura A.5, la cámara está ahora mirando al disco usando una proyección paralela y las coordenadas reales de las partículas pueden leerse en los ejes del gráfico.

```

extent1 = Render.get_extent()

Scene.update_camera(r='infinity', extent=[-1,1,-1,1])
Render = sphviewer.Render(Scene)
Render.set_logscale()
img2 = Render.get_image()
extent2 = Render.get_extent()

Scene.update_camera(r='infinity', extent=[-4,4,-4,4])
Render = sphviewer.Render(Scene)
Render.set_logscale()
img3 = Render.get_image()
extent3 = Render.get_extent()

fig = plt.figure(1, figsize=(15,5))
ax1 = fig.add_subplot(131)
ax2 = fig.add_subplot(132)
ax3 = fig.add_subplot(133)

ax1.imshow(img1, extent=extent1, origin='lower', cmap='hot', vmax=0.5)
ax1.set_title('Automatic extent')

```

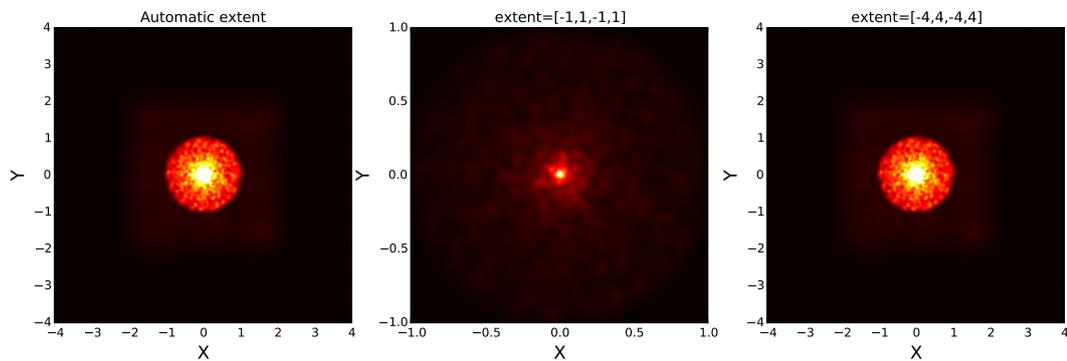


Fig. A.7 Imagen renderizada usando Py-SPHViewer. Note el impacto que produce cambiar el parámetro *extent* cuando la cámara están en el infinito.

```
ax1.set_xlabel('X', size=15)
ax1.set_ylabel('Y', size=15)

ax2.imshow(img2, extent=extent2, origin='lower', cmap='hot', vmax=0.5)
ax2.set_title('extent=[-1,1,-1,1]')
ax2.set_xlabel('X', size=15)
ax2.set_ylabel('Y', size=15)

ax3.imshow(img3, extent=extent3, origin='lower', cmap='hot', vmax=0.5)
ax3.set_title('extent=[-4,4,-4,4]')
ax3.set_xlabel('X', size=15)
ax3.set_ylabel('Y', size=15)
```

Finalmente, el parámetro *extent* limita las partículas que se consideraran en el renderizado a lo largo de las direcciones x e y , pero en la imagen final se proyectarán todas las partículas que sean visibles a lo largo de la línea de la visual.

La cámara puede rotar y cambiar su posición libremente respecto a los objetos. Usamos dos ángulos θ y ϕ (ver Sección A.3), o t y p adentro de los parámetros de la cámara. Por ejemplo, una rotación alrededor del eje horizontal puede lograrse cambiando el valor de θ (ver Figura A.8):

```
fig = plt.figure(1, figsize=(15,5))
t = [-90,-45, 0]
for i in xrange(1,4):
    Scene.update_camera(r=2., t=t[i-1], extent=[-2,2,-2,2])
```

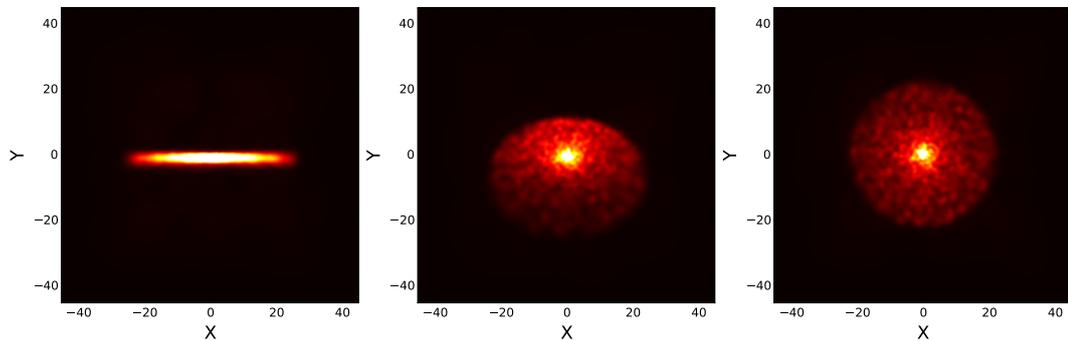


Fig. A.8 Tres imágenes diferentes mostrando del disco central usando tres valores distintos del ángulo θ .

```

Render = sphviewer.Render(Scene)
Render.set_logscale()
img = Render.get_image()
extent = Render.get_extent()
ax = fig.add_subplot(1,3,i)
ax.imshow(img, extent=extent, origin='lower', cmap='hot', vmax=0.5)
ax.set_xlabel('X', size=15)
ax.set_ylabel('Y', size=15)

```

A.5.3 Haciendo películas a partir de simulaciones cosmológicas

Una película es simplemente una serie de imágenes que se reproducen en una secuencia temporal para crear la ilusión de movimiento continuo. Py-SPHViewer no crea películas en sí mismo, pero crea imágenes que luego pueden reproducirse en una secuencia. Para clarificar, a continuación damos un ejemplo:

Consideremos el disco de partículas anterior. Crearemos una secuencia de imágenes en las cuales la cámara rota verticalmente alrededor del disco. La primera imagen tiene los siguientes parámetros para la cámara: $(x_0, y_0, z_0, r_0, t_0, p_0)$, la segunda imagen tiene $(x_1, y_1, z_1, r_1, t_1 + \delta t, p_1)$, en la cual todos los parámetros son los mismos que antes con la excepción de $t_1 = t_0 + \delta t$. La tercera imagen tiene ahora $t_2 = t_1 + \delta t = t_0 + 2\delta t$, y así sucesivamente. En general, $\delta t = (t_{\text{end}} - t_{\text{ini}}) / N_{\text{frames}}$, en la cual t_{end} y t_{ini} son los valores final e inicial de θ y N_{frames} es el número de imágenes o cuadros que tendrá la secuencia. A

continuación proveemos un código ejemplo, en el cual $t_{\text{ini}} = t_0 = 0$, $t_{\text{end}} = 360$. y $N_{\text{frames}} = 300$, de manera que $\delta_t = 1.2$

```
fig = plt.figure(1, figsize=(5,5))
t = np.linspace(0.,360.,300)
j = 0
for i in t:
    Scene.update_camera(r=2., t=i, extent=[-2,2,-2,2])
    Render = sphviewer.Render(Scene)
    Render.set_logscale()
    img = Render.get_image()
    extent = Render.get_extent()
    ax = fig.add_subplot(1,1,1)
    plt.imsave('movie_tutorial/image_'+str('%03d'%j)+'.png',img, origin='lower',
               cmap='hot', vmax=0.5) #No olvide crear el directorio antes de correr el script.
    j += 1
```

El ejemplo anterior genera 300 imágenes diferentes llamadas image_000.png, image_001.png, ..., image_299.png. La secuencia de imágenes muestra cómo se ve el disco por la cámara a medida que ésta rota alrededor de él. Para chequear la película, se puede utilizar el comando `animate`⁹:

```
animate movie_tutorial/image_*.png
```

A.6 Conclusiones

En esta sección hemos introducido Py-SPHViewer. el cual es un código numérico escrito en Python, flexible y paralelo. Hemos presetando el marco teórico necesario para comprender la técnica de interpolación utilizada para renderizar las imágenes y hemos además proporcionado las ecuaciones utilizadas internamente para referir y proyectar las coordenadas de las partículas al marco de referencia de la cámara. Hemos dado además un pequeño tutorial sobre su uso, mostrando sus principales características. Sin embargo, muchas otras características han quedado afuera de este apéndice, tales como las estrategias de optimización. Estas quedan fuera del objetivo de la presente tesis, y recomendamos a los potenciales usuarios que consulten el repositorio principal del proyecto (<https://code.google.com/p/py-sphviewer/>) para mayores detalles. Finalmente, nos gustaría enfatizar que muchas de las figuras de esta tesis constituyen ejemplos reales del poder

⁹Note que este comando sólo funciona en algunas distribuciones de linux

de este paquete, y que el uso de `Py-SPHviewer` no está restringido sólo a la visualización de simulaciones cosmológicas, sino que puede ser usado para explorar cualquier tipo de simulación de partículas en las cuales sea necesario suavizarlas.

A.7 Agradecimientos

Me gustaría agradecer discusiones muy útiles con Pablo Benítez Llambay y Julio F. Navarro. En particular, el apoyo inicial de Pablo y sus ideas fructíferas me han permitido mejorar el código enormemente. Me gustaría también agradecer a Azadeh Fattahi de la Universidad de Victoria y a Adrien Thob del Observatorio de París, quienes detectaron numerosos “bugs” en versiones anteriores y me los han reportado para poder corregirlos.

Apendice B

Definiciones

B.1 Cantidades Viriales

A lo largo de esta tesis, hemos utilizado principalmente dos cantidades viriales: el *radio virial* y la *temperatura virial*. Las definimos a continuación:

Definimos el *radio virial* como el radio de una esfera cuya densidad media es 200 veces la densidad crítica del Universo. El mismo depende de los parámetros cosmológicos de la siguiente manera:

$$r_{200}^3 = \frac{GM_{200}}{100H_0^2} E^2(z), \quad (\text{B.1})$$

en la cual:

$$E^2(z) = [\Omega_{\Lambda,0} + (1 - \Omega_0)(1 + z)^2 + \Omega_{m,0}(1 + z)^3 + \Omega_{r,0}(1 + z)^4]. \quad (\text{B.2})$$

En la ecuación anterior, H_0 es la constante de Hubble y G es la constante de gravitación. $\Omega_{\Lambda,0}, \Omega_{m,0}, \Omega_{r,0}$ se definen como:

$$\Omega_{m,0} = \frac{\rho_{m,0}}{\rho_{c,0}}; \quad \Omega_{\Lambda,0} = \frac{\rho_{\Lambda,0}}{\rho_{c,0}}; \quad \Omega_{r,0} = \frac{\rho_{r,0}}{\rho_{c,0}}, \quad (\text{B.3})$$

en las cuales $\rho_{m,0}, \rho_{\Lambda,0}, \rho_{r,0}$ son la densidad de materia, energía oscura y radiación a redshift $z = 0$. $\rho_{c,0}$ es la densidad crítica del universo en redshift $z = 0$:

$$\rho_{c,0} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \quad (\text{B.4})$$

La *temperatura virial* es la temperatura de equilibrio esperada para un halo con radio virial r_{200} :

$$T_{200} = 36 \times \left(\frac{V_c}{\text{km s}^{-1}} \right)^2, \quad (\text{B.5})$$

donde la velocidad circular se define como:

$$V_c = \sqrt{\frac{GM_{200}}{r_{200}}} \quad (\text{B.6})$$

A lo largo de esta tesis, todas las propiedades galácticas fueron computadas adentro del *radio galáctico*, definido como:

$$r_{gal} = 0.15 \times r_{200} \quad (\text{B.7})$$

Referencias

- Abadi, M. G., Moore, B., and Bower, R. G. (1999). Ram pressure stripping of spiral galaxies in clusters. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 308:947–954.
- Ade, P. A. R., Aikin, R. W., Barkats, D., Benton, S. J., Bischoff, C. A., Bock, J. J., Brevik, J. A., Buder, I., Bullock, E., Dowell, C. D., Duband, L., Filippini, J. P., Fliescher, S., Golwala, S. R., Halpern, M., Hasselfield, M., Hildebrandt, S. R., Hilton, G. C., Hristov, V. V., Irwin, K. D., Karkare, K. S., Kaufman, J. P., Keating, B. G., Kernasovskiy, S. A., Kovac, J. M., Kuo, C. L., Leitch, E. M., Lueker, M., Mason, P., Netterfield, C. B., Nguyen, H. T., O’Brient, R., Ogburn, R. W., Orlando, A., Pryke, C., Reintsema, C. D., Richter, S., Schwarz, R., Sheehy, C. D., Staniszewski, Z. K., Sudiwala, R. V., Teply, G. P., Tolan, J. E., Turner, A. D., Vieregg, A. G., Wong, C. L., Yoon, K. W., and Bicep2 Collaboration (2014). Detection of B-Mode Polarization at Degree Angular Scales by BICEP2. *Physical Review Letters*, 112(24):241101.
- Amorisco, N. C. and Evans, N. W. (2011). Phase-space models of the dwarf spheroidals. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 411:2118–2136.
- Amorisco, N. C., Evans, N. W., and van de Ven, G. (2014). The remnant of a merger between two dwarf galaxies in Andromeda II. *Nature*, 507:335–337.
- Babul, A. and Rees, M. J. (1992). On dwarf elliptical galaxies and the faint blue counts. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 255:346–350.
- Balogh, M. L., Navarro, J. F., and Morris, S. L. (2000). The Origin of Star Formation Gradients in Rich Galaxy Clusters. *Astrophys. J.*, 540:113–121.
- Barber, C., Starkenburg, E., Navarro, J. F., McConnachie, A. W., and Fattahi, A. (2014). The orbital ellipticity of satellite galaxies and the mass of the Milky Way. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 437:959–967.
- Barkana, R. and Loeb, A. (1999). The Photoevaporation of Dwarf Galaxies during Reionization. *Astrophys. J.*, 523:54–65.
- Battaglia, G., Helmi, A., and Breddels, M. (2013). Internal kinematics and dynamical models of dwarf spheroidal galaxies around the Milky Way. *New A Rev.*, 57:52–79.
- Battaglia, G., Irwin, M., Tolstoy, E., de Boer, T., and Mateo, M. (2012). The Extensive Age Gradient of the Carina Dwarf Galaxy. *Astrophys. J. Let.*, 761:L31.
- Battaglia, G., Tolstoy, E., Helmi, A., Irwin, M., Parisi, P., Hill, V., and Jablonka, P. (2011). Study of the Sextans dwarf spheroidal galaxy from the DART Ca II triplet survey. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 411:1013–1034.

- Battaglia, G., Tolstoy, E., Helmi, A., Irwin, M. J., Letarte, B., Jablonka, P., Hill, V., Venn, K. A., Shetrone, M. D., Arimoto, N., Primas, E., Kaufer, A., Francois, P., Szeifert, T., Abel, T., and Sadakane, K. (2006). The DART imaging and CaT survey of the Fornax dwarf spheroidal galaxy. *Ast & Ast*, 459:423–440.
- Becker, R. H., Fan, X., White, R. L., Strauss, M. A., Narayanan, V. K., Lupton, R. H., Gunn, J. E., Annis, J., Bahcall, N. A., Brinkmann, J., Connolly, A. J., Csabai, I., Czarapata, P. C., Doi, M., Heckman, T. M., Hennessy, G. S., Ivezić, Ž., Knapp, G. R., Lamb, D. Q., McKay, T. A., Munn, J. A., Nash, T., Nichol, R., Pier, J. R., Richards, G. T., Schneider, D. P., Stoughton, C., Szalay, A. S., Thakar, A. R., and York, D. G. (2001). Evidence for Reionization at $z \sim 6$: Detection of a Gunn-Peterson Trough in a $z=6.28$ Quasar. *Astron. J.*, 122:2850–2857.
- Bellazzini, M., Beccari, G., Fraternali, F., Oosterloo, T. A., Sollima, A., Testa, V., Galletti, S., Perina, S., Faccini, M., and Cusano, F. (2014). The extended structure of the dwarf irregular galaxies Sextans A and Sextans B. Signatures of tidal distortion in the outskirts of the Local Group. *Ast & Ast*, 566:A44.
- Benítez-Llambay, A., Navarro, J. F., Abadi, M. G., Gottlöber, S., Yepes, G., Hoffman, Y., and Steinmetz, M. (2013). Dwarf Galaxies and the Cosmic Web. *Astrophys. J. Let.*, 763:L41.
- Benítez-Llambay, A., Navarro, J. F., Abadi, M. G., Gottloeber, S., Yepes, G., Hoffman, Y., and Steinmetz, M. (2014). The Imprint of Reionization on the Star Formation Histories of Dwarf Galaxies. *ArXiv e-prints*.
- Bennett, C. L., Larson, D., Weiland, J. L., et al. (2013). Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Final Maps and Results. *Astrophys. J. Suppl.*, 208:20.
- Benson, A. J., Bower, R. G., Frenk, C. S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., and Cole, S. (2003). What Shapes the Luminosity Function of Galaxies? *Astrophys. J.*, 599:38–49.
- Benson, A. J., Lacey, C. G., Baugh, C. M., Cole, S., and Frenk, C. S. (2002). The effects of photoionization on galaxy formation - I. Model and results at $z=0$. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 333:156–176.
- Benz, W. (1990). Smooth Particle Hydrodynamics - a Review. In Buchler, J. R., editor, *Numerical Modelling of Nonlinear Stellar Pulsations Problems and Prospects*, page 269.
- Bernard, E. J., Gallart, C., Monelli, M., Aparicio, A., Cassisi, S., Skillman, E. D., Stetson, P. B., Cole, A. A., Drozdovsky, I., Hidalgo, S. L., Mateo, M., and Tolstoy, E. (2008). The ACS LCID Project: RR Lyrae Stars as Tracers of Old Population Gradients in the Isolated Dwarf Spheroidal Galaxy Tucana. *Astrophys. J. Let.*, 678:L21–L24.
- BICEP2/Keck, Planck Collaborations, :, Ade, P. A. R., Aghanim, N., Ahmed, Z., Aikin, R. W., Alexander, K. D., Arnaud, M., Aumont, J., and et al. (2015). A Joint Analysis of BICEP2/Keck Array and Planck Data. *ArXiv e-prints*.
- Bode, P., Ostriker, J. P., and Turok, N. (2001). Halo Formation in Warm Dark Matter Models. *Astrophys. J.*, 556:93–107.

- Bono, G., Stetson, P. B., Walker, A. R., Monelli, M., Fabrizio, M., Pietrinferni, A., Brocato, E., Buonanno, R., Caputo, F., Cassisi, S., Castellani, M., Cignoni, M., Corsi, C. E., Dall’Ora, M., Degl’Innocenti, S., François, P., Ferraro, I., Iannicola, G., Nonino, M., Moroni, P. G. P., Pulone, L., Smith, H. A., and Thevenin, F. (2010). On the Stellar Content of the Carina Dwarf Spheroidal Galaxy. *Pub. Astron. Soc. Pac.*, 122:651–661.
- Boylan-Kolchin, M., Bullock, J. S., and Kaplinghat, M. (2011). Too big to fail? The puzzling darkness of massive Milky Way subhaloes. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 415:L40–L44.
- Brook, C. B., Di Cintio, A., Knebe, A., Gottlöber, S., Hoffman, Y., Yepes, G., and Garrison-Kimmel, S. (2014). The Stellar-to-halo Mass Relation for Local Group Galaxies. *Astrophys. J. Let.*, 784:L14.
- Brook, C. B., Stinson, G., Gibson, B. K., Wadsley, J., and Quinn, T. (2012). MaGICC discs: matching observed galaxy relationships over a wide stellar mass range. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 424:1275–1283.
- Brown, T. M., Tumlinson, J., Geha, M., Kirby, E. N., VandenBerg, D. A., Muñoz, R. R., Kalirai, J. S., Simon, J. D., Avila, R. J., Guhathakurta, P., Renzini, A., and Ferguson, H. C. (2012). The Primeval Populations of the Ultra-faint Dwarf Galaxies. *Astrophys. J. Let.*, 753:L21.
- Bullock, J. S., Kravtsov, A. V., and Weinberg, D. H. (2000). Reionization and the Abundance of Galactic Satellites. *Astrophys. J.*, 539:517–521.
- Burgess, A. (1965). A General Formula for the Estimation of Dielectronic Recombination Co-Efficients in Low-Density Plasmas. *Astrophys. J.*, 141:1588–1590.
- Christensen, C., Quinn, T., Governato, F., Stilp, A., Shen, S., and Wadsley, J. (2012). Implementing molecular hydrogen in hydrodynamic simulations of galaxy formation. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 425:3058–3076.
- Cole, A. A. and Lcid Team (2007). The ACS LCID Project: Quantifying the Delayed Star Formation in Leo A. In Vazdekis, A. and Peletier, R., editors, *IAU Symposium*, volume 241 of *IAU Symposium*, pages 295–299.
- Crain, R. A., Eke, V. R., Frenk, C. S., Jenkins, A., McCarthy, I. G., Navarro, J. F., and Pearce, F. R. (2007). The baryon fraction of Λ CDM haloes. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 377:41–49.
- Deason, A., Wetzel, A., and Garrison-Kimmel, S. (2014). Satellite Dwarf Galaxies in a Hierarchical Universe: The Prevalence of Dwarf-Dwarf Major Mergers. *Astrophys. J.*, 794:115.
- Di Cintio, A., Knebe, A., Libeskind, N. I., Hoffman, Y., Yepes, G., and Gottlöber, S. (2012). Applying scale-free mass estimators to the Local Group in Constrained Local Universe Simulations. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 423:1883–1895.
- Dolphin, A. E. (2000). Hubble Space Telescope Studies of the WLM Galaxy. II. The Star Formation History from Field Stars. *Astrophys. J.*, 531:804–812.
- Efstathiou, G. (1992). Suppressing the formation of dwarf galaxies via photoionization. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 256:43P–47P.

- Fan, X., Carilli, C. L., and Keating, B. (2006a). Observational Constraints on Cosmic Reionization. *Ann. Rev. Ast & Ast*, 44:415–462.
- Fan, X., Strauss, M. A., Richards, G. T., Hennawi, J. F., Becker, R. H., White, R. L., Diamond-Stanic, A. M., Donley, J. L., Jiang, L., Kim, J. S., Vestergaard, M., Young, J. E., Gunn, J. E., Lupton, R. H., Knapp, G. R., Schneider, D. P., Brandt, W. N., Bahcall, N. A., Barentine, J. C., Brinkmann, J., Brewington, H. J., Fukugita, M., Harvanek, M., Kleinman, S. J., Krzesinski, J., Long, D., Neilsen, Jr., E. H., Nitta, A., Snedden, S. A., and Voges, W. (2006b). A Survey of z5.7 Quasars in the Sloan Digital Sky Survey. IV. Discovery of Seven Additional Quasars. *Astron. J.*, 131:1203–1209.
- Ferrero, I., Abadi, M. G., Navarro, J. F., Sales, L. V., and Gurovich, S. (2012). The dark matter haloes of dwarf galaxies: a challenge for the Λ cold dark matter paradigm? *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 425:2817–2823.
- Geha, M., Blanton, M. R., Yan, R., and Tinker, J. L. (2012). A Stellar Mass Threshold for Quenching of Field Galaxies. *Astrophys. J.*, 757:85.
- Gill, S. P. D., Knebe, A., Gibson, B. K., and Dopita, M. A. (2004). The evolution of substructure - II. Linking dynamics to environment. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 351:410–422.
- Gnedin, N. Y. (2000). Effect of Reionization on Structure Formation in the Universe. *Astrophys. J.*, 542:535–541.
- Gottloeber, S., Hoffman, Y., and Yepes, G. (2010). Constrained Local Universe Simulations (CLUES). *ArXiv e-prints*.
- Grebel, E. K. and Gallagher, III, J. S. (2004). The Impact of Reionization on the Stellar Populations of Nearby Dwarf Galaxies. *Astrophys. J. Let.*, 610:L89–L92.
- Gunn, J. E. and Gott, III, J. R. (1972). On the Infall of Matter Into Clusters of Galaxies and Some Effects on Their Evolution. *Astrophys. J.*, 176:1.
- Gunn, J. E. and Peterson, B. A. (1965). On the Density of Neutral Hydrogen in Intergalactic Space. *Astrophys. J.*, 142:1633–1641.
- Guo, Q., White, S., Boylan-Kolchin, M., De Lucia, G., Kauffmann, G., Lemson, G., Li, C., Springel, V., and Weinmann, S. (2011). From dwarf spheroidals to cD galaxies: simulating the galaxy population in a Λ CDM cosmology. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 413:101–131.
- Guo, Q., White, S., Li, C., and Boylan-Kolchin, M. (2010). How do galaxies populate dark matter haloes? *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 404:1111–1120.
- Haardt, F. and Madau, P. (1996). Radiative Transfer in a Clumpy Universe. II. The Ultraviolet Extragalactic Background. *Astrophys. J.*, 461:20.
- Harbeck, D., Grebel, E. K., Holtzman, J., Guhathakurta, P., Brandner, W., Geisler, D., Sarajedini, A., Dolphin, A., Hurley-Keller, D., and Mateo, M. (2001). Population Gradients in Local Group Dwarf Spheroidal Galaxies. *Astron. J.*, 122:3092–3105.

- Held, E. V., Momany, Y., Rizzi, L., Saviane, I., Bedin, L. R., Gullieuszik, M., Bertelli, G., Nasi, E., Clemens, M., Rich, M. R., and Kuijken, K. (2007). The star formation history of the dwarf irregular galaxy SagDIG. In Vazdekis, A. and Peletier, R., editors, *IAU Symposium*, volume 241 of *IAU Symposium*, pages 339–340.
- Held, E. V., Saviane, I., Momany, Y., and Carraro, G. (2000). The Elusive Old Population of the Dwarf Spheroidal Galaxy Leo I. *Astrophys. J. Let.*, 530:L85–L88.
- Hernquist, L. and Katz, N. (1989). TREESPH - A unification of SPH with the hierarchical tree method. *Astrophys. J. Suppl.*, 70:419–446.
- Hidalgo, S. L., Aparicio, A., Martínez-Delgado, D., and Gallart, C. (2009). On the Extended Structure of the Phoenix Dwarf Galaxy. *Astrophys. J.*, 705:704–716.
- Hidalgo, S. L., Monelli, M., Aparicio, A., Gallart, C., Skillman, E. D., Cassisi, S., Bernard, E. J., Mayer, L., Stetson, P., Cole, A., and Dolphin, A. (2013). The ACS LCID Project. IX. Imprints of the Early Universe in the Radial Variation of the Star Formation History of Dwarf Galaxies. *Astrophys. J.*, 778:103.
- Hoefl, M., Yepes, G., Gottlöber, S., and Springel, V. (2006). Dwarf galaxies in voids: suppressing star formation with photoheating. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 371:401–414.
- Hoffman, Y. and Ribak, E. (1991). Constrained realizations of Gaussian fields - A simple algorithm. *Astrophys. J. Let.*, 380:L5–L8.
- Hunter, J. D. (2007). Matplotlib: A 2d graphics environment. *Computing In Science & Engineering*, 9(3):90–95.
- Hurley-Keller, D., Mateo, M., and Grebel, E. K. (1999). A New Culprit in the Second-Parameter Problem in the Sculptor Dwarf Spheroidal Galaxy? *Astrophys. J. Let.*, 523:L25–L28.
- Ibata, R., Chapman, S., Irwin, M., Lewis, G., and Martin, N. (2006). A near-zero velocity dispersion stellar component in the Canes Venatici dwarf spheroidal galaxy. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 373:L70–L74.
- Jacobs, B. A., Tully, R. B., Rizzi, L., Karachentsev, I. D., Chiboucas, K., and Held, E. V. (2011). The Star Formation History of Isolated Dwarf UGC 4879. *Astron. J.*, 141:106.
- Karachentsev, I. D., Karachentseva, V. E., Huchtmeier, W. K., and Makarov, D. I. (2004). A Catalog of Neighboring Galaxies. *Astron. J.*, 127:2031–2068.
- Karachentsev, I. D., Makarov, D. I., and Kaisina, E. I. (2013). Updated Nearby Galaxy Catalog. *Astron. J.*, 145:101.
- Katz, N., Weinberg, D. H., and Hernquist, L. (1996). Cosmological Simulations with TreeSPH. *Astrophys. J. Suppl.*, 105:19.
- Kawata, D., Arimoto, N., Cen, R., and Gibson, B. K. (2006). Origin of Two Distinct Populations in Dwarf Spheroidal Galaxies. *Astrophys. J.*, 641:785–794.
- King, I. (1962). The structure of star clusters. I. an empirical density law. *Astron. J.*, 67:471.

- Klypin, A., Hoffman, Y., Kravtsov, A. V., and Gottlöber, S. (2003). Constrained Simulations of the Real Universe: The Local Supercluster. *Astrophys. J.*, 596:19–33.
- Klypin, A., Kravtsov, A. V., Bullock, J. S., and Primack, J. R. (2001). Resolving the Structure of Cold Dark Matter Halos. *Astrophys. J.*, 554:903–915.
- Klypin, A., Kravtsov, A. V., Valenzuela, O., and Prada, F. (1999). Where Are the Missing Galactic Satellites? *Astrophys. J.*, 522:82–92.
- Knebe, A., Libeskind, N. I., Doumler, T., Yepes, G., Gottlöber, S., and Hoffman, Y. (2011). Renegade subhaloes in the Local Group. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 417:L56–L60.
- Kravtsov, A. V., Klypin, A., and Hoffman, Y. (2002). Constrained Simulations of the Real Universe. II. Observational Signatures of Intergalactic Gas in the Local Supercluster Region. *Astrophys. J.*, 571:563–575.
- Libeskind, N. I., Yepes, G., Knebe, A., Gottlöber, S., Hoffman, Y., and Knollmann, S. R. (2010). Constrained simulations of the Local Group: on the radial distribution of substructures. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 401:1889–1897.
- Liu, G.-R. and Liu, M. B. (2003). *Smoothed particle hydrodynamics: a meshfree particle method*. World Scientific.
- Ludlow, A. D., Navarro, J. F., Springel, V., Vogelsberger, M., Wang, J., White, S. D. M., Jenkins, A., and Frenk, C. S. (2010). Secondary infall and the pseudo-phase-space density profiles of cold dark matter haloes. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 406:137–146.
- Majewski, S. R., Siegel, M. H., Patterson, R. J., and Rood, R. T. (1999). An Internal Second-Parameter Problem in the Sculptor Dwarf Spheroidal Galaxy. *Astrophys. J. Let.*, 520:L33–L36.
- Marcolini, A., D’Ercole, A., Brighenti, F., and Recchi, S. (2006). Star formation feedback and metal enrichment by Types Ia and II supernovae in dwarf spheroidal galaxies: the case of Draco. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 371:643–658.
- Mateo, M. L. (1998). Dwarf Galaxies of the Local Group. *Ann. Rev. Ast & Ast*, 36:435–506.
- Mayer, L., Governato, F., Colpi, M., Moore, B., Quinn, T., Wadsley, J., Stadel, J., and Lake, G. (2001). Tidal Stirring and the Origin of Dwarf Spheroidals in the Local Group. *Astrophys. J. Let.*, 547:L123–L127.
- Mayer, L., Mastropietro, C., Wadsley, J., Stadel, J., and Moore, B. (2006). Simultaneous ram pressure and tidal stripping; how dwarf spheroidals lost their gas. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 369:1021–1038.
- McCarthy, I. G., Frenk, C. S., Font, A. S., Lacey, C. G., Bower, R. G., Mitchell, N. L., Balogh, M. L., and Theuns, T. (2008). Ram pressure stripping the hot gaseous haloes of galaxies in groups and clusters. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 383:593–605.
- McConnachie, A. W., Peñarrubia, J., and Navarro, J. F. (2007a). Multiple dynamical components in Local Group dwarf spheroidals. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 380:L75–L79.

- McConnachie, A. W., Venn, K. A., Irwin, M. J., Young, L. M., and Geehan, J. J. (2007b). Ram Pressure Stripping of an Isolated Local Group Dwarf Galaxy: Evidence for an Intragroup Medium. *Astrophys. J. Let.*, 671:L33–L36.
- Monelli, M., Gallart, C., Hidalgo, S. L., Aparicio, A., Skillman, E. D., Cole, A. A., Weisz, D. R., Mayer, L., Bernard, E. J., Cassisi, S., Dolphin, A. E., Drozdovsky, I., and Stetson, P. B. (2010a). The ACS LCID Project. VI. The Star Formation History of The Tucana dSph and The Relative Ages of the Isolated dSph Galaxies. *Astrophys. J.*, 722:1864–1878.
- Monelli, M., Gallart, C., Hidalgo, S. L., Aparicio, A., Skillman, E. D., Cole, A. A., Weisz, D. R., Mayer, L., Bernard, E. J., Cassisi, S., Dolphin, A. E., Drozdovsky, I., and Stetson, P. B. (2010b). The ACS LCID Project. VI. The Star Formation History of The Tucana dSph and The Relative Ages of the Isolated dSph Galaxies. *Astrophys. J.*, 722:1864–1878.
- Monelli, M., Hidalgo, S. L., Stetson, P. B., Aparicio, A., Gallart, C., Dolphin, A. E., Cole, A. A., Weisz, D. R., Skillman, E. D., Bernard, E. J., Mayer, L., Navarro, J. F., Cassisi, S., Drozdovsky, I., and Tolstoy, E. (2010c). The ACS LCID Project. III. The Star Formation History of the Cetus dSph Galaxy: A Post-reionization Fossil. *Astrophys. J.*, 720:1225–1245.
- Monelli, M., Hidalgo, S. L., Stetson, P. B., Aparicio, A., Gallart, C., Dolphin, A. E., Cole, A. A., Weisz, D. R., Skillman, E. D., Bernard, E. J., Mayer, L., Navarro, J. F., Cassisi, S., Drozdovsky, I., and Tolstoy, E. (2010d). The ACS LCID Project. III. The Star Formation History of the Cetus dSph Galaxy: A Post-reionization Fossil. *Astrophys. J.*, 720:1225–1245.
- Monelli, M., Pulone, L., Corsi, C. E., Castellani, M., Bono, G., Walker, A. R., Brocato, E., Buonanno, R., Caputo, F., Castellani, V., Dall’Ora, M., Marconi, M., Nonino, M., Ripepi, V., and Smith, H. A. (2003). The Carina Project. II. Stellar Populations. *Astron. J.*, 126:218–236.
- Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., Lake, G., Quinn, T., Stadel, J., and Tozzi, P. (1999). Dark Matter Substructure within Galactic Halos. *Astrophys. J. Let.*, 524:L19–L22.
- Moster, B. P., Naab, T., and White, S. D. M. (2013). Galactic star formation and accretion histories from matching galaxies to dark matter haloes. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 428:3121–3138.
- Moster, B. P., Somerville, R. S., Maulbetsch, C., van den Bosch, F. C., Macciò, A. V., Naab, T., and Oser, L. (2010). Constraints on the Relationship between Stellar Mass and Halo Mass at Low and High Redshift. *Astrophys. J.*, 710:903–923.
- Navarro, J. F. and Steinmetz, M. (1997). The Effects of a Photoionizing Ultraviolet Background on the Formation of Disk Galaxies. *Astrophys. J.*, 478:13.
- Okamoto, T. and Frenk, C. S. (2009). The origin of failed subhaloes and the common mass scale of the Milky Way satellite galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 399:L174–L178.
- Okamoto, T., Gao, L., and Theuns, T. (2008). Mass loss of galaxies due to an ultraviolet background. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 390:920–928.
- Orban, C., Gnedin, O. Y., Weisz, D. R., Skillman, E. D., Dolphin, A. E., and Holtzman, J. A. (2008). Delving Deeper into the Tumultuous Lives of Galactic Dwarfs: Modeling Star Formation Histories. *Astrophys. J.*, 686:1030–1044.

- Osterbrock, D. E. (1989). *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*.
- Parry, O. H., Eke, V. R., Frenk, C. S., and Okamoto, T. (2012). The baryons in the Milky Way satellites. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 419:3304–3318.
- Peñarrubia, J., Pontzen, A., Walker, M. G., and Koposov, S. E. (2012). The Coupling between the Core/Cusp and Missing Satellite Problems. *Astrophys. J. Let.*, 759:L42.
- Penzias, A. A. and Wilson, R. W. (1965). A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *Astrophys. J.*, 142:419–421.
- Pérez, E., Cid Fernandes, R., González Delgado, R. M., García-Benito, R., Sánchez, S. F., Husemann, B., and et al. (2013). The Evolution of Galaxies Resolved in Space and Time: A View of Inside-out Growth from the CALIFA Survey. *Astrophys. J. Let.*, 764:L1.
- Pérez, F. and Granger, B. E. (2007). IPython: a system for interactive scientific computing. *Computing in Science and Engineering*, 9(3):21–29.
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., Armitage-Caplan, C., Arnaud, M., Ashdown, M., Atrio-Barandela, F., Aumont, J., Baccigalupi, C., Banday, A. J., and et al. (2014). Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *Ast & Ast*, 571:A16.
- Rahmati, A., Pawlik, A. H., Raicevic, M., and Schaye, J. (2013a). On the evolution of the H I column density distribution in cosmological simulations. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 430:2427–2445.
- Rahmati, A., Schaye, J., Pawlik, A. H., and Raicevic, M. (2013b). The impact of local stellar radiation on the H I column density distribution. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 431:2261–2277.
- Read, J. I., Pontzen, A. P., and Viel, M. (2006). On the formation of dwarf galaxies and stellar haloes. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 371:885–897.
- Ricotti, M. (2009). Late gas accretion on to primordial minihaloes: a model for Leo T, dark galaxies and extragalactic high-velocity clouds. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 392:L45–L49.
- Ricotti, M. and Gnedin, N. Y. (2005). Formation Histories of Dwarf Galaxies in the Local Group. *Astrophys. J.*, 629:259–267.
- Sales, L. V., Helmi, A., Abadi, M. G., Brook, C. B., Gómez, F. A., Roškar, R., Debattista, V. P., House, E., Steinmetz, M., and Villalobos, Á. (2009). Orbital eccentricity as a probe of thick disc formation scenarios. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 400:L61–L65.
- Sawala, T., Frenk, C. S., Fattahi, A., Navarro, J. F., Bower, R. G., Crain, R. A., Dalla Vecchia, C., Furlong, M., Jenkins, A., McCarthy, I. G., Qu, Y., Schaller, M., Schaye, J., and Theuns, T. (2014). Bent by baryons: the low mass galaxy-halo relation. *ArXiv e-prints: 1404.3724*.
- Sawala, T., Guo, Q., Scannapieco, C., Jenkins, A., and White, S. (2011). What is the (dark) matter with dwarf galaxies? *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 413:659–668.
- Sawala, T., Scannapieco, C., Maio, U., and White, S. (2010). Formation of isolated dwarf galaxies with feedback. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 402:1599–1613.

- Sawala, T., Scannapieco, C., and White, S. (2012). Local Group dwarf galaxies: nature and nurture. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 420:1714–1730.
- Scannapieco, C., White, S. D. M., Springel, V., and Tissera, P. B. (2011). Formation history, structure and dynamics of discs and spheroids in simulated Milky Way mass galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 417:154–171.
- Schaye, J. (2001). A Physical Upper Limit on the HI Column Density of Gas Clouds. *Astrophys. J. Let.*, 562:L95–L98.
- Schaye, J., Crain, R. A., Bower, R. G., Furlong, M., Schaller, M., Theuns, T., Dalla Vecchia, C., Frenk, C. S., McCarthy, I. G., Helly, J. C., Jenkins, A., and Rosas-Guevara, e. a. (2014). The EAGLE project: Simulating the evolution and assembly of galaxies and their environments. *ArXiv e-prints: 1407.7040*.
- Schroyen, J., De Rijcke, S., Koleva, M., Cloet-Osselaer, A., and Vandenbroucke, B. (2013). Stellar orbits and the survival of metallicity gradients in simulated dwarf galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 434:888–905.
- Shapiro, P. R., Giroux, M. L., and Babul, A. (1994). Reionization in a cold dark matter universe: The feedback of galaxy formation on the intergalactic medium. *Astrophys. J.*, 427:25–50.
- Shen, S., Madau, P., Conroy, C., Governato, F., and Mayer, L. (2013). The Baryon Cycle of Dwarf Galaxies: Dark, Bursty, Gas-Rich Polluters. *ArXiv e-prints: 1308.4131*.
- Simpson, C. M., Bryan, G. L., Johnston, K. V., Smith, B. D., Mac Low, M.-M., Sharma, S., and Tumlinson, J. (2013). The effect of feedback and reionization on star formation in low-mass dwarf galaxy haloes. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 432:1989–2011.
- Skillman, E. D., Hidalgo, S. L., Weisz, D. R., Monelli, M., Gallart, C., Aparicio, A., Bernard, E. J., Boylan-Kolchin, M., Cassisi, S., Cole, A. A., Dolphin, A. E., Ferguson, H. C., Mayer, L., Navarro, J. F., Stetson, P. B., and Tolstoy, E. (2014). The ACS LCID Project. X. The Star Formation History of IC1613: Revisiting the Over-cooling Problem. *Astrophys. J.*, 786:44.
- Skillman, E. D., Tolstoy, E., Cole, A. A., Dolphin, A. E., Saha, A., Gallagher, J. S., Dohm-Palmer, R. C., and Mateo, M. (2003). Deep Hubble Space Telescope Imaging of IC 1613. II. The Star Formation History. *Astrophys. J.*, 596:253–272.
- Somerville, R. S. (2002). Can Photoionization Squelching Resolve the Substructure Crisis? *Astrophys. J. Let.*, 572:L23–L26.
- Spiegel, D. N., Bean, R., Doré, O., Nolta, M. R., Bennett, C. L., Dunkley, J., Hinshaw, G., Jarosik, N., Komatsu, E., Page, L., Peiris, H. V., Verde, L., Halpern, M., Hill, R. S., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Odegard, N., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E., and Wright, E. L. (2007). Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Implications for Cosmology. *Astrophys. J. Suppl.*, 170:377–408.
- Springel, V. (2005). The cosmological simulation code GADGET-2. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 364:1105–1134.

- Springel, V. and Hernquist, L. (2003). Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations: a hybrid multiphase model for star formation. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 339:289–311.
- Springel, V., White, S. D. M., Tormen, G., and Kauffmann, G. (2001). Populating a cluster of galaxies - I. Results at $z=0$. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 328:726–750.
- Starkenburger, E., Helmi, A., De Lucia, G., Li, Y.-S., Navarro, J. F., Font, A. S., Frenk, C. S., Springel, V., Vera-Ciro, C. A., and White, S. D. M. (2013). The satellites of the Milky Way - insights from semi-analytic modelling in a Λ CDM cosmology. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 429:725–743.
- Steinmetz, M. and Mueller, E. (1993). On the capabilities and limits of smoothed particle hydrodynamics. *Ast & Ast*, 268:391–410.
- Stinson, G. S., Dalcanton, J. J., Quinn, T., Gogarten, S. M., Kaufmann, T., and Wadsley, J. (2009). Feedback and the formation of dwarf galaxy stellar haloes. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 395:1455–1466.
- Strigari, L. E., Frenk, C. S., and White, S. D. M. (2014). Dynamical models for the Sculptor dwarf spheroidal in a Lambda CDM universe. *ArXiv e-prints*.
- Susa, H. and Umemura, M. (2004). Formation of Dwarf Galaxies during the Cosmic Reionization. *Astrophys. J.*, 600:1–16.
- Tammann, G. A. (1994). Dwarf Galaxies in the Past. In Meylan, G. and Prugniel, P., editors, *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, volume 49 of *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, page 3.
- Teyssier, M., Johnston, K. V., and Kuhlen, M. (2012). Identifying Local Group field galaxies that have interacted with the Milky Way. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 426:1808–1818.
- Thoul, A. A. and Weinberg, D. H. (1996). Hydrodynamic Simulations of Galaxy Formation. II. Photoionization and the Formation of Low-Mass Galaxies. *Astrophys. J.*, 465:608.
- Tolstoy, E., Hill, V., and Tosi, M. (2009). Star-Formation Histories, Abundances, and Kinematics of Dwarf Galaxies in the Local Group. *Ann. Rev. Ast & Ast*, 47:371–425.
- Tolstoy, E., Irwin, M. J., Helmi, A., Battaglia, G., Jablonka, P., Hill, V., Venn, K. A., Shetrone, M. D., Letarte, B., Cole, A. A., Primas, F., Francois, P., Arimoto, N., Sadakane, K., Kaufer, A., Szeifert, T., and Abel, T. (2004). Two Distinct Ancient Components in the Sculptor Dwarf Spheroidal Galaxy: First Results from the Dwarf Abundances and Radial Velocities Team. *Astrophys. J. Lett.*, 617:L119–L122.
- Ural, U., Wilkinson, M. I., Koch, A., Gilmore, G., Beers, T. C., Belokurov, V., Evans, N. W., Grebel, E. K., Vidrih, S., and Zucker, D. B. (2010). Kinematic subpopulations in dwarf spheroidal galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 402:1357–1368.
- Vogelsberger, M., Zavala, J., and Loeb, A. (2012). Subhaloes in self-interacting galactic dark matter haloes. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 423:3740–3752.

-
- Walker, M. G. and Peñarrubia, J. (2011). A Method for Measuring (Slopes of) the Mass Profiles of Dwarf Spheroidal Galaxies. *Astrophys. J.*, 742:20.
- Weinberg, D. H., Hernquist, L., and Katz, N. (1997). Photoionization, Numerical Resolution, and Galaxy Formation. *Astrophys. J.*, 477:8–20.
- Weisz, D. R., Dolphin, A. E., Skillman, E. D., Holtzman, J., Gilbert, K. M., Dalcanton, J. J., and Williams, B. F. (2014). The Star Formation Histories of Local Group Dwarf Galaxies. I. Hubble Space Telescope/Wide Field Planetary Camera 2 Observations. *Astrophys. J.*, 789:147.
- Weisz, D. R. et al. (2011). The ACS Nearby Galaxy Survey Treasury. VIII. The Global Star Formation Histories of 60 Dwarf Galaxies in the Local Volume. *Astrophys. J.*, 739:5.
- Weisz, D. R., Zucker, D. B., Dolphin, A. E., Martin, N. F., de Jong, J. T. A., Holtzman, J. A., Dalcanton, J. J., Gilbert, K. M., Williams, B. F., Bell, E. F., Belokurov, V., and Wyn Evans, N. (2012). The Star Formation History of Leo T from Hubble Space Telescope Imaging. *Astrophys. J.*, 748:88.
- White, S. D. M. and Rees, M. J. (1978). Core condensation in heavy halos - A two-stage theory for galaxy formation and clustering. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 183:341–358.
- Yepes, G., Gottlöber, S., and Hoffman, Y. (2014). Dark matter in the Local Universe. *New A Rev.*, 58:1–18.

