

Notas para tesis

10 de marzo de 2019

Índice general

1. Introducción	3
1.1. Λ CDM [tesis de cecilia]	3
1.2. LG	4
1.2.1. Distribución de gas	4
2. Simulaciones	6
2.1. SPH (Springel, 2010)	7
2.1.1. Formulación	7
2.1.2. Extensiones y correcciones	8
2.1.2.1. Viscosidad artificial	8
2.1.2.2. Acoplamiento con auto gravedad	9
2.2. GADGET-2	9
2.2.1. Resumen del código [tesis cecilia]	9
2.2.1.1. Implementación de la gravedad	10
2.2.1.2. algo de la integración cosmológica?	10
2.2.2. Formación estelar	10
2.2.3. Enriquecimiento químico	11
2.3. CLUES	11
2.3.1. SUBFIND	12
2.4. Generación de espectros de absorción	12
2.4.1. CLOUDY (Ferland et al., 2013)	13
2.4.2. yt	13
2.4.3. TRIDENT (Hummels et al., 2017)	13
2.4.3.1. Generación de densidad de iones mediante <code>ion_balance</code>	15
2.4.3.2. Creación de <i>lineas de la visual</i> con la clase <code>LightRay</code>	17
2.4.3.3. Generación de espectros con la clase <code>SpectrumGenerator</code>	20
2.4.3.4. Post-procesamiento del espectro	25
3. Procesamiento?	27

4. Análisis y resultados	28
4.1. Comparación de las direcciones hacia M31 y ortogonal	28
4.1.1. Densidad de gas	28
4.1.2. Espectros de absorción	29
4.1.3. Comparación con todas las direcciones ortogonales	34
4.1.3.1. Densidad de gas	34
4.1.3.2. Velocidades en la línea de la visual	35
4.2. Fracciones de cobertura en MW y M31	37
4.3. Fracciones de cobertura para HVCs en MW	40
4.4. Distribución del gas en subhalos	41
4.4.1. Densidad en función del parámetro de impacto en la simulación .	41
4.4.2. Interpretación según las observaciones	43
5. conclus	46
Bibliografía	46

Capítulo 1

Introducción

1.1. Λ CDM [tesis de cecilia]

El modelo cosmológico más aceptado para la descripción del universo en que vivimos es el denominado Λ CDM (*cosmological constant Λ with Cold Dark Matter*). Este supone un universo descrito por las ecuaciones de campo de Einstein incluyendo la constante cosmológica (Λ); con una cosmología isótropa y homogénea dada por la solución de Friedmann-Robertson-Walker. Estas suposiciones predicen un universo en expansión (de forma acelerada gracias a la inclusión de Λ), en concordancia con las observaciones realizadas hasta el presente.

De acuerdo con el modelo, aproximadamente sólo un 30 % del universo está formado por materia, y el restante 70 % por *energía oscura*, el nombre que recibe la densidad de energía correspondiente a la inclusión de Λ . Del total de materia, un 90 % está formado por la llamada *materia oscura* que no parece interactuar electromagnéticamente, de esa forma evitando su observación mediante emisión u absorción de radiación; es por esto que sólo se aprecian sus efectos gravitacionales. El modelo Λ CDM supone que la materia oscura está formada por partículas de baja velocidad térmica *-frías-*.

El restante 10 % de la materia en el universo es conocida como *materia bariónica u ordinaria*, compuesta por partículas descritas según el Modelo Estándar. Es ésta componente la cual integra los objetos observables.

En el marco de este modelo, se tiene un escenario jerárquico para la formación de galaxias (*Hierarchical Clustering Model*). Las estructuras cosmológicas emergen de pequeñas fluctuaciones de densidad con estadística gaussiana en el universo temprano. Mientras evoluciona el universo, estas perturbaciones son amplificadas gravitacionalmente, y la materia oscura colapsa formando estructuras pequeñas primero. Dentro de estos halos de materia oscura, el gas colapsa y se enfría, dando lugar a la formación estelar. Éstas estructuras se agregan y fusionan, generando así sistemas más grandes a partir

de otros más pequeños.

De esa forma, cada galaxia sigue una historia evolutiva única, con *mergers* y acreción particulares. Así, a partir del modelo Λ CDM se espera una gran diversidad en las propiedades de las galaxias.

1.2. LG

Nuestra galaxia, *la vía láctea* (MW), no se encuentra aislada sino que forma parte de un grupo, llamado el *grupo local* (LG). Integra también este grupo la galaxia espiral vecina *Andrómeda* (M31), de una masa similar a MW y a una distancia menor a 1Mpc; junto con otras galaxias satélites de menor masa [citation-needed]. Galaxias espirales semejantes son prevalentes en el universo, lo cual respresenta una prueba al modelo Λ CDM: que objetos tales como MW, M31 y el universo local no sean extremadamente improbables (Creasey et al., 2015).

Estudios en las últimas décadas han acumulado evidencia a favor de que el *environment* en donde se encuentren las galaxias influye en la determinación de sus propiedades finales. Por ejemplo, predicciones teóricas en el marco de Λ CDM indican que la cantidad de *mergers* que sufren las galaxias incrementa con la densidad de su *environment*. En particular, en (Creasey et al., 2015), simulaciones computacionales sugieren que, para *environments* en forma de *loose groups* como el LG, la morfología de las galaxias integrantes no se ve afectada, pero su SFR aumenta [vs no estar en el grupo??].

1.2.1. Distribución de gas

La distribución de material gaseoso, tanto en las galaxias como en su *environment*, se presenta como un aspecto clave para el entendimiento de la formación galáctica y el estadio evolutivo reciente de las primeras. Por ejemplo, *inflows* de gas frío en el presente pueden dar cuenta de una formación estelar activa en el futuro próximo. Como contracara, *outflows* de gas caliente pueden indicar que la formación estelar y *feedback* por supernovas han tenido lugar en el pasado reciente (Nuza et al., 2014).

Estudios teóricos y observacionales indican que una fracción sustancial (y hasta dominante) del material gaseoso difuso en galaxias espirales se encuentra por fuera del disco, en un halo extendido hasta su radio virial R_{vir} . A esta componente de gas se la conoce como *medio circumgaláctico* (CGM). A la (gran) cantidad de gas que existe por fuera del radio virial se le denomina genéricamente *medio intergaláctico* (IGM), el cual puede además estar gravitacionalmente ligado al grupo ó *cluster* de galaxias, llamado así *medio intragrupo/intracluster*. El ciclo de vida de este gas está determinado por la formación de estructura cosmológica, flujos desde/hacia galaxias y eventos de *mergers*; de

ese modo, sus condiciones físicas y abundancias químicas son bastante variadas, y éste puede oficiar como un gran reservorio de bariones [cf. *missing mass problem*?] (Richter et al., 2017; Nuza et al., 2014)

En particular para el LG, en las últimas dos décadas se ha alcanzado un avance significativo en la comprensión de la distribución y las propiedades físicas del gas en el CGM e IGM. Es posible estudiar los halos gaseosos extendidos de MW y M31 gracias a las observaciones de 21cm de la línea hiperfina del hidrógeno neutro (H_I), complementadas con espectros de absorción del gas neutro y ionizado en las bandas ópticas y UV, contra fuentes extragalácticas. Se entiende actualmente que el CGM de MW y M31 es de carácter multifásico: coexisten una fase fría ($T < 10^4 K$) predominantemente neutra y densa, principalmente concentrada dentro de sendos radios viriales; junto con una fase caliente ($T \gtrsim 10^5 K$) mayormente ionizada, extendida también sobre el IGM. Es posible que esta fase caliente y tenue hospede a una gran fracción de la materia bariónica en el LG [y acá más sobre *missing mass*?]. (Nuza et al., 2014)

Según el modelo actual de formación galáctica, existen dos principales modos de acreción en la providencia del gas frío posteriormente empleado en la formación estelar. Un modo “caliente” en el cual el gas de alta densidad que rodea a la galaxia se enfría radiativamente y colapsa hacia el centro; y un modo “frío”, conducido por filamentos de gas frío que ingresan dentro del radio virial del halo. Estudios recientes [citar?] indican que la acreción fría tiende a ocupar las regiones centrales, mientras que la acreción de gas ionizado caliente es dominante sobre un gran rango de distancias hasta el radio virial. (Nuza et al., 2014)

De esa forma, estudios con el objetivo de caracterizar el CGM de MW y M31, y su conexión con el gas en el IGM son claves en aras de profundizar nuestra comprensión de la distribución y composición de la materia bariónica en el universo local.

Capítulo 2

Simulaciones

La formación de estructura a escala galáctica en un contexto cosmológico es un proceso altamente no lineal, multiescala y libre de simetrías que lo simplifiquen. Estas características resultan en la imposibilidad de estudiar el problema analíticamente, lo cual posiciona a las simulaciones numéricas como una herramienta esencial. Las simulaciones implementan las leyes físicas relevantes al problema, pero además deben incluirse modelos efectivos de subgrilla a fin de considerar procesos físicos que no están enteramente entendidos.

En particular, nuestro interés se centra en las simulaciones del Grupo Local y su componente gaseosa. Éstas nos permiten identificar estructuras en la distribución del gas y estudiar su origen y evolución. Comparar las simulaciones con las observaciones nos permite guiar e interpretar mejor estas últimas. Esta comparación no es trivial; se debe tener en cuenta qué resultados se obtienen de las observaciones, y cómo pueden ser contruidos a partir de las simulaciones.

En este capítulo veremos un resumen de los distintos códigos y simulaciones necesarias para el presente trabajo. Empezaremos por el formalismo de base para las simulaciones hidrodinámicas con autogravedad, SPH. Luego, su implementación particular en el código GADGET-2, junto con extensiones para la formación estelar y otros procesos subgrilla, seguidas por la serie de simulaciones particulares a este trabajo. Las últimas secciones están dedicadas a el conjunto de herramientas necesaria para la síntesis de espectros de absorción a partir de las simulaciones descriptas.

2.1. SPH (Springel, 2010)

2.1.1. Formulación

La hidrodinámica en las simulaciones numéricas se implementa con la técnica de *Hidrodinámica de partículas suavizadas* (SPH, por sus siglas en inglés). Ésta consiste en una aproximación a la mecánica del continuo utilizando partículas, que pueden pensarse también como puntos de interpolación. La técnica tiene numerosas ventajas, las más relevantes son la simplicidad de las ecuaciones resultantes y la garantía de cumplimiento de varias leyes de conservación. Esto lo hace «lagrangiano» *postea? i.e. son las mismas ecuaciones de fluidos pero en repr. lagragiana?* Por lo que entiendo no, si las «partículas» simplemente son puntos de sampleo.

Para cualquier campo $F(\mathbf{r})$, definido en todo el espacio, podemos definir una versión suavizada e interpolada F_s mediante la convolución con un *núcleo* (*kernel*, en inglés) $W(\mathbf{r}, h)$ que representa a cada partícula, donde h es una *longitud de suavizado* que describe la longitud característica del *kernel*.

$$F_s(\mathbf{r}) = \int F(\mathbf{r}') W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) d^3\mathbf{r}'$$

El *kernel* está normalizado a la unidad, e imita a una función δ de Dirac para el límite $h \rightarrow 0$. Para éste se pueden utilizar gaussianas, pero las implementaciones más actuales utilizan *splines* cúbicos con soporte finito.

Si sólo conocemos el campo en una muestra finita de puntos \mathbf{r}_i , *i.e.* $F_i = F(\mathbf{r}_i)$, a los cuales les asignamos masas m_i y densidades ρ_i de forma tal que cada uno tenga un elemento de volumen $\Delta\mathbf{r}_i$; podemos aproximar la integral por la suma

$$F_s(\mathbf{r}) \simeq \sum_i F_i W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i, h) \Delta\mathbf{r}_i$$

$$F_s(\mathbf{r}) \simeq \sum_i F_i W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i, h) \frac{m_i}{\rho_i}$$

siempre y cuando estos puntos muestreen densamente el volumen del *kernel* (esta aproximación es, efectivamente, una integración de Monte Carlo). Con este esquema, la densidad de cada punto se puede estimar según

$$\rho_s(\mathbf{r}) \simeq \sum_i W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i, h) m_i$$

Vemos aquí la ventaja de utilizar un *kernel* con soporte finito (de radio $2h$): cada suma sobre partículas se limita entonces a las que estén a una distancia menor a $2h$ del punto para el cual se calcula el campo o la densidad suavizadas, lo cual no sucede para *kernels* de tipo gaussiano.

Para un fluido ideal, sus ecuaciones de movimiento (*i.e.* conservación de la masa, momento y energía) se pueden deducir del siguiente lagrangiano:

$$\mathcal{L} = \int \rho \left(\frac{1}{2} \mathbf{v}^2 - u \right) dV$$

donde u es la energía interna por unidad de masa. La idea del método SPH es discretizar este lagrangiano en términos de las partículas de fluido, de masa m_i

$$\mathcal{L}_{\text{SPH}} = \sum_i \left(\frac{1}{2} m_i \mathbf{v}_i^2 - m_i u_i \right)$$

Para obtener la energía interna u_i de cada partícula, se les asigna una entropía específica s_i esta es la misma que A_i ? de modo que la primera se defina en términos del estimado de densidad

$$u_i = s_i \frac{\rho_i^{\gamma-1}}{\gamma - 1}$$

donde γ es el índice adiabático. Así obtenemos también la presión de cada partícula como $P_i = s_i \rho_i^\gamma$.

A partir del lagrangiano para SPH, se obtiene la dinámica de las partículas como las ecuaciones de Euler-Lagrange correspondientes. Estas resultan un conjunto de ecuaciones diferenciales ordinarias, de primer orden para la velocidad \mathbf{v}_i de cada partícula, lo cual es una simplificación notable de las ecuaciones de movimiento para un fluido ideal (las cuales recordamos, son diferenciales parciales). expandir más en detalle la parte de las ecuaciones?

2.1.2. Extensiones y correcciones

2.1.2.1. Viscosidad artificial

Al describir la dinámica de *gases ideales*, las ecuaciones pueden producir discontinuidades en forma de ondas de choque (*shocks*), incluso partiendo desde condiciones iniciales suaves. Es necesaria entonces una modificación de la dinámica en los *shocks*, que introduzca un mecanismo de disipación necesario. Se introduce entonces una vis-

cosidad artificial que disipe energía cinética en térmica en las ecuaciones de SPH, generando así entropía y ensanchando el choque de forma tal que la descripción en términos diferenciales se mantenga adecuada. *idem*, no ahondo mucho más en esto, no?

2.1.2.2. Acoplamiento con auto gravedad

La interacción auto-gravitatoria es de principal importancia en flujos astrofísicos. Su inclusión en esquemas hydrodinmámicos eulerianos (basados en grillas) no es trivial, puesto que no conserva la energía total de forma manifiesta [acá una cita, me imagino]. En cambio, en SPH puede ser incluida de manera simple y precisa modificando el lagrangiano utilizado. El potencial gravitatorio dado por el conjunto de puntos de SPH es

$$\Phi(\mathbf{r}) = G \sum_i m_i \phi(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i, \varepsilon_i)$$

donde ε_i es la “longitud de enblandecimiento gravitacional” (*gravitational softening length*) de cada partícula, una cota inferior a la distancia, para evitar divergencias en el cálculo del potencial. Entonces, la auto-energía potencial total del sistema de partículas será:

$$E_{\text{pot}} = \frac{1}{2} \sum_i m_i \Phi(\mathbf{r}_i) = \frac{G}{2} \sum_{i,j} m_i m_j \phi(r_{ij}, \varepsilon_j)$$

con lo cual, el lagrangiano resulta

$$\mathcal{L}_{\text{SPH}} = \sum_i \left(\frac{1}{2} m_i v_i^2 - m_i u_i \right) - \frac{G}{2} \sum_{i,j} m_i m_j \phi(r_{ij}, \varepsilon_j)$$

2.2. GADGET-2

Las simulaciones utilizadas para la formación galáctica en un contexto cosmológico emplean el código GADGET-2 (Springel, 2005), con modificaciones para la formación estelar, el *feedback* por supernovas, enriquecimiento químico y enfriamiento dependiente de metales según (Scannapieco et al., 2005) y (Scannapieco et al., 2006). En las siguientes secciones expandiremos acerca de los detalles involucrados.

2.2.1. Resumen del código [tesis cecilia]

El código GADGET-2 describe la evolución acoplada de un gas ideal y un fluido no colisional, dentro de un universo cuya dinámica global está regulada por el modelo cos-

mológico elegido. La descripción se hace en términos de partículas de tres clases: materia oscura, estrellas y gas. Para los primeros dos tipos, sólo se utiliza una dinámica de auto-gravitación, mientras que las partículas de gas modelan la hidrodinámica según la técnica SPH antes detallada.

Llevar a cabo estas simulaciones implica un gran costo computacional. GADGET-2 es un código masivamente paralelizado, de modo que es capaz de correr en supercomputadoras distribuyendo el trabajo en muchos procesadores, reduciendo así el tiempo total de cómputo. El código fuente está escrito en lenguaje C, y la comunicación entre procesadores se ejecuta mediante el protocolo estandarizado MPI (Interfaz de Pasaje de Mensajes).

2.2.1.1. Implementación de la gravedad

El cálculo de fuerzas de gravedad entre partículas es un punto de alto costo computacional si se implementa en forma de una suma directa; *i.e.* para N partículas el algoritmo tiene una complejidad temporal $\mathcal{O}(N^2)$. Para evitar este comportamiento, se suele descomponer la fuerza gravitatoria en una componente de largo alcance que varía suavemente, y otra contribución de las partículas cercanas. GADGET-2 implementa el cálculo de largo alcance con un algoritmo “malla de partículas” (*PM, particle mesh*) y la del material cercano con un algoritmo de árbol (*tree*), integrando ambos esquemas en el llamado método *TreePM*.

El método PM consiste en dividir la materia en una serie de “superpartículas” ubicadas en una malla regular. Con éstas se calcula la fuerza sobre los puntos de la grilla, la cual luego se interpola para obtener la fuerza en cualquier punto del volumen de simulación. En cambio, para el algoritmo *Tree* las partículas cercanas se arreglan en una jerarquía de grupos, y la fuerza resultante de cada uno se calcula mediante la suma de una expansión multipolar del grupo. Este algoritmo representa una mejora notable en términos de complejidad temporal respecto de la suma directa: escala a orden $\mathcal{O}(N \log N)$.

2.2.1.2. algo de la integración cosmológica?

2.2.2. Formación estelar

En la simulación, la formación estelar se da por la fragmentación de una partícula de gas en otra partícula de gas y una de estrella, cuando se cumplen ciertas condiciones. Estas emulan la *inestabilidad de Jeans*, producida cuando el soporte de presiones de una nube de gas no es suficiente para balancear su colapso auto-gravitatorio, mientras el gas se mantenga frío durante este colapso. Las partículas de gas elegibles para la fragmentación deben presentar una densidad mayor a un valor crítico ($\rho > \rho_* = 7,0 \times 10^{26} \text{gcm}^{-3}$)

y deben ubicarse dentro de un flujo convergente ($\nabla \cdot \mathbf{v} < 0$). Para estas partículas elegibles, se asume una tasa de formación estelar volumétrica de

$$\dot{\rho}_* = c \frac{\rho}{\tau_{\text{dyn}}}$$

donde c es una *eficiencia de formación estelar* (tomada como $c = 0,1$) y $\tau_{\text{dyn}} = 1/\sqrt{4\pi G\rho}$ es el tiempo dinámico de la partícula.

La formación estelar es tomada como un proceso estocástico: para cada partícula de gas elegible en un dado tiempo se asigna una probabilidad de fragmentación p_* , con la cual ésta tendrá lugar o no en la iteración temporal siguiente. Esta probabilidad está dada por

$$p_* = \frac{m}{m_*} \left[1 - \exp \left(-c \frac{\Delta t}{\tau_{\text{dyn}}} \right) \right]$$

donde Δt es el paso de integración temporal de la simulación, m es la masa de la partícula de gas y $m_* = m/2$ es la masa de la partícula de estrella a formarse. En caso de una formación exitosa, la masa de la partícula de gas se reduce en m_* . Si tuviera lugar una segunda formación sobre la misma partícula de gas, ésta es íntegramente transformada en una de estrella, en lugar de su fragmentación.

2.2.3. Enriquecimiento químico

2.3. CLUES

Las simulaciones particulares utilizadas en el presente trabajo se enmarcan en el contexto del Proyecto CLUES (*Constrained Local Universe Simulations*)¹. Éste apunta a simular de manera más realista el grupo local, incluyendo los efectos del *environment*, y otras de las estructuras circundantes más prominentes.

Las simulaciones presentes son las utilizadas en los trabajos (Nuza et al., 2014) y (Scannapieco et al., 2015). Fueron corridas con el código GADGET-3 (una revisión de gadget-2 que permite la cobertura de un mayor rango dinámico (Wang et al., 2008)), junto con las extensiones de (Scannapieco et al., 2005) y (Scannapieco et al., 2006) antes comentadas. Las condiciones iniciales fueron construidas de forma tal de imponer un conjunto de vínculos gaussianos a alto *redshift*, usando restricciones observacionales a $z \approx 0$. La distribución inicial de materia consiste en una caja cúbica de 64Mpc/h de lado, con una región de alta resolución esférica de radio 2Mpc/h, ubicada en su centro.

¹<https://www.clues-project.org>

La simulación se inicia a $z = 50$ asumiendo la cosmología Λ CDM deducida a partir del fondo cósmico de microondas medido por la sonda WMAP5 (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* 5) deducida??. Los parámetros cosmológicos adoptados fueron: una densidad de materia $\Omega_m = 0,279$, una densidad de bariones $\Omega_b = 0,046$, una densidad de constante cosmológica $\Omega_\Lambda = 0,721$, una constante de Hubble $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ con $h = 0,7$, y una normalización del espectro de potencias de $\sigma_8 = 0,8$. Las masas de las partículas de gas y materia oscura dentro de la región de alta resolución son $M_g = 3,89 \times 10^5 M_\odot/h$ y $M_{\text{dm}} = 1,97 \times 10^6 M_\odot/h$ respectivamente.

La simulación contiene también estructuras similares a los cúmulos de galaxias Virgo, Fornax, Perseo y Gran Atractor. Como las escalas en las cuales actúan los vínculos son del orden de algunos Mpc, la formación de estructura a escalas menores es esencialmente aleatoria. Por esta razón, se corrió una serie de realizaciones de la simulación a efectos de obtener los mejores acuerdos posibles entre las masas y velocidad radial relativa observadas para MW y M31, con estas propiedades en sus candidatas resultantes de la simulación.

2.3.1. SUBFIND

La identificación de *subestructuras* en la simulación se lleva a cabo mediante el algoritmo SUBFIND (Dolag et al., 2009). Éste permite la detección de galaxias y objetos autogravitacionalmente ligados (con un mínimo de 32 partículas) basada en su energía de ligadura. Dicha identificación permite determinar la pertenencia de cada partícula a un dado *subhalo*, los cuales pueden corresponder a galaxias o satélites asociados.

El resultado del algoritmo en esta simulación nos permite identificar las estructuras que corresponden a las candidatas de MW y M31, junto con varias de sus propiedades: lista de las partículas que las conforman, posición de sus centros, masa total, etc.

2.4. Generación de espectros de absorción

En las siguientes secciones veremos el *suite* de herramientas que permiten, como resultado final, la generación de espectros de absorción sintéticos a partir de las simulaciones hidrodinámicas antes detalladas. El *software* CLOUDY es la base necesaria para la determinación de la densidad de especies iónicas que producen la absorción en el medio gaseoso. Las librerías yt y TRIDENT, implementadas en el lenguaje de programación Python, proveen el enlace entre los resultados de nuestras simulaciones y la generación de espectros asociados a estructuras de gas dentro del volumen de simulación.

2.4.1. CLOUDY (Ferland et al., 2013)

CLOUDY es un programa que determina las condiciones físicas dentro de un gas fuera del equilibrio, con posibilidad de exposición a una fuente externa de radiación y predice el espectro resultante. Esto posibilita la predicción de magnitudes observables especificando sólo las propiedades de la nube de gas y el campo de radiación incidente.

El código parte de primeros principios, y calcula el estado térmico, químico y de ionización de una nube de gas fuera del equilibrio, a ser posiblemente expuesta a una fuente externa de radiación. Se asume que ha transcurrido un tiempo tal que los procesos atómicos que ocurran se hayan vuelto estacionarios. La densidad de partículas de una especie ó nivel i estará dada por

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \sum_{j \neq i} n_j R_{ji} + \text{Fuente} - n_i \left(\sum_{j, i} R_{ij} + \text{Sumidero} \right) = 0$$

donde aquí R_{ji} representa la tasa [s^{-1}] a la cual la especie j migra a i , Fuente es la tasa por unidad de volumen [$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$] a la cual aparecen nuevos átomos en i , y Sumidero es la tasa [s^{-1}] a la cual se pierden.

Esta ecuación de balance, junto con la conservación de masa, carga, y energía determinan completamente el problema. El código resuelve éstas ecuaciones de manera auto-consistente con un número mínimo de parámetros libres.

2.4.2. yt

2.4.3. TRIDENT (Hummels et al., 2017)

TRIDENT² es una librería de Python para la generación de espectros de absorción sintéticos a partir de simulaciones hidrodinámicas, basado en la librería yt antes detallada. Permite además obtener información detallada acerca de las densidades de iones presentes en la simulación, calculadas a partir de ciertas asunciones, junto con características espectroscópicas tales como *redshift*, ancho equivalente, ampliación térmica, intensidad de la absorción, etc. Éstas pueden consiguientemente trazar estructuras físicas a partir de características espectrales, asociándoles su contraparte espacial y dinámica dentro del universo de la simulación.

La principal rutina de TRIDENT consiste en los siguientes pasos: primero, construir una *línea de la visual* como un rayo de luz dirigido uniendo dos puntos dentro del volumen de la simulación. A el punto de partida se lo considera como una fuente de emisión

²<http://trident-project.org>

de un espectro continuo, y al punto de llegada como el de observación. Entonces, para el gas atravesado por el rayo de luz calcula las densidades de los iones presentes según sus condiciones físicas y su absorción sobre el espectro de la fuente. Finalizando este proceso, devuelve el espectro de la fuente, sobre el cual figuran las líneas de absorción calculadas. Podemos ver una ilustración de este protocolo en la Figura 2.1

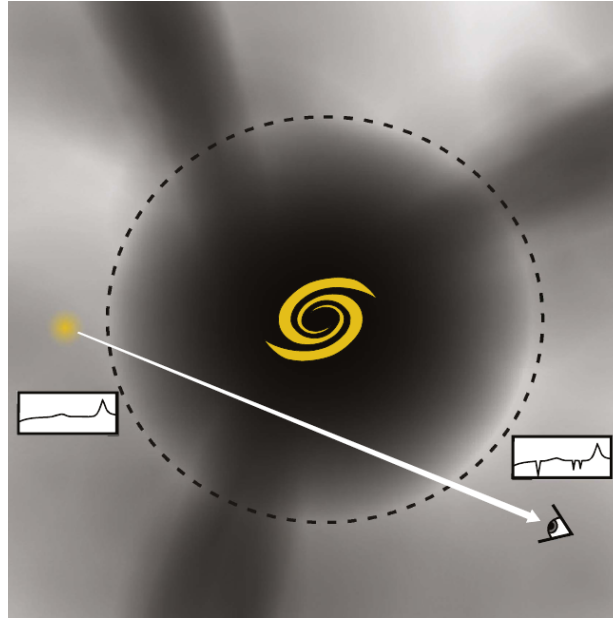


Figura 2.1: Ilustración del protocolo de generación de espectros de absorción. En el centro de la imagen se ubica una galaxia, con su CGM encerrado por la línea punteada y el IGM por fuera. Desde el inicio del rayo de luz una fuente emite con el espectro adjunto. Éste es absorbido en longitudes de onda discretas por el gas atravesado por el rayo de luz, y finalmente visto por el ojo observador, según el esquema a su lado. Extraído de (Hummels et al., 2017)

Detallaremos ahora los mecanismos que el código utiliza para sus varias tareas, divididos en tres módulos:

- a) `ion_balance`: módulo que lleva a cabo el cálculo de densidades iónicas a partir de `CLOUDY`.
- b) `LightRay`: objeto (clase) representando una el rayo de luz en una *línea de la visual*.
- c) `SpectrumGenerator`: objeto (clase) capaz de generar el espectro de absorción a partir de un objeto `LightRay`.

2.4.3.1. Generación de densidad de iones mediante `ion_balance`

El módulo recibe la simulación hidrodinámica y calcula la densidad de partículas para cada ión solicitado en las partículas³ de la simulación que lo requieran. Este cálculo se basa en una serie de asunciones según se registre o no la presencia de metales en la simulación; la primera de las cuales es la condición de equilibrio iónico. *decir algo sobre si ya están presentes los iones o elementos o etc? el cual no es nuestro caso*

Para cada partícula, se define la densidad de partículas de un ión i del elemento químico X según

$$n_{X_i} = n_X f_{X_i}$$

donde n_X es la densidad numérica de núcleos de todas las especies del elemento X , y f_{X_i} es la *fracción de ionización* de su i -ésimo ión. La densidad de núcleos puede escribirse según la densidad de masa ρ_X y la masa de cada nucleón m_X :

$$\rho_X = n_X m_X$$

y esta última a su vez en términos de su masa atómica \mathcal{M}_X y la masa de hidrógeno m_H

$$m_X = \mathcal{M}_X m_H$$

En el caso que la información de ρ_X esté presente en la simulación, se calcula entonces la densidad de núcleos según

$$n_X = \frac{\rho_X}{\mathcal{M}_X m_H} \quad (2.1)$$

Si no se tiene ρ_X , se deben hacer algunas aproximaciones. En principio, si X es H ó He, se toma su abundancia solar A_X

$$A_X = \left. \frac{n_X}{n_H} \right|_{\odot}$$

de modo que sus densidades nuclear sean

$$n_X = A_X n_H$$

³Los elementos computacionales serán partículas si la simulación fuera de tipo SPH, previa a la deposición por yt. En otro caso, serán directamente celdas de una malla.

y, en caso que se tenga ρ_H , tenemos

$$n_X = A_X \frac{\rho_H}{m_H}$$

Si no se tiene ρ_H , entonces se asume la fracción de masa primordial para el hidrógeno $\chi = 0,76$. En ese caso

$$n_H = \frac{\chi \rho}{m_H}$$

con lo cual

$$n_X = A_X \frac{\chi \rho}{m_H}$$

Por otro lado, si X es un metal, definimos su metalicidad Z_X como

$$Z_X = \frac{\rho_X}{\rho}$$

y, si disponemos de esta metalicidad en nuestros datos, utilizamos la ecuación 2.1

$$n_X = \frac{Z_X \rho}{m_H \mathcal{M}_X}$$

de otra forma, debemos tener necesariamente la metalicidad total Z , dada por

$$Z = \frac{\rho_{\text{metales}}}{\rho}$$

y asumir la abundancia solar para cada metal. Así, obtenemos la densidad de masa del metal ρ_X según el producto

$$\rho_X = Z \rho \times \left. \frac{\rho_X}{\rho} \right|_{\odot} \quad (2.2)$$

Deseamos reexpresar este resultado en términos de la abundancia solar A_X antes definida. Para eso, tomamos el cociente entre la densidad metales ρ_X y la densidad de hidrógeno ρ_H , según la ecuación 2.1

$$\frac{\rho_X}{\rho_H} = \frac{n_X \mathcal{M}_X m_H}{n_H m_H} = \frac{n_X \mathcal{M}_X}{n_H}$$

de modo tal que, considerado este cociente con los valores solares, obtenemos

$$\left. \frac{\rho_X}{\rho_H} \right|_{\odot} = \left. \frac{n_X}{n_H} \right|_{\odot} \mathcal{M}_X = A_X \mathcal{M}_X$$

De esa forma, podemos escribir la ecuación 2.2 según

$$\rho_X = Z\rho_H A_X \mathcal{M}_X$$

Si nuevamente no disponemos de ρ_H , consideramos la fracción primordial de hidrógeno para obtener

$$\rho_X = Z\rho_\chi A_X \mathcal{M}_X$$

y así, usando la ecuación 2.1, podemos finalmente obtener la densidad de núcleos del metal X

$$n_X = \frac{Z\rho_\chi A_X}{m_H}$$

Mediante la cual se obtiene la densidad del i -ésimo ión utilizando la fracción de ionización f_{X_i}

$$n_{X_i} = f_{X_i} \frac{Z\rho_\chi A_X}{m_H} \quad (2.3)$$

Bajo la asunción de equilibrio de ionización, la fracción de ionización es una función de la temperatura y densidad del gas y forma e intensidad del campo de radiación incidente. El módulo `ion_balance` considera la radiación de fondo UV de modelos metagalácticos, en partículas de (Haardt and Madau, 2012). En este modelo, el campo de radiación está parametrizado únicamente por el *redshift*, de forma que la fracción de ionización es sólo función de la temperatura, densidad y *redshift*. El módulo accede a una tabla de valores de f_{X_i} precalculada mediante CLOUDY. Así, la fracción de ionización deseada para cada ión se obtiene interpolando linealmente los valores de esta tabla.

En la Figura 2.2 podemos ver un esquema del proceso de generación de densidades iónicas, junto con las magnitudes necesarias para este.

2.4.3.2. Creación de *lineas de la visual* con la clase `LightRay`

Según adelantábamos en las secciones previas, la generación de espectros se computa para el gas atravesado por una trayectoria o *línea de la visual* en el volumen de la simulación. Esta trayectoria se define por un punto de *emisión* como su origen, y un punto de *observación* como su extremo. TRIDENT implementa este concepto en forma de objetos generados por la clase `LightRay`; éstos consisten en una secuencia unidimensional ordenada de las celdas de la simulación atravesadas por la trayectoria de la línea de la visual (las celdas aquí pertenecen al *octree* generado por la deposición a la grilla mediante `yt`).

El objeto `LightRay` puede contener además, una selección de campos definidos para cada una de sus celdas, tales como la posición, velocidad, densidad, temperatura, volumen de la celda, etc. Cabe aclarar que las celdas contenidas en el rayo no tienen todas las

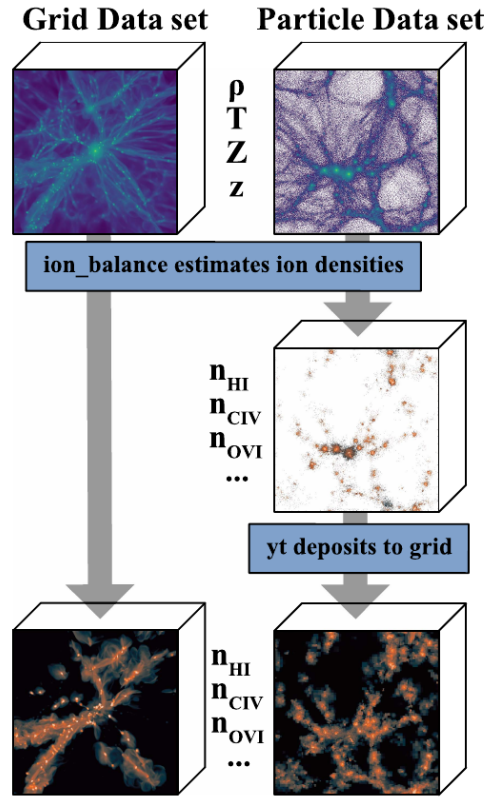


Figura 2.2: Esquema de la generación de densidades iónicas. Desde la simulación se requieren: una lista de los iones a calcular (aquí fueron elegidos H_I , C_IV y O_VI), la densidad, temperatura y metalicidad del gas, y el *redshift*. Para una simulación basada en partículas, como es nuestro caso, *primero* se calculan las densidades iónicas correspondientes sobre cada partícula, y *luego* se efectúa la deposición al *octree* mediante yt. Extraída de (Hummels et al., 2017)

mismas dimensiones: habrá celdas de menor tamaño en las regiones de la simulación con mayor densidad de partículas.

Además de los campos seleccionados para guardarse en el objeto `LightRay`, éste define y registra una serie de campos especiales para el procesamiento posterior. Para cada celda en el rayo, TRIDENT calcula su longitud de camino $d\ell$, su intervalo de *redshift* cosmológico $d\text{redshift}$, su *redshift* cosmológico redshift , su velocidad a lo largo de la línea de la visual $\text{velocity}_{\text{los}}$, su *redshift* por efecto Döppler $\text{redshift}_{\text{dopp}}$ y su *redshift efectivo* $\text{redshift}_{\text{eff}}$. Veremos aquí el cálculo específico de cada una de estas magnitudes.

Definimos la línea de la visual de un objeto `LightRay` como un vector ℓ dentro del volumen de la simulación que parte de un punto r_a a un punto r_b (de observación). Este vector será entonces la suma de n elementos de línea $d\ell$, tantos como celdas atravesadas

por el rayo:

$$\ell = \mathbf{r}_b - \mathbf{r}_a = \sum_{i=0}^n d\ell_i$$

La longitud de camino $d\ell$ de cada celda será entonces $d\ell_i = |d\ell_i|$

Se asume una expansión de Hubble suave entre los puntos a y b , de tal forma que su separación en *redshift* es la distancia radial comóvil:

$$\ell = D_H \int_{z_a}^{z_b} \frac{dz'}{E(z')} \quad (2.4)$$

donde D_H es la distancia de Hubble, y el denominador es

$$E(z) = \sqrt{\Omega_m (1+z)^3 + \Omega_k (1+z)^2 + \Omega_\Lambda}$$

En la simulación, el lado conocido de la ecuación es la distancia comóvil ℓ , mientras que se desea obtener la diferencia de *redshifts* $z_a - z_b$. No hay una solución analítica cerrada para esta ecuación, por lo tanto se obtiene iterativamente mediante el método de Newton-Raphson. Cabe destacar que el código adopta la siguiente convención: el *redshift* asignado **siempre** es mayor en el punto a (emisión), y **decrece** en la dirección del rayo hacia b .

Teniendo la diferencia de *redshift* entre extremos del rayo, se asume que el intervalo de *redshift* en cada celda depende linealmente de su longitud de camino $d\ell$:

$$dz_i = \frac{d\ell_i}{\ell_i} (z_b - z_a)$$

(notemos que este incremento es *negativo*, pues z decrece de a hacia b). Así, se puede obtener el *redshift* cosmológico para cada celda atravesada por el rayo **le cambié el signo a la ecuación del paper, no estoy seguro si hay un error..**

$$z_i = z_b - \sum_{j=i}^n dz_j$$

Al generar un espectro, para quien observa no le es posible distinguir si el corrimiento en frecuencia de una línea de absorción corresponde al *redshift* cosmológico o al efecto Döppler debido al movimiento del gas. Por esa razón, TRIDENT incluye las siguientes magnitudes dentro del objeto `LightRay`. La *velocidad en la línea de la visual* (*Line Of Sight*, en inglés) de una celda es simplemente la proyección de la velocidad de la celda

sobre la dirección del rayo:

$$v_{\text{LOS},i} = \mathbf{v}_i \cdot \mathbf{d}\ell_i = v_i d\ell_i \cos(\theta_i) \quad (2.5)$$

donde θ_i es el ángulo entre el vector velocidad de la celda i -ésima y la dirección de la línea de la visual. Con esta información se puede calcular el *redshift* debido al efecto Döppler, para cada celda del rayo

$$1 + z_{\text{dopp},i} = \frac{1 + \frac{v_i}{c} \cos(\theta_i)}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_i}{c}\right)^2}}$$

siendo c la velocidad de la luz. El *redshift efectivo*, la magnitud con la cual se modifica directamente la longitud de onda de una línea de absorción dentro del espectro, está definido para cada celda como una combinación del cosmológico y el Döppler (Peebles, 1993):

$$1 + z_{\text{eff},i} = (1 + z_{\text{dopp},i}) (1 + z_i) \quad (2.6)$$

Para generar un objeto `LightRay`, se debe especificar la trayectoria, campos a guardar, y lista de iones para los cuales calcular y guardar las densidades numéricas. Una vez finalizada su creación, el mismo se guarda en disco como un archivo binario en formato HDF5. Este archivo puede ser cargado nuevamente mediante `yt` cuando sea necesario.

2.4.3.3. Generación de espectros con la clase `SpectrumGenerator`

La clase `SpectrumGenerator` contiene las herramientas necesarias para generar un espectro de absorción y sus magnitudes asociadas a partir de un objeto `LightRay`. Para definir un objeto de esta clase, se le debe cargar el rango de longitudes de onda deseado con un espaciamiento entre valores consecutivos, y una lista de las líneas de absorción a generar sobre un espectro contínuo. TRIDENT contiene una base de datos con 220 líneas de absorción en el visible y UV frecuentemente utilizadas; para cada una incluye su ión de fuente, su longitud de onda λ , su fuerza de oscilador f_{val} y su probabilidad de transición Γ .

Un objeto `SpectrumGenerator` tiene dos funciones: calcular y guardar atributos observables y generar el espectro de absorción propiamente dicho. Para ambas operaciones, recibe el objeto `LightRay` que porta los datos de velocidad, *redshift*, y densidades numéricas de iones. Con ellos calcula, para cada una de las líneas de absorción y para cada una de las celdas del rayo, las siguientes magnitudes:

- *Densidad columnar* N_X de la especie iónica, obtenida como el producto de la densidad numérica n_X y la longitud de camino de cada celda $d\ell$

$$N_X = n_X d\ell \text{ para cada celda}$$

- Longitud de onda *observada* de la línea λ , calculada como la longitud de onda de la transición λ_0 corregida según el *redshift efectivo* que da cuenta del *redshift* cosmológico y el efecto Döppler, según la ecuación 2.6

$$\lambda = \lambda_0 (1 + z_{\text{eff}})$$

- Parámetro de ensanchamiento térmico ó Döppler (*thermal broadening*) de la línea producto de la agitación térmica del gas, calculado según

$$b = \sqrt{\frac{2kT}{\mathcal{M}}}$$

siendo k la constante de Boltzmann, T la temperatura del gas, y \mathcal{M} la masa atómica del ión considerado.

- *Ancho equivalente* ver qué es esto...
- *Profundidad óptica* τ de la absorción, que caracteriza la absorbancia de la línea particular. La examinaremos en detalle en la siguiente sección.

Recordamos que cada una de estas magnitudes se obtiene **para cada celda en el rayo**, de modo que se seguir su dependencia espacial, en contraste con las observaciones.

La otra función de un objeto `SpectrumGenerator` es la generación del espectro de absorción según las líneas especificadas y las características observables antes descritas. Dada esta información, el objeto puede generar un espectro de absorción *en bruto*, como vemos en la Figura 2.3.

Este “espectro” es simplemente una gráfica del flujo relativo (ó *transmitancia*) de radiación incidente que atraviesa al gas en función de su longitud de onda. Vemos que este flujo toma el valor de la unidad cuando el gas es completamente transparente a la radiación; y decrece hasta un valor nulo a medida que se produce la absorción. La magnitud física que regula la absorción es la *profundidad óptica* τ , a partir de la cual el flujo relativo se obtiene como

$$f = e^{-\tau} \tag{2.7}$$

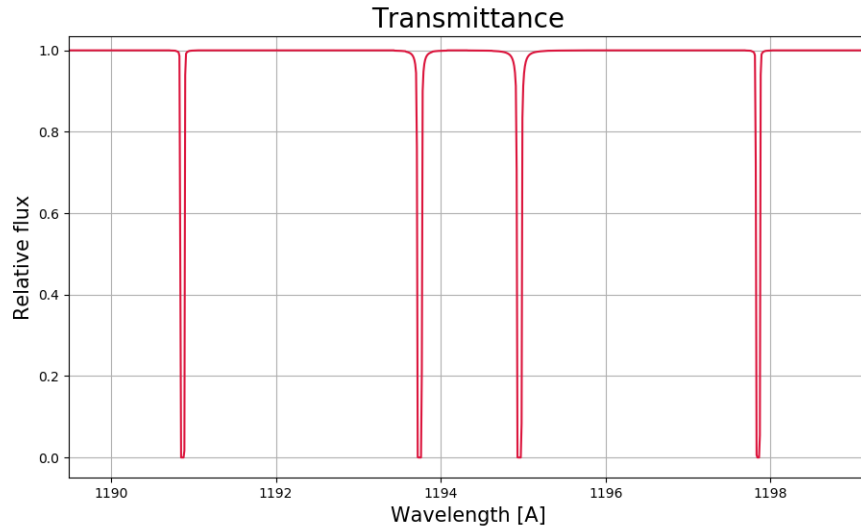


Figura 2.3: Espectro de absorción *en bruto*. El flujo relativo de valor unidad indica una transmisión total, mientras que de valor nulo indica una absorción total. Podemos ver la absorción en líneas discretas, producto de transiciones iónicas en el gas sobre el cual se incide la radiación.

Esta magnitud se relaciona con la *absorbancia* A según

$$\tau = A \ln 10$$

En la Figura 2.4 podemos apreciar la manifestación de estructuras físicas en el gas absorbente con características en el espectro. Vemos cómo una mayor densidad de partículas incide en una mayor absorción, y cada valle en el espectro se compone de las absorciones de las celdas con valores de λ contiguos.

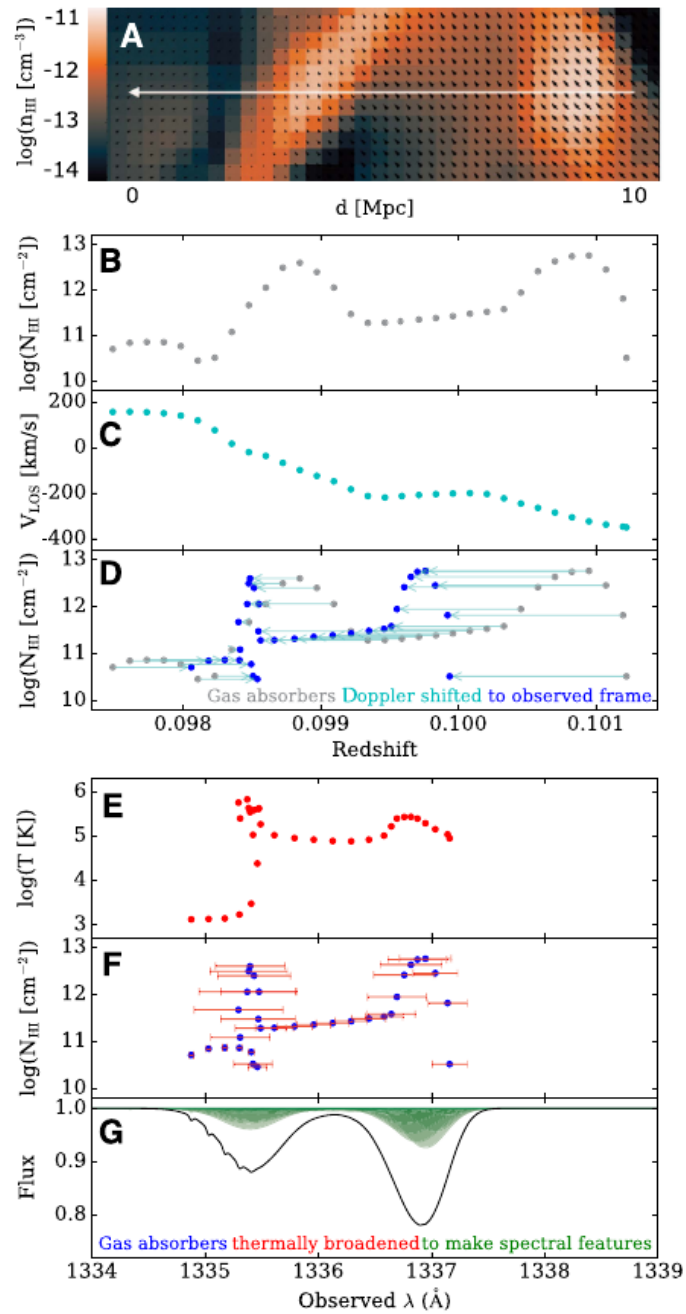


Figura 2.4: Conexión entre estructuras físicas y características espectrales. *A*: corte en la simulación, indicando la densidad de hidrógeno neutro HI y vector velocidad en cada celda, junto en el rayo. *B*: densidad columnar de HI de cada celda a lo largo del rayo. *C*: perfil de velocidad en la línea de la visual v_{LOS} , a lo largo del rayo. *D*: perfil de densidad columnar, ahora con la posición en el espacio de *redshift* de cada celda corregida por el efecto Döppler utilizando la correspondiente v_{LOS} . *E*: temperatura para cada celda en función de su longitud de onda observada. *F*: densidad columnar de cada celda, en su correspondiente longitud de onda, junto con su ensanchamiento térmico. *G*: perfiles de Voigt calculados para cada celda (en verde), junto con el espectro de absorción final en negro. Extraída de (Hummels et al., 2017)

Cada valle en la Figura 2.3 representa una línea de absorción. Podemos apreciar que éstas absorciones no están completamente concentradas en una longitud de onda única, sino que presentan un ancho característico. Por otro lado, las absorciones no necesariamente son *completas* (produciendo un flujo relativo nulo), sino que pueden ser *parciales* (como vemos en la Figura 2.4 G), absorbiendo sólo una parte de la intensidad incidente.

En primer lugar, la forma de la línea de absorción está determinada por dos características del gas absorbente: el ensanchamiento Döppler debido a la distribución térmica de velocidades en el gas, y el *ensanchamiento por presión* producto de las colisiones entre partículas. El primero de estos efectos es bien descrito por un perfil gaussiano, mientras que el segundo se puede modelar con un perfil lorentziano. La combinación de estos dos efectos se realiza mediante la convolución de ambos perfiles, obteniendo así el denominado *perfil de Voigt*.

Veamos de qué forma se obtiene este perfil. Si definimos $x = \nu - \nu_0$ y partimos de las funciones gaussiana centrada en el origen, con desviación σ

$$G(x, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right)$$

y lorentziana con semiancho a media altura γ

$$L(x, \gamma) = \frac{\gamma/\pi}{\gamma^2 + x^2}$$

obtenemos el perfil de Voigt mediante la convolución

$$V(x, \sigma, \gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x', \sigma) L(x - x', \gamma) dx'$$

Adoptamos ahora a la longitud de onda λ como variable independiente. El perfil de Voigt no tiene forma cerrada, pero puede ser computado numéricamente según

$$V(\lambda, \sigma, \gamma) = \frac{\Re[w(z)]}{\sqrt{2\pi}\sigma}$$

donde $w(z)$ es la función de Faddeeva, definida como

$$w(z) = \exp(-z^2) \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{t^2} dt\right)$$

y su argumento complejo es

$$z = \frac{u + ia}{\sqrt{2}\sigma}$$

siendo u la diferencia de longitud de onda relativa al centro λ_0 , y a el parámetro de amortiguación

$$u = c \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} - 1 \right) \text{ y } a = \frac{\Gamma \lambda_0}{4\pi}$$

recordando que c es la velocidad de la luz, y Γ es la probabilidad de transición de la línea.

Así, el perfil de profundidad óptica para cada línea (que se reflejará en el espectro según $f = \exp(-\tau)$) queda determinado por

$$\tau(\lambda, \sigma, \gamma) = \tau_0 V(\lambda, \sigma, \gamma)$$

con el valor máximo de profundidad en el centro de la línea τ_0 dado por

$$\tau_0 = \frac{\pi e^2 N f_{\text{val}} \lambda_0}{m_e c}$$

siendo e y m_e la carga y masa del electrón, N es la densidad columnar del gas y f_{val} es la fuerza de oscilador de la transición iónica. Podemos apreciar que la intensidad de la absorción crece con la densidad del gas N y con λ_0 ?????

2.4.3.4. Post-procesamiento del espectro

Hasta ahora, hemos visto la generación de un espectro de absorción *en bruto*, según se dispone en la Figura 2.3. Sin embargo, TRIDENT posee funcionalidades que agregar complejidad al espectro generado de forma tal de emular fuentes más realistas u efectos observacionales. En primer lugar, se puede agregar el espectro de un quásar como simulación de el espectro de emisión de la fuente ubicada al origen de la línea de la visual. También, es posible agregar una contaminación al espectro por el *foreground* de la Vía láctea. Para emular los efectos inherentes al instrumento de observación, se puede convolucionar el espectro con una *función de transferencia de línea* (LSF en inglés) y finalmente agregar un ruido gaussiano. Podemos apreciar la aplicación sucesiva de estos efectos en la Figura 2.5.

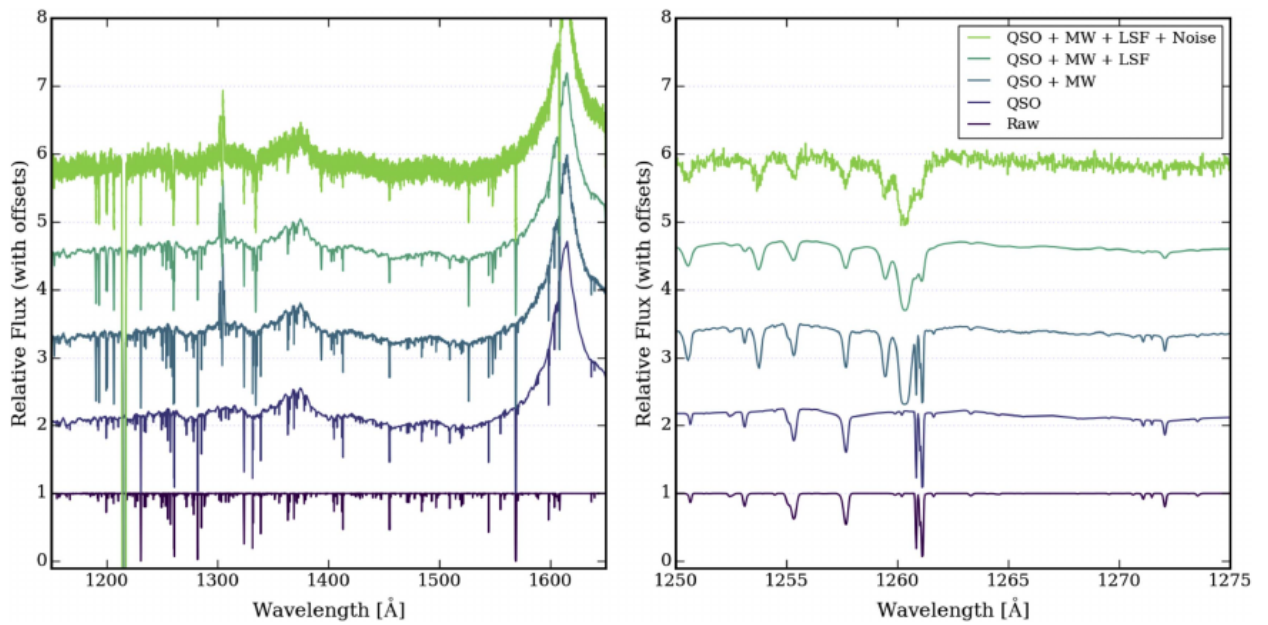


Figura 2.5: Post-procesamiento del espectro de absorción a partir del espectro *en bruto* (curva al pie). Desde éste, se agregan secuencialmente: el espectro de un quásar en la fuente, el *foreground* de la Vía láctea, la convolución con una LSF, y un ruido gaussiano. Los *offsets* de las curvas son artificiales para mejor comparación entre ellas. Extraído de (Hummels et al., 2017)

Capítulo 3

Procesamiento?

Capítulo 4

Análisis y resultados

4.1. Comparación de las direcciones hacia M31 y ortogonal

Un primer aspecto interesante discutido en RN17 es la existencia plausible de un “puente” de gas entre MW y M31, amparada por observaciones de absorción de O VI con altas velocidades radiales hacia MW, en la dirección general hacia M31. Una explicación posible puede ser un exceso de gas caliente en esta región, según implican las simulaciones en N14.

Con esta motivación, queremos realizar una comparación en varios aspectos entre una línea de la visual que apunte hacia M31, y otra perpendicular que no apunte a alguna estructura en particular (que denominamos *away*). Seleccionamos dos rayos de nuestra muestra con esas características, que podemos ver en la Figura 4.1 sobre una proyección de densidad en el dominio.

Si bien aquí sólo mostramos una proyección, hemos verificado que los rayos elegidos cumplen éstas condiciones al observar otras proyecciones.

4.1.1. Densidad de gas

A modo de una primera comparación, queremos estudiar las diferencias de densidad de gas entre estas direcciones y cómo se reflejan en los espectros de absorción, siendo éstos la única magnitud de acceso directo observacional. Para eso, graficamos la densidad de gas ρ en función de la distancia para ambas direcciones, como disponemos en la Figura 4.2. Recordamos que cada rayo consiste en un conjunto de celdas de la simulación consecutivas, alineadas entre los puntos inicial y final. De este modo, la densidad graficada para una distancia particular en la figura corresponde a la obtenida en una

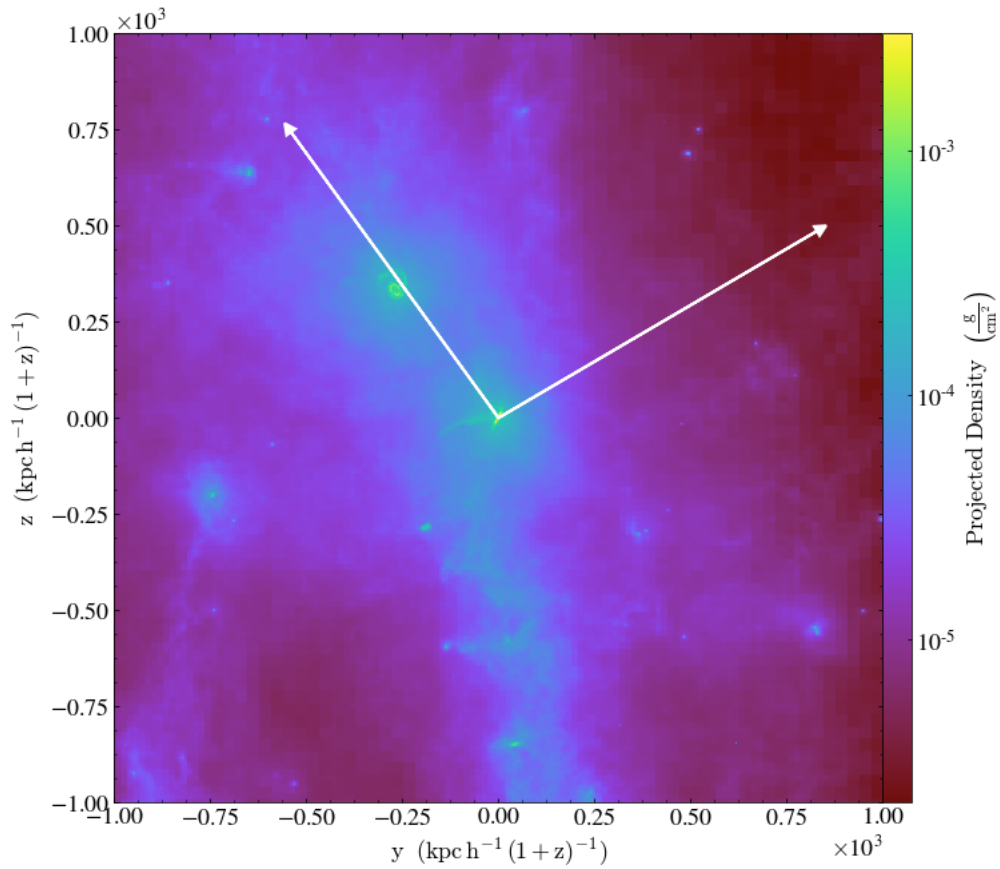


Figura 4.1: Proyección de la densidad de gas en el dominio de la simulación. En el centro se ubica MW, y en dirección noroeste, M31. Las dos flechas indican las líneas de la visual en dirección a M31 y *away*. Las unidades de distancia son kpc, en longitud comóvil.

celda del rayo a dicha distancia.

En la Figura 4.2 podemos ver que la densidad de masa muestra una tendencia generalmente decreciente con la distancia en ambas direcciones, salvo en escalas de ~ 500 kpc en la dirección hacia M31. Es a esta distancia en la cual el rayo comienza a atravesar el halo de M31, explicando así este pico de densidad, cuya posición coincide aproximadamente con la distancia MW-M31 en la simulación (652 kpc). Vemos entonces que la densidad del gas en la dirección de M31 es siempre mayor (exceptuando las regiones centrales de MW, a menos de 50 kpc), a veces por un orden de magnitud.

4.1.2. Espectros de absorción

En vistas de la marcada diferencia en la densidad de gas entre ambas direcciones, queremos estudiar de qué forma se reflejan estas características en su contraparte ob-

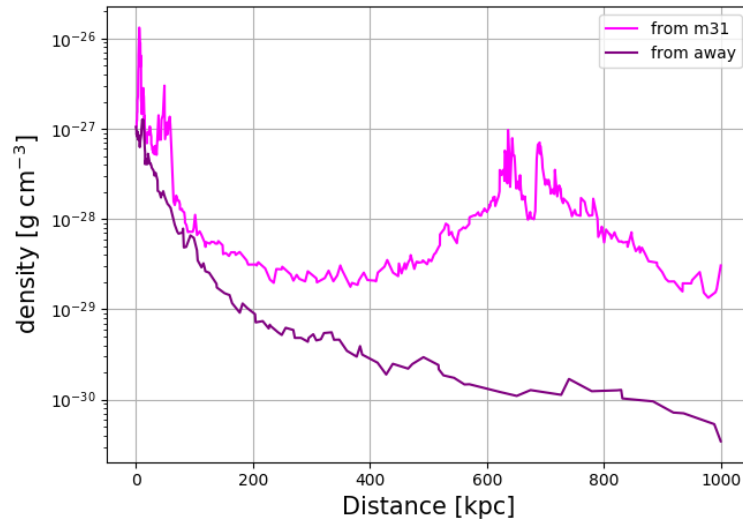


Figura 4.2: Perfiles de densidad de gas en función de la distancia a MW para las dos líneas de la visual, hacia M31 y *away*.

servacional. Para eso, recordamos que el punto de acceso a la densidad de gas en las observaciones se da mediante los espectros de absorción. En particular, las simulaciones nos permiten no sólo acceder al espectro de la forma en la cual es observado directamente (*i.e.* con fuentes de radiación naturales que provean líneas de la visual en posiciones fijas), sino también ubicar el inicio de las líneas de la visual a distancias variables en direcciones dadas. Esta técnica nos permite “sondear” estructuras físicas en una dada dirección de observación permitiendo estudiar así las características de las líneas de absorción como función de la distancia.

Procedemos a tomar dichos espectros de absorción en ambas direcciones a distancias variables. Para esto, dejamos el extremo de ambos rayos fijo en la posición del sol y movemos su origen (en donde se ubica la fuente de radiación) a lo largo de cada dirección, incrementando la distancia al sol hasta un valor de 1000 kpc, como se ve en la Figura 4.1. Obtenemos los espectros de absorción para cuatro de las líneas utilizadas en RN17 comentadas en la sección [***acá una referencia al capítulo tres donde se indiquen los iones], y representamos el espectro utilizando la *velocidad espectral* como variable independiente en lugar de la longitud de onda. Esta transformación se hace según

$$v(\lambda) = c \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = cz_{\text{eff}}$$

donde λ_0 es la longitud de onda de la línea, c es la velocidad de la luz, y z_{eff} es el *redshift*

efectivo, según la ecuación 2.6. De esa forma, obtenemos una velocidad equivalente a la combinación de los efectos de *redshift* cosmológico y Döppler debido a la velocidad intrínseca del gas.

La progresión de espectros de absorción en función de la distancia está disponible como material audiovisual complementario; representamos aquí los espectros para tres distancias importantes, en las Figuras 4.3, 4.4 y 4.5. Éstas corresponden a los orígenes de líneas de la visual ubicados: justo fuera del radio virial de MW; a la distancia de M31; a la máxima distancia tomada.

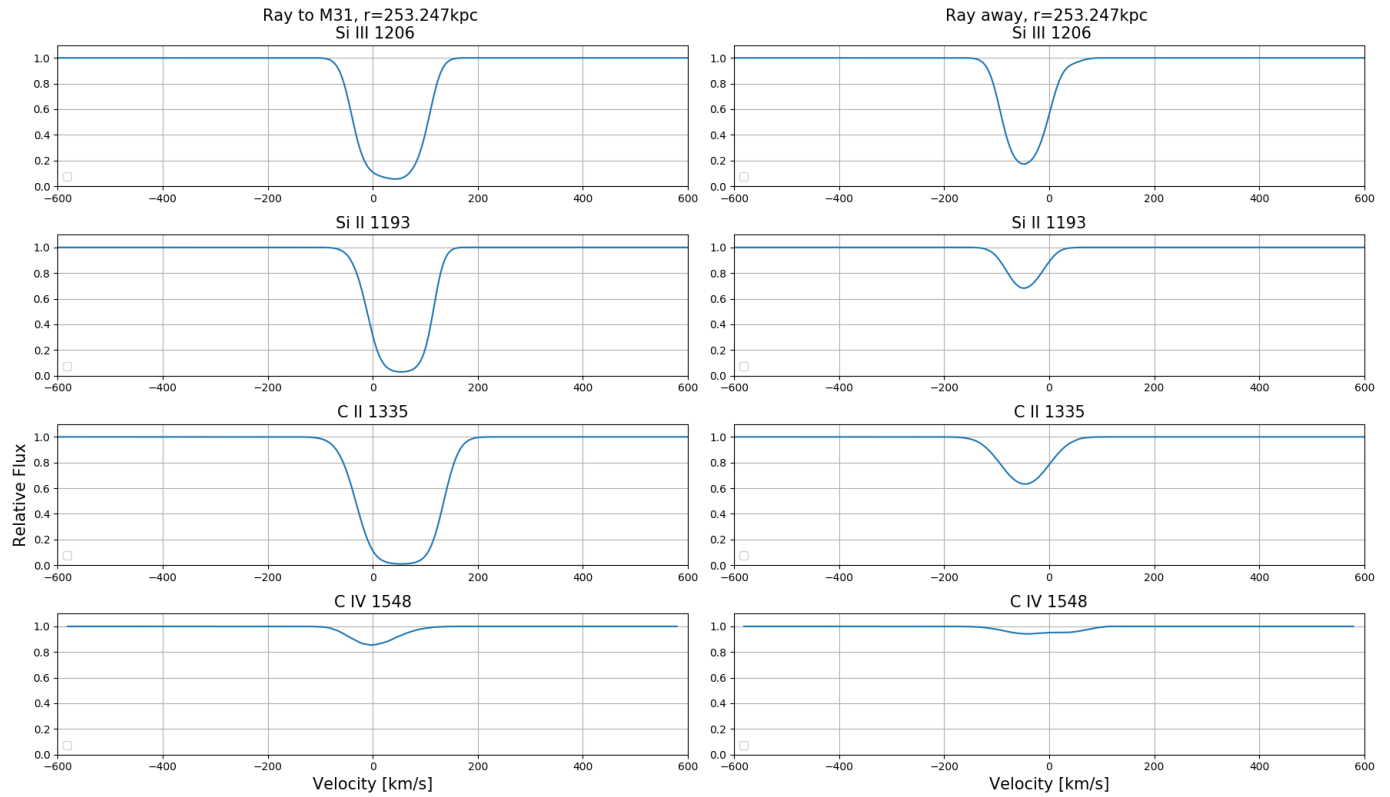


Figura 4.3: Espectros sintéticos de absorción para las líneas de la visual consideradas, que comienzan a una distancia de 253 kpc del sol. Cada fila corresponde al espectro de un ión particular en ambas direcciones; la columna izquierda corresponde a la dirección hacia M31 y la derecha la dirección *away*.

La Figura 4.3 corresponde a posiciones de origen de los rayos justo por fuera del radio virial de MW, de modo que la absorción sólo es producida por el gas dentro del halo de MW. Ya a esta distancia, podemos apreciar que la dirección hacia M31 presenta una mayor absorción en cada línea, debida a la mayor densidad de gas. Éstas asimetrías dentro del halo gaseoso son consistentes con lo estudiado en el trabajo (Nuza et al., 2014), que utiliza esta misma simulación. Podemos notar aquí una característica común en estos

espectros: la absorción en forma de campana aproximadamente simétrica. Esta forma particular de absorción para una dada línea se debe a que, respecto de la velocidad del centro de la campana, el gas adopta velocidades tanto mayores como menores por igual. Esto implica que la nube de gas atravesada por la línea de la visual se mueve globalmente con la velocidad del centro de la campana, y su ancho está dado por una dispersión en las velocidades y el ensanchamiento térmico (ver Figura 2.4 F).

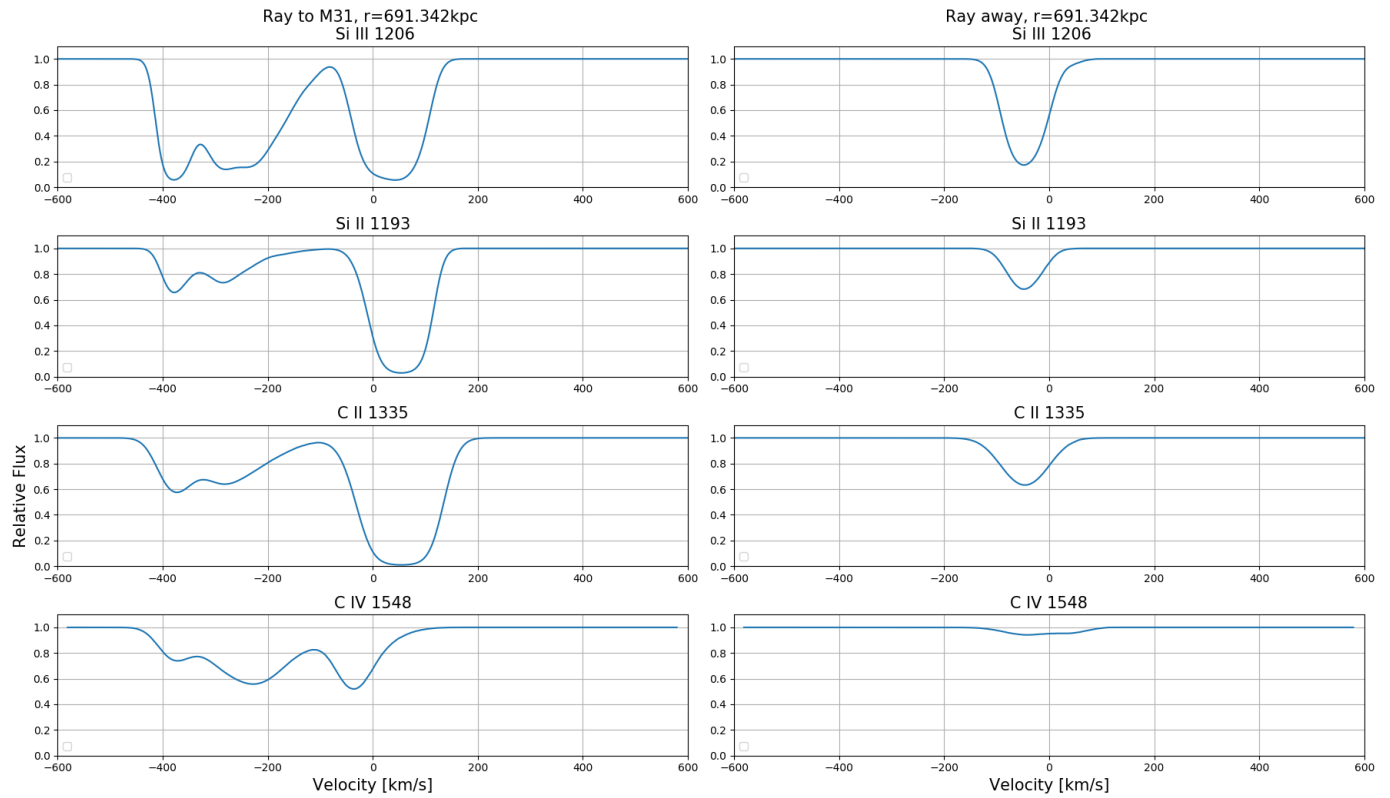


Figura 4.4: *Ibid.* Figura 4.3, a distancia de 691 kpc del sol.

En la Figura 4.4, vemos que los espectros de absorción en la dirección *away* no presentan cambios, mientras que en la dirección hacia M31 se observan nuevas features importantes en todas las líneas. Dado que a esta distancia se ubica ya M31, podemos entender estas diferencias como producto de la absorción del gas en el halo de M31. Notemos también que la velocidad espectral a la cual se presentan estas absorciones es negativa; esto quiere decir que el efecto combinado del *redshift* cosmológico y Döppler por velocidad intrínseca resulta en un *corrimiento al azul* (menor longitud de onda que en reposo). Puesto que el *redshift* cosmológico siempre produce un corrimiento al rojo, podemos concluir que el efecto dominante aquí es el Döppler debido a la propia velocidad del gas, que se acerca al punto de observación. Esto es esperable ya que las galaxias MW y M31 se están acercando. Tendremos en cuenta este hecho en un posterior análisis.

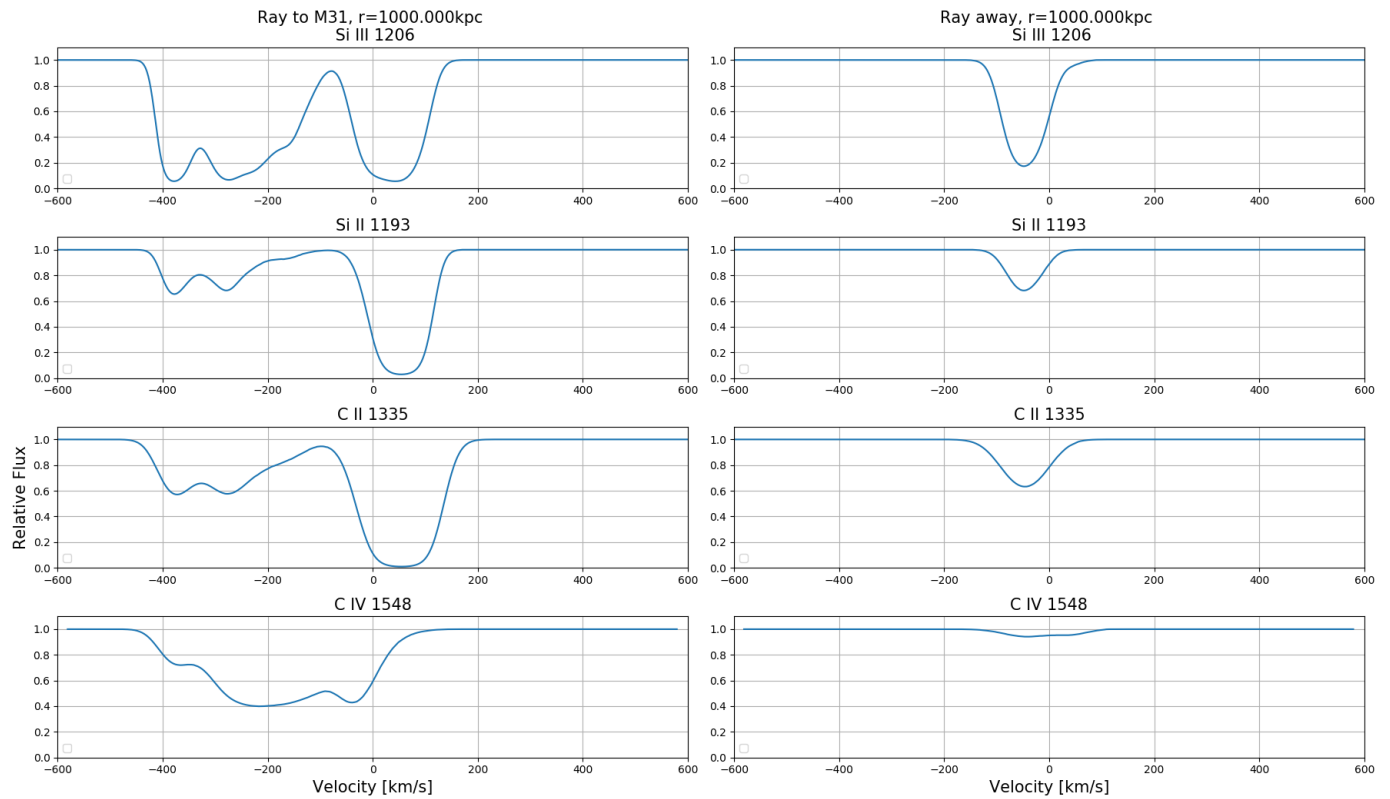


Figura 4.5: *Ibid.* Figura 4.3, a distancia de 1000 kpc del sol.

Por último, en la Figura 4.5 disponemos los espectros de absorción para la última distancia tomada, 1000 kpc, que supera ya el radio virial de M31. Nuevamente vemos aquí que para la dirección *away* no han habido cambios respecto a la anterior distancia. Para la dirección hacia M31 no se presentan mayores diferencias, salvo una ligera absorción mayor en la línea C IV 1548, lo cual nos puede indicar que este elemento se encuentra esparcido sobre el IGM, además de en los halos galácticos. Como en ninguna línea se observa una saturación total de la absorción (*i.e.* que el flujo alcance un valor nulo), queda abierta la posibilidad de una absorción mayor en la dirección hacia M31, que no observamos. Esto nos permite concluir que la principal componente de absorción es la producida por el gas en los halos galácticos de MW y M31, en concordancia con los resultados presentados en RN17.

El conjunto de estos resultados dan cuenta de la forma en la cual se manifiestan las variaciones en la densidad de gas en función de la dirección en las observaciones. Ya desde los datos directos de la simulación (*i.e.* densidades de gas en cada celda) como desde los espectros sintéticos vemos diferencias apreciables entre ambas direcciones, que dan cuenta de la existencia del puente de gas en la dirección MW-M31.

4.1.3. Comparación con todas las direcciones ortogonales

En el análisis anterior, comparamos únicamente las dos líneas de la visual vistas en la Figura 4.1, correspondientes a la dirección que une MW y M31, y otra dirección ortogonal. Esta primera comparación tomando una única línea ortogonal nos permitió entender en detalle el efecto de la diferencia de densidad en los espectros de absorción obtenidos emulando las observaciones. No obstante, nos gustaría verificar si esta tendencia se mantiene al seleccionar cualquier otra dirección ortogonal, o es producto de una fluctuación estadística.

Para eso, compararemos la misma línea de la visual que une MW y M31 con un conjunto de líneas en direcciones ortogonales. Seleccionamos de nuestra muestra de 500 a estas líneas como las que formen un ángulo de $90^\circ \pm 10^\circ$ con la dirección MW-M31, como podemos observar en la Figura 4.6. Éstas dan un total de 90 direcciones *away*.

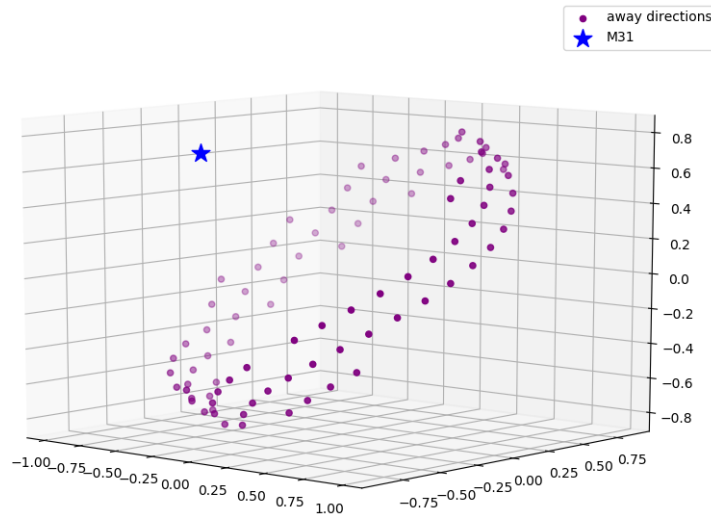


Figura 4.6: Dirección hacia M31 (estrella azul) y conjunto de direcciones *away* (puntos púrpura) representadas como puntos sobre la esfera.

4.1.3.1. Densidad de gas

Repetiremos la comparación vista en la Figura 4.2, ahora considerando a todas las direcciones ortogonales mencionadas. Para ésto, obtenemos la densidad en cada una de las direcciones *away*, y calculamos su promedio y varianza para cada distancia. En la Figura 4.7 graficamos nuevamente la densidad de gas ρ en función de la distancia en la dirección hacia M31; y ahora graficamos también el promedio de la densidades en

las direcciones ortogonales, sombreando la región flanqueada por su primer desviación estándar hacia valores superiores.

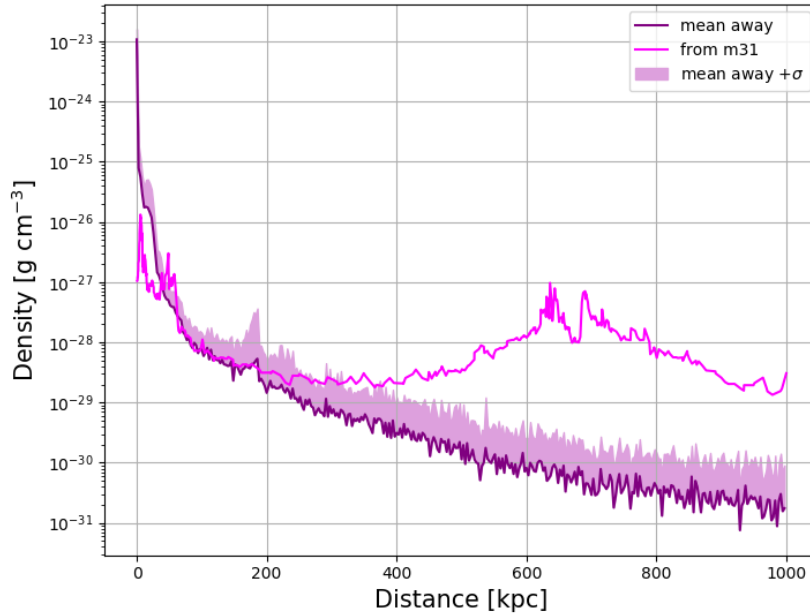


Figura 4.7: Perfiles de ρ en función de la distancia a MW, según la dirección. En magenta representamos la dirección hacia M31 (vista en la Figura 4.2), y en púrpura el promedio del perfil de densidades en las direcciones *away*. Sombreamos el intervalo de confianza superior sobre este promedio, a una desviación estándar.

Podemos apreciar que las curvas hacia M31 y promedio de *away* (salvo en la región central a escalas pequeñas) toman valores similares hasta que comienzan a diverger en una distancia aproximadamente igual al radio virial de MW, $R_{\text{MW}} = 222,2$ kpc. A partir de este valor (que corresponde al exterior del halo de MW) notamos que la densidad en la dirección hacia M31 se mantiene mayor al intervalo de confianza de las direcciones *away*. Esta diferencia es consistente con la hipótesis del puente de gas en la región entre MW y M31. A partir de una distancia ~ 500 kpc, la diferencia se hace muy pronunciada debido al ingreso al halo de M31, como hemos visto en la Figura 4.2.

4.1.3.2. Velocidades en la línea de la visual

Como última comparación entre estas direcciones, observamos la velocidad del gas proyectada sobre cada línea de la visual (la v_{LOS} , según la ecuación 2.5). Obtener esta magnitud directamente de la simulación nos permitirá comparar con la calculada me-

diante los espectros de absorción, y sumar confianza sobre esta técnica para su determinación observacional.

Repetimos la metodología de la sección anterior: comparamos la v_{LOS} en la dirección hacia M31 con su promedio sobre todas las direcciones ortogonales seleccionadas. Grafiamos estas magnitudes en función de la distancia en la Figura 4.8, nuevamente sombreando la región con una desviación estándar en torno al promedio sobre las direcciones *away*. Graficamos también con una línea horizontal quebrada la v_{LOS} correspondiente a la estructura M31, obtenida desde la salida de SUBFIND.

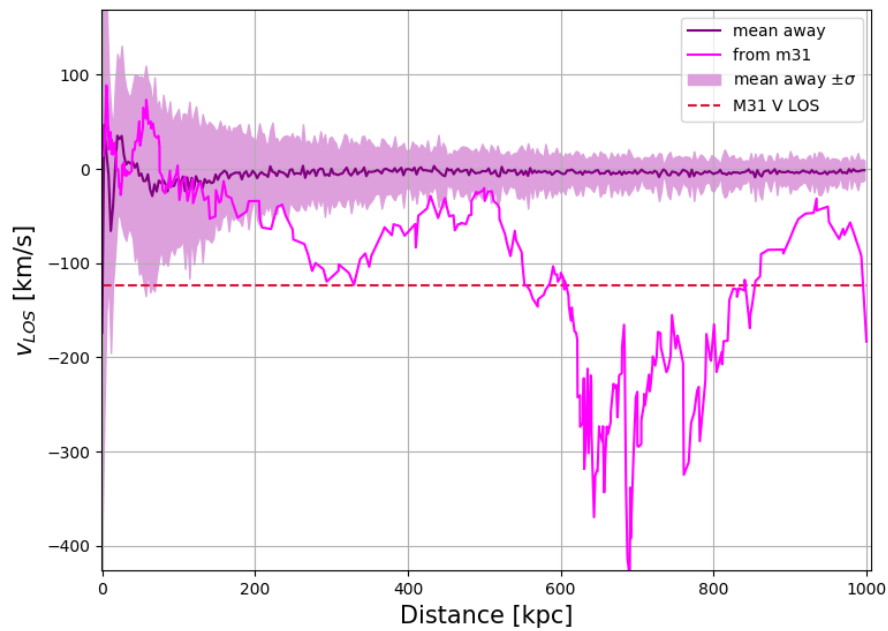


Figura 4.8: Perfiles de v_{LOS} en función de la distancia a MW, según la dirección. En magenta representamos la dirección hacia M31 y en púrpura el promedio del perfil de velocidades en las direcciones *away*. Sombreamos el intervalo de confianza sobre este promedio, a una desviación estándar a cada lado. En línea punteada, incluimos el valor de velocidad LOS del subhalo M31.

En principio, podemos notar que en la dirección hacia M31, la velocidad es siempre negativa salvo en una pequeña región a distancias muy bajas (< 100 kpc), correspondiente al interior del halo de MW. En ésta región es donde se produce la absorción con el espectro corrido al rojo, según vemos en la Figura 4.3, correspondiente a la zona de mayor densidad de gas en esta dirección, como se ve en la Figura 4.2. El resto del rayo, que las velocidades sean negativas nos indica que todo el gas muestreado en esta dirección (MW-M31) se acerca hacia MW. Entre 600 y 800 kpc, podemos notar una región

de un pico de velocidad hacia MW; en la figura 4.2 notamos que esta región comprende al pico de densidad dado por el halo de M31. Las altas velocidades se reflejan en la absorción corrida al azul que se observa en el espectro de la Figura 4.4. Podemos notar también que estas velocidades son siempre mayores a la del centro de M31.

Por otro lado, para las direcciones *away*, vemos que el promedio de velocidad es en general negativo y cercano a cero, de menor valor absoluto que en la dirección hacia M31. No obstante, notamos que la dispersión de velocidades es notable, adoptando valores muy altos a distancias cortas (esto se debe a las fuertes asimetrías del flujo de gas dentro del halo de MW).

Considerando las diferencias entre las direcciones hacia M31 y ortogonal, podemos concluir que la primer dirección presenta velocidades que apuntan consistentemente hacia MW a lo largo de toda la línea; en cambio en las direcciones ortogonales estas velocidades pueden ser tanto positivas como negativas. Vemos también, que en la dirección hacia M31, a la distancia correspondiente al halo de esta galaxia tienen lugar valores de velocidad muy altos, que no se observan en las direcciones ortogonales. Podemos atribuir este hecho a la acreción combinada del gas hacia M31 y de M31 hacia MW.

4.2. Fracciones de cobertura en MW y M31

Estudiaremos ahora otra magnitud que nos permite establecer un nexo entre simulaciones y observaciones: la denominada *fracción de cobertura* (*covering fraction*). Observacionalmente, esta magnitud se define como la fracción de líneas de la visual cuya densidad columnar en un elemento particular supere un valor dado (correspondiente a la sensibilidad del instrumento); dando así una noción de qué fracción del cielo está cubierta por gas de una dada especie química. Esta magnitud resume una primera aproximación a la distribución del gas en el halo e IGM, teniendo en cuenta la perspectiva de quien observe.

En principio, mediante las observaciones no es posible acceder directamente a la distancia a la cual se ubica una nube de gas; lo cual motiva la definición anterior como una medida que no tenga en cuenta dicha distancia. En cambio, desde las simulaciones contamos con la información completa de esta distribución, y podemos entonces extender esta definición para incluir la dependencia con la distancia, como veremos más abajo.

Recordemos que cada rayo representando a una línea de la visual consiste en una secuencia de celdas de la simulación ordenadas por distancia, cada una conteniendo un valor para la densidad columnar N de los iones registrados. Para un dado valor umbral

de densidad columnar N_{thresh} y una resolución entre distancias Δr , definimos la fracción de cobertura f_c a una distancia r como la cantidad de celdas con $N > N_{\text{thresh}}$ dentro del cascarón esférico de radios r y $r + \Delta r$, sobre el total de celdas en el cascarón.

$$f_c(r) = \frac{\sum_{r_i \in [r, r+\Delta r]} \Theta(N_i - N_{\text{thresh}})}{\sum_{r_i \in [r, r+\Delta r]} 1}$$

donde Θ es la función de Heaviside, y r_i es la posición de cada celda considerada.

Con esta definición en cuenta, queremos comparar las tendencias de cobertura en función de la distancia desde los puntos de vista de MW y M31, para el gas en el halo de cada una. Utilizando un conjunto de 500 líneas de la visual muestradas uniformemente desde la posición del sol, y otro desde el centro de M31, calculamos la cobertura en cada caso, para las líneas de absorción antes mencionadas y dos valores de N_{thresh} ; según la definición expuesta. Presentamos los resultados en la Figura 4.9.

Podemos notar varias tendencias dentro de los resultados, comenzamos con el umbral menor, $N_{\text{thresh}} = 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. En primer lugar, en ambas galaxias las fracciones decrecen desde la unidad hasta un valor cercano a cero en una distancia aproximada al radio virial de cada una. Esto sucede en todas las líneas de absorción salvo C IV 1548, en la cual se observa un decrecimiento mucho más lento. Para las otras líneas, en ambas galaxias notamos que el decrecimiento se hace menos pronunciado conforme aumenta la distancia. El único caso en el cual esta tendencia no tiene lugar corresponde a la línea C IV 1548 desde MW: su fracción comienza en un valor $\sim 0,1$, y en una distancia de $\sim 25 \text{ kpc}$ *crece* hasta un valor de $0,8$, para luego decrecer con la distancia. Salvo por esa excepción, notamos también que el ordenamiento de elementos de menor a mayor cobertura es el mismo para ambas galaxias. Notamos también que las dos líneas con coberturas mayores corresponden al carbono, y las dos menores al silicio.

Por otro lado, para el umbral mayor $N_{\text{thresh}} = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, notamos que el decrecimiento es mucho más pronunciado que en el caso anterior, de manera tal que las fracciones se anulan en $r = 50 \text{ kpc}$ para MW, y $r \sim 100 \text{ kpc}$ para M31. Notamos también que, en ambas galaxias, la cobertura de la línea C IV 1548 es casi nula en todas las distancias; lo cual representa un fuerte contraste con el umbral menor. En cuanto al ordenamiento de los elementos según la cobertura, vemos que nuevamente es el mismo en ambas galaxias. No obstante, el ordenamiento ha cambiado en comparación con el umbral menor, puesto que la línea de menor cobertura (exceptuando a C IV 1548) es ahora Si III 1206, en lugar de Si II 1193. Con excepción de C IV 1548, nuevamente las dos líneas de menor cobertura corresponden al silicio.

Podemos interpretar los comportamientos anteriores teniendo en cuenta las consi-

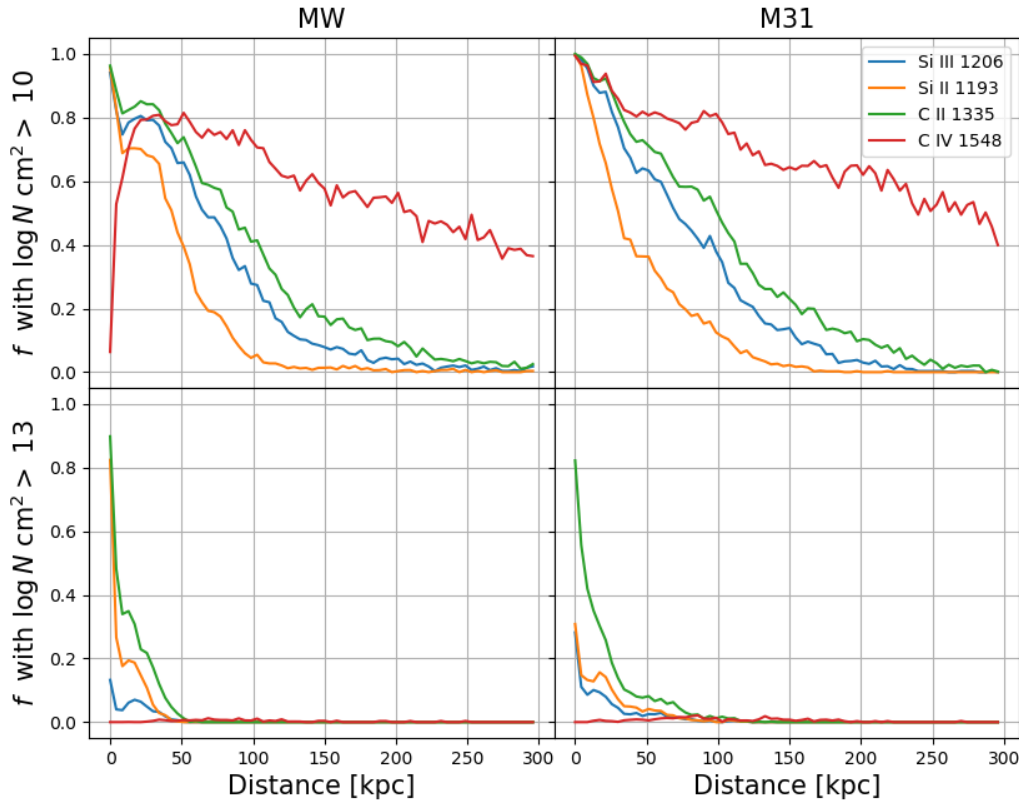


Figura 4.9: Fracciones de cobertura en función de la distancia, vistas desde MW (columna izquierda) y M31 (columna derecha). En la primera fila el valor umbral de densidad columnar es $N_{\text{thresh}} = 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, y en la segunda fila es $N_{\text{thresh}} = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Las distancias representadas superan sendos radios viriales: $R_{\text{MW}} = 222,2 \text{ kpc}$ y $R_{\text{M31}} = 244,9 \text{ kpc}$. Utilizamos $\Delta r = 4,3 \text{ kpc}$.

deraciones descritas en la sección 1.2.1, según los resultados de N14. Es claro que en el umbral más bajo se está explorando la región del halo extendido de cada galaxia, y en el más alto la región más interna del halo. Recordando que asumimos las abundancias solares para la distribución de los elementos en toda la simulación, es esperable que la componente de carbono domine por sobre la de silicio. No obstante, la distribución de iones de un dado elemento depende de las condiciones termodinámicas locales (que determinan la fracción de ionización en la ecuación 2.3) del material gaseoso. Se puede entender entonces, que en las escalas más grandes del halo (con el umbral bajo) dominan los iones más altos (C IV, Si III), ya que el gas en estas regiones es más caliente. De igual forma, en las regiones internas del halo (vistas en el corte alto) dominan los iones más bajos, dado que el gas frío y denso se concentra en dichas zonas.

4.3. Fracciones de cobertura para HVCs en MW

Realizaremos ahora una comparación con un conjunto particular de observaciones en RN17. Estudiaremos la fracción de cobertura bajo la definición observacional; *i.e.* sin tener en cuenta la dependencia con la distancia. Para esto, en cada línea de la visual comparamos la suma de la densidad columnar en todas sus celdas con un valor umbral; y calculamos la fracción de líneas que cumplan este criterio. Nos interesa, en particular, esta fracción considerando únicamente el gas en forma de HVCs. Esto es, el gas cuya *velocidad espectral* cumpla algún criterio para ser considerada “alta” (en RN17, se adopta que su módulo sea mayor que 100 km/s).

Calculamos la fracción de cobertura en función del umbral de densidad columnar, variando también el valor absoluto de la velocidad a partir del cual una celda de gas es considerada como HVC (que define si su N contribuirá al total de la línea que se compara con N_{thresh}). Disponemos estos resultados en la Figura 4.10, junto con las observaciones correspondientes en RN17.

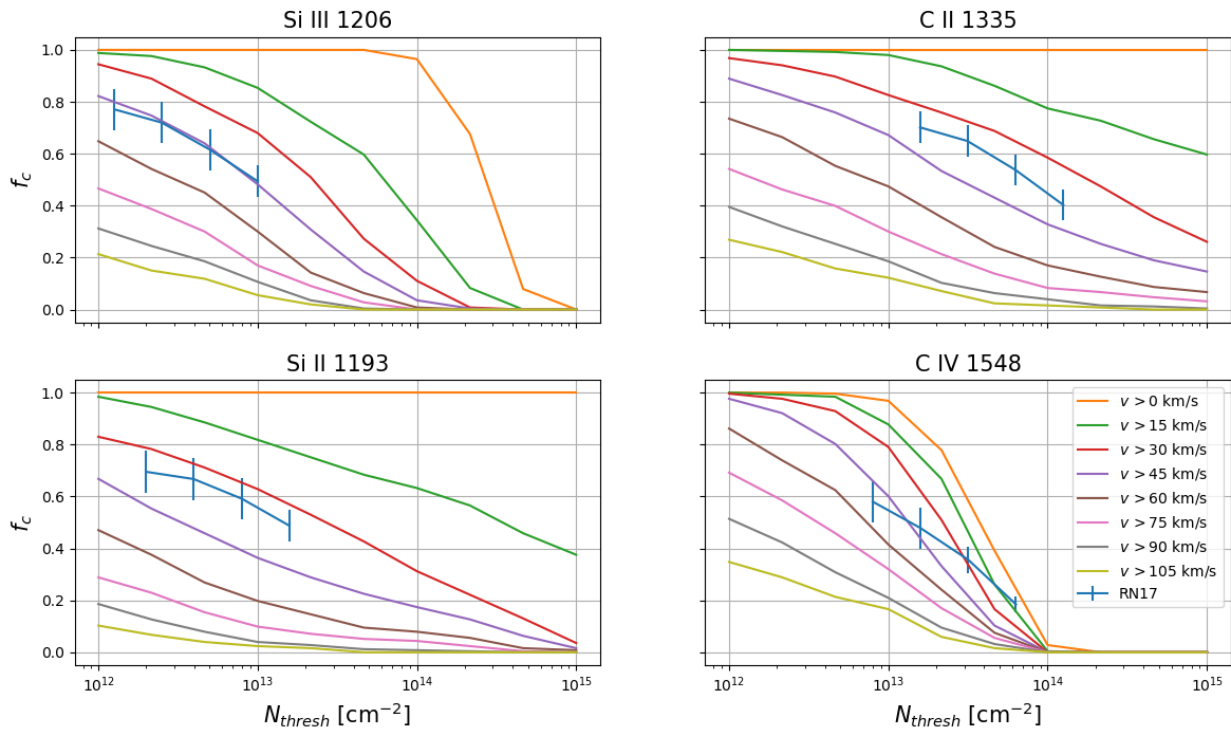


Figura 4.10: Fracción de cobertura según N_{thresh} , a distintos cortes de velocidad del gas, para las especies iónicas consideradas. Incluimos también los resultados de las observaciones en RN17.

Podemos observar que en todos los casos la cobertura es monótonamente decreciente con los umbrales de densidad y velocidad en el rango considerado. Exceptuando a la línea C IV 1548, observamos un comportamiento cualitativamente similar a las tendencias en las observaciones. No obstante, podemos ver que este acuerdo aproximado se produce al seleccionar una velocidad mínima para los HVCs en el rango 30 – 45 km/s, en contraste con el valor de 100 km/s impuesto en las observaciones.

Teniendo en cuenta que el valor de corte para la velocidad que resulta en un mejor acuerdo con las observaciones es un poco menos que la mitad del corte observacional, consideramos que una posible causa para esta discrepancia es la resolución de las simulaciones. Una resolución insuficiente en términos de densidad espacial de partículas implicaría un suavizado del campo de velocidades que disminuya el valor de sus máximos (los cuales corresponden a HVCs).

4.4. Distribución del gas en subhalos

Nuestro último estudio y comparación con las observaciones de RN17 en el presente trabajo será un análisis de la distribución de gas perteneciente a cada subhalo en la simulación. Recordemos que definimos como subhalo a cada estructura identificada por el algoritmo SUBFIND (sección 2.3.1), que puede representar tanto una galaxia (*e.g.* M31) como un satélite menor.

En particular, nos interesa estudiar la densidad de gas en función de la distancia al centro de cada subhalo, teniendo en cuenta la perspectiva particular al punto de observación (MW). Este último influye en la determinación de la distancia entre el centro de un subhalo y una fuente de radiación en el interior de su halo. Damos cuenta de este hecho al notar que, desde el punto de vista del sol, sólo se puede calcular la distancia perpendicular entre el centro y una línea de la visual que pase por la fuente. Esto implica que fuentes ubicadas a distintas profundidades de una línea de la visual sean observadas con la misma distancia perpendicular al centro del subhalo, la cual denominaremos *parámetro de impacto* b .

4.4.1. Densidad en función del parámetro de impacto en la simulación

Para estimar la densidad columnar correspondiente al material gaseoso de un subhalo particular empleamos el siguiente procedimiento. Dada una línea de la visual dirigida a un punto cercano al centro de un subhalo, consideraremos únicamente el gas perteneciente a celdas de la simulación contenidas dentro de una esfera con ese mis-

mo centro y de radio $2R_{\text{vir}}$, siendo R_{vir} el radio virial correspondiente a esa estructura. Entonces, para cada línea de la visual podemos obtener su parámetro de impacto a un subhalo y densidad columnar contenida en este último, sobre la cual podemos imponer como condición adicional que presente absorción (tomando celdas que cumplan $\tau > 0$, ver ecuación 2.7).

Tomamos los datos de la siguiente manera: para cada subhalo considerado, muestreamos 150 líneas de la visual dirigidas hacia puntos distribuidos al azar en un entorno del subhalo, a distancia menor a $2R_{\text{vir}}$. Observamos los 12 subhalos más masivos, exceptuando al que le corresponde a MW, y graficamos N en función de b en cada línea y en todas las especies iónicas para cada uno, como vemos en la Figura 4.11. Identificamos también a qué región de la simulación pertenece cada subhalo, según la posición de su centro esté contenida en los halos de MW o M31, o no (caso al cual catalogamos como IGM).

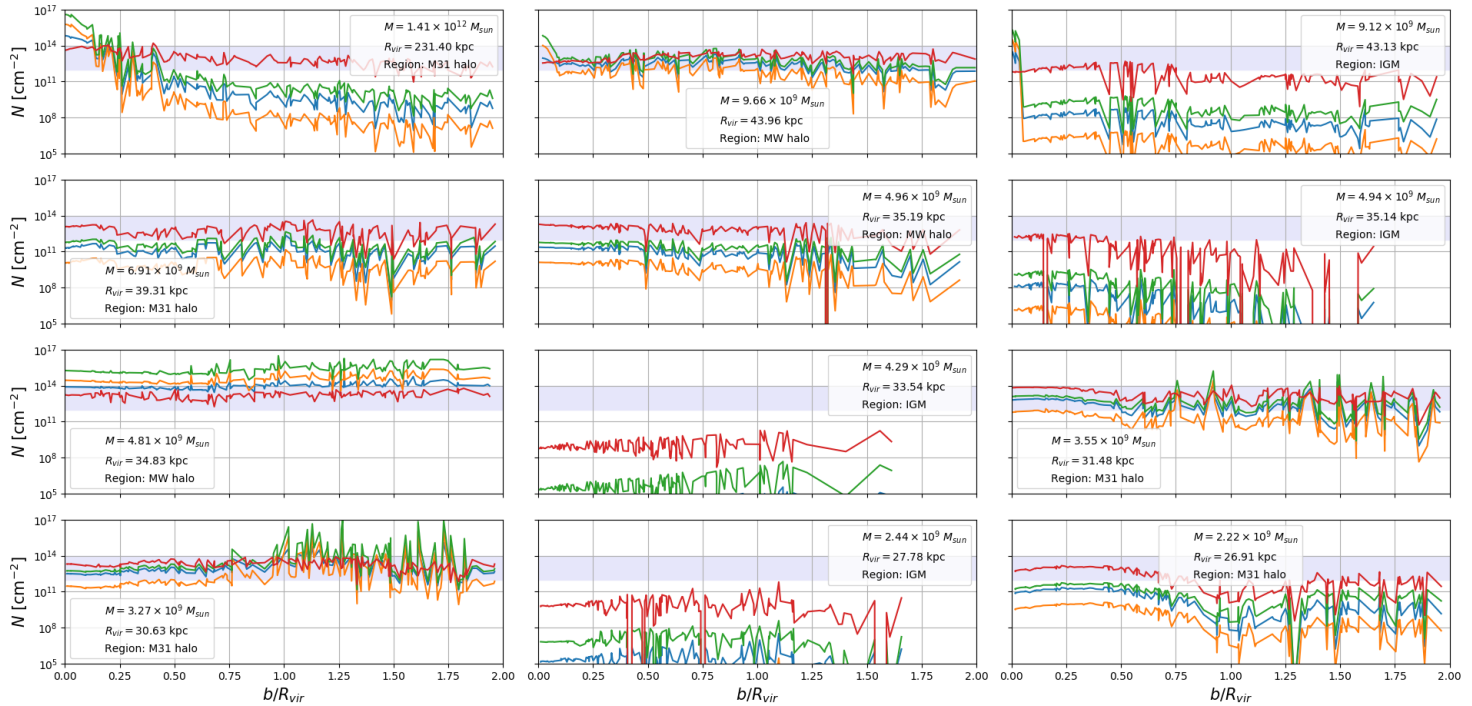


Figura 4.11: Densidad columnar N contenida en cada subhalo versus parámetro de impacto b , en unidades del R_{vir} correspondiente, para cada línea de absorción. Mantenemos la clave de colores para las especies iónicas, según la Figura 4.9. En cada subhalo, indicamos sus valores de masa, radio virial, y región de pertenencia. La región sombreada corresponde al rango de valores en el cual la muestra de RN17 exhibe *completitud*. Los recuadros están ordenados de izquierda a derecha, y de arriba a abajo según la masa (ó radio virial) del subhalo de manera decreciente; siendo el primero el correspondiente a M31.

Graficamos también, en cada recuadro, la banda de valores de densidad para la cual las observaciones en RN17 son consideradas *completas*. En el trabajo, se define la *completitud* según la fracción de líneas de la visual en las cuales las absorciones existentes pueden ser correctamente detectadas. Entonces, dentro de esa banda de valores podemos afirmar que, si hubiera absorciones, éstas habrían sido observadas.

En primer lugar, podemos notar que la densidad columnar de gas en las regiones internas al halo de M31 (primer recuadro, con $b < 0,25R_{\text{vir}} = 57 \text{ kpc}$) es superior a las densidades vistas en el resto de los subhalos, salvo algunas excepciones; esto es esperable dado que M31 es el subhalo más masivo de la simulación. Por otro lado, en este subhalo observamos una marcada disminución de N con la distancia, mientras que en el resto de los subhalos no observamos esa tendencia, sino que la magnitud se mantenga aproximadamente constante en muchos casos.

La identificación de la región a la cual pertenece cada subhalo resulta clave para interpretar este comportamiento. Podemos notar que todos los subhalos salvo M31 poseen masas y radios viriales dentro del mismo orden de magnitud, pero algunos de ellos presentan valores de densidad columnar bastante más bajos que otros, de modo tal que no estén comprendidos dentro de la banda de completitud. Si los discriminamos según la región de pertenencia, observamos que estos casos particulares corresponden a los subhalos que pertenecen al IGM. Esto nos indica que los valores altos de densidad en algunos subhalos se deben a que se está mostrando el gas que pertenece realmente al halo de MW ó M31, en lugar del que le es propio al subhalo; lo cual no ocurre en los que se ubican en la región IGM. Este hecho también da cuenta de la constancia de la densidad con la distancia en todos los casos salvo M31. En esta galaxia, la variación principal se observa hasta escalas de $b \sim 0,75R_{\text{vir}} = 173 \text{ kpc}$; mientras que en el resto, las regiones muestradas se extienden como máximo hasta $\sim 90 \text{ kpc}$, de modo que no se aprecian variaciones significativas.

4.4.2. Interpretación según las observaciones

En el trabajo RN17, se analizan líneas de la visual que intersecan al medio circumgaláctico de otras galaxias pertenecientes al LG además de MW y sus satélites; con el fin de investigar la existencia y extensión de halos gaseosos en base a la absorción. En la Figura 4.12 disponemos sus resultados para la distribución celeste y tamaño angular de las galaxias del LG estudiadas.

En la Figura, vemos que sólo para M31 y la galaxia enana Leo I se tienen muestras de múltiples líneas de la visual; y se tienen muestras individuales para galaxias enanas/satélites tales como Aquarius, Sextans A y NGC 3109. De todas ellas, sólo se observa una absorción contundente en las líneas dirigidas hacia M31. La conclusión que

P. Richter et al.: The Milky Way CGM in absorption

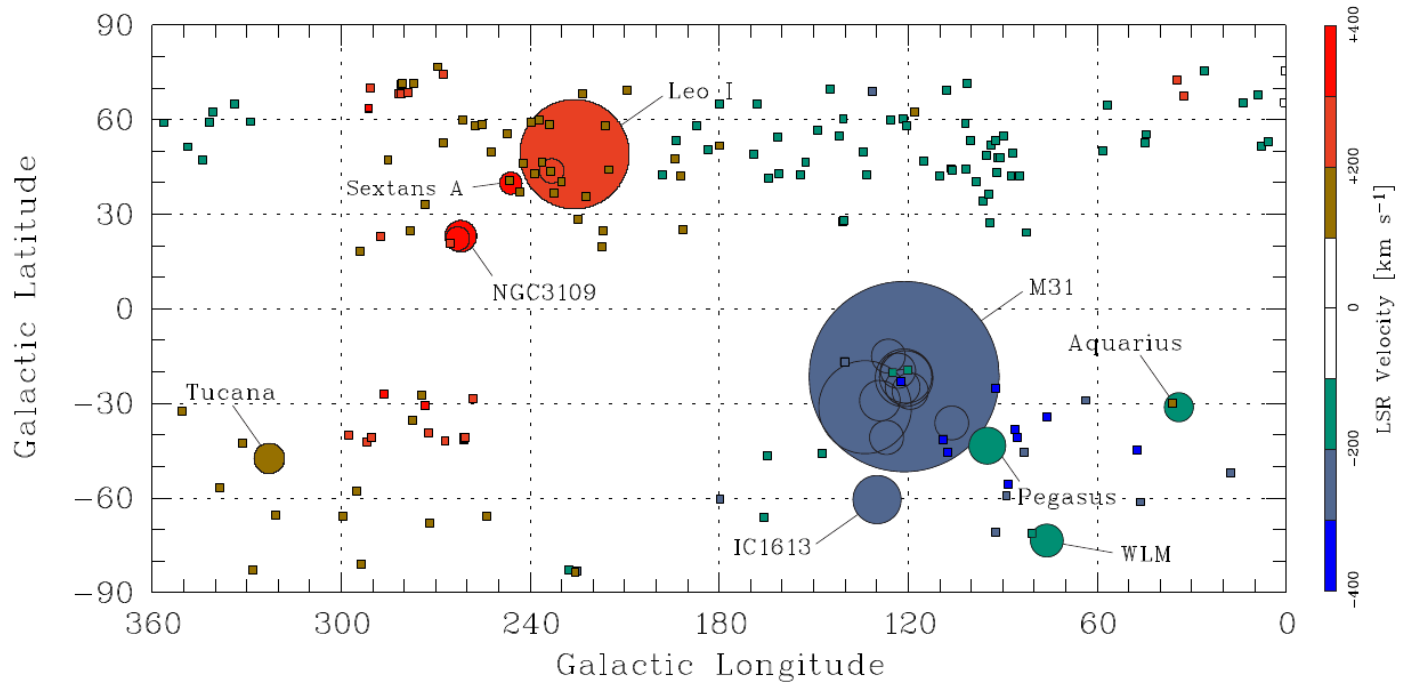


Figura 4.12: Distribución celeste de las 19 galaxias del LG ubicadas por fuera del radio virial de MW. Los tamaños de los círculos indican la extensión de sus halos a $2R_{\text{vir}}$, y el color indica la velocidad radial según la escala. Las cajitas indican la posición de las líneas de la visual con detecciones de HVCs, con su color dado por las velocidades medias de absorción. Extraída de RN17.

se extrae del estudio es que sólo en el caso de M31 hay evidencia observacional que apoye la existencia de un halo gaseoso extendido; mientras que en los otros casos no se observan indicios de una componente de gas circumgaláctico.

Por nuestra parte, podemos notar que los resultados antes descriptos son consistentes con las observaciones. A saber: en los subhalos pertenecientes al IGM no hay material gaseoso dentro de la banda de completitud (*i.e.* que se pueda identificar en observaciones); y sólo en el caso de M31 se observa un decrecimiento de la densidad con la distancia característico de un halo gaseoso. La falta de halo en las galaxias enanas/satélites puede interpretarse en el contexto del modelo de *feedback*. En estas galaxias, los vientos de supernova intensos en las regiones centrales expulsan la componente gaseosa, dado que no cuentan con la suficiente masa para mantenerla ligada gravitacionalmente.

Capítulo 5

conclus

implementamos el metodo para simular espectros de absorcion del IGM y halos, para las sims clues. se puede aplicar a simulaciones similares, para obtener esto.... es relevante porque necesitamos el marco teorica para interpretar obs i.e. RN17 donde estudiaron, gas en halos IGM, hvcs

resultados, vemos que (cada resultado)

Bibliografía

- Creasey, P., Scannapieco, C., Nuza, S. E., Yepes, G., Gottlöber, S., and Steinmetz, M. (2015). The Effect of Environment On Milky Way-Mass Galaxies in a Constrained Simulation of the Local Group. *ApJL*, 800:L4. 1.2
- Dolag, K., Springel, V., Borgani, S., and Murante, G. (2009). Substructures in hydrodynamical cluster simulations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 399(2):497–514. 2.3.1
- Ferland, G. J., Porter, R. L., van Hoof, P. A. M., Williams, R. J. R., Abel, N. P., Lykins, M. L., Shaw, G., Henney, W. J., and Stancil, P. C. (2013). The 2013 Release of Cloudy. *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, 49:137–163. (document), 2.4.1
- Haardt, F. and Madau, P. (2012). Radiative Transfer in a Clumpy Universe. IV. New Synthesis Models of the Cosmic UV/X-Ray Background. *The Astrophysical Journal*, 746:125. 2.4.3.1
- Hummels, C. B., Smith, B. D., and Silvia, D. W. (2017). Trident: A Universal Tool for Generating Synthetic Absorption Spectra from Astrophysical Simulations. *ApJ*, 847:59. (document), 2.4.3, 2.1, 2.2, 2.4, 2.5
- Nuza, S. E., Parisi, F., Scannapieco, C., Richter, P., Gottlöber, S., and Steinmetz, M. (2014). The distribution of gas in the Local Group from constrained cosmological simulations: the case for Andromeda and the Milky Way galaxies. *MNRAS*, 441:2593–2612. 1.2.1, 2.3, 4.1.2
- Peebles, P. J. E. (1993). *Principles of Physical Cosmology*. 2.4.3.2
- Richter, P., Nuza, S. E., Fox, A. J., Wakker, B. P., Lehner, N., Ben Bekhti, N., Fechner, C., Wendt, M., Howk, J. C., Muzahid, S., Ganguly, R., and Charlton, J. C. (2017). An HST/COS legacy survey of high-velocity ultraviolet absorption in the Milky Way’s circumgalactic medium and the Local Group. *A&A*, 607:A48. 1.2.1

- Scannapieco, C., Creasey, P., Nuza, S. E., Yepes, G., Gottlöber, S., and Steinmetz, M. (2015). The Milky Way and Andromeda galaxies in a constrained hydrodynamical simulation: morphological evolution. *A&A*, 577:A3. 2.3
- Scannapieco, C., Tissera, P. B., White, S. D. M., and Springel, V. (2005). Feedback and metal enrichment in cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations - I. A model for chemical enrichment. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 364(2):552–564. 2.2, 2.3
- Scannapieco, C., Tissera, P. B., White, S. D. M., and Springel, V. (2006). Feedback and metal enrichment in cosmological SPH simulations - II. A multiphase model with supernova energy feedback. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 371(3):1125–1139. 2.2, 2.3
- Springel, V. (2005). The cosmological simulation code gadget-2. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 364(4):1105–1134. 2.2
- Springel, V. (2010). Smoothed Particle Hydrodynamics in Astrophysics. *ARAA*, 48:391–430. (document), 2.1
- Wang, J., Vogelsberger, M., White, S. D. M., Springel, V., Ludlow, A., Navarro, J. F., Jenkins, A., Frenk, C. S., and Helmi, A. (2008). The Aquarius Project: the subhaloes of galactic haloes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 391(4):1685–1711. 2.3