



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE  
MÉXICO

---

FACULTAD DE CIENCIAS

CÁLCULO Y DISECCIÓN POR  
MASAS DE LA HISTORIA DE LA  
DENSIDAD DE TASA DE  
FORMACIÓN ESTELAR CÓSMICA

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:  
FÍSICO

PRESENTA:  
MARCO ANTONIO MUÑOZ GUTIÉRREZ

TUTOR:  
DR. VLADIMIR ANTÓN ÁVILA REESE



2010



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

## Hoja de datos del jurado

### 1. Datos del alumno

Muñoz

Gutiérrez

Marco Antonio

38 70 47 56

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

404023991

### 2. Datos del tutor

Dr.

Vladimir Antón

Ávila

Reese

### 3. Datos del sinodal 1

Dr.

Darío

Núñez

Zúñiga

### 4. Datos del sinodal 2

Dr.

Axel

de la Macorra

Pettersson

### 5. Datos del sinodal 3

Dra.

Leticia

Carigi

Delgado

### 6. Datos del sinodal 4

Dr.

Pedro

Colín

Almazán

### 7. Datos del trabajo escrito

Cálculo y disección por masas de la Historia de la Densidad de Tasa de Formación Estelar Cósmica

131 p

2010

# Índice General

Principales abreviaturas	IX
Resumen	XI
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Inferencias de la historia de formación estelar cósmica</b>	<b>7</b>
2.1. Inferencia observacional . . . . .	7
2.1.1. La densidad de luminosidad de galaxias . . . . .	8
2.1.2. Modelos de síntesis de población estelar . . . . .	9
2.1.3. La función inicial de masa . . . . .	11
2.1.4. Evolución de la extinción . . . . .	12
2.1.5. El resultado: diagrama de Lilly-Madau, $\dot{\rho}_*(z)$ . . . . .	14
2.2. Otros trazadores de formación estelar . . . . .	16
2.2.1. El fondo infra-rojo . . . . .	17
2.2.2. Las galaxias sub-milimétricas . . . . .	18
2.2.3. El fondo difuso de neutrinos de supernova . . . . .	19
2.2.4. Estallidos de rayos gamma . . . . .	20
2.2.5. Arqueología astronómica . . . . .	22
2.3. El estado actual de las inferencias observacionales y parame- trización de $\dot{\rho}_*(z)$ . . . . .	23
2.3.1. Incertidumbres en la inferencia de $\dot{\rho}_*(z)$ . . . . .	27
2.3.2. Historia de la densidad de masa estelar, $\rho_*(z)$ . . . . .	28
2.4. Predicciones teóricas de la historia de formación estelar cósmica	30
<b>3. El Modelo</b>	<b>33</b>
3.1. El escenario jerárquico de materia oscura fría ( $\Lambda$ CDM) . . . . .	33
3.1.1. Universo homogéneo . . . . .	34

3.1.2. Universo perturbado . . . . .	37
3.2. El ensamblaje jerárquico de los halos oscuros . . . . .	43
3.2.1. Función de masa de halos oscuros . . . . .	44
3.2.2. Supervivencia de halos oscuros . . . . .	46
3.3. Formación estelar: el caso simplificado . . . . .	47
3.4. Formación estelar: inclusión de parámetros astrofísicos relevantes	54
3.4.1. Captura del gas reionizado . . . . .	54
3.4.2. Enfriamiento del gas en los halos . . . . .	56
3.4.3. Eficiencia de formación estelar . . . . .	58
3.4.4. Eyección de gas por retroalimentación estelar . . . . .	60
3.4.5. Régimen de formación estelar según el ambiente . . . . .	62
3.4.6. Retroalimentación por núcleos activos galácticos . . . . .	65
<b>4. Resultados</b>	<b>69</b>
4.1. Tasa de agregación de materia oscura . . . . .	71
4.2. Contribución de los diferentes ingredientes astrofísicos . . . . .	72
4.2.1. El caso simple . . . . .	72
4.2.2. Captura y enfriamiento del gas . . . . .	74
4.2.3. Eficiencias de formación y retroalimentación estelares . . . . .	77
4.2.4. Influencia del entorno y la retroalimentación de núcleos activos galácticos . . . . .	79
4.3. Síntesis de resultados y comparaciones . . . . .	82
4.3.1. Comparación con predicciones previas . . . . .	85
4.3.2. Comparación con inferencias observacionales . . . . .	88
<b>5. Disecciones de la historia de formación estelar cósmica</b>	<b>93</b>
5.1. Disección por masa de la historia de formación estelar cósmica	96
5.1.1. El efecto evolutivo de los halos . . . . .	102
5.1.2. Comparación con predicciones previas . . . . .	105
5.1.3. Comparación con inferencias observacionales . . . . .	107
5.2. Disección por régimen de formación estelar y el rol de la altura de los picos asociada a los halos colapsantes . . . . .	112
<b>6. Sumario y conclusiones</b>	<b>117</b>

# Índice de Figuras

2.1. Transmisión efectiva por absorvedores en el bosque $Ly_\alpha$ (Madau 1995) . . . . .	13
2.2. Diagrama de Madau para las funciones DL (Madau et al. 1998)	15
2.3. Determinación de la H-DTFE usando ERG (Firmani et al. 2004)	21
2.4. Compilación actualizada hasta 2009 de inferencias observacionales de DTFE . . . . .	24
2.5. Disección observacional de la H-DTFE en intervalos de masa estelar (Mobasher et al. 2009) . . . . .	25
2.6. Compilación actualizada hasta 2009 de inferencias observacionales de la H-DME (Michałowski et al. 2009) . . . . .	29
3.1. Tiempo cósmico como función de $z$ (Baugh 2006) . . . . .	35
3.2. Tiempo dinámico (Mahmood et al. 2005) . . . . .	49
3.3. Predicción original de la H-DTFE según el modelo $\Lambda$ CDM . .	53
3.4. Función $\kappa(\nu, z)$ . . . . .	64
4.1. Disección por masa de la tasa de agregación de MO . . . . .	70
4.2. Predicción de la H-DTFE con reionización y enfriamiento en el escenario $\Lambda$ CDM . . . . .	75
4.3. Predicción de la H-DTFE con poblaciones y retroalimentación estelar . . . . .	78
4.4. Predicción de la H-DTFE con régimen de FE y retroalimentación de NAG . . . . .	80
4.5. Resumen de la evolución de resultados del modelo . . . . .	83
4.6. Inferencia alternativa de la H-DTFE (Faucher-Giguère et al. 2008) . . . . .	89
5.1. Disección por masa de la H-DTFE según el modelo original . .	95

5.2. Disección por masa del modelo con FE según el ambiente . . .	97
5.3. Disección por masa del modelo final . . . . .	99
5.4. DTFE en función de $M_h$ . . . . .	100
5.5. DTFE en función de $M_h$ acumulativa . . . . .	101
5.6. Disección de la H-DTFE en intervalos de masa evolutivos . . .	103
5.7. Disección por masa de la H-DTFE de Crain et al. (2009) . . .	106
5.8. Comparación con disección observacional de la DTFE . . . . .	108
5.9. Reconstrucción “arqueológica” de la H-DTFE en intervalos de masa estelar (Panter et al. 2007) . . . . .	110
5.10. Disección por régimen de FE violento o autorregulado del mo- delo final . . . . .	113
5.11. Comparación entre masas relevantes en el cálculo de $\dot{\rho}_*(z)$ . .	115

# Índice de Tablas

3.1. Principales parámetros cosmológicos . . . . .	37
--	----

# Principales abreviaturas

Abreviatura	Significado
CIR	Cercano infra-rojo
DL	Densidad de luminosidad
DME	Densidad de masa estelar
DTFE	Densidad de tasa de formación estelar
ERG	Estallido de rayos gamma
FDNS	Fondo difuso de neutrinos de supernova
FE	Formación estelar
FIM	Función inicial de masa
FL	Función de luminosidad
FS	Función de Schechter
HAM	Historia de agregación de masa
H-DME	Historia de la densidad de masa estelar
H-DTFE	Historia de la densidad de tasa de formación estelar
IR	Infra-rojo
LIR	Lejano infra-rojo
ME	Masa estelar
MO	Materia oscura
MSA	Modelo semi-analítico
MSPE	Modelo de síntesis de población estelar
NAG	Núcleo activo galáctico
PS	Press-Schechter
SN	Supernova
ST	Sheth-Tormen
TFE	Tasa de formación estelar
UV	Ultravioleta
$\Lambda$ CDM	$\Lambda$ <i>Cold Dark Matter</i>

# Resumen

En esta tesis se desarrolló un versátil modelo semi-analítico (MSA) para calcular las historias de las densidades de tasa de formación estelar (H-DTFE) y de masa estelar (H-DME) cósmicas en el contexto del escenario jerárquico de Materia Oscura Fría con constante cosmológica  $\Lambda$  ( $\Lambda$ CDM). El modelo se basa en un enfoque estadístico para calcular el ensamblaje de los halos oscuros e incluye secuencialmente una serie de recetas que describen el comportamiento de diferentes procesos astrofísicos relevantes en el problema de la formación de galaxias y estrellas dentro de ellas. Dicho modelo permite explorar en detalle el efecto de cada uno de estos procesos sobre la historia de formación estelar (FE) cósmica.

Una virtud del modelo implementado es que permite obtener de manera económica disecciones en intervalos de masa de halo o de régimen de FE. Encontramos que la eyección de gas por retroalimentación estelar (supernovas, SN) inhibe significativamente la FE en halos de baja masa en épocas tempranas ( $z > 4$ ), mientras que el retraso de la caída del gas por enfriamiento y la retroalimentación por Núcleos Activos Galácticos (NAG) hacen lo propio en épocas más tardías ( $z < 2$ ) actuando sobre halos masivos. Estos procesos principalmente, y otros más con menor impacto, deforman parcialmente la historia cosmológica de la densidad de tasa de acreción de gas impresa por el ensamblaje de los halos oscuros. En particular, el fuerte decrecimiento de la DTFE (un factor de  $\approx 15$ ) desde  $z \sim 2$  hasta  $z = 0$  se explica por la naturaleza jerárquica del ensamblaje de la materia oscura (MO) y por los procesos de retraso de caída de gas y retroalimentación de NAG. Nuestros resultados muestran que la DTFE en halos entre  $10^{11} M_{\odot}$  y  $10^{12} M_{\odot}$  es la que más contribuye a la H-DTFE global desde  $z \sim 5$ .

La disección por régimen de FE muestra que en épocas tempranas sólo

halos muy masivos, y por ende raros para su época, albergan FE al no verse afectados por los procesos inhibitorios, principalmente el de eyección de gas por retroalimentación de FE. La FE en estos halos se asocia al régimen violento de brote debido al alto grado de acumulamiento predicho para los mismos, lo cual implica muchas fusiones. En épocas más tardías halos cada vez más masivos pero ya comunes para su época se ensamblan, siendo para ellos el régimen autorregulado de FE el que domina.

Las H-DTFE y H-DME cósmicas predichas después de introducir todos los procesos (g)astrofísicos considerados muestra un acuerdo marginal con las observaciones actuales. Para  $z < 2$  (desde hace 10.3 Gaños) la DTFE predicha cae más rápido que la observada. Más en detalle, encontramos que a nivel de galaxias masivas (con halos  $\log(M_h/M_\odot) > 12.3$ ) el acuerdo entre modelo y observaciones es satisfactorio, siendo la DTFE de las galaxias observadas menos masivas la que está muy por arriba de la predicción (*downsizing en TFE*). Identificamos como la causa principal de tal discrepancia la baja TFE en halos poco masivos en épocas tardías, de manera que algún mecanismo que retrase la aparición de la fase activa de FE en estos halos podría resolver mayormente dicho problema. Los resultados obtenidos con nuestro modelo se compararon en ciertos casos con las pocas predicciones obtenidas previamente con simulaciones numéricas cosmológicas denotando un buen acuerdo.

# Capítulo 1

## Introducción

La Historia de la Densidad de Tasa de Formación Estelar (H-DTFE) cósmica  $\dot{\rho}_*(z)$ , donde el punto significa derivada temporal, es la función que muestra el cambio con el corrimiento al rojo  $z$  de la Tasa de Formación Estelar (TFE) promedio del Universo por unidad de volumen comóvil. La TFE de una región galáctica o de toda una galaxia se define como la cantidad de gas en masas solares que se transforma en estrellas por unidad de tiempo y sus unidades físicas son típicamente  $M_{\odot}\text{años}^{-1}$ . En el caso de la TFE cósmica, donde se considera la TFE integrada de todas las galaxias en un volumen comóvil dado, las unidades serán entonces  $M_{\odot}\text{años}^{-1}\text{Mpc}^{-3}$ . El volumen comóvil es aquel cuyo tamaño se mantiene constante entre dos épocas independientemente de la expansión del Universo. El volumen usado en la inferencia de la H-DTFE debe ser lo suficientemente grande como para representar el promedio del Universo. En la construcción de la  $\dot{\rho}_*(z)$  cósmica ha sido común considerar la contribución en conjunto de galaxias de todo tipo morfológico y de todas las masas. Esta cantidad es por lo tanto una propiedad cósmica integral que da cuenta de la actividad global del ensamblaje de las galaxias y la consecuente formación estelar (FE) en ellas.

La idea de introducir el concepto de la H-DTFE cósmica tomó fuerza en los años noventa, cuando las capacidades de las observaciones astronómicas permitieron extender los estudios estadísticos de poblaciones galácticas locales a otras épocas del pasado. Para esto se han usado y se usan muestreos de campo profundo de galaxias a altos  $z$ 's; como el Canadian-France Redshift Survey (CFRS), el Hubble Deep Field (HDF), el Hubble Ultra Deep Field (HUDF); y censos en multifrecuencias como DEEP, AEGIS, COSMOS, COMBO-17,

por nombrar algunos de los más importantes. Por otro lado, recientemente se lograron sondeos muy completos del universo local en diferentes bandas, tal es el caso del Two Micron All Sky Survey (2MASS), el Sloan Digital Sky Survey (SDSS) y el Two-degree Field Galaxy Redshift Survey (2dFGRS). De esta manera surgió la posibilidad de caracterizar poblaciones de galaxias a diferentes épocas. Una de las cantidades estadísticas más obvias de obtener fue la H-DTFE cósmica, construida en base a indicadores de TFE como pueden ser la luminosidad en ultravioleta (UV), en el cercano y lejano infrarrojo (CIR y LIR), en el sub-milimétrico, o las líneas de recombinación atómicas y de emisión nebular. Actualmente las nuevas y mejores mediciones observacionales y la combinación de varias técnicas han propiciado que la  $\dot{\rho}_*(z)$  esté relativamente bien constreñida, con una incertidumbre del 30 %-50 %, para épocas desde  $z \approx 0$  hasta  $z \sim 1$ , y limitada por un factor de alrededor de 3 desde  $z \sim 1$  hasta  $z \sim 6$  (Hopkins 2007).

La conclusión más consolidada sobre la H-DTFE cósmica es que la misma tiene un máximo a  $z \approx 2$ , después del cual la DTFE decrece por un factor algo mayor a 10 hasta el presente (ver una reseña en el Capítulo 2). Para el modelo cosmológico de concordancia, esto significa que la mayor actividad de formación estelar global en el universo ocurrió hace  $\approx 10$  Gaños en el pasado. Las inferencias observacionales tienden a mostrar que la DTFE se mantiene relativamente constante hasta  $z \sim 4 - 5$  y luego decrece significativamente. Es importante también mencionar que hay diferentes trazadores de la TFE, mismos que reflejan la FE de diferentes tipos de galaxias y regímenes de FE. Se puede hablar principalmente de dos regímenes generales de FE:

- el auto-regulado y pausado de los discos galácticos, mismo que es trazado básicamente por la emisión UV en reposo, y
- el de brotes intensos y violentos altamente oscurecido por polvo, mismo que es trazado por la emisión del LIR en reposo y que se asocia a galaxias gigantes en colisión.

Las observaciones en el submilimétrico dan evidencia de galaxias en el segundo régimen a  $z$ 's altas; el problema es que aún no se logra determinar con precisión el  $z$  de la mayor fracción de estas galaxias. En caso de encontrarse la mayoría a  $z > 2 - 3$ , la contribución a la DTFE de estas galaxias podría ser similar a la de las galaxias de disco emitiendo en UV. Este es un problema importante y abierto, mismo que se podrá resolver en gran parte con las

---

esperadas observaciones del “Gran Telescopio Milimétrico” (GTM) instalado en la Sierra Negra, Puebla, México.

La H-DTFE cósmica es de fundamental importancia para la cosmología, no sólo en el contexto de formación de galaxias, sino que también para sondear los modelos cosmológicos y el paradigma de formación de estructuras cósmicas en general; para indagar sobre el contenido de materia y metalicidad del Universo y sobre la historia de su reionización. En este sentido ha habido numerosos esfuerzos para predecir  $\dot{\rho}_*(z)$  usando ya sean modelos analíticos o semi-analíticos (MSA) o simulaciones numéricas completas en el contexto cosmológico. Con estas predicciones teóricas se busca proporcionar un marco de referencia que ayude a interpretar los datos observacionales.

Varios autores han reportado la H-DTFE inferida con los MSA en sus múltiples realizaciones paramétricas (ver p. ej. Cole et al. 2001; Kang et al. 2005; Somerville et al. 2008; Neistein & Weinmann 2009). En el caso de las simulaciones numéricas (p. ej. Springel & Hernquist 2003; Schaye et al. 2009; Crain et al. 2009) es menos factible realizar estudios explorativos de los parámetros de la recetas sub-malla debido a lo costoso de las mismas. En general, las predicciones teóricas están en acuerdo cualitativo con las observaciones. Es posible que en gran parte la forma general de la curva  $\dot{\rho}_*(z)$  se deba al ensamblaje jerárquico de las estructuras de MO en el contexto del escenario jerárquico de Materia Oscura Fría con Constante Cosmológica  $\Lambda$  ( $\Lambda$ CDM por su abreviación en inglés) (p. ej. van den Bosch 2002). No obstante, procesos astrofísicos relacionados al enfriamiento y captura del gas en el centro de los halos, a los mecanismos de FE, de retroalimentación, de eyección del gas, entre otros, parecen ser también importantes. Un aspecto clave para entender mejor los procesos y la física detrás de la historia de FE cósmica es determinar la contribución a la DTFE por parte de las galaxias en función de su masa, ya sea de su masa estelar (ME) o de la masa de su halo oscuro asociado, y en función del régimen de FE. En otras palabras, la disección de la H-DTFE, principalmente en masa, es crucial, tanto a nivel observacional como teórico.

Las descomposiciones en masa mencionadas no han sido fáciles de lograr. Intentos observacionales se han realizado recientemente (ver Capítulo 2 para algunas referencias). Los resultados, aunque limitados por una serie de sesgos y dificultades prácticas, tienden a mostrar que las galaxias más masivas

ensamblaron una mayor fracción de su ME muy en el pasado, mientras que las de menores masas parecen retrasar su ensamblaje. Este comportamiento en función de la masa combinado con la función de masa (estelar) de las galaxias sería el que acuña la contribución de las diferentes masas a la DTFE cósmica en diferentes épocas. Aparentemente desde  $z$ 's menores al menos a 1, la contribución de galaxias masivas (de ME mayor a  $\text{Log}(M_s/M_\odot) > 10.5$  al  $z$  de observación) es mucho menor al de las galaxias con ME menor a  $\text{Log}(M_s/M_\odot) = 10.5$ ; y en general, parecería que para  $z \rightarrow 0$ , mayor tiende a ser la contribución a la DTFE de las galaxias menos masivas. En la literatura se ha bautizado como achicamiento en TFE (“*downsizing in SFR*” en inglés) al efecto de que el ensamblaje de la ME de las galaxias se de más tardíamente mientras menos masiva es la galaxia (ver reseñas recientes en Fontanot et al. 2009; Firmani & Avila-Reese 2010).

Desde el punto de vista teórico, no ha sido común tampoco presentar la descomposición de la DTFE por masas o tipos de galaxias. Tampoco se ha explorado de una manera muy sistemática la influencia de los diferentes ingredientes evolutivos y astrofísicos sobre la H-DTFE. El marco teórico general usado para estimar  $\dot{\rho}_*(z)$  ha sido el modelo cosmológico y de formación de estructuras estándar, el así llamado escenario jerárquico  $\Lambda$ CDM. Algunas preguntas relevantes que se mantienen abiertas con relación a la H-DTFE son:

- ¿Qué factor es el que predomina en imprimirle el comportamiento observado a la H-DTFE cósmica? En particular, ¿a qué se debe el abrupto decaimiento de  $\dot{\rho}_*(z)$  desde  $z \sim 2$  hasta el presente?
- ¿Cómo es la disección en masa de la DTFE cósmica a diferentes épocas?
- ¿Cómo influyen los diferentes procesos físicos de la formación y evolución de galaxias en función de la masa sobre la H-DTFE?
- ¿Cómo es la proporción de la contribución a  $\dot{\rho}_*(z)$  en diferentes épocas por parte del régimen auto-regulado y tranquilo de disco y del régimen de brotes por fusiones violentas?
- ¿Proporciona el escenario jerárquico  $\Lambda$ CDM una descripción razonable del cuerpo de observaciones relacionado a la H-DTFE y su descomposición en masa?

---

En la presente tesis se plantea abordar estas cuestiones desde un punto de vista teórico dentro del contexto del escenario  $\Lambda$ CDM. Nuestro enfoque se basa en un sencillo MSA que considera la formación y supervivencia de los halos oscuros, la captura del gas primigenio dentro de ellos, su enfriamiento y la ulterior transformación de éste en estrellas, la retroalimentación sobre el gas tanto de las estrellas formadas como de los núcleos activos galácticos (NAG), así como otros ingredientes astrofísicos relacionados a la época cósmica y al entorno. Obviamente un modelo de este tipo tiene fuertes limitaciones pues no sigue la complejidad de los procesos no lineales dinámicos e hidrodinámicos, no obstante, al ser un modelo matemáticamente sencillo, permite explorar de manera general el rol de diferentes ingredientes evolutivos y físicos, así como descomponer el resultado en intervalos de masa u otras propiedades. La comparación posterior con resultados de métodos más elaborados, como son las simulaciones numéricas, permite evaluar el grado de predictibilidad para determinados problemas de enfoques simplificados como el presentado aquí, y es justamente lo que se hará.

El contenido de la presente tesis es el siguiente: en el Capítulo 2 se presenta esquemáticamente la manera de construir el Diagrama de Lilly-Madau, se describen algunos de los indicadores de FE utilizados para determinar la DTFE y se presentan compilaciones recientes tanto de la DTFE como de la densidad de masa estelar (DME) obtenidas observacionalmente. Al final del Capítulo se mencionan las aproximaciones teóricas al problema de FE cósmica más utilizadas recientemente. El Capítulo 3 inicia con una breve reseña del modelo cosmológico dentro del cual trabajaremos en esta Tesis, continuando con la presentación del MSA utilizado para calcular  $\dot{\rho}_*(z)$ . Enseguida se describe la aplicación de este modelo para el caso más simple de FE, luego de lo cual se discute cómo y por qué se introducen en el mismo, secuencialmente, “recetas” que capturan el comportamiento de los procesos astrofísicos relevantes en el problema de la FE cósmica.

En el Capítulo 4 presentamos los resultados de la introducción secuencial de los diversos ingredientes astrofísicos y cómo éstos afectan a la H-DTFE en varios intervalos de masa y diferentes épocas. Además se comparan nuestras predicciones con las compilaciones observacionales, así como con los resultados de MSA y simulaciones numéricas completas tanto de la H-DTFE como de la H-DME. En el Capítulo 5 se detallan las contribuciones por intervalos de masa de halos a la H-DTFE que predicen nuestros modelos del Capítulo 4

y nuevamente se contrastan con aquellas predichas por simulaciones numéricas como la del Milenio. La comparación se extiende a inferencias obtenidas de manera observacional hasta corrimientos al rojo de  $z \sim 1$ . También se muestra la disección de  $\dot{\rho}_*(z)$  en dos regímenes de FE: el autorregulado y tranquilo asociado a galaxias de disco y el de brotes intensos de FE inducido por fusiones violentas. Finalmente en el Capítulo 6 presentamos una síntesis de los resultados obtenidos y de las conclusiones más importantes que de ellos se derivan.

# Capítulo 2

## Inferencias de la historia de formación estelar cósmica

### 2.1. Inferencia observacional

La construcción observacional de la historia de la densidad de tasa de formación estelar (H-DTFE) cósmica,  $\dot{\rho}_*(z)$ , se basa generalmente en:

1. la estimación de las luminosidades cósmicas integrales por unidad de volumen comóvil (densidad de luminosidad) en a) diferentes bandas (en reposo) a diferentes corrimientos al rojo  $z$ , para lo cual se usan normalmente las correspondientes funciones de luminosidad de las galaxias, y/o b) las funciones de luminosidad en bandas trazadoras de la TFE, como lo son el ultravioleta (UV), el cercano infrarrojo (CIR) o líneas espectrales como  $H_\alpha$ ;
2. la aplicación de modelos de síntesis de población estelar (MSPE) que predigan la historia de TFE a partir de reproducir la historia de densidad de luminosidad observada en las diferentes bandas o que permitan traducir alguna propiedad observacional (indicadores de FE) a una TFE;
3. la definición de la función inicial de masa (FIM) estelar, misma que es también un factor de entrada en los MSPE;
4. la definición de una función de extinción por polvo y su cambio con  $z$ .

A continuación se presentan algunos detalles de cada uno de estos ingredientes.

### 2.1.1. La densidad de luminosidad de galaxias

Se define la densidad de luminosidad (DL),  $\rho_\nu(z)$ , como la suma de las luminosidades de todas las galaxias en una unidad de volumen comóvil a un corrimiento al rojo  $z$ , en una banda específica del espectro electromagnético centrada en la frecuencia  $\nu$ . Sus unidades son típicamente  $L_\odot \text{Mpc}^{-3}$ , donde  $L_\odot$  es una luminosidad solar en la banda en cuestión.

La DL se obtiene en realidad de integrar en luminosidad la Función de Luminosidad (FL) observada. Esta función, expresada como  $\phi(L_\nu) dL_\nu$ , representa el número de galaxias por unidad de volumen comóvil cuya luminosidad se encuentra en el intervalo  $[L_\nu, L_\nu + dL_\nu]$ . La FL es usualmente parametrizada según la forma definida por P. Schechter para la distribución de galaxias en el Universo local:

$$\phi(L_\nu) = \frac{\phi_*}{L_*} \left( \frac{L_\nu}{L_*} \right)^{-\alpha} \exp\left(-\frac{L_\nu}{L_*}\right), \quad (2.1)$$

conocida como función de Schechter (FS; Schechter 1976). Aquí  $\phi_*$  es una constante de normalización relacionada con el número de galaxias por unidad de volumen. A luminosidades bajas domina una ley de potencias cuya pendiente está determinada por  $\alpha$ . A medida que la  $L_\nu$  aumenta, la densidad numérica sigue decreciendo como ley de potencias hasta llegar a la luminosidad de quiebre  $L_*$  a partir de la cual el decrecimiento se torna exponencial. La luminosidad  $L_*$  es la que más contribuye fraccionalmente a la DL total. Integrando en  $L_\nu$  la FL podemos calcular la DL en una banda  $\nu$  dada como:

$$\rho_\nu(z) = \int_0^\infty \phi(L_\nu) L_\nu dL_\nu. \quad (2.2)$$

La DL de galaxias es una cantidad que puede obtenerse observacionalmente. El estudio de su evolución en tiempos cosmológicos está directamente relacionado con la H-DTFE y es fundamental para entender cómo se forman y evolucionan las galaxias.

### 2.1.2. Modelos de síntesis de población estelar

Los primeros modelos de síntesis de población estelar (MSPE; Tinsley 1968; Searle et al. 1973), basados en trazas de evolución estelar teóricas, fueron desarrollados para reproducir los colores de galaxias de disco. Los resultados alentadores en la modelación de dichos colores motivaron el ulterior desarrollo de estos modelos (Larson & Tinsley 1978). Hoy en día se han logrado grandes avances en el desarrollo de los MSPE, tomándose en cuenta enormes librerías de trazas evolutivas, considerando efectos finos de la evolución estelar, varias metalicidades, librerías de líneas espectrales atmosféricas, entre otros. Usando métodos de ajuste adecuados se constriñen con el dato observacional de la galaxia (luminosidades en bandas anchas o incluso el espectro con líneas angostas) los parámetros físicos del dado MSPE, mismos que están asociados a la evolución de la masa estelar, la TFE, la metalicidad, entre otros, de la galaxia en cuestión. La era de los MSPE modernos se inició con el trabajo pionero de Bruzual A. & Charlot (1993).

Al día de hoy se ha desarrollado una gran industria en torno a la generación de los MSPE. Existen diversos códigos de los cuales entre los más populares están PEGASE (Fioc & Rocca-Volmerange 1997), StarBurst99 (Leitherer et al. 1999), STARLIGHT (Cid Fernandes et al. 2005), GALAXEV de Bruzual & Charlot (2003), VESPA (Tojeiro et al. 2009).

En general, un MSPE sigue el siguiente esquema conceptual. Un conjunto grande de trazas de evolución estelar es usado para derivar tanto las temperaturas efectivas como las luminosidades bolométricas de todas las estrellas de una población como función del tiempo. Dicha población es creada con una FIM dada cubriendo un amplio intervalo de masas, p. ej. de  $0.1M_{\odot}$  a  $100M_{\odot}$ , con una metalicidad y con una historia de FE dada paramétricamente, por ejemplo como una exponencial o como una función de tipo Sandage<sup>1</sup>, además de la adición de brotes cortos de FE. Usando modelos de atmósferas estelares y librerías de espectros de emisión estelar que ya consideran el efecto de la atmósfera estelar, se calculan entonces luminosidades en diferentes bandas y los espectros de cada estrella típica de la población a diferentes épocas. Los resultados individuales de la evolución de las estrellas de la población dada son sumados, con cada intervalo de masa pesado por la FIM usada. La suma

---

<sup>1</sup>Una función de este tipo está definida en general como un crecimiento en ley de potencias y posteriormente un decaimiento exponencial, esto es  $F_{Sandage}(x) \propto x^{\alpha}e^{-x}$ .

sintetiza las luminosidades, colores y espectros de la población como función del tiempo. Así, se acumulan miles o cientos de miles de casos de diferentes poblaciones, mismas que son usadas para hacer un ajuste paramétrico e interpolativo a las luminosidades, colores y/o el espectro completo en un dado intervalo de una galaxia observada. A través de dicho ajuste se determina finalmente el MSPE que mejor describe la observación. Se toma en cuenta también la atenuación que pueden haber sufrido las observaciones usando modelos de extinción por polvo. Al determinar el mejor MSPE con el método de ajuste  $\chi^2$  se obtienen entonces los parámetros físicos del modelo (ME, historia de TFE, metalicidad, entre otros), mismos que se entiende corresponden a la galaxia en cuestión.

En estos modelos se tienen usualmente cuatro factores de entrada que hay que definir:

1. La historia parametrizada de la TFE, dada por una función continua y a veces complementada con brotes superpuestos.
2. La FIM.
3. La metalicidad.
4. La edad de la galaxia.

Usualmente se consideran constantes tanto la metalicidad, la edad de la galaxia y la FIM, variando solamente la historia de la TFE de la galaxia, con lo que se obtienen buenos resultados al reproducir los colores de las galaxias normales. La superposición al modelo sintético de un modelo de extinción por polvo se hace también necesario, en especial para galaxias muy enrojecidas o de alto corrimiento al rojo. Los MSPE tiene varias fuentes de incertidumbre, entre ellas ciertas fases finales poco entendidas de la evolución estelar, la indeterminación de la FIM, el grado sólo aproximado de los modelos de extinción por polvo, el desconocimiento de la evolución metálica de las galaxias en detalle, la incompletez aún de las librerías de atmósferas estelares, la limitación de los métodos estadísticos de ajuste y de propagación de incertidumbres, etc. (ver una discusión reciente al respecto y más referencias en Conroy et al. 2009; Conroy & Gunn 2009).

### 2.1.3. La función inicial de masa

La función inicial de masa (FIM) es el número de estrellas existentes en cada intervalo de masa estelar por unidad de volumen. Es una función empírica inferida de la función de luminosidad estelar que describe la distribución de masas de una población de estrellas. La FIM típicamente se define por unidad logarítmica de masa como una ley de potencias:  $dN/d\log M \propto M^{-\alpha}$ . Una de las aproximaciones más exitosas y por ende más utilizadas es la función dada por Salpeter (1955), quien considera que  $\alpha = 1.35$  para masas en un intervalo de  $0.3M_{\odot}$  y un poco mayores a  $10M_{\odot}$ . La función de Salpeter ha sido ampliamente estudiada y modificada para incluir intervalos más amplios de masas. Existen extensiones de esta función, dadas por autores posteriores a Salpeter, que consideran la misma pendiente a masas mucho mayores a  $10M_{\odot}$  llegando incluso hasta  $125M_{\odot}$  (p. ej. Madau et al. 1998). Otros autores consideran diferentes pendientes, e incluso variaciones de ésta en distintos intervalos de masa (véase Scalo 1986; Kroupa 2001; Chabrier 2003). Las observaciones más precisas de la última década apuntan hacia una FIM con pendiente que se aplanan para masas menores a  $1-0.8M_{\odot}$ , aspecto que consideran los autores apenas mencionados. Además hay múltiples evidencias (Davé 2008; van Dokkum 2008; Wilkins et al. 2008) de que la FIM no es universal y puede variar sistemáticamente dentro de una galaxia, entre galaxias de acuerdo al tipo morfológico, así como mostrar un cambio sistemático con el tiempo cósmico y el estado evolutivo de las galaxias.

La mayor dificultad en la formulación de toda FIM es determinar la masa de corte, tanto superior como inferior, así como la pendiente elegida para masas pequeñas, mismas que debido a su dominio en número, son las que más contribuyen a la FIM de una población estelar.

La FIM juega un papel fundamental en la determinación de la  $\dot{\rho}_*(z)$ . Es sabido (ver Kennicutt 1998, para una reseña) que, por ejemplo, la emisión de continuo en UV de todas las galaxias, exceptuando las más viejas (de más de 8 Gaños), es dominada por estrellas masivas cuya vida es muy corta y es, por tanto, una medida directa de la TFE instantánea, para una FIM y contenido de polvo definidos; esto es:

$$L_{UV} = const \times \frac{TFE}{M_{\odot} \text{años}^{-1}} \text{ergs s}^{-1} H z^{-1}, \quad (2.3)$$

donde la constante depende fuertemente de la FIM elegida. Esto es fácil de

entender debido a que la Luminosidad en UV medida es producida por estrellas tempranas del tipo espectral O y B, que son muy calientes, masivas y de vida muy corta. Según una u otra FIM, por cada estrella de este tipo hay un número mucho mayor de estrellas de baja masa, de tipo tardío A y G, como el Sol, que emiten la mayor parte de su energía en el visible en reposo (V) y el infrarrojo (IR). De esta manera la traducción de  $L_{UV}$  a TFE es muy sensible al cociente entre estrellas masivas (las que producen el grueso de la radiación UV) y estrellas poco masivas (que son de por mucho la mayoría), que es lo que justamente define la FIM.

### 2.1.4. Evolución de la extinción

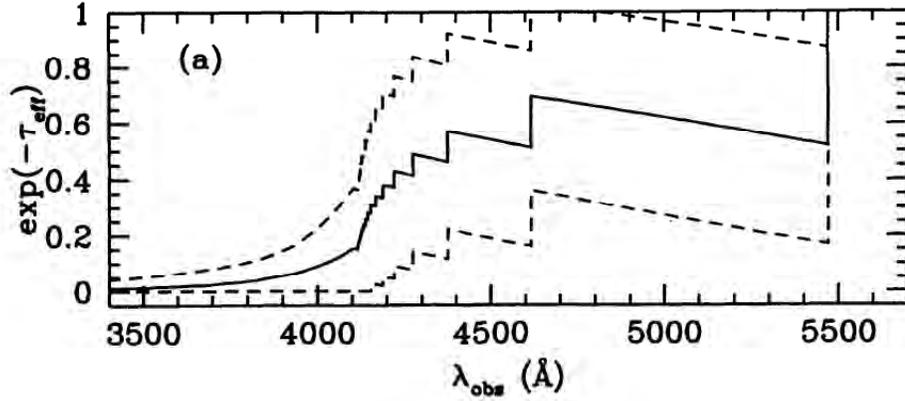
La extinción de la radiación proveniente de una fuente astronómica, al ser dicha radiación absorbida por material intermedio entre la fuente y el observador, es uno de los principales problemas en este campo, tanto a distancias estelares, galácticas y extragalácticas. A distancias cosmológicas, aunque algo del gas que oscurece nuestra visión podría encontrarse distribuido uniformemente a lo largo de la línea de visión, el gran número de líneas de absorción en el espectro de cuasares de fondo indica que la mayor parte del material que absorbe la radiación se encuentra condensado en nubes discretas.

Se considera entonces que la radiación (en especial la UV que traza la TFE instantánea) de fuentes lejanas atraviesa un espacio donde las nubes de gas intergaláctico siguen una distribución de Poisson entre la fuente y el observador (Madau 1995; Madau et al. 1996). Esta distribución forma el llamado “*bosque de Lyman alpha*” es decir, aquel gas que absorbe los fotones UV en las transiciones electrónicas de la serie de Lyman del hidrógeno neutro, principalmente la transición  $Ly_{\alpha}$ .

Si  $L(\nu_{em})$  es la luminosidad específica emitida por la fuente a la frecuencia  $\nu_{em}$ , el flujo específico recibido en la Tierra será:

$$\langle f(\nu_{obs}) \rangle = \frac{(1 + z_{em})L(\nu_{em})}{4\pi d_L^2} \langle e^{-\tau} \rangle \quad (2.4)$$

donde  $\nu_{obs} = \nu_{em}/(1 + z_{em})$  es la frecuencia de la radiación observada,  $d_L$  la distancia hasta el  $z_{em}$  y  $\langle e^{-\tau} \rangle$  es la transmisión promedio sobre todas las



**Figura 2.1:** Transmisión efectiva a través del bosque de Lyman alpha como función de la longitud de onda observada. La línea sólida corresponde a una fuente a  $z_{em} = 3.5$ . El perfil de escalera característico se debe a la absorción en la serie de Lyman del hidrógeno. Las curvas segmentadas corresponden a la dispersión esperada debida a las fluctuaciones estadísticas  $\pm 1\sigma$  en el número de absorvedores a lo largo de la línea de visión. La figura fue tomada de Madau (1995).

líneas de visión y esta dada por:

$$\langle e^{-\tau} \rangle = \exp \left[ \int_0^{z_{em}} \int \frac{\partial^2 N}{\partial N_{HI} \partial z} (1 - e^{-\tau_c}) dN_{HI} dz \right]. \quad (2.5)$$

Aquí,  $\tau_c$  es el espesor óptico de una sola nube a la frecuencia  $\nu = \nu_{obs}(1+z)$  y  $\partial^2 N / \partial N_{HI} \partial z$  representa la densidad columnar de la distribución de los absorvedores a lo largo del camino. Recordemos que la radiación UV de objetos cosmológicos con FE está sujeta a varios procesos de atenuación en su camino hacia el observador, desde la debida a la absorción por hidrógeno neutro en las transiciones electrónicas de la serie de Lyman, la absorción por otras transiciones electrónicas de elementos más pesados, hasta la absorción en continuo debido a hidrógeno neutro que absorbe fotones con longitud de onda ya corrida al rojo desde  $z_{em}$  hasta  $z$  pero aún menor al límite de Lyman de  $91.2nm$  (o energía  $>13.6eV$ ). Debido a esto, un espesor óptico efectivo debería ser derivado para cada proceso en cada nube a cada frecuencia y para cada corrimiento al rojo de 0 hasta  $z_{em}$ . Aproximaciones numéricas de la integral de la ec. (2.5) pueden ser obtenidas para una distribución de Poisson de nubes de absorvedores del bosque de Lyman alpha. En la figura 2.1 se muestra el perfil característico de la transmisión cósmica para una fuente con  $z_{em} = 3.5$  en

función de la longitud de onda observada. En ella el espesor óptico efectivo está definido como:  $\tau_{eff} = -\ln \langle e^{-\tau} \rangle$ .

En particular, para la absorción por transiciones  $Ly_\alpha$  en el átomo de hidrógeno se tiene que:

$$\tau_{eff_\alpha} = 0.0036 \left( \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_\alpha} \right)^{3.46} \quad (2.6)$$

donde  $\lambda_\alpha = 121.6nm$ . En general se encuentra que la absorción por transiciones electrónicas en átomos más pesados que el hidrógeno contribuye de manera despreciable a la  $\tau_{eff}$ , mientras que las transiciones de la serie de Lyman de orden mayor, esto es, del nivel  $j$  al estado base ( $j = 0$ ), contribuyen como:

$$\tau_{eff_{>\alpha}} = \sum_{j=2} A_j \left( \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_j} \right)^{3.46} \quad (2.7)$$

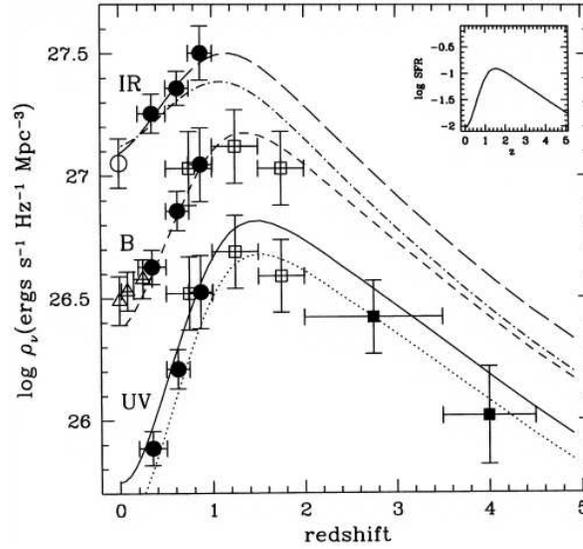
donde  $A_j = (1.7 \times 10^{-3}, 1.2 \times 10^{-3}, 9.3 \times 10^{-4})$  y  $\lambda_j = (102.6, 97.3, 95 nm)$  para  $Ly_\beta$ ,  $Ly_\gamma$  y  $Ly_\delta$ , respectivamente. Así,  $\tau_{eff} = \tau_{eff_\alpha} + \tau_{eff_{>\alpha}}$  para la absorción asociada a procesos de excitación del átomo de hidrógeno.

### 2.1.5. El resultado: diagrama de Lilly-Madau, $\dot{\rho}_*(z)$

La década del 1990 presencié el desarrollo de diversas aproximaciones a la H-DTFE cósmica, tanto teóricas como observacionales. Una de las principales técnicas observacionales utilizadas ha sido la emisión del continuo en UV en reposo de galaxias débiles de campo. La emisión UV como hemos mencionado es un estupendo trazador de la TFE instantánea.

Los primeros estudios de la  $\dot{\rho}_*(z)$  utilizando esta emisión llevaron a la introducción del así llamado “Diagrama de Lilly-Madau” (Lilly et al. 1996; Madau et al. 1998), el cual constituye hoy en día la manera estándar de presentar la H-DTFE cósmica. En este diagrama el eje de las abcisas representa el corrimiento al rojo  $z$ , mientras que el eje de las ordenadas es típicamente la DTFE que ocurre en un elemento de volumen comóvil promedio.

A mediados de aquella década de los 90, Madau et al. (1996) desarrollaron un método de comparación de colores, midiendo en diferentes bandas la emisión UV en reposo de galaxias en el campo del Hubble Deep Field. Este



**Figura 2.2:** Densidad de luminosidad en diferentes bandas como función de  $z$ . En esta gráfica (Figura 3 de Madau et al. (1998)) las densidades de luminosidad,  $\rho_\nu(z)$ , calculadas para las bandas UV, B e IR, corresponden a los círculos sólidos con barras de error. Los cuadros sólidos con barras de error son estimaciones de  $\rho_\nu(z)$  para la banda UV a alto  $z$ . Las líneas continuas, punteadas y segmentadas son los ajustes para cada banda obtenidos con MSPE como se describe en el texto (Sección 2.1.5). La gráfica insertada en la esquina superior derecha es la historia de TFE introducida en el MSPE utilizado por Madau et al. (1998).

método les permitió identificar sistemas muy débiles en varios intervalos de corrimiento al rojo entre  $z \sim 1.5$  y  $z \sim 4$ . Sin embargo es importante señalar que en las bandas ópticas e infra-rojas, mientras más alejados están los objetos, solamente los de mayor luminosidad serán detectados por el telescopio. Para extrapolar la FL a luminosidades por debajo del límite de detectabilidad se ajustan FL analíticas, por ej. la función de Schechter (ec. 2.1), usando los parámetros determinados de la parte en la que hay completez e infiriendo de ahí el comportamiento a luminosidades bajas. De esta manera se puede calcular la  $\rho_\nu(z)$  según la ec. (2.2). En un trabajo posterior, Madau, Pozzetti, & Dickinson (1998) construyeron una aproximación a la evolución de la  $\rho_\nu(z)$  utilizando los datos observacionales de diversos autores. Ellos calcularon las DL en 3 bandas del espectro: UV, azul (B) e infra-rojo (IR), para tres intervalos de corrimiento al rojo entre 0 y 1, y pudiendo calcular la DL de la banda UV hasta corrimientos al rojo de  $z \sim 4$  (Figura 2.2). Sus resultados muestran

claramente un abrupto aumento de la DL en el intervalo de  $z = 0$  a  $z \sim 1$  en las 3 bandas, mientras que los puntos a altos corrimientos al rojo de la banda UV sugieren un decaimiento de la DL. Esto necesariamente implica la existencia de un máximo en la DL y por ende de la DTFE entre  $z \sim 1$  y  $z \sim 2$ .

En el mismo trabajo, los autores muestran que con un MSPE con una FIM de Salpeter para un intervalo de 0.1 a  $125 M_{\odot}$  y un exceso de color de  $E(B - V) = 0.1$ , es posible ajustar los puntos de DL deducidos de los datos observacionales en las 3 bandas del espectro. Una condición muy importante en su MSPE es la historia de TFE. En su trabajo sugieren una función de tipo Sandage cuyo pico de formación se centra entre  $z \sim 1$  y  $z \sim 2$ , tal como lo sugieren las DL en la banda UV determinadas por ellos (ver Figura 2.2).

Para épocas muy tempranas la detección de galaxias a  $z$ 's tan altos como  $\sim 3 - 6$  se logra principalmente con la técnica de la desaparición o “drop-out” del continuo de Lyman corrido a las bandas UV y visibles (Steidel et al. 1999). Las galaxias seleccionadas con esta técnica en diagramas color-color se llaman galaxias de corte de Lyman (“*Lyman-break galaxies*” en inglés). Recientemente las observaciones en el IR, realizadas con la cámara WFC3/IR instalada en el telescopio espacial Hubble, han permitido detectar, por medio de la técnica del “drop-out” en IR, galaxias con FE a  $z$ 's tan lejanos como  $\sim 8-8.5$ , esto es sólo  $\approx 600$  Maños después de la recombinación (ver Bouwens et al. 2009, y figura 2.4 en esta tesis). Aplicando el método de construcción de la H-DTFE en base a estas observaciones, se confirma la tendencia de  $\dot{\rho}_*(z)$  de decaer ya significativamente a  $z > 5$ . Este resultado está sujeto a las extrapolaciones a bajas luminosidades (indetectables) de la FL de altos  $z$ 's suponiendo una función de Schechter. Además, se considera una FIM universal en el espacio y el tiempo.

## 2.2. Otros trazadores de formación estelar

La emisión UV no es el único trazador de FE, aunque sí el más utilizado por ser el más viable observacionalmente. Existe, por ejemplo, un fondo de radiación que permea todo el Universo y que abarca todo el espectro electromagnético. Este fondo está dominado por la radiación de microondas procedente de la época de la recombinación. Sin embargo se observan dos picos de emisión centrados alrededor del UV y del lejano infrarrojo (LIR)

que proceden de los objetos brillantes del Universo, en su mayoría estrellas jóvenes, lo que los convierte en trazadores de FE con las consideraciones de calibración pertinentes.

Los astrónomos han introducido muchos otros trazadores para inferir la FE a gran escala, tan diversos como ingeniosos. Los estallidos de rayos gamma (ERG), la emisión de neutrinos de Supernova (SN), la radiación sub-milimétrica y la arqueología astronómica son algunos de tales métodos que se describirán en las siguientes subsecciones.

### 2.2.1. El fondo infra-rojo

Una fracción significativa de la luminosidad bolométrica de una galaxia es absorbida por el polvo interestelar y reemitida en longitudes de onda infra-rojas lejanas, de entre 30 y 100  $\mu m$ . Dado que el pico de absorción del polvo se encuentra en el UV, en principio la emisión en el LIR puede ser un trazador sensible de la población de estrellas jóvenes y por ende de la TFE.

La eficiencia del LIR como trazador de la TFE depende de la contribución de las estrellas jóvenes en el calentamiento del polvo interestelar, así como de la profundidad óptica de éste en las regiones de formación estelar. La situación físicamente más simple es aquella en donde las estrellas jóvenes dominan la emisión en el UV y el visible y la opacidad del polvo es alta en toda la región. En este caso extremo, efectivamente la luminosidad en el LIR es el único trazador de la TFE. Tales condiciones típicamente se cumplen en las densas regiones circumnucleares de brotes de FE que se cree son la fuente de la luminosidad de muchas galaxias infra-rojas.

La relación entre la emisión global de galaxias en el LIR y su TFE ha sido un tema controversial (para una descripción más completa ver Kennicutt 1998, y referencias en él). No hay una calibración única en la literatura entre la TFE y la luminosidad en el LIR. Usualmente esta calibración es derivada usando MSPE. En el límite ópticamente delgado del polvo, únicamente es necesario modelar la luminosidad bolométrica de la población estelar. La mayor incertidumbre en este caso es la elección de la edad apropiada de la población. Kennicutt (1998) estima la siguiente relación:

$$TFE(M_{\odot} \text{años}^{-1}) = 4.5 \times 10^{-44} L_{LIR}(\text{ergs } s^{-1}) \quad (2.8)$$

para brotes de FE. La mayoría de las estimaciones en la literatura caen en el  $\pm 30\%$  del estimado en la ec. (2.8).

Es importante mencionar que la emisión comóvil en el cercano infra-rojo (CIR) es dominada por estrellas de masas similares a la del sol que conforman la gran mayoría de la población estelar de una galaxia. Esta radiación puede por tanto ser usada como un trazador directo de la densidad total de ME.

### 2.2.2. Las galaxias sub-milimétricas

Se cree que buena parte de la FE a altos corrimientos al rojo se encuentra velada por polvo alrededor de regiones de alta FE. La imagen actual sobre el origen de la radiación sub-milimétrica observada es que los grandes brotes de FE, producidos probablemente por colisiones de galaxias que incrementan las inestabilidades gravitacionales del gas y que inducen la FE, producen rápidamente una gran cantidad de estrellas masivas que al estallar como SN contaminan el medio interestelar con polvo, el cual a su vez forma un capullo alrededor de la galaxia con el brote de FE. Este capullo absorbe la radiación UV proveniente de las estrellas formadas en su interior y la reemite en longitudes de onda IR, que al día de hoy son observadas corridas al rojo hasta longitudes sub-milimétricas. A estos objetos se les ha llamado “galaxias sub-milimétricas” (ver p. ej. Hughes et al. 1998).

El régimen de FE caracterizado por intensos brotes oscurecidos por polvo ha sido identificado como “violento” y asociado a las galaxias sub-milimétricas. Se lo diferencia del régimen “normal” asociado a galaxias de disco. En contraste con el régimen violento, el normal se autorregula, se extiende por largos periodos de tiempo y su principal trazador es la radiación UV de estrellas masivas.

Desafortunadamente no se sabe con certeza qué tanto contribuyen a la  $\dot{\rho}_*(z)$  las galaxias sub-milimétricas en diferentes épocas debido principalmente a que la medición del  $z$  de la mayoría de estas galaxias es imposible o incierta, ya que no hay líneas espectrales en esta región del espectro. Para los pocos casos en que se han asociado contrapartes en otras longitudes de onda donde sí hay líneas espectrales, los  $z$ 's resultaron altos, típicamente 2-3.

Recientemente se ha innovado un método de colores en radio-mm-LIR en

reposito a fin de determinar un  $z$  “fotométrico” (Aretxaga et al. 2007) con resultados similares: las galaxias sub-milimétricas son de alto corrimiento al rojo,  $z \sim 2 - 4$ . Por otro lado, estando su origen asociado a fusiones violentas de objetos masivos, es de esperarse provengan de remotas épocas cuando las tasas de fusiones eran mayores, en especial en la partes centrales de los proto-cúmulos. Se especula que a  $z$ 's entre  $\sim 3$  y 5, la contribución a la DTFE cósmica por parte del régimen de grandes brotes en las galaxias sub-milimétricas podría contribuir hasta el 50 % o más del total (ver por ej. Blain et al. 1999; Dunne et al. 2003).

### 2.2.3. El fondo difuso de neutrinos de supernova

La idea de utilizar el fondo difuso de neutrinos de supernova (FDNS) como trazador de la TFE surge de la consideración de que las SN cuyo origen es el colapso gravitacional del núcleo de estrellas masivas, es decir, las tipo II, Ib y Ic (de aquí en adelante nos referimos a ellas como tipo II), producen una gran cantidad de antineutrinos electrónicos,  $\bar{\nu}_e$ , que crean un FDNS que es, en principio, observable. Entonces este FDNS es un trazador de la densidad de tasa de formación de SN del tipo II,  $\dot{\rho}_{SNII}(z)$ , cuyo origen son estrellas de masa  $> 8M_{\odot}$ . Si esta densidad es pesada por una FIM se convierte entonces en un trazador de la TFE instantánea.

El primer paso para una calibración entre los resultados del detector de neutrinos Super- Kamiokande (SK) japonés, y la historia de FE observada, es obtener de la  $\dot{\rho}_*(z)$  una historia de tasa de producción o formación de SN tipo II,  $\dot{\rho}_{SNII}(z)$ . Hopkins & Beacom (2006) consideran que esta tasa es proporcional a  $\dot{\rho}_*(z)$  dependiendo del número de estrellas masivas que se crean a cada  $z$ , esto es:

$$\rho_{SNII}(z) = \dot{\rho}_*(z) \frac{\int_8^{50} \phi(M) dM}{\int_{0.1}^{100} M\phi(M) dM}, \quad (2.9)$$

donde  $\phi(M)$  es la FIM. Los límites de la integral del numerador dependen del intervalo de masa de las estrellas que se considera pueden generar una SN tipo II.

Con esto, el flujo diferencial de neutrinos por unidad de energía,  $d\Phi(E)/dE$ , es calculado integrando sobre  $\dot{\rho}_{SNII}(z)$   $z$  y multiplicada por la emisión de neutrinos por cada SN,  $dN/dE'$  apropiadamente corrida al rojo. Finalmente, este

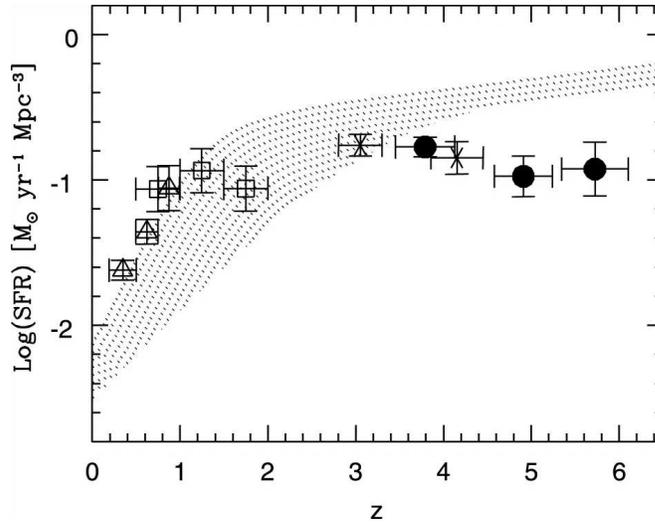
flujo diferencial integrado por unidad de energía de 19.3 MeV a infinito establece el flujo de antineutrinos que es comparable con el medido por el SK de  $1.2 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Dado que la parte óptica de los eventos de SN pueden estar en su mayoría ocultos por polvo, la detección observacional de éstos eventos, argumentan los autores, puede ser traducido solamente como un límite inferior para la H-DTFE, mientras que el FDNS establece un límite superior a la misma H-DTFE, al no ser afectados tales neutrinos por la extinción del polvo. Sus predicciones son consistentes con los resultados del SK y una FIM de Salpeter modificada para masas bajas, de manera que la pendiente en el intervalo de masas entre 0.1 y 0.5  $M_{\odot}$  es de 0.5. Aunque cabe mencionar que estos resultados son fuertemente dependientes de la FIM, del oscurecimiento por polvo considerado en la calibración, de la energía asociada a los  $\bar{\nu}_e$  generados en SN tipo II y de la precisión de las mediciones del SK.

#### 2.2.4. Estallidos de rayos gamma

Los estallidos de rayos gamma (ERG) son las explosiones más potentes del Universo. Desde el punto de vista observacional, son pulsos intensos y breves en los rayos gamma blandos (entre  $\sim 0.1$  y 1 MeV). Se diferencian dos familias de ERG de acuerdo a su duración: los de corta duración (hasta 2 s, durando la mayoría 0.1-0.3 s) y los de larga duración (desde 2 s, durando la mayoría  $\sim 10 - 30$  s). El origen de los ERG largos se asocia al colapso de los núcleos de estrellas masivas (de masa  $> 20M_{\odot}$ ) en agujeros negros. Al ser explosiones tan potentes, pueden observarse prácticamente a cualquier  $z$  del que provengan (el récord con  $z$  medido es el GRB090423 con  $z = 8.3$ , de hecho el objeto astronómico más alejado detectado hasta ahora). Al estar asociados a estrellas masivas, la tasa de ocurrencia de los ERG largos es un buen trazador de la TFE una vez definida la FIM. Al tratarse de radiación gamma blanda, la extinción por polvo es prácticamente despreciable. El principal problema del uso de los ERG largos como trazadores de la H-DTFE es la determinación de sus corrimientos al rojo y la falta de muestras extensas.

En el trabajo más completo sobre inferencia de la H-DTFE antes del lanzamiento del satélite *Swift* dedicado a la detección de ERG, Firmani et al. (2004) usaron una muestra de 220 ERG largos con  $z$  determinado a través de una correlación empírica (pseudo-corrimiento al rojo) y la extensa muestra



**Figura 2.3:** Comparación entre inferencias observacionales de la H-DTFE y la estimación basada en ERG largos. Los círculos sólidos corresponden a las inferencias de Giavalisco et al. (2004) usando como trazador de DTFE la luminosidad UV en reposo corregida por polvo. La región punteada es la estimación de la H-DTFE obtenida en base a la historia de tasa de formación de ERG largos, comofile:///usr/share/doc/HTML/index.html se describe en el texto. La figura fue tomada de Firmani et al. (2004).

(más de 3000 eventos) de flujos del instrumento BATSE a bordo del *Compton Gamma-Ray Observatory*. Proponiendo funciones de luminosidad paramétricas para los ERG, historias paramétricas de la tasa de ocurrencia de los ERG y suponiendo una cosmología  $\Lambda$ CDM, se aplicaron métodos de ajuste mixto a la distribución en  $z$  de la muestra de los 220 ERG y a la distribución de flujos observados a  $z = 0$  de la muestra de más de 3000 ERG. De esta manera se logró restringir los parámetros del modelo subyacente y se infirieron en particular los de la historia de la densidad de ocurrencia de ERG. Suponiendo una FIM universal, de esta historia se pasa a la H-DTFE. Los resultados de Firmani et al. (2004) mostraron una H-DTFE inferida con los ERG compatible cualitativamente con la obtenida de los estudios estándar en UV para  $z \lesssim 4$ ; el decrecimiento desde  $z \sim 1 - 2$  hasta 0 inferido con los ERG resultó algo más abrupto que el inferido con estudios de UV en reposo. No obstante, la mayor diferencia es para  $z > 4$ : la inferencia con ERG muestra un aumento paulatino del H-DTFE mientras que con UV en reposo, todo apunta a que la DTFE se mantiene aproximadamente constante o si acaso empieza a disminuir ligeramente hasta  $z = 6$  (ver figura 2.3 reproducida de Firmani

et al. 2004). Estudios relacionados, incluyendo observaciones con el satélite *Swift* (el cual aumentó considerablemente la muestra de ERG con  $z$  medido a través de líneas de las contrapartes UV/óptica/IR), mostraron también un exceso de eventos ERG con relación a lo que se predeciría usando la H-DTFE inferida con el UV en reposo (ver una reseña reciente en Avila-Reese et al. 2009, y referencias ahí). Esta diferencia podría deberse a que la FIM a  $z$ 's altos tiende a ser más sesgada a altas masas y/o a que las galaxias donde ocurren mayormente los ERG tienen alguna diferencia sistemática con las más comunes y/o recientes. Por ejemplo, Wang et al. (2009) argumentan que si las galaxias anfitrionas de los ERG son sistemáticamente menos metálicas, entonces un factor de corrección proporcional a la metalicidad produce que la H-DTFE inferida con los ERG sea decreciente desde  $z \sim 4$ , en acuerdo con las inferencias basadas en el UV en reposo.

### 2.2.5. Arqueología astronómica

En este método inductivo, los parámetros de una ley de H-DTFE se constriñen usando MSPE que, a partir de la pura evolución luminosa y fotométrica, reproduzcan las luminosidades, colores e incluso espectros (ver sección 2.1.2) de las galaxias observadas. Usando muestras locales completas en volumen como la del SDSS, se puede entonces estimar la DTFE local y en tiempos anteriores (suponiendo conservación absoluta del número de galaxias). Este enfoque permite incluso estimar la contribución a la DTFE de las galaxias en función de su masa definida localmente (Heavens et al. 2004; Panter et al. 2007; Asari et al. 2007). Su principal limitación proviene de las incertidumbres presentes en los MSPE (ver Sección 2.1.2) además de la suposición de conservación de número e individualidad de las galaxias en toda la historia del Universo.

De acuerdo a Panter et al. (2007), la inferencia arqueológica de la H-DTFE es a grandes rasgos consistente con la inferencia estándar basada en observaciones a diferentes  $z$ 's. Este resultado es incierto y no es fácil reproducirlo, en especial el que la DTFE decrezca por un factor de  $\sim 10$  desde  $z \approx 1.5 - 2$  hasta hoy. La disección por masas que muestran Panter et al. (2007) presenta un comportamiento sistemático: mientras menos masivas las galaxias, más constante en el tiempo es su historia de DTFE, mientras que las más masivas presentan un decrecimiento abrupto de su DTFE hacia el día de hoy (ver figura 5.9 en el Capítulo 5).

## 2.3. El estado actual de las inferencias observacionales y parametrización de $\dot{\rho}_*(z)$

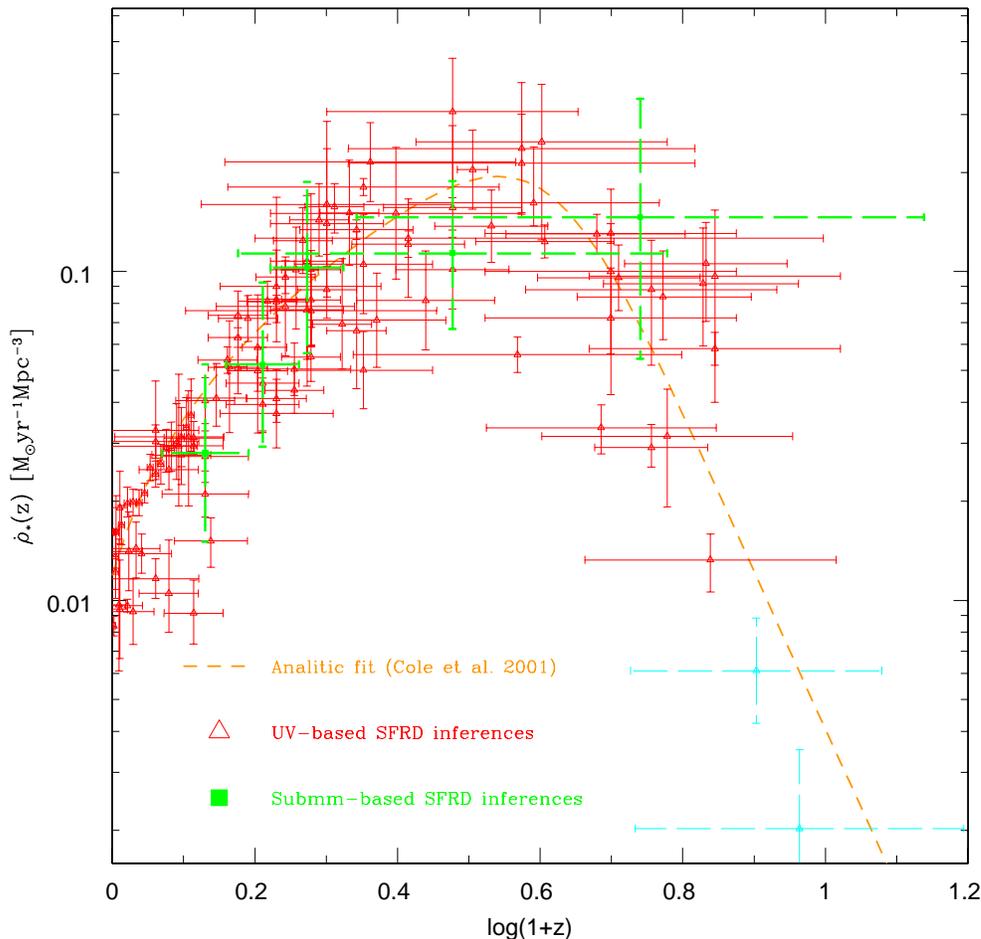
Recientemente Hopkins & Beacom (2006) han recopilado y uniformizado el diagrama de Lilly-Madau más completo hasta el momento. Su estudio se basa en estimaciones obtenidas por diversos autores en la literatura, mismos que utilizan diferentes trazadores de la FE como son el UV en reposo, galaxias sub-milimétricas, el CIR y LIR, líneas de emisión asociadas a la FE y el FDNS. Esta historia de FE cósmica está muy bien constreñida para corrimientos al rojo de hasta  $z \sim 1$ , mientras que para  $z$ 's mayores su determinación es más incierta. Los trabajos más recientes han llegado a determinar  $\dot{\rho}_*(z)$  hasta  $z \sim 8$ . Varios autores han propuesto funciones paramétricas para describir la  $\dot{\rho}_*(z)$  inferida de las observaciones. Hopkins & Beacom (2006) encontraron que la función que describe mejor los resultados de su compilación es la propuesta por Cole et al. (2001):

$$\dot{\rho}_*(z) = \frac{(a + bz)h}{\left[1 + \left(\frac{z}{c}\right)^d\right]}, \quad (2.10)$$

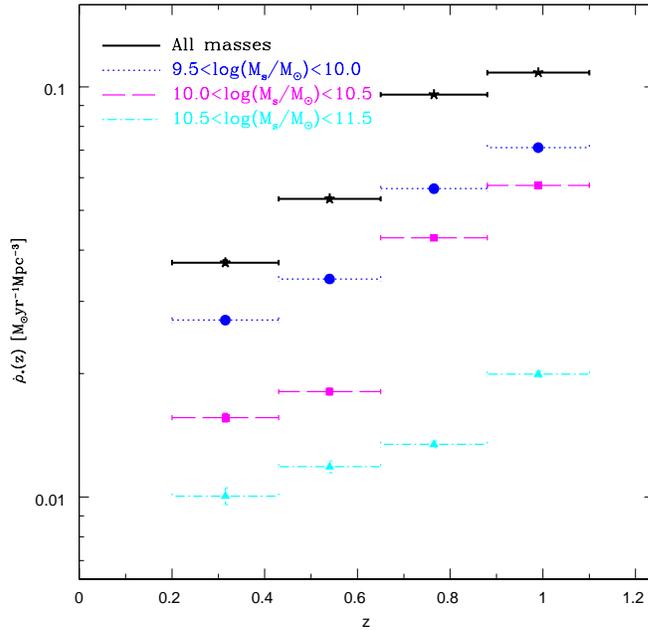
donde  $h$  es la constante de Hubble en unidades de  $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  y los valores de los parámetros  $a$ ,  $b$ ,  $c$  y  $d$  se determinan del ajuste a la  $\dot{\rho}_*(z)$  inferida de las observaciones y corregida por la extinción por polvo. Hopkins & Beacom (2006) uniformizaron los datos a  $h = 0.7$  y a una FIM de Salpeter con pendiente modificada para bajas masas. La FIM utilizada en su compilación es una con pendiente de 0.5 para el intervalo de  $0.1$  a  $0.5 M_\odot$  y de  $1.15 \pm 0.2$  para el intervalo de  $0.5$  a  $100 M_\odot$  como se describe en Baldry & Glazebrook (2003). Hopkins & Beacom (2006) llaman a esta FIM “Sa1A”. Para pasar a otras FIM básicamente hay que multiplicar  $\dot{\rho}_*(z)$  por una constante. Por ejemplo para convertir de una FIM de Salpeter tradicional a la FIM Sa1A este factor es 0.77.

La parametrización de la compilación de Hopkins & Beacom (2006) es muy útil ya que ofrece una manera sencilla de comparar predicciones de modelos con las observaciones así como integrar fácilmente  $\dot{\rho}_*(z)$  en  $z$  para obtener cantidades globales como por ejemplo la densidad de masa estelar (DME) acumulada hasta un dado  $z$ ,  $\rho_*(z)$ .

El resultado que se infiere de las observaciones, de acuerdo a la parame-



**Figura 2.4:** Compilación de inferencias observacionales de DTFE a diferentes  $z$ 's. Los triángulos y cuadros con barras de error corresponden a la recopilación de Hopkins & Beacom (2006) de la DTFE obtenidas por diversos autores. Las medidas fueron uniformizadas a una cosmología estándar, una FIM de Salpeter modificada a masas bajas (Sa1A) y correcciones por polvo comunes donde fue necesario. Los triángulos corresponden a mediciones de la DTFE usando el trazador UV, esto es, FE en régimen normal. Los cuadros son inferencias de DTFE basadas en el sub-milimétrico, es decir, regímenes de FE violentos. Se muestran además dos nuevas inferencias observacionales de DTFE a alto  $z$  basadas en el UV (triángulos con barras de error segmentadas), que fueron obtenidas por Bouwens et al. (2009) con la cámara infra-roja WFC3/IR del telescopio espacial Hubble. La curva de segmentos cortos es el ajuste analítico a la compilación con la función de Cole et al. (2001) (ec. 2.10) y con los parámetros:  $a=0.017$ ,  $b=0.13$ ,  $c=3.3$  y  $d=5.3$ , correspondientes al mejor ajuste a los puntos de la compilación uniformizados a la FIM Sa1A (ver texto).



**Figura 2.5:** Disección observacional de la H-DTFE en intervalos de masa estelar. Las barras de error de los símbolos indican el intervalo de masa estelar al que corresponden los mismos según la leyenda de la esquina superior izquierda. La disección fue obtenida por Mobasher et al. (2009) a partir de las observaciones en UV en reposo de una muestra de 66544 galaxias del *Cosmic Evolution Survey* (COSMOS) con masa estelar y corrimiento al rojo fotométrico conocido. Nótese que, según este resultado, las galaxias de menor masa contribuyen predominantemente a la DTFE global al menos desde  $z < 1$  hasta el presente.

trización descrita, muestra un abrupto decrecimiento de la DTFE cósmica desde  $z \sim 2 - 2.5$  hasta el presente, por un factor de  $\approx 15$ ; ¡el Universo literalmente se está apagando! Para la cosmología estándar (ver Capítulo 3)  $z = 2.5$  corresponde a una edad del universo de 2.57 Gaños o a un tiempo hacia el pasado de 10.9 Gaños.

Las determinaciones de la DTFE entre  $z \sim 1.5$  y  $z \sim 6$  son inciertas y dependen de una serie de correcciones y aspectos no del todo entendidos aún (algunos de ellos se describen someramente en la Sección 2.3.1). No obstante, todo apunta a que la DTFE en el intervalo  $1.5 - 6$  se mantiene aproximadamente constante al menos hasta  $z \sim 5$  y decrece hacia  $z$ 's más altos, de acuerdo a la función dada en la ec. (2.10) el decrecimiento en el intervalo en

cuestión es de un factor  $\approx 8$ . En trabajos más recientes, basados en el análisis de los datos del HUDF obtenidos con la nueva cámara infra-roja WFC3/IR, se ha podido identificar galaxias hasta  $z \sim 8$  con la técnica del “drop-out” en el IR ( $z = 8$  corresponde a una edad de 0.63 Gaños). Como resultado, se han hecho inferencias preliminares de la DTFE hasta esas épocas (Bouwens et al. 2009). De acuerdo a los resultados, la DTFE decrece ya significativamente a partir de  $z \sim 3 - 4$  (ver figura 2.4).

La DTFE es una cantidad global. Sin embargo, es de sumo interés el poder inferir la descomposición de esta cantidad, por ejemplo en masa; es decir, conocer la contribución a  $\dot{\rho}_*(z)$  en las diferentes épocas de las galaxias en función de su masa o de acuerdo a su tipo morfológico o régimen de FE. Este tipo de información permite ahondar mucho más en el entendimiento de la formación y evolución de galaxias y de los regímenes de FE que se dan en ellas. La contribución a la DTFE de galaxias de diferentes masas ha sido estimada observacionalmente en trabajos recientes, por ejemplo en: Juneau et al. (2005), Zheng et al. (2007) y Mobasher et al. (2009) en base a observaciones a diferentes corrimientos al rojo y en Panter et al. (2007) en base a la reconstrucción “arqueológica” con MSPE de la población observada de galaxias locales. Las limitaciones observacionales y los sesgos astronómicos no permiten extender la disección en masa hasta  $z$ 's muy altos ni cubrir un intervalo de masas que se extienda a masas pequeñas. En la figura 2.5 reproducimos la disección en masa estelar (determinada a la época de observación) obtenida por Mobasher et al. (2009).

Como ilustra la figura 2.5, desde  $z$ 's menores a  $\sim 1$ , la contribución de galaxias masivas ( $\text{Log}(M_s/M_\odot) > 10.5$  al  $z$  medido) a la  $\dot{\rho}_*(z)$  es menor al de las galaxias de menores masas; y en general, parecería que mientras menor es  $z$ , mayor tiende a ser la contribución a la DTFE de las galaxias menos masivas. Las galaxias más masivas ensamblaron una mayor fracción de sus masas estelares muy en el pasado, mientras que las de menores masas parecen retrasar su ensamblaje (ver también por ej. Bell et al. 2007; Noeske et al. 2007; Pérez-González et al. 2008). Este comportamiento en función de la masa combinado con la función de masa de las galaxias sería el que acuña la contribución de las diferentes masas a la DTFE cósmica en diferentes épocas. Como ya se mencionó, al efecto de que el ensamblaje de la masa estelar de las galaxias se dé más tardíamente mientras menos masiva es la galaxia se lo ha bautizado como achicamiento en la TFE (*downsizing* en inglés). Es

materia pendiente el confirmar la validez de este efecto desde el punto de vista observacional y es un gran reto el explicarlo en el contexto de los modelos de formación y evolución de galaxias actuales.

### 2.3.1. Incertidumbres en la inferencia de $\dot{\rho}_*(z)$

Es importante mencionar que las inferencias observacionales de la  $\dot{\rho}_*(z)$ , incluso a nivel global, sufren de considerables incertidumbres, algunas ya enunciadas de acuerdo al método usado (Secciones 2.1.5 y 2.2). A nivel general, uno de los grandes problemas en la determinación de cantidades poblacionales a escalas cosmológicas es el de la completez. Este problema se encara suponiendo la validez a todas las épocas de una función de luminosidad (FL) dada, por ejemplo la de Schechter, con la determinación de sus parámetros correspondientes usando la información observacional con completez. Sin embargo ésta es una suposición muy fuerte que considera que la forma de la FL se conserva a través de toda la historia del Universo. En especial, hacia las luminosidades más débiles el comportamiento puede desviarse del caso de una simple función Schechter o implicar una pendiente mucho más empinada que la que se extrapola del ajuste a la FL en luminosidades más altas donde todavía hay completez.

Otra fuente de incertidumbre en la estimación de  $\dot{\rho}_*(z)$  es la extinción por polvo que afecta primordialmente a la radiación UV, misma que se usa como principal trazadora de la TFE. Esta incertidumbre se hace más importante a altos  $z$ 's y ha sido ampliamente discutida en la literatura. Los modelos de extinción usados para corregir la emisión UV en reposo a diferentes  $z$ 's suelen estar de acuerdo con observaciones de abundancias químicas en el medio intergaláctico a diferentes  $z$ 's.

Otros trazadores, como los que se mencionaron en la sección 2.2, podrían no ser originados por FE en un régimen normal, autorregulado, sino provenir de brotes oscurecidos de FE en colisiones de galaxias o por acreción de gas extrema a través de filamentos por los que el gas se enfría, por mencionar un par de ejemplos. Esta posibilidad implicaría un cambio de fondo en la manera de calcular la DTFE a partir de estos trazadores.

Finalmente, otra suposición fuerte es la de una FIM universal. Si ésta evoluciona con el tiempo, las TFE inferidas a un  $z$  en el que la FIM tiene una

forma o un corte distinto al observado en la vecindad local, serán erradas y conducirán a desviaciones sistemáticas en las inferencias de cantidades como la DTFE. Esto puede causar diferencias importantes entre las predicciones de los modelos y las observaciones o también entre diferentes formas de inferir la DTFE. Por ejemplo, la DTFE a diferentes épocas ha sido estimada también derivando la H-DME por unidad de volumen comóvil inferida de las funciones de masa estelar determinadas observacionalmente a diferentes épocas. La H-DTFE inferida de esta manera no parece estar de acuerdo con la inferida de manera tradicional (diagrama de Lilly-Madau, Wilkins et al. (ver por ej. 2008)). Este último autor explora entonces la posibilidad de una FIM que evoluciona como una posible manera de resolver el conflicto.

### 2.3.2. Historia de la densidad de masa estelar, $\rho_*(z)$

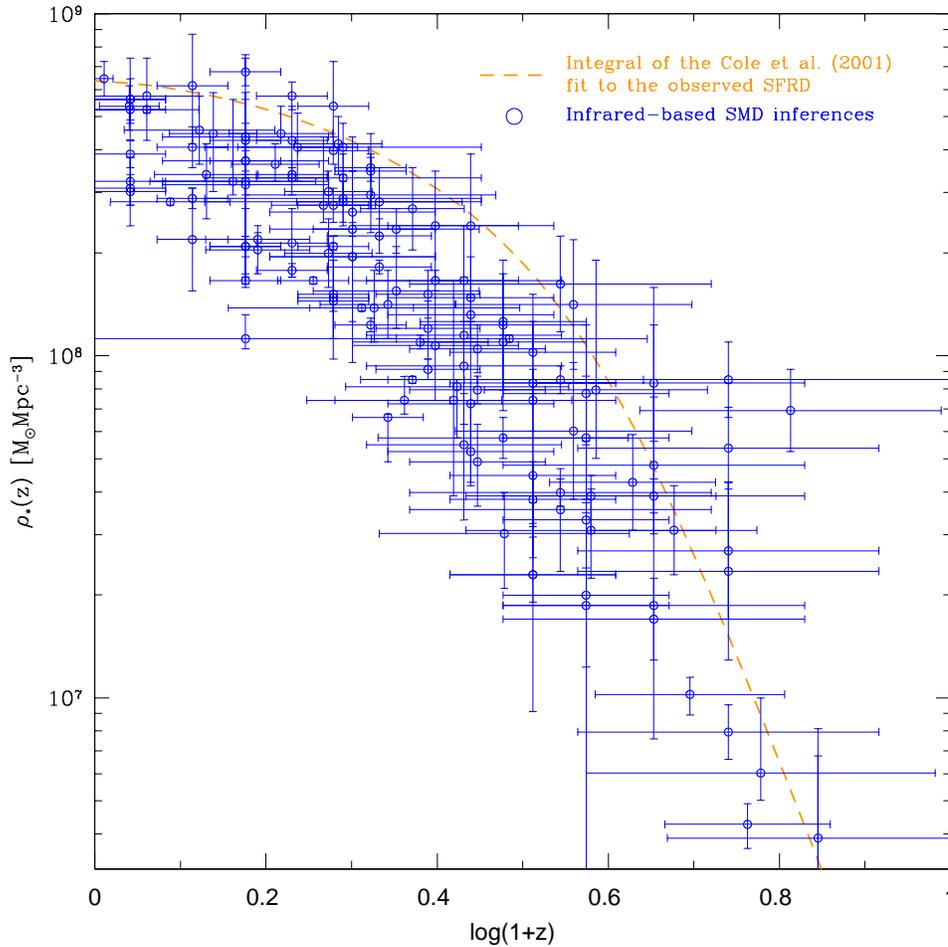
La historia de la densidad de masa estelar (H-DME)  $\rho_*(z)$ , es una función análoga a la H-DTFE que muestra la evolución con el corrimiento al rojo  $z$  de la Densidad de Masa Estelar (DME). Las cantidades  $\dot{\rho}_*(z)$  y  $\rho_*(z)$  están conceptualmente relacionadas; de hecho la integral sobre el corrimiento al rojo de la H-DTFE hasta un dado  $z$ , con las correcciones pertinentes debidas a los procesos de evolución estelar, conduce a la DME a ese corrimiento al rojo. Podemos expresar lo anterior mediante la ecuación:

$$\rho_*(z) = (1 - R) \int_0^{t(z)} \dot{\rho}_*(z) dt \quad (2.11)$$

donde  $R$  es el llamado “factor de reciclado” que expresa la fracción de masa de una generación de estrellas que es devuelta al medio interestelar por los procesos de pérdida de masa de las estrellas.

La H-DME puede obtenerse mediante determinaciones de funciones de masa estelar inferidas principalmente de observaciones en el CIR en reposo. Los pormenores de las técnicas observacionales para obtener estas inferencias no se detallarán en este trabajo, pero como ya hemos mencionado la emisión comóvil en el CIR está dominada por estrellas de masa similar a  $1M_{\odot}$ , mismas que constituyen la mayor parte de la masa estelar de una galaxia.

Algunos autores (Madau et al. 1998; Cole et al. 2001) han encontrado consistencia entre las observaciones y la predicción de la H-DME integrada a



**Figura 2.6:** Compilación de inferencias observacionales de DME a diferentes  $z$ 's. Los círculos con barras de error corresponden a determinaciones de la DME basadas en el CIR en reposo que fueron calculadas por diversos autores y recopiladas recientemente por Michałowski et al. (2009). La curva segmentada corta corresponde a la integral del ajuste analítico con la función de Cole et al. (2001) a la compilación de la DTFE uniformizada a una FIM Sa1A mostrada en la figura 2.4 también mediante curva segmentada corta. El factor de reciclado utilizado en la integral de la ec. (2.11) fue  $R = 0.4$ . A pesar de que este valor es mayor que el utilizado, por ejemplo, por Madau et al. (1998) de  $R = 0.3$ , el ajuste analítico a la H-DME se mantiene por encima, aunque dentro de la incertidumbre, del promedio de las inferencias observacionales.

partir de la H-DTFE con un bajo contenido de polvo. Sin embargo, trabajos más recientes (Wilkins et al. 2008; Hopkins & Beacom 2006) sostienen que la H-DTFE instantánea convertida a H-DME predice una mayor DME que la calculada de las observaciones de funciones de luminosidad, sobre todo a altos corrimientos al rojo. Esta diferencia puede deberse en parte a nuestra ignorancia de cómo se comporta el extremo débil de las FL en el IR a altos  $z$ 's (consultar más detalles en la sección 4.3.2).

Por ejemplo, la integral sobre  $z$  (ec. 2.11) del ajuste de Cole et al. (2001) a los más recientes datos observacionales de la  $\dot{\rho}_*(z)$  compilados por Hopkins & Beacom (2006) (ver figura 2.4) arroja valores sistemáticamente por encima de la mayoría de las determinaciones observacionales de  $\rho_*(z)$  a partir de mediciones en el CIR en reposo (ver figura 2.6). El valor del factor de reciclado utilizado en el ajuste es de  $R = 0.4$ , un valor más alto que el utilizado, por ejemplo, por Madau et al. (1998) de  $R = 0.3$  para una FIM de Salpeter tradicional, o por Franco & Carigi (2008) quienes consideran valores de  $R$  menores a 0.3.

## 2.4. Predicciones teóricas de la historia de formación estelar cósmica

El cambio significativo con el tiempo o  $z$  de la DTFE cósmica que se infiere de las observaciones está asociado a la compleja historia de formación de galaxias y de la FE dentro de ellas, posiblemente en diferentes regímenes que han sido en mayor o menor grado importantes a diferentes épocas. El entendimiento de la historia de formación y evolución (incluyendo la estelar) de las galaxias está íntimamente ligado al contexto cosmológico. El modelo cosmológico más exitoso hoy en día es el llamado de Materia Oscura Fría con constante cosmológica,  $\Lambda$ CDM.

La formación de estructuras cósmicas en el modelo  $\Lambda$ CDM se da en una primera fase a nivel de MO (no disipativa, no colisional, no interactuante con la radiación electromagnética). El ensamblaje de estructuras de MO, en su forma más general, ocurre de una manera jerárquica, de pequeñas a grandes estructuras. Durante las dos últimas décadas se han hecho grandes avances en la modelación del ensamblaje de estas estructuras y contamos ahora con

buenas predicciones de la evolución de las abundancias en función de la masa y de las propiedades internas de dichas estructuras llamadas halos oscuros (ver reseñas recientes y referencias en Avila-Reese 2007; Baugh 2006).

El siguiente paso es seguir el proceso de ensamblaje de las galaxias en sí dentro de los halos de MO tomando en cuenta los complejos procesos de la materia bariónica: hidrodinámicos, de transporte radiativo, de formación estelar, de retroalimentación energética, entre otros. Son varios los enfoques que se han seguido a fin de integrar el ensamblaje de los halos de MO con los procesos astrofísicos de formación de las galaxias luminosas. Entre las predicciones que potencialmente pueden hacer estos enfoques está justamente la H-DTFE. Sin embargo, dada la enorme cantidad de procesos físicos y escalas a considerar en cálculo de una cantidad integral como la DTFE, los resultados que se obtengan serán fuertemente dependientes de los parámetros del modelo en cuestión, que asumirá necesariamente una gran cantidad de simplificaciones del problema.

Los dos enfoques más usados para calcular la formación y evolución de poblaciones de galaxias en un contexto cosmológico son los MSA (ver por ej. White & Frenk 1991; Kauffmann et al. 1993; Cole et al. 2001; Somerville et al. 2008) y las simulaciones numéricas de  $N$  cuerpos con hidrodinámica (por ej. Springel & Hernquist 2003; Schaye et al. 2009). Las simulaciones numéricas de volúmenes grandes son muy costosas de obtener aún por lo que sus resultados son limitados por baja resolución a escalas galácticas. Las predicciones obtenidas hasta el momento con ambos enfoques están en general en acuerdo con las observaciones. No obstante, más que predicciones, lo que la mayoría de estos trabajos han realizado en cuanto a la H-DTFE han sido pruebas de consistencia a través de la selección adecuada de los parámetros libres o incluso de la introducción de ingredientes físicos a fin de lograr acuerdo con las observaciones.

Sólo en trabajos muy recientes como el de Crain et al. (2009) se ha llegado a presentar la posible descomposición de la H-DTFE en contribuciones de galaxias (halos) en intervalos de diferentes masas. Aparentemente las simulaciones y los MSA, como consecuencia del ensamblaje jerárquico intrínseco al escenario  $\Lambda$ CDM, tienden a mostrar que hacia épocas más recientes el dominio en la DTFE proviene de las galaxias más masivas, mientras que en el remoto pasado son las masas más pequeñas las que más contribuían a la

DTFE. Tal resultado estaría en aparente conflicto con las inferencias observacionales mencionadas arriba (Sección 2.3, ver por ej. la figura 2.5).

Uno de los objetivos de la presente tesis es precisamente determinar cuál es la contribución a la DTFE de halos y galaxias en diferentes intervalos de masa u otras propiedades, usando un MSA flexible que nos permita explorar diversos ingredientes físicos y casos de manera económica.

# Capítulo 3

## El Modelo

En este capítulo se presentará el contexto teórico dentro del cual se desarrolla nuestro modelo para calcular la historia de la densidad de tasa de formación estelar (H-DTFE) cósmica. Primero se describirán brevemente los principales ingredientes del contexto cosmológico y de formaciones de estructuras cósmicas. Luego se planteará el esquema que seguimos para calcular la “parte oscura” del modelo, es decir la que se refiere a la estadística de la formación y supervivencia de los halos de MO fría. La “parte brillante” del modelo consiste en una serie de recetas para estimar la TFE dentro de los halos de diferentes masas y a diferentes épocas. Estas recetas se irán introduciendo secuencialmente y se mostrará la motivación astrofísica de cada una.

### 3.1. El escenario jerárquico de materia oscura fría ( $\Lambda$ CDM)

El paradigma de la formación y evolución de estructuras en el Universo más exitoso actualmente es el llamado *escenario jerárquico de materia oscura fría con constante cosmológica*  $\Lambda$  ( $\Lambda$ CDM por sus siglas en inglés de Lambda Cold Dark Matter). Este escenario está desarrollado en el contexto del modelo cosmológico de igual nombre,  $\Lambda$ CDM, mismo que tiene como fundamentos a la Teoría de la Gran Explosión y al modelo inflacionario. La razón de su nombre es que en la componente material no relativista del universo domina la así llamada MO fría y a que incluye en su composición un medio repulsivo homogéneo descrito en las ecuaciones de campo del universo (ecuaciones de

Friedmann) por la constante cosmológica  $\Lambda$ . El modelo cosmológico describe la parte *homogénea* de la evolución. La parte *inhomogénea* del problema, asociada a la evolución de las estructuras cósmicas en sí, se fundamenta en el origen de las perturbaciones en la época inflacionaria, en la teoría de evolución lineal durante la época caliente del universo y en el colapso gravitacional y ensamblaje de los halos de materia oscura durante el régimen no lineal. Las condiciones iniciales dentro de este modelo son tales que el ensamblaje de las estructuras cósmicas a nivel de su componente dominante –la MO fría– se da en una primera instancia de forma *jerárquica*, de las escalas más pequeñas a las más grandes a través de procesos de acreción de masa y fusiones.

A continuación se presenta una breve reseña de los fundamentos del escenario  $\Lambda$ CDM, tanto en su contexto homogéneo como en el del origen y evolución de las perturbaciones que dan origen a las estructuras cósmicas, principalmente las galaxias.

### 3.1.1. Universo homogéneo

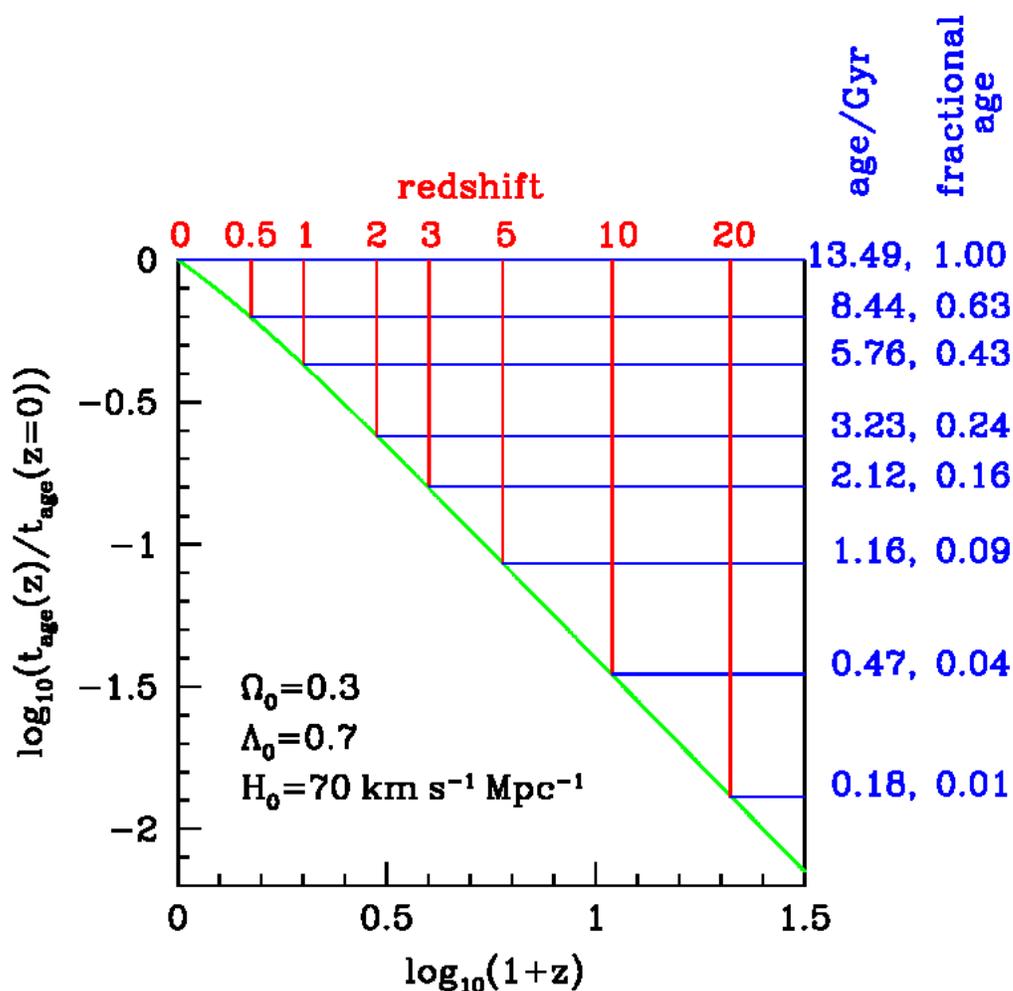
En lo que concierne a la parte **homogénea**, el  $\Lambda$ CDM es un modelo cosmológico con métrica homogénea e isotrópica dentro del contexto de la Teoría de la Gran Explosión, donde la densidad total  $\Omega$ , igual a la suma de todas las densidades de las componentes material–energéticas con respecto a la densidad crítica, es 1:

$$\Omega = \Omega_m + \Omega_\gamma + \Omega_\Lambda = 1; \quad (3.1)$$

las componentes son respectivamente la materia polvo ( $\Omega_m$ , incluye la suma de: bariones  $\Omega_b$ , neutrinos  $\Omega_\nu$  y MO fría  $\Omega_c$ ),<sup>1</sup> la radiación ( $\Omega_\gamma$ ) y la constante cosmológica ( $\Omega_\Lambda$ ). De acuerdo a las ecuaciones de Friedmann,  $\Omega = 1$  implica curvatura cero para la geometría del espacio. La dinámica de este modelo es tal que primero se comporta similar al caso crítico, es decir con una expansión que se frena, pero luego, cuando la densidad asociada a la  $\Lambda$  empieza a dominar, la expansión se acelera de manera exponencial con el tiempo cósmico  $t$ . Las ecuaciones que describen la evolución del factor de escala  $a$  en función

---

<sup>1</sup>Debido a que  $\Omega_\nu \ll \Omega_b, \Omega_c$ , se aproxima la densidad de materia total simplemente como  $\Omega_m = \Omega_b + \Omega_c$ .



**Figura 3.1:** Edad del Universo en el modelo de concordancia normalizada a su edad actual ( $z = 0$ ). El eje horizontal superior muestra el corrimiento al rojo en escala lineal y el inferior en escala logarítmica de  $1 + z$ . Los ejes ordenados apuntan la edad del Universo en el  $z$  correspondiente en unidades de Gaños (primera columna de la derecha) y como fracción de la edad actual (segunda columna de la derecha). El eje de la izquierda muestra logarítmicamente el tiempo cósmico al  $z$  en cuestión normalizado al tiempo cósmico al día de hoy. La gráfica fue tomada de Baugh (2006).

de  $t$  y del parámetro de Hubble<sup>2</sup>  $H(z)$  en función de  $z$  son respectivamente:

$$a(t) \equiv \frac{1}{1+z(t)} = \left(\frac{\Omega_0}{\Omega_\Lambda}\right)^{1/3} \left(\sinh\left(\frac{3}{2}\sqrt{\Omega_\Lambda H_0 t}\right)\right)^{2/3} \quad (3.2)$$

y

$$H(z) = H_0[\Omega_{\gamma 0}(1+z)^4 + \Omega_{m0}(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2}, \quad (3.3)$$

donde el subíndice 0 indica valores fijados al presente, es decir  $z = 0$ . En la figura 3.1 se muestra la dependencia entre el tiempo cósmico y el corrimiento al rojo para el caso con  $\Omega_m = 0.3$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.7$ ,  $H_0 = 70$  Km/s/Mpc. Nótese que a  $z = 1$  el universo tenía menos de la mitad de su edad actual; a  $z = 2$  sólo la cuarta parte y cuando  $z = 10$  la edad fue apenas el 4% de la actual.

En la última década, la determinación observacional de los parámetros cosmológicos del modelo  $\Lambda$ CDM se ha dado a través de la combinación de múltiples sondeos cosmológicos, siendo los más relevantes el de las anisotropías de la radiación de fondo cósmico de micro-ondas (RFCM) con el satélite WMAP, las mediciones de gas caliente y masa en galaxias de los cúmulos de galaxias, el diagrama de Hubble para las SN tipo Ia (y eventualmente los ERG), el espectro de potencias de la distribución de galaxias a gran escala y las Oscilaciones Bariónicas Acústicas impresas en dicho espectro, por ejemplo, a  $z = 0.4$ . Desde principios del 2000, los diferentes sondeos cosmológicos mostraban claramente una concordancia hacia valores tales que  $\sim 70\%$  de la densidad de energía en el presente corresponde a  $\Omega_\Lambda$  y  $\sim 30\%$  a  $\Omega_m$ , con un valor de  $H_0$ , expresado en unidades de  $100\text{Km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ ,  $h = 0.7$ . Este modelo cosmológico con geometría plana ( $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$ ) y dominio de  $\Omega_\Lambda$  es a veces denominado como el “modelo de concordancia” (Bahcall et al. 1999).

Naturalmente, a medida que nuevas y mejores mediciones han sido realizadas, los valores de los parámetros cosmológicos han ido cambiando ligeramente. Los valores que se usarán en esta tesis de los parámetros cosmológicos se especifican en la segunda columna de la Tabla 3.1. Ahí también se reportan los valores correspondientes a las determinaciones con los datos del

---

<sup>2</sup>La llamada “constante” de Hubble no es en realidad constante sino que varía con el tiempo, por lo que se le ha llamado de forma más correcta “parámetro de Hubble”. Al día de hoy su valor mejor determinado es de 71 km/s/Mpc y se representa por  $H_0$ . Como todas las cantidades que son función de  $z$  el subíndice 0 representa los valores de dichas cantidades al día de hoy.

**Tabla 3.1:** Principales parámetros cosmológicos

Parámetro	Valores utilizados	WMAP-5	WMAP-5+ LSS+BAO+SNIa	WMAP-7+ LSS+BAO+SNIa
$\Omega_c$	0.256	0.212 $\pm$ 0.012	0.227 $\pm$ 0.007	0.226 $\pm$ 0.007
$\Omega_b$	0.044	0.044 $\pm$ 0.001	0.045 $\pm$ 0.001	0.045 $\pm$ 0.001
$\Omega_\Lambda$	0.7	0.742 $\pm$ 0.030	0.726 $\pm$ 0.015	0.725 $^{+0.015}_{-0.016}$
h	0.7	0.719 $^{+0.026}_{-0.027}$	0.705 $\pm$ 0.013	0.704 $^{+0.013}_{-0.014}$
$\sigma_8$	0.81	0.796 $\pm$ 0.036	0.812 $\pm$ 0.026	0.809 $\pm$ 0.024
$n_s$	1	0.963 $^{+0.014}_{-0.015}$	0.960 $\pm$ 0.013	0.963 $\pm$ 0.012

satélite WMAP después de 5 años de detecciones (WMAP-5), así como a las determinaciones basadas en el análisis estadístico conjunto (WMAP-5+) del WMAP-5, las muestras más actuales de SN tipo Ia (SNIa), el espectro de potencias de la estructura a gran escala inferido con galaxias del SDSS (LSS por *Large Scale Structure*) y las Oscilaciones Bariónica Acústicas inferidas de muestras de Galaxias Rojas Luminosas del SDSS (BAO por *Baryonic Acoustic Oscillations*); ver Komatsu et al. (2009). Por último se incluyen los valores correspondientes al análisis conjunto mencionado pero para los datos recién salidos de 7 años del WMAP (WMAP-7+; Komatsu et al. 2010).

### 3.1.2. Universo perturbado

La teoría inflacionaria ofrece una explicación natural al origen de las perturbaciones: se trata de las *fluctuaciones cuánticas* del vacío que se “congelan” al salir del horizonte durante la época inflacionaria, transformándose en perturbaciones clásicas, es decir perturbaciones a la métrica mientras están causalmente desconectadas (supra-horizonte) para luego llegar a ser verdaderas perturbaciones en densidad cuando cruzan nuevamente el horizonte (sub-horizonte). La amplitud de las fluctuaciones cuánticas  $\delta\phi$  al salir del horizonte queda congelada a un valor proporcional al parámetro de Hubble  $H(t)$ , mismo que es prácticamente constante durante la inflación (entre algunos  $10^{-35}$  s hasta  $\approx 10^{-33}$  s). Por lo tanto, al salir del horizonte –primero las escalas más grandes y luego las más y más pequeñas– las perturbaciones tendrán aproximadamente la misma amplitud. Sin embargo, mientras dura la infla-

ción, las perturbaciones supra-horizonte decrecen su amplitud fuertemente, proporcional a  $a^{-2}$ , donde el factor de escala se comporta con el tiempo como  $a \propto e^{Ht}$ , es decir expansión exponencial. Entonces, las perturbaciones de mayor escala son disminuidas en su amplitud mucho más que las pequeñas hasta que finaliza la inflación, de tal manera que la amplitud  $\delta$  de la perturbación de escala  $R$  (o masa  $M$ ) termina como  $\delta \propto R^{-2} \propto M^{-2/3}$ . Esta es la relación amplitud-escala que le imprime la inflación al campo de perturbaciones primigéneo. Desde un punto de vista estadístico, donde también se introduce una distribución gaussiana para  $\delta$ , se habla más bien de un espectro de potencias (en el espacio de Fourier), y este caso particular descrito implica lo que se conoce como el espectro invariante de escala o de Harrison-Zel'dovich.

La región de causalidad  $L_H$  del universo va aumentando con el transcurrir del tiempo cósmico y paulatinamente las perturbaciones que estaban fuera del horizonte van cruzándolo, primero las más pequeñas y luego las más grandes. Un complejo análisis relativista de la evolución gravitacional de perturbaciones causalmente desconectadas muestra que en realidad sus amplitudes tienen un crecimiento (evolución cinemática) que depende del dominio de la radiación o la materia en la dinámica del Universo:  $\delta \propto a^2$  cuando domina la radiación y  $\delta \propto a$  cuando domina la materia. El resultado es que el crecimiento cinemático en  $\delta$  de las perturbaciones es tal que al momento de reingresar al horizonte todas tienen la misma amplitud. Y es que las más pequeñas, que habían terminado con más amplitud que las más grandes al final de la inflación ( $\delta \propto R^{-2}$ ), tienen menos tiempo incrementando su amplitud que las más grandes al punto que se compensa la diferencia inicial entre escalas. En otras palabras el decrecimiento en función de la escala que sufre la amplitud de las perturbaciones cuánticas al salir del horizonte durante la inflación se compensa con el incremento en la amplitud que sufren las perturbaciones clásicas en función de su escala hasta que vuelven a cruzar el horizonte. He ahí la razón del nombre de “espectro de potencias invariante de escala” (o de Harrison-Zel'dovich).

Cuando las perturbaciones a la métrica cruzan el horizonte se transforman en perturbaciones sub-horizonte de densidad y el cómo evolucionarán gravitacionalmente depende ahora de qué estén compuestas: bariones, radiación,

MO, etc. Se define la sobredensidad de una perturbación como:

$$\delta = \frac{\rho(\vec{x}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}} \quad (3.4)$$

donde  $\rho(\vec{x})$  es la densidad de una región promediada alrededor de  $\vec{x}$  y  $\bar{\rho}$  es la densidad promedio del Universo de fondo. Con esto en mente, el crecimiento gravitacional de una perturbación sub-horizonte puede dividirse en dos regímenes: *lineal*, si  $\delta \ll 1$  y *no lineal*, si  $\delta > 1$ . En el caso lineal, para perturbaciones compuestas de radiación acoplada con materia bariónica el crecimiento gravitacional se sigue a través de un análisis perturbativo hidrodinámico del fluido relativista cosmológico en un medio en expansión. El resultado de este análisis muestra que conceptualmente se establece una escala o masa característica (llamada de Jeans) tal que si la perturbación es mayor a ella, es entonces inestable a la gravedad y se colapsa; en caso contrario, es estable con un comportamiento dado por la solución de una ecuación de onda con un término de amortiguamiento (la tasa de expansión). Se dice que las perturbaciones en este caso se comportan como *oscilaciones gravito-acústicas*.

Es interesante notar que la escala de Jeans  $M_J$  (o el radio asociado  $R_J$ ) del fluido cosmológico durante el dominio de la radiación es del orden de la escala del horizonte ( $M_H$  o  $R_H$ ). Por lo tanto, las perturbaciones compuestas de bariones+radiación que cruzan el horizonte automáticamente entran en el régimen estable de oscilaciones gravito-acústicas. Cuando domina la materia,  $M_J$  cae más y más por debajo de  $M_H$  y a la época de la recombinación, cuando la presión de la radiación deja de ser el sustento contra la gravedad,  $M_J$  cae estrepitósamente de tal manera que perturbaciones bariónicas tan pequeñas o mayores a  $\sim 10^6 M_\odot$  son ya inestables al colapso gravitacional. No obstante, el problema es que perturbaciones bariónicas de estas escalas y hasta  $\sim 10^{13} M_\odot$  no existen pues han sido en realidad amortiguadas!

Este amortiguamiento se debe a que el fluido bariones+radiación tiene una especie de viscosidad que aumenta a medida que mayor es el camino libre medio de los fotones, cosa que se debe al enfriamiento de la radiación con la expansión del espacio. Silk (1968) estudió a fondo este proceso y encontró que las oscilaciones gravito-acústicas se amortiguan y borran a escalas cada vez mayores con el transcurrir del tiempo. Hasta la época de la recombinación ( $z \approx 1080, t \approx 380,000$  años) *perturbaciones de escalas menores a  $M_{Silk} \sim 10^{13} M_\odot$  sufren el amortiguamiento total*. Por lo tanto, las semillas de

galaxias y grupos, de haber sólo materia bariónica en el universo, se habrían borrado por completo por el amortiguamiento de Silk. De ser este el caso no tendríamos las semillas para formar galaxias.

La solución al conflicto mencionado consistió en invocar la existencia dominante de la MO exótica, es decir aquella que no interactúa con la radiación y que no es colisional. Al no interactuar con la radiación, el análisis perturbativo a la Jeans no aplica para las perturbaciones de MO por lo que no existe el concepto de oscilación gravito-acústica y mucho menos de amortiguamiento de Silk para ellas. En principio, al ser no colisional, no se pueden desarrollar gradientes de presión en las perturbaciones que se opongan al colapso gravitacional.

En realidad existe un proceso físico relativista que puede amortiguar incluso a las perturbaciones de MO llamado *amortiguamiento por flujo libre*. Mientras las partículas sean relativistas (y esto ocurre prácticamente para todas las especies a muy altas energías), ellas, moviéndose en su geodésica, pueden fluir y escaparse de una perturbación cuya escala sea menor que el tamaño del horizonte  $R_H(t) \propto ct$  (donde  $c$  es la velocidad de la luz y  $t$  el tiempo cósmico) en una época dada; este proceso de flujo libre propicia el amortiguamiento o planchado de la perturbación. Cuando las partículas de la dada especie se enfrían y dejan de ser relativistas, el amortiguamiento por flujo libre deja de actuar y la perturbación de MO es inestable al colapso gravitacional. Es fácil mostrar que en la mayoría de los casos, la época en que una partícula se vuelve no relativista ( $t_{\text{n.r.}}$ ) se comporta como  $t_{\text{n.r.}} \propto m_X^{-2}$  donde  $m_X$  es la masa de la partícula de la especie X, es decir mientras más masiva la partícula, más temprano se vuelve no relativista y por ende escalas más pequeñas sobreviven al amortiguamiento por flujo libre. Esto ha dado origen a clasificar a la MO exótica en *fría, tibia y caliente*. Como ejemplos mencionemos:

- MO fría: neutralinos, las más ligeras de las partículas supersimétricas (SUSY) cuyas masas se estiman alrededor de 100 GeV. Para  $m_X = 100$  GeV sólo perturbaciones menores a  $\sim 10^{-5} M_\odot$  sufren del amortiguamiento por flujo libre, es decir sobreviven prácticamente todas las escalas.
- MO tibia: neutrinos estériles que son partículas exóticas de masas del orden del KeV. En este caso sobreviven perturbaciones sólo mayores a

$$\sim 10^9 - 10^{10} M_{\odot}.$$

- MO caliente: neutrinos, de hecho el único tipo de MO exótica detectada experimentalmente. Las detecciones y experimentos muestran que la masa promedio de las diferentes especies de neutrinos es menor a 1 eV, caso en el cual se amortiguan por flujo libre perturbaciones con masas de hasta  $\sim 10^{15} M_{\odot}$  o más; es decir, si la MO es de tipo caliente, se tendría un problema aún más grave que en el caso de sólo bariones.

Desde el punto de vista de formación de estructuras cósmicas así como de las observaciones astronómicas, el tipo de MO preferido es la fría, siendo los candidatos por excelencia los neutralinos. Las perturbaciones sub-horizonte de MO sobreviven a todas las escalas y son inestables a la evolución gravitacional. No obstante hay un proceso físico que estanca el crecimiento de su amplitud  $\delta$  mientras domina la radiación en la expansión del universo, es decir cuando  $\rho_{\gamma} \gg \rho_M$ . Conceptualmente lo que sucede es que la escala temporal característica de colapso de la perturbación ( $t_{\text{grav}} \sim 1/\sqrt{G\rho_M}$ , donde  $G$  es la constante gravitacional) es mayor en esta época a la escala temporal característica de la expansión ( $t_{\text{exp}} \sim 1/\sqrt{G\rho_{\gamma}}$ ) de tal manera que la expansión literalmente “jala” más que la gravedad de la perturbación, estancando momentáneamente su evolución.

Cuando domina la materia, la dinámica de la expansión y del colapso de las perturbaciones está asociada a la misma materia de tal manera que el proceso mencionado deja de funcionar y las perturbaciones siguen la evolución gravitacional en el régimen inestable. Entonces, debido a este proceso llamado *estancamiento por expansión*, todas las perturbaciones que cruzan el horizonte antes de la época de la igualdad ( $t_{\text{ig}}$ ), es decir, de masas menores a la del horizonte en esta época ( $M_H(t_{\text{ig}}) \approx 10^{13}(\Omega_M h^2)^{-2} M_{\odot}$ ), se verán sistemáticamente disminuidas en su amplitud. Esto tiene profundas consecuencias en el espectro de potencias procesado de las perturbaciones de MO fría mientras las escalas mayores a  $M_H(t_{\text{ig}})$  conservan la forma de la dependencia inicial entre amplitud y tamaño o masa ( $\delta \propto R^{-2} \propto M^{-2/3}$ ), esta dependencia a escalas menores se aplanan bastante, de tal manera que las escalas justamente galácticas tienen amplitudes muy similares en un intervalo grande de masas. Se espera por lo tanto que el ensamblaje de los objetos colapsados (régimen no lineal) sea complejo debido a la mezcla de diversas escalas durante dicho proceso.

Recapitulando: las perturbaciones de materia bariónica+radiación que cruzan el horizonte durante el dominio de la radiación son estables al colapso gravitacional y se describen por oscilaciones gravito-acústicas, mismas que se amortiguan hasta la época de la recombinación si su masa es menor a  $\sim 10^{13} - 10^{14}M_{\odot}$ . En el caso de perturbaciones de MO fría este problema no surge y el del amortiguamiento libre afecta sólo a escalas ultra-pequeñas ( $M < 1M_{\odot}$ ). La evolución gravitacional de las perturbaciones de MO fría se da en el régimen inestable en general, no obstante escalas menores a  $M_H(t_{ig})$  sufren un proceso de estancamiento en el crecimiento de su amplitud mientras domina la radiación, cosa que se manifiesta en un aplanamiento en la dependencia original entre amplitud de las perturbaciones y su masa. La formación de galaxias será posible en un Universo dominado por MO fría gracias a que las perturbaciones de esta especie no se amortiguan y eventualmente colapsan formando estructuras autogravitantes. El gas bariónico es gravitacionalmente jaloneado hacia los centros de los pozos potenciales de la MO fría y eso propicia que se formen en principio mini-galaxias y galaxias, superándose así el problema del amortiguamiento de Silk. La MO fría funciona como un catalizador para la formación de las galaxias. De ser correcta toda esta teoría, se puede decir que existimos gracias a la MO.

El seguimiento de la evolución no lineal de las perturbaciones de MO fría es un problema complejo que suele atacarse con la técnica de las simulaciones numéricas de N cuerpos. Sin embargo, algunos enfoques analíticos han sido muy útiles para estimar cantidades relevantes del problema del colapso gravitacional de los halos de MO. Uno de estos enfoques es el del *colapso gravitacional esférico* en el cual se considera una única región sobredensa ( $\delta_i \ll 1$  originalmente) uniforme y esféricamente simétrica en un universo de fondo en expansión. Al principio esta región crece en tamaño casi como la expansión del Universo (régimen lineal), pero su velocidad de crecimiento disminuye gradualmente con relación al universo de fondo debido a su sobredensidad. Eventualmente llega a un máximo de expansión  $r_{max}$  al tiempo  $t_{max}$  y recolapsa matemáticamente a un punto en un tiempo  $2t_{max}$ . Sin embargo, se supone que desviaciones pequeñas de la simetría esférica y del colapso radial se amplifican en el proceso no lineal produciendo que las velocidades de las partículas en colapso se dispersen y formen una estructura en equilibrio virial con un radio típico,  $r_{vir} \sim \frac{r_{max}}{2}$ .

El modelo del colapso esférico permite calcular la época en que una per-

turbación de amplitud inicial  $\delta_i$  colapsará. Ha sido la convención en el campo el extrapolar linealmente las amplitudes de las perturbaciones al presente ( $\delta_i \rightarrow \delta_0$ ) y analizar si colapsan a una época  $z$  introduciendo una densidad crítica  $\delta_c(z)$  tal que si  $\delta_0 = \delta_c(z)$  se dice que esa fluctuación colapsa a  $z$ . El modelo del colapso esférico muestra que:

$$\delta_c(z) = \frac{\delta_c}{D(z)} \quad (3.5)$$

donde

$$\delta_c = 1.686\Omega_{m0}^{0.0055} \quad (3.6)$$

para el modelo  $\Lambda$ CDM plano.  $D(z)$  es la función de crecimiento lineal de las perturbaciones. Una buena aproximación de ella es:

$$D(z) = \frac{g(z)}{g(0)(1+z)} \quad (3.7)$$

La función  $g(z)$  está dada por (Carroll et al. 1992):

$$g(z) \approx \frac{5}{2}\Omega_m [\Omega_m^{4/7} - \Omega_\Lambda + (1 + \Omega_m/2)(1 + \Omega_\Lambda/70)]^{-1} \quad (3.8)$$

con:

$$\Omega_m = \frac{\Omega_{m0}(1+z)^3}{E(z)^2}; \quad \Omega_\Lambda = \frac{\Omega_{\Lambda0}}{E(z)^2} \quad (3.9)$$

Finalmente:

$$E(z)^2 = \Omega_{\Lambda0} + \Omega_{m0}(1+z)^3 \quad (3.10)$$

## 3.2. El ensamblaje jerárquico de los halos oscuros

El el escenario  $\Lambda$ CDM la formación de halos oscuros es fundamental para la formación de estructuras luminosas de materia bariónica. La idea simplificada es que los halos oscuros virializados constituyen pozos de potencial gravitatorio en los que el gas bariónico es atrapado y al enfriarse por procesos radiativos y de disipación de energía cinética (turbulencia) cae al centro del halo donde se forma la galaxia visible. De esta forma, la densidad numérica de halos en cada época determinará, en principio, la densidad numérica de

galaxias, mientras que la masa del halo es el primer factor condicionante de la masa (y luminosidad) de la galaxia formada dentro del mismo. La situación es en realidad mucho más compleja pues: (1) dentro de los halos sobreviven objetos virializados (subhalos) en el interior de los cuales pueden formarse galaxias; (2) durante el proceso de colapso gravitacional de la MO se mezclan diferentes escalas y fases de la evolución estructural (paredes, filamentos, halos), lo cual produce pre-calentamiento y redistribución del gas bariónico jaloneado gravitacionalmente y chocado, quedando posiblemente mucho gas imposibilitado de caer en los halos; (3) la formación de la galaxia luminosa con sus estrellas y NAG producirá un efecto de retroalimentación energética y de masa que disminuye la fracción final de bariones de la galaxia, y por ende su masa y luminosidad. *En esta tesis se considerarán secuencialmente varios de estos ingredientes astrofísicos.*

### 3.2.1. Función de masa de halos oscuros

El ingrediente básico para el cálculo de formación de galaxias y estrellas es, por lo dicho anteriormente, la densidad numérica de halos oscuros de diferentes masas (función de masa) a cada época y el tiempo de sobrevivencia de los halos en un dado nivel de la jerarquía. La primera predicción analítica de la función de masa de halos en el escenario de acumulamiento jerárquico fue desarrollada por Press & Schechter (1974). Ellos consideran en un universo en expansión un “gas” de partículas formando un campo de fluctuaciones cuya distribución  $P(\delta)$  es gaussiana, donde la varianza  $\sigma$  de dicha gaussiana está dada por el espectro de potencias de las fluctuaciones. Las fluctuaciones crecen en amplitud por evolución gravitacional y, a una dada época, se dice que una fluctuación de una determinada masa colapsa formando un objeto autogravitante (halo), si el contraste de densidad del campo de fluctuaciones filtrado a esa masa supera un umbral  $\delta_c$  dado por el modelo de colapso esférico. Así, a cada época  $z$  se puede calcular la fracción de masa total,  $F(M, z)$ , contenida en objetos cuya sobredensidad supera  $\delta_c(z)$ . Suponiendo que los halos contabilizables a esa época son sólo aquellos que justo alcanzan el valor  $\delta_c(z)$ , entonces la fracción diferencial de objetos colapsados de masa  $M$  será  $f(M, z) = \partial F / \partial M$ . La densidad numérica comóvil de halos (función de masa,  $N$ ) se obtiene de dividir  $f(M, z)$  entre  $(M/\rho_0)$ , donde  $\rho_0$  es la densidad promedio del universo en el presente.

El resultado para  $N$  suele expresarse en términos de la varianza extra-

polada linealmente al presente  $\sigma_0(M)$ , introduciendo la dependencia con  $z$  en la función  $D(z)$  inferida del enfoque del colapso esférico y llamada “factor de crecimiento” (ver ec. 3.7). La expresión obtenida por Press & Schechter (1974) (PS) para  $f(M, z)$ , si se integra por todas las masas, resulta 1/2 en vez de 1, es decir que la mitad de la masa se está perdiendo. Y esto se debe a que en el formalismo no se contabilizaron las regiones sub-densas, aquellas que a cada  $z$  pueden tener  $\delta < \delta_c(z)$ . Los autores simplemente multiplicaron  $f(M, z)$  por 2 justificando que ese 1/2 de la masa incontabilizada a cada época no se encuentra en forma de objetos colapsados sino que en forma de “gas” difuso que se incorporará a los halos por acreción en vez de agregación jerárquica. Entonces, con el formalismo de PS se obtiene finalmente la función de masa de halos:

$$N_{PS} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\rho_0}{M} \frac{\delta_c}{D(z)} \left( -\frac{1}{\sigma(M)^2} \frac{d\sigma}{dM} \right) \exp \left( -\frac{\delta_c^2}{2\sigma(M)^2 D(z)^2} \right) \quad (3.11)$$

Nótese que el número de halos por unidad de masa se expresa como  $dN/dM$ , sin embargo, si expresamos la función de masa PS como  $N_{PS} = dN/d\log M$  y hacemos el cambio de variable:

$$\nu = \frac{\delta_c}{\sigma(M)D(z)}, \quad (3.12)$$

podemos escribir:

$$N_{PS} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \rho_0 \frac{d\nu}{dM} \exp \left( -\frac{\nu^2}{2} \right) \quad (3.13)$$

El enfoque de PS ha sido increíblemente útil a pesar de su sencillez y suposiciones de por medio. Las simulaciones numéricas más recientes, y por ende de mayor resolución y volumen, tal es el caso de las simulaciones del Milenio (Springel et al. 2005) y Milenio II (Boylan-Kolchin et al. 2009), han mostrado que  $N_{PS}$  requiere sólo de algunas modificaciones como función de ajuste a los resultados. Por otro lado, desde un punto de vista teórico se ha considerado el caso de un colapso elipsoidal en vez de esférico, cosa que es más realista (Sheth et al. 2001). La función de masa para este caso,  $N_{ST}$ , sufre una ligera modificación con relación a la de PS, siendo:

$$N_{ST} = A \left( 1 + \frac{1}{\nu'^{2q}} \right) \sqrt{\frac{2}{\pi}} \rho_0 \frac{d\nu'}{dM} \exp \left( -\frac{\nu'^2}{2} \right) \quad (3.14)$$

donde  $\nu' = \sqrt{a}\nu$ . En este caso  $A = 0.322$ ,  $a = 0.707$  y  $q = 0.3$ , pero nótese que si  $A = 0.5$ ,  $a = 1$  y  $q = 0$  la función  $N_{ST}$  se reduce a  $N_{PS}$ . Esta forma de la función de masa de halos ajusta mucho mejor a los resultados de las simulaciones numéricas a todas las épocas que el caso PS original.

### 3.2.2. Supervivencia de halos oscuros

Con fines de hacer cálculos asociados a propiedades galácticas, como la TFE, no solamente el número de halos virializados a cada época es importante sino que también el tiempo de supervivencia de los mismos antes de ser contabilizados como parte de la jerarquía superior (pasar a ser parte de un halo de masa mayor). En el modelo para calcular la DTFE cósmica que desarrollaremos, más que seguir las historias individuales de los sistemas halo-galaxia (como en los MSA o las simulaciones numéricas), estimaremos instantáneamente a una época dada  $z$  la contribución a la DTFE global por parte de la TFE producida en el interior de cada halo observado a ese  $z$  y formado a una época anterior  $z_c$ , es decir que sobrevive aún y que, de acuerdo a su edad, tendrá una TFE especialmente calculada. En nuestro caso se asigna a cada halo una probabilidad de supervivencia desde su época de formación o colapso a  $z_c$  hasta que es “observado” en  $z$ . Esta probabilidad fue calculada analíticamente por Sasaki (1994) para una función de masa de PS. Él supone que la tasa de formación de objetos no es simplemente la derivada de la función de PS sino que ésta está dada por:

$$\dot{N}_{PS} = \dot{N}(M, t)_{form} - \dot{N}(M, t)_{dest} \quad (3.15)$$

donde  $\dot{N}(M, t)_{form}$  es la verdadera tasa de formación de halos de masa  $M$  creados ya sea por acreción o por fusión de halos menores, mientras  $\dot{N}(M, t)_{dest}$  es la tasa de destrucción de halos, es decir, aquellos que se han incorporado a halos de mayor masa por los mismos fenómenos. Suponiendo que la tasa de destrucción no tiene una masa característica, la tasa de formación puede ser calculada de una manera relativamente sencilla. Sasaki encontró que:

$$\dot{N}(M, t)_{form} = N_{PS} \frac{\dot{D}(t)}{D(t)} \frac{\delta_c^2}{\sigma(M)^2 D(t)^2} \quad (3.16)$$

La probabilidad de supervivencia de estos objetos virializados está relacionada con la eficiencia de su destrucción. Aplicando una distribución exponencial a esta eficiencia Sasaki muestra que la probabilidad de supervivencia

hasta un tiempo  $t_2$  de un halo colapsado a  $t_1$  es simplemente:

$$p(t_1, t_2) = \frac{D(t_1)}{D(t_2)}. \quad (3.17)$$

Entonces, el número de objetos colapsados de masa  $M$  a un tiempo  $t_1$  y que sobreviven hasta un tiempo  $t_2$  será:

$$N(M, t_2, t_1) = \dot{N}(M, t_1)_{form} \times p(t_1, t_2) \quad (3.18)$$

Dado que es más cómodo trabajar con el corrimiento al rojo que con el tiempo o edad del universo, conviene identificar a  $t_1$  con  $z_c$  y a  $t_2$  con  $z$  y cambiar las derivadas temporales a derivadas con respecto a  $z_c$ . De esta forma escribiremos finalmente (Choudhury & Srianand 2002):

$$N(M, z, z_c) = N_{ST}(M, z_c) \left[ \frac{\delta_c}{\sigma(M)D(z_c)} \right]^2 \frac{\dot{D}(z_c)}{D(z)} \frac{dz_c}{H(z_c)(1+z_c)} \quad (3.19)$$

En adelante usaremos la función de masa de ST (ec. 3.14) en lugar de PS debido a que describe mejor los resultados de las más recientes simulaciones numéricas<sup>3</sup>.

### 3.3. Formación estelar: el caso simplificado

Una vez que se conoce el número de halos en cada época  $z$  que sobrevive desde una época anterior  $z_c$  sin haberse incorporado a un grado superior de la jerarquía, se puede calcular la TFE considerando que cada halo dispone de cierta cantidad del gas frío necesario. En nuestro modelo la TFE,  $\dot{M}_{FE}(M, z, z_c)$ , de un halo de masa  $M$  formado a  $z_c$  y que sobrevive hasta  $z$  es una función paramétrica que trata de incluir a la enorme complejidad de los procesos astrofísicos del gas involucrados en el proceso de FE.

---

<sup>3</sup>A pesar de que Samui et al. (2009) muestran que matemáticamente es incorrecto el hecho de usar ST como función de masa, ya que la deducción tal como la realizó Sasaki usando PS conduce a un resultado distinto en el que en ciertos casos la tasa de formación se hace negativa, algo físicamente sin sentido. No obstante, para el grado de aproximación en el que se encuentra todo el modelo, consideramos que no se introduce un error significativo al usar la función de masa ST en el formalismo de Sasaki inferido en realidad para la función ligeramente diferente de PS.

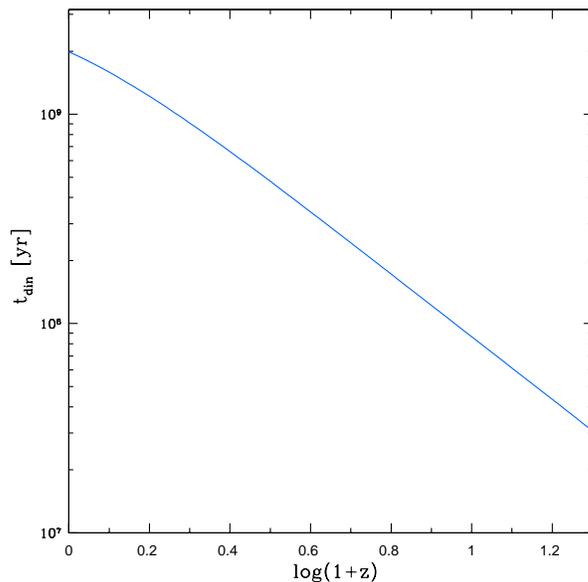
La idea general es que si el halo dispone de una cantidad dada de gas frío, convertirá efectivamente sólo una fracción de ella en estrellas. En Choudhury & Srianand (2002), trabajo en el que está inspirado nuestro modelo, proponen que a lo largo de la vida del halo la FE estará distribuida de acuerdo a una función que describe genéricamente la historia de FE de las galaxias del universo local. Esta funcionalidad es una ligera modificación de la propuesta por Eggen, Lynden-Bell, & Sandage (1962) (ley tipo-Sandage) y consta de un crecimiento inicial en ley de potencias hasta el pico de FE, después del cual sobreviene un decaimiento exponencial. Este comportamiento se infirió a partir de reproducir las propiedades químicas y/o fotométricas y espectrales de las galaxias observadas con modelos de evolución química o con la técnica de MSPE (método arqueológico, ver sección 2.2.5). El parámetro libre de la función de Sandage es un tiempo  $t_G$  que define básicamente el ancho de la exponencial. Este tiempo va de menos a más en la secuencia morfológica desde galaxias tempranas hasta tardías (ver por ej. Kennicutt 1998). En otras palabras, galaxias tempranas como las elípticas tienen una historia de FE concentrada, es decir, con un pico pronunciado de FE temprano y un fuerte decrecimiento hacia el presente. Las galaxias más tardías, al contrario, tienen una historia de FE más extendida, teniendo en el presente todavía una importante actividad de FE específica.

En el caso propuesto por Choudhury & Srianand (2002), el tiempo característico  $t_G$  es más bien el tiempo dinámico del halo al momento de colapsar,  $t_{din}(z_c)$ . Siendo así, la función que describe la forma de la historia de FE (“factor de forma”), se escribe de la siguiente manera:

$$F(M, z, z_c) = \frac{t(z) - t(z_c)}{(\kappa t_{din}(z_c))^2} \exp \left[ -\frac{t(z) - t(z_c)}{\kappa t_{din}(z_c)} \right] \quad (3.20)$$

donde  $t(z)$  es la edad del Universo al corrimiento al rojo  $z$ . Esto implica que  $t(z) - t(z_c)$  es la edad del halo colapsado a  $z_c$  y “observado” a  $z$ . El producto  $\kappa t_{din}(z_c)$  regula el ancho de la ley exponencial en la ec. (3.20). Aquí  $\kappa$  es un parámetro libre que regula la duración de la etapa más intensa de FE. Si  $\kappa \rightarrow 0$ , la FE en el halo se produce en un solo brote muy intenso.

El tiempo dinámico del halo puede ser entendido como el tiempo en el que una partícula de prueba completa una órbita al objeto de masa  $M$ . Considerado así,  $t_{din}(z_c)$  se puede aproximar como  $R_{vir}/V_c$  donde  $R_{vir}$  es el radio virial del halo y  $V_c$  su velocidad circular; se puede mostrar que para halos



**Figura 3.2:** Tiempo dinámico como función de  $z$  según la aproximación dada por Mahmood et al. (2005).

oscuros isotermos  $R_{\text{vir}} \propto M^{1/3}$  y  $V_c \propto M^{1/3}$  (Mahmood et al. 2005) por lo que en esta aproximación el tiempo dinámico es independiente de la masa. Según las expresiones dadas en Mahmood et al. (2005) se tiene que:

$$t_{\text{din}}(z_c) = 1.5 \times 10^9 \left[ \frac{\Omega_{m0}}{\Omega_m} \frac{\Delta_c}{18\pi^2} \right]^{-1/2} (1+z)^{-3/2} \text{ [años]}; \quad (3.21)$$

aquí  $\Delta_c$  es el exceso de densidad final relativo a la densidad crítica y en el caso  $\Lambda\text{CDM}$  está dada por (Bryan & Norman 1998):

$$\Delta_c = 18\pi^2 + 82(\Omega_m - 1) - 39(\Omega_m - 1)^2 \quad (3.22)$$

En la Fig. 3.2 se grafica la función dada en la ec. (3.21).

Nótese que la integral de la función 3.20 está normalizada para dar 1 cuando se integra de 0 a  $\infty$  y en realidad esta integral converge rápidamente.

En el caso más sencillo a considerar, la cantidad de gas disponible en un halo de masa  $M$  para formar estrellas sería igual a la masa en materia bariónica dentro del halo suponiendo que la fracción bariónica es la misma

que la universal:  $f_U \equiv \frac{\Omega_b}{\Omega_m}$ , donde para la cosmología supuesta aquí (ver Tabla 3.1) la densidad de materia bariónica  $\Omega_b = 0.044$  y la densidad de materia total  $\Omega_m = 0.3$ , por lo que  $f_U = 0.146$ . La masa bariónica del halo será entonces  $M \times f_U$ . Con las anteriores consideraciones tendremos que la TFE estará dada por:

$$\dot{M}_{FE}(M, z, z_c) = \epsilon_{fe} f_U M F(M, z, z_c), \quad (3.23)$$

donde  $\epsilon_{fe}$  es el parámetro de eficiencia de conversión de gas frío en estrellas.

Es importante notar que conceptualmente (dentro de nuestro esquema), el parámetro  $\epsilon_{fe}$  se refiere a una *eficiencia de FE para el gas que cumple las condiciones de formar estrellas*. En la analogía con las simulaciones numéricas, este es el gas suficientemente frío que tiene una densidad numérica mayor a cierto umbral definido *a priori* (por ej.  $n_{gas} > 10 \text{ cm}^{-3}$ ). Cuando una celda de gas cumple estas condiciones, se establece que una fracción  $\epsilon_{fe}$  en masa de la misma se transforma en partículas estelares durante el paso temporal del código (ver por ej. Gerritsen & Icke 1997; Colín et al. 2010). Valores típicamente usados o implicados para este parámetro en las simulaciones numéricas oscilan ente 0.1 y 0.67; con estos valores es que se logran simular galaxias capaces de reproducir una serie de observaciones, como son las curvas de rotación, perfiles de densidad superficial, TFE, entre otras. En nuestro modelo, *para todos los casos usaremos el valor de 0.3*. Obviamente, hablando ya de una *eficiencia global* de FE, entendida como el cociente final de masa estelar entre masa de gas, ésta es mucho menor debido a que intervienen diversos procesos físicos, como la retroalimentación, radiación UV de fondo, eyección de gas, turbulencia, etc., que reducen la cantidad de gas disponible para transformarse en estrellas.

Recapitulando, contamos con una estimación de la abundancia a  $z$  de halos de masa  $M$  que se formaron a  $z_c$  (ec. 3.19) y con una estimación de la TFE en dichos halos (ec. 3.23). Estamos entonces en posición de poder integrar en masa y  $z_c$  estas estimaciones a fin de obtener la H-DTFE cósmica,  $\dot{\rho}_*(z)$ , a cualquier época  $z$ :

$$\dot{\rho}_*(z) = \int_z^{z_{max}} \int_{M_{min}}^{M_{max}} N(M, z, z_c) \dot{M}_{FE}(M, z, z_c) dM dz_c. \quad (3.24)$$

En esta integral,  $z_{max}$  es un corrimiento al rojo muy grande que abarca la mayor parte de la historia del Universo en la que se supone ha habido FE, por

ejemplo  $z_{max} = 30$ , que nosotros usamos.  $M_{max}$  es simplemente el límite de masa de un halo que puede formar una galaxia. Recuérdese que sobrepasando la masa de corte de la función galáctica de masa estelar  $M_*$ , el decrecimiento se torna exponencial, es decir galaxias más masivas que  $M_*$  son raras al punto que para masas no mucho más grandes que  $M_*$ , simplemente no existen galaxias aunque existan halos más y más masivos. Debido a que  $M_*$  es del orden de  $\sim 10^{11.2} - 10^{11.4} M_\odot$  tanto a  $z \sim 0$  como hasta donde las observaciones permiten hacer inferencias,  $z \sim 4$  (Pérez-González et al. 2008), entonces un límite razonable para  $M_{max}$  a todas las épocas es  $10^{14} M_\odot$ . Al introducir la tasa de enfriamiento del gas dentro de los halos y fenómenos de retroalimentación debido a NAG, la fracción de gas será siempre más y más baja a medida que la masa del halo es mayor, de tal manera que por más que se incluyan masas del orden de  $10^{14} M_\odot$  y mayores, estos halos tienen prácticamente una contribución nula a la DTFE.

Un parámetro importante que determina en buena manera la forma de la función  $\dot{\rho}_*(z)$  a altos  $z$ 's es la masa mínima,  $M_{min}$ , de los halos que pueden formar estrellas. Esta masa depende de la capacidad del halo para atrapar el gas, o sea de su energía potencial, y además de la velocidad de enfriamiento del gas capturado, que le permite caer al centro donde se tiene la densidad de material suficiente para la creación de estrellas. Además, una vez que se ha encendido la FE el gas es nuevamente calentado y/o expelido debido a la energía inyectada por la radiación UV de estrellas masivas y por las explosiones de SN, lo que reducirá, regulará o inhibirá completamente la FE.

En este sentido pueden considerarse a primer orden dos épocas importantes:

1. La época anterior a la reionización,  $z > z_{reio}$ . En éstas épocas  $M_{min}$  depende solamente de la temperatura mínima,  $T_{min}$ , a la que el gas puede enfriarse. Si el gas primigenio fuera solamente de hidrógeno atómico no se enfriaría a temperaturas menores de  $1 \times 10^4$  K. Sin embargo, la presencia de hidrógeno molecular y deuterado permite al gas enfriar a temperaturas del orden de 100 o cientos de K. Por otro lado es también posible que la radiación en las bandas de Lyman y Werner de las primeras estrellas destruya rápidamente las moléculas de  $H_2$ . Una temperatura mínima en promedio podría ser 300 K, aunque es posible que sea aún mayor en realidad; no obstante el límite superior sería  $10^4$  K,

cuando el abundante gas neutro es ya un importante agente enfriante. Tenemos entonces que si el gas puede enfriarse hasta la temperatura mínima  $T_{min}$ , sólo halos de temperatura virial  $T_{vir} \geq T_{min}$  serán capaces de atrapar el gas. Para un halo isoterma es fácil mostrar que:

$$T_{vir} = 35.9 K (V_c(M, z)/Kms^{-1})^2 \quad (3.25)$$

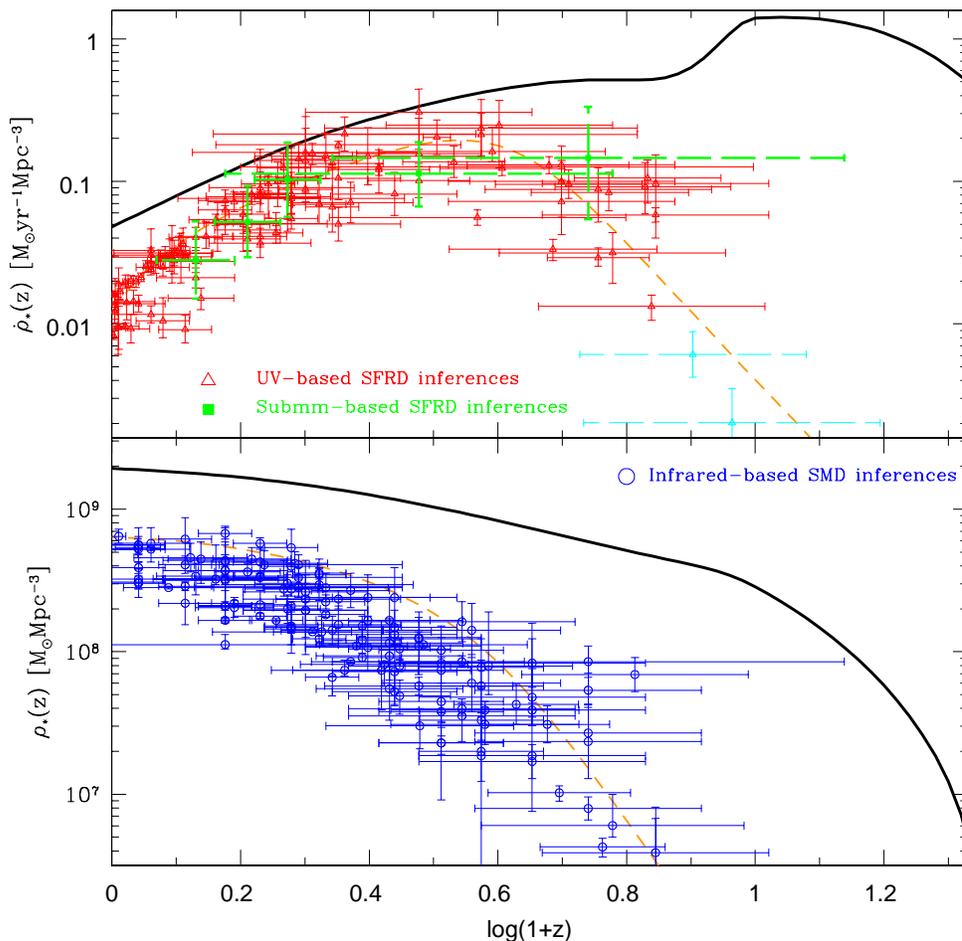
donde  $V_c$  es la velocidad circular del halo de masa  $M$  a un dado  $z$ . Esto nos permite relacionar la temperatura virial del halo con su masa y obtener por ende una  $M_{min}$  capaz de atrapar el gas a cada época por medio de (Choudhury & Srianand 2002):

$$\frac{M}{10^{11}h^{-1}M_{\odot}} = \left(\frac{V_c}{35Kms^{-1}}\right)^3 \sqrt{\frac{2H_0^2}{H(z)^2\Delta_c}} \left(1 - \frac{2\Omega_{\Lambda}H_0^2}{3H(z)^2\Delta_c}\right)^{-3} \quad (3.26)$$

2. Después de la reionización,  $z < z_{reio}$ . Se considera que desde  $z_{reio}$  todo el gas ha sido ionizado nuevamente<sup>4</sup> por la radiación UV emitida por las primeras generaciones de estrellas masivas. La masa mínima de los halos para estas épocas depende de la temperatura de fotoionización del hidrógeno,  $T \approx 10^4$  K. Esta temperatura implica que halos con una velocidad circular menor a  $\approx 35$  Km s<sup>-1</sup> no pueden capturar suficiente gas en presencia del fondo ionizante, por lo que la masa correspondiente a esta velocidad constituye el límite inferior de integración en la ec. (3.24) para estas épocas. No obstante, la FE que toma lugar en las galaxias dentro de los halos produce un efecto de retroalimentación debido a la energía que inyectan las estrellas, las SN y los ERG; este efecto produce expulsión del gas y si el potencial gravitacional es pequeño, el gas se pierde por completo del halo. Entonces halos menores a cierta masa inhibirán por completo su FE. Los cálculos de diversos autores muestran que halos con velocidades circulares entre 60 y 100 Km s<sup>-1</sup> sufren de este efecto, de tal manera que  $M_{min}$  sería mayor a lo mencionado. En la siguiente sección se modelará la retroalimentación en vez de imponer una masa mínima.

---

<sup>4</sup>Desde la nucleosíntesis primigenia hasta la época de la recombinación los átomos permanecen completamente ionizados debido a la alta temperatura (energía mayor a 13.6 eV) de la radiación de fondo. La llamada época de recombinación sucede cuando la temperatura ha bajado lo suficiente permitiendo entonces que los electrones sean capturados por los núcleos de los pocos elementos ligeros existentes para formar así átomos. Esto sucede a  $z \sim 1080$ .



**Figura 3.3:** *Panel superior:* predicción de la H-DTFE dentro del escenario jerárquico  $\Lambda$ CDM (línea continua gruesa) calculada de acuerdo a la ec. (3.24) del modelo de Choudhury & Srianand (2002) para el caso simple de FE con la fracción bariónica igual a la universal y eficiencia de FE de 0.3. Los puntos con barras de error son de la compilación de Hopkins & Beacom (2006) más los datos recientes de alto  $z$  de Bouwens et al. (2009). La línea segmentada corta es el ajuste analítico a dicha compilación con la función de Cole et al. (2001) como se explicó en la figura 2.4. Los puntos y el ajuste aparecerán en las subsiguientes gráficas de  $\dot{\rho}_*(z)$ . *Panel inferior:* H-DME obtenida de la integración del modelo del panel superior (línea continua gruesa). Los círculos con barras de error son una compilación tomada de Michałowski et al. (2009) para la DME como se explicó en la figura 2.6. La línea segmentada corta es la integral del ajuste analítico del panel superior. Los puntos y la integral del ajuste aparecerán en las figuras siguientes de  $\rho_*(z)$ . Nótese que la escala en  $\log(1+z)$  ahora abarca hasta  $z \sim 20$  en ambos paneles, a diferencia de las figuras 2.4 y 2.6 donde la escala abarcaba hasta  $z \sim 9$  y 15 respectivamente.

En la figura 3.3 se muestra nuestra primera aproximación a la  $\dot{\rho}_*(z)$  usando la ec. (3.24) con los parámetros  $\epsilon_{fe} = 0.3$ ,  $T_{min} = 300$  K,  $V_c = 35$  Km s<sup>-1</sup> y  $z_{reio} = 9$ . Los parámetros del modelo cosmológico  $\Lambda$ CDM usados y que se usarán a lo largo de este trabajo son los del modelo de concordancia especificados en la tabla 3.1.

### 3.4. Formación estelar: inclusión de parámetros astrofísicos relevantes

Ya se ha mencionado que los procesos que inician y regulan la FE no son del todo entendidos. Se ha podido observar que las estrellas se forman siempre en nubes moleculares cuya temperatura es baja, del orden de decenas de K. Sin embargo los mecanismos físicos que regulan la FE en las nubes moleculares; así como los que producen, mantienen o destruyen estas nubes; no son aún del todo claros y no se tiene una teoría completa que describa estos complicados procesos de FE. En la presente tesis no estudiaremos este tipo de detalles del gas sino que parametrizaremos los procesos físicos relevantes que regulan la cantidad de gas frío del que dispondrá un halo en su centro para formar estrellas.

#### 3.4.1. Captura del gas reionizado

Los halos oscuros constituyen pozos de potencial gravitacional que atraen y capturan al gas. Mientras el Universo se expande, el gas tiende a enfriarse y por ende su energía cinética también disminuye. Por otro lado recordemos que es posible, mediante las ecuaciones 3.25 y 3.26, asociar una temperatura virial a un halo isoterma de masa  $M$ . De esta forma, a una época dada la temperatura del gas determina un límite inferior para la masa de un halo que puede capturarlo.

Una vez encendida la FE, la radiación UV de las estrellas, principalmente de las masivas, y la energía inyectada por las SN y ERG, recalienta el gas poco a poco hasta que todo ha sido nuevamente ionizado, es decir que la temperatura promedio del gas es  $> 10^4$  K. Según las observaciones, a  $z \sim 6$  el Universo se encuentra ya completamente reionizado. El fondo UV de esta manera impide la captura del gas en halos cuyo potencial gravitacional esté por

debajo de la temperatura promedio del gas ionizado.

Usando simulaciones de la reionización cosmológica, Gnedin (2000) fue capaz de cuantificar el efecto de la fotoionización en la fracción de gas de objetos de baja masa, es decir, de su fracción bariónica. Encontró que existe una masa característica en cada época tal que masas menores a dicha masa se ven seriamente afectadas por la reionización y su fracción bariónica reducida considerablemente con respecto a la fracción universal  $f_U$ . Posteriores simulaciones numéricas (Hoeft et al. 2006) han encontrado que la misma forma funcional encontrada por Gnedin (2000) que describe la fracción bariónica de objetos de baja masa en presencia del fondo UV a cada época, puede ajustar los resultados obtenidos con algunas modificaciones en los parámetros. Esta fracción es descrita por la función:

$$f_b^{reio} = f_U \left[ 1 + (2^{\alpha/3} - 1) \left( \frac{M_c(z)}{M} \right)^\alpha \right]^{-3/\alpha} \quad (3.27)$$

es decir que la fracción bariónica del halo en cuestión representa sólo una fracción de la universal  $f_U$ . Aquí  $M_c(z)$  es la masa característica tal que un halo de esta masa en la época  $z$  tiene exactamente la mitad de la fracción bariónica universal, mientras  $\alpha$  es un parámetro libre del orden de 2. Hoeft et al. (2006) encuentran que la evolución en el tiempo de la masa característica en su simulación puede ser descrita por la función:

$$M_c(z) = 10^{10} h^{-1} M_\odot \left[ \tau(z) \frac{1}{1+z} \right]^{3/2} \left[ \frac{\Delta_{c0}}{\Delta_c} \right]^{1/2}; \quad (3.28)$$

donde  $\tau(z)$  es otra función que por simplicidad se ajusta para reproducir los resultados de la simulación. Se obtiene el mejor ajuste si:

$$\tau(z) = 0.73 \times (1+z)^{0.18} \exp[-(0.25z)^{2.1}] \quad (3.29)$$

Los dos criterios que determinan la masa mínima de integración mencionados en la sección 3.3 implican una transición abrupta a  $z_{reio}$  (es la razón del brusco cambio a  $z = 9$  en la  $\dot{\rho}_*(z)$  de la Fig. 3.3). Pero es de esperar que esta transición sea más bien continua. La aplicación del nuevo enfoque (Gnedin 2000; Hoeft et al. 2006) mencionado resuelve esta inconsistencia ya que la fracción bariónica se ve afectada por una “historia continua de reionización”, donde halos pequeños sufren casi inmediatamente sus efectos, mientras que halos cada vez más grandes se ven menos afectados por este fondo de radiación UV que se intensifica gradualmente.

### 3.4.2. Enfriamiento del gas en los halos

En el proceso de colapso de un halo oscuro se espera que por efectos gravitatorios el gas atrapado sea arrastrado junto con la MO en colapso. Hemos dicho que el colapso no lleva al halo hasta un punto debido a ligeras desviaciones de la simetría, por lo que el sistema alcanza un equilibrio virial a través del fenómeno conocido como “relajación violenta”. En este proceso se postula que el gas sea calentado hasta la temperatura virial del halo que depende, como hemos visto en la sección 3.3, de su masa.

Se puede considerar que la nube de gas capturada por el halo colapsado estará soportada contra la gravedad del sistema por el gradiente de presión térmica. Sin embargo, el gas caliente puede enfriarse por procesos radiativos. Una vez que la temperatura del gas baja, el delicado balance entre gradiente de presión y gravedad se ve afectado. Entonces la evolución del gas intra-halo dependerá crucialmente de la escala de tiempo de enfriamiento radiativo:

$$t_{cool} = \frac{3nkT}{2\Lambda(n, T)} \quad (3.30)$$

y de la escala dinámica de la nube de gas:

$$t_{din}^{gas} \approx \frac{\pi}{2} \left[ \frac{2GM_g}{R^3} \right]^{-1/2}. \quad (3.31)$$

Aquí  $n$  es la densidad numérica del gas,  $k$  es la constante de Boltzmann y  $\Lambda(n, T)$  la función de enfriamiento en unidades de  $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-3}$  que expresa la tasa de enfriamiento del gas con densidad  $n$  a la temperatura  $T$ ;  $M_g$  y  $R$  son la masa y el radio del sistema respectivamente y  $G$  la constante gravitacional.

Hay tres posibilidades que distinguen la evolución dinámica del gas intra-halo. Primero, si  $t_{cool}$  es más grande que el tiempo de Hubble,  $\sim H^{-1}$ , entonces la nube de gas no puede haber evolucionado demasiado desde su formación. Segundo, si  $H^{-1} > t_{cool} > t_{din}^{gas}$  el gas puede enfriarse pero la nube puede estar soportada por el gradiente de presión reajustado sin colapsar. Finalmente está la posibilidad de que  $t_{cool} < t_{din}^{gas}$  en cuyo caso la nube se enfría rápidamente, el soporte de presión se pierde y el gas cae libremente al centro del halo, donde la fragmentación en unidades cada vez más pequeñas es posible debido a que se vuelven gravitacionalmente inestables.

Este mecanismo de enfriamiento radiativo implica que mientras más alta es la temperatura inicial del gas, más largo es su tiempo de enfriamiento. Ello significa que el gas capturado por halos muy masivos tendrá un tiempo de enfriamiento mucho más largo que aquel capturado por halos de baja masa. De esta manera se espera que la fracción bariónica del halo empiece a decaer con la masa para halos de masas superiores a  $\sim 10^{11.8}M_{\odot}$  (Dutton & van den Bosch 2009). Los cálculos del trabajo de Dutton & van den Bosch (2009) muestran que halos de masas de  $10^{13.4}M_{\odot}$  a  $z = 0$  han logrado enfriar apenas  $\sim 20\%$  de la fracción bariónica universal. Basándonos en estos resultados, podemos definir que la fracción bariónica de un halo de masa  $M$  a  $z = 0$  debida al enfriamiento del gas estará dada por:

$$f_b^{cool}(M) = 0.82f_U \left( \frac{M}{10^{12}M_{\odot}} \right)^{-0.470} \quad (3.32)$$

si  $\log(M/M_{\odot}) > 11.8$ ; en otro caso  $f_b^{cool}(M) = f_U$ .

Aunque este resultado se fijó a  $z = 0$ , nosotros lo propagaremos a cualquier  $z$ . En realidad la relación  $f_b^{cool}$  vs  $M$  (ec. 3.32) a  $z$ 's mayores mantiene aproximadamente su forma pero decrece sistemáticamente con  $z$  (ver figura B2 en Dutton et al. 2009). Para una masa  $\log(M/M_{\odot}) = 10$ ,  $f_b^{cool}/f_U$  disminuye de 1 a  $\approx 0.7$  entre  $z = 0$  y  $z = 5$ , mientras que para  $\log(M/M_{\odot}) = 12.5$  este decrecimiento es de  $\approx 0.4$  a  $\approx 0.2$ . Entonces aparentemente en nuestro modelo estaríamos sobre-estimando el gas enfriado en los halos mientras más grande es  $z$ .

No obstante hay dos aspectos a tomar en cuenta:

1. Estudios recientes han demostrado que la caída del gas en los halos ocurre en realidad en dos regímenes: los “modos frío y caliente” de acreción (ver por ej. Birnboim & Dekel 2003; Davé et al. 2008). El segundo se refiere al esquema clásico del gas calentado por el colapso gravitacional y que luego enfría por procesos radiativos, es decir el discutido aquí hasta ahora. El primero consiste en que el gas no pasa por la fase “caliente” del colapso, sino que es depositado de una forma (1) rápida, (2) suave y (3) estacionaria desde la periferia del halo en formación hasta el centro, esto a través de los filamentos de MO que son parte de la jerarquía del ensamblaje de los halos. La escala temporal del proceso es básicamente la del enfriamiento radiativo de un gas que en realidad no fue

recalentado. Como mostraron los estudios mencionados, corroborados por simulaciones numéricas cosmológicas (ver por ej. Kereš et al. 2005; Dekel et al. 2009), el modo caliente se aplica básicamente en halos de masas mayores a  $\sim 10^{12}M_{\odot}$  mientras que el modo frío es eficiente en halos de masas menores. Por lo tanto, para las masas menores a  $\sim 10^{12}M_{\odot}$  a cualquier época, se espera una acreción eficiente de gas ( $f_b^{cool}/f_U \sim 1$ ), tal como lo muestra la ec. (3.32) extendida a cualquier  $z$ . Por otro lado, a  $z > 2$  Dekel et al. (2009) mostraron que incluso en los halos de masas mayores a  $\sim 10^{12}M_{\odot}$  la acreción de gas está dominada por flujos fríos que penetran el halo de gas caliente, lo cual implica una eficiencia de acreción mayor a la proporcionada por el modo caliente.

2. Para masas muy grandes, incluso si la eficiencia de acreción de gas frío está sobre estimada a  $z$ 's altos al usar la ec. (3.32) en estas épocas, el fenómeno de retroalimentación por NAG (que será introducido más adelante en este modelo) hará su trabajo y disminuirá mucho la disponibilidad de gas frío, más de lo que se sobre estimó de acuerdo a lo mencionado.

En vista de estos aspectos complejos del problema, preferimos no introducir mayor retórica en nuestra modelación y usar la ec. (3.32) que funciona bien a  $z = 0$  a las otras épocas. Como se mostró, todo apunta a que ésta es una buena suposición para nuestro objetivo.

Vemos entonces que los dos fenómenos introducidos hasta el momento (fondo  $UV$  por la reionización y acreción del gas recalentado en escalas de tiempo de enfriamiento) afectan a la fracción bariónica de los halos con respecto a la universal en dos intervalos diferentes de masas. El primero, disminuye  $f_b$  en los halos de masas pequeñas, mientras que el segundo disminuye  $f_b$  sólo en halos de masas grandes. Ahora tenemos una función  $f_b$  más general que depende tanto de la época de colapso del halo, como de su masa. Esta función esta dada por:

$$f_b(M, z_c) = f_U \times f_b^{reio}(M, z_c) \times f_b^{cool}(M) \quad (3.33)$$

### 3.4.3. Eficiencia de formación estelar

En nuestro trabajo se engloban de una forma muy general los procesos hidrodinámicos del gas que encienden la FE. La constante  $\epsilon_{fe}$  es una de estas

simplificaciones que nos permiten estudiar su impacto sobre la H-DTFE. Esta eficiencia de FE no se refiere a los procesos microfísicos que ocurren en las nubes moleculares donde se forman las estrellas, sino de forma más general a la fracción del gas disponible de un halo que se convierte efectivamente en estrellas a lo largo de la vida de dicho halo.

Siguiendo el trabajo de Wang et al. (2009) consideramos que para épocas muy tempranas ( $z > 12$ ) la generación de estrellas es dominada por la llamada Población III (PopIII) la cual se supone consiste de estrellas primigenias de H y He con cero metales<sup>1</sup>. El enfriamiento del gas primigenio (con ausencia de metales, mismos que son los agentes enfriantes por excelencia), es lento y se debe principalmente a las moléculas H<sub>2</sub> y HD. Estas pueden ser destruídas también por la radiación producida por las primeras estrellas. Las estrellas masivas y de vida muy corta de la población PopIII enriquecen rápidamente el medio interestelar con los metales que son el resultado de la fusión de H y He en sus núcleos. Un medio enriquecido favorece el enfriamiento del gas, permitiendo una FE más eficiente de estrellas menos masivas y de vida mucho más larga. Esta es la llamada Población II (PopII). Estas estrellas enriquecen nuevamente el medio pero su impacto no es tan radical como el de la PopIII por lo que la siguiente generación de estrellas, la Población I (PopI), tendrá más o menos las mismas características que la anterior, por lo que pueden englobarse en lo que llamamos PopI/II. Además del enfriamiento del gas, las condiciones físicas del gas del que se forman las primeras estrellas son también distintas a las del medio interestelar en las galaxias algo más evolucionadas. En general, se espera que la eficiencia de FE de las estrellas PopIII sea mucho menor que la de estrellas PopII y PopI. Esta suposición ha sido fortalecida en base a resultados de modelos de la reionización cosmológica (Choudhury & Ferrara 2006) donde un valor de la eficiencia de FE de la PopIII mucho menor al de la PopI/II funciona bien para ajustar los resultados del modelo a un buen número de restricciones dadas por las observaciones.

Con todas las anteriores consideraciones podemos establecer que la eficiencia de FE de la PopIII es  $\epsilon_{fe}^{III} = 0.07$  (Choudhury & Ferrara 2006), mientras que la de la PopI/II será como habíamos establecido en general en la Sección 3.3,  $\epsilon_{fe}^{I/II} = 0.3$ . La eficiencia de la PopI/II es la que domina en la determi-

---

<sup>1</sup>En Astronomía por simplicidad se llama metales a todos los elementos químicos más pesados que el He.

---

nación de la normalización de la  $\dot{\rho}_*(z)$  el grueso del tiempo cósmico debido a que el número de estrellas PopIII decae rápidamente con el tiempo. Este decaimiento se puede parametrizar a lo largo de la historia del Universo como proponen Wang et al. (2009):

$$F_{III} = \frac{(z/z_{tran})^\beta}{1 + (z/z_{tran})^\beta} \quad (3.34)$$

donde  $F_{III}$  es la fracción de estrellas de la PopIII al corrimiento al rojo  $z$  y naturalmente  $1 - F_{III}$  será la fracción de estrellas de PopI/II en la misma época. Los parámetros  $\beta$  y  $z_{tran}$  describen respectivamente la velocidad de transición entre una población y otra y la época en que la abundancia de estrellas de PopIII ya sólo representa la mitad de la población estelar total. Aquí asumimos que  $\beta = 12$  y  $z_{tran} = 12$ .

### 3.4.4. Eyección de gas por retroalimentación estelar

Otro fenómeno que reviste importancia en la regulación de la TFE es el efecto de retroalimentación energética al medio interestelar por parte de las estrellas, en particular aquella producida por la explosión de estrellas masivas en forma de SN. La energía liberada en estas explosiones es del orden de  $\sim 10^{51}$  ergs; además se produce también una inyección importante de momento lineal. Las regiones HII alrededor de estrellas calientes son también un inyector de momento al gas interestelar, a tomarse en cuenta, debido a que son más que las SN y actúan durante tiempos muchísimo más largos.

Parte de la energía liberada al medio es transferida al gas, de forma que éste gas gana energía cinética aumentando al mismo tiempo su temperatura; con esto se reduce su capacidad de condensación y de formación de estrellas. No obstante, la acción más radical es la de eyección total del gas de la galaxia, un fenómeno llamado viento galáctico o flujo eyectante (*outflow* en inglés). En este caso la tasa de pérdida de gas deberá ser proporcional a la energía absorbida por éste, lo cual a su vez es proporcional a la energía total producida por SN, la eficiencia de absorción de energía del gas eyectado  $\epsilon_{SN}$  y a la TFE que establece cuantas SN pueden producirse por unidad de tiempo. Por otro lado debe considerarse también que entre mayor sea el potencial gravitacional del halo en el que el gas se encuentra, menor es su posibilidad de escape. Entonces la tasa de pérdida será mayor mientras menos masivo es

el halo. Generalmente se supone que el gas es expelido del sistema cuando supera la velocidad de escape, misma que es del orden de la velocidad máxima del sistema halo-disco,  $V_{max}$ .

Considerando los elementos mencionados en el párrafo anterior, por simple conservación de energía, la tasa de pérdida de masa  $\dot{M}_{SN}$  por retroalimentación de SN se puede escribir así:

$$\dot{M}_{SN} = \epsilon_{SN} \dot{M}_{FE} \left( \frac{V_0}{V_{max}} \right)^2 \quad (3.35)$$

donde  $V_0 = 950$  Km/s es una constante que se obtiene de suponer que la energía promedio liberada por supernova es  $E_{SN} \sim 10^{51}$  ergs y  $\eta = 0.009 M_{\odot}^{-1}$  para una FIM de Salpeter, donde  $\eta$  es la fracción de masa que se transforma en SN de una población estelar, considerando que las SN son producidas por estrellas de masa inicial superior a  $8 M_{\odot}$ . En nuestro caso, supondremos que  $V_{max}$  es en promedio un factor 1.4 veces la velocidad circular del halo.

El valor del factor de eficiencia de retroalimentación  $\epsilon_{SN}$  es muy incierto. Valores sugeridos para este parámetro oscilan entre 0.01 y 0.5. En nuestro trabajo se obtiene un mejor ajuste a los datos observacionales si asumimos un valor de  $\epsilon_{SN}^{III} = 0.2$  para la retroalimentación producida por la PopIII, mientras que este valor para la PopI/II lo tomamos como  $\epsilon_{SN}^{I/II} = 0.1$ . Estos valores se obtienen del mejor ajuste del modelo a las observaciones (ver figura 2.4).

En nuestro esquema la manera de introducir el efecto de la eyección de gas por retroalimentación sobre la TFE (ec. 3.23) implica los siguientes pasos en un proceso iterativo:

1. se calcula primero  $\dot{M}_{FE}$  con la ec. (3.23) en donde  $f_b \times M$  es la fracción bariónica inicial del halo, donde  $f_b$  viene de la ec. (3.33),
2. usando la  $\dot{M}_{FE}$  en la ec. (3.35) se calcula la tasa de eyección de gas,
3. con  $\dot{M}_{SN}$  se estima la cantidad de gas eyectado del halo como:  $\dot{M}_{SN} \times t_{din}(z_c)$ ,
4. la fracción bariónica disponible del halo en el siguiente paso de la iteración será entonces:  $f_b(M - \dot{M}_{SN} \times t_{din}(z_c))$ ,

5. con esta nueva fracción bariónica se recalcula  $\dot{M}_{FE}$  y se repite el proceso hasta que la  $\dot{M}_{FE}$  entre un paso y otro de la iteración cambia muy poco (convergencia). En la mayoría de los casos la convergencia se alcanza en la segunda iteración y como máximo en la cuarta iteración.

Nótese que la ec. (3.35) es para el caso de inyección de energía, por ello este tipo de modelación de la retroalimentación es conocida como eyección por energía (*energy-driven outflow* en inglés). No obstante, las SN inyectan también momento al medio interestelar y éste puede ser tal que el gas también sale eyectado del sistema. En tal caso, aplicando conservación de momento, el análogo a la ec. (3.35) sería  $\dot{M}_{SN} \propto V_0/V_{max}$ , con  $V_0 = 350$  Km/s considerando que una SN produce un momento  $p_{SN} = 3 \times 10^4 M_{\odot}\text{Km/s}$  y usando siempre  $\eta = 0.009M_{\odot}^{-1}$ . Este caso se llama eyección por inyección de momento (*momentum-driven outflow* en inglés).

### 3.4.5. Régimen de formación estelar según el ambiente

En el escenario  $\Lambda\text{CDM}$ , las estructuras cósmicas emergen de la evolución gravitacional de un campo azaroso de tenues perturbaciones o fluctuaciones caracterizado estadísticamente por su *espectro de potencias*. Este campo de fluctuaciones se puede vislumbrar como una colección espacial de picos y depresiones que, de acuerdo a la escala de filtrado (suavizado) del campo, pueden estar superpuestos unos con otros. La teoría de los picos, su estadística, evolución y paso a estructuras virializadas fue ampliamente desarrollada en los años 80's (ver por ej. Bardeen et al. 1986). La amplitud de los picos está directamente relacionada con la variable  $\nu$  (ec. 3.12). La amplitud  $\nu$  del pico nos dice entonces cuánto se desvía la región de masa  $M$  en cuestión del promedio dado por la varianza del espectro de potencias,  $\sigma(M)$ . Los picos con  $\nu = 1$  son los más comunes en cada época (son los eventos “promedio”), mientras que los picos con  $\nu > 1$  son menos abundantes pero colapsarán a la misma época que los picos promedio aunque la masa asociada a ellos tendría que estar colapsando en promedio más tardíamente. Por lo tanto, los picos altos son eventos “raros” que colapsan tempranamente para las masas que tienen. Mientras mayor es  $\nu$ , más raro será el halo asociado a este pico y más masivo será el mismo al momento de colapsar con relación a los halos promedio colapsantes en esa época.

Por otro lado, la teoría muestra que un pico alto está siempre “monta-

do” sobre picos de menor amplitud y mayor escala y rodeado de otros picos de amplitudes similares (agrupamiento de picos raros); los picos forman algo así como “cordilleras”. Por lo tanto, los picos altos tienden a estar en regiones muy densas con alto grado de acumulamiento de vecinos, es decir un medio ambiente rico. De este modo el colapso de un pico alto y raro está acompañado del colapso de picos similares alrededor. Es de esperar entonces que los picos altos impliquen el ensamblaje de halos oscuros masivos a través de fusiones mayores coherentes en el tiempo. Como resultado, la galaxia que se forma en los halos asociados a picos altos tendrá en sus fases iniciales altas TFE (brotes) inducidas por las fusiones.

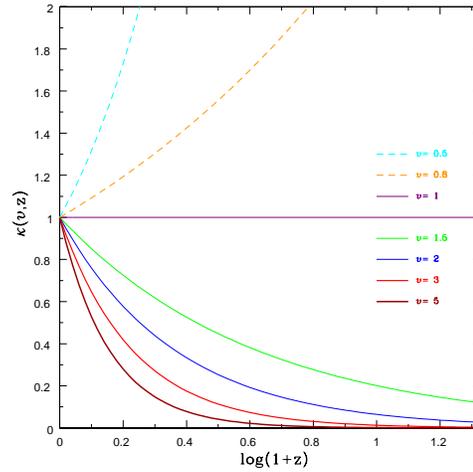
Es muy probable que las llamadas galaxias sub-milimétricas (sección 2.2.2) sean justamente el producto del colapso de picos altos. Estas galaxias (1) son una población de objetos muy masivos a los altos  $z$ 's a los que se las observa y (2) presentan intensos brotes de FE oscurecidos por el capullo de polvo que las rodea. Luego de la fase violenta de fusiones y brotes oscurecidos de FE, se especula que la galaxia puede pasar a la fase de cuasar, cuando la acreción sobre el hoyo negro supermasivo central produce gran cantidad de energía capaz de sublimar el polvo y detener la ulterior acreción de gas. Cuando el gas deja de alimentar al hoyo negro, el cuasar se apaga y lo que queda es una galaxia elíptica masiva en evolución pasiva. Las galaxias elípticas masivas suelen encontrarse en las regiones centrales de cúmulos y grupos, es decir medios ambientes densos.

Dentro del esquema de FE de nuestro modelo, para simular el régimen de FE violento en los picos altos tomaremos el parámetro  $\kappa$  de la ec. (3.20) como una función  $\kappa = \kappa(\nu, z_c)$ , que estará dada como:

$$\log(\kappa(\nu, z_c)) = -3.96 \log(1 + z_c) \log(\nu) \quad (3.36)$$

Recordemos que según la ec. (3.20) un  $\kappa \rightarrow \infty$  implica una FE muy extendida a lo largo de la vida del halo  $t(z) - t(z_c)$ , mientras que si  $\kappa \rightarrow 0$  la FE se concentra en un brote temprano.

La ec. (3.36) ha sido definida de tal forma que a  $z_c = 5$ , picos raros con  $\nu = 3$  tengan una  $\kappa \approx 1/30$ , es decir, que estos picos al ser extremadamente masivos para su época concentran por un factor 30 su FE en el tiempo igual a  $1/30$  su escala temporal dinámica,  $t_{din}(z_c)$ , produciéndose así un brote



**Figura 3.4:** Parámetro  $\kappa$  según la ec. 3.36 como función de  $z$  y de la altura del pico asociada a  $\nu$  al momento del colapso. Mientras mayor es la altura del pico  $\nu$ ,  $\kappa \rightarrow 0$  más rápido con  $z$  (curvas sólidas progresivamente más gruesas con el valor más alto de  $\nu$ ) produciendo brotes concentrados.  $\nu = 1$ ,  $\kappa = 1$  (línea delgada horizontal) implican FE en régimen normal. Si  $\nu < 1$ ,  $\kappa > 1$  y la FE en el halo es más extendida que en el caso normal de  $\nu = 1$  (curvas segmentadas). Con la funcionalidad dada en la ec. 3.36 todas las curvas convergen a  $\kappa = 1$  para  $z = 0$ .

temprano muy intenso. Sin embargo, diferentes consideraciones tanto teóricas como observacionales nos hacen pensar que un brote de FE aún siendo muy violento no puede ser infinitamente corto, esto es, el pico de FE no puede ser infinitamente delgado. Se considera que típicamente un brote de FE puede tener una duración mínima de unos 100 Maños, de modo que esta escala temporal es un límite inferior para el producto  $\kappa(\nu, z_c) \times t_{din}(z_c)$ . Los picos más abundantes  $\nu = 1$  tendrán a todas las épocas una  $\kappa$  “estándar” igual a 1. Por otro lado picos de  $\nu < 1$ , es decir regiones sub-densas, tienen  $\kappa$ 's mayores a 1 lo que significa que retrasan su FE. Finalmente la función dada en la ec. (3.36) también provoca que a  $z \rightarrow 0$  el valor de  $\kappa$  tienda a 1 para todos los valores de  $\nu$  (figura 3.4). Con esto se toma en cuenta el hecho de que las galaxias con el tiempo decrecen su fracción de gas en favor de estrellas. De esta manera, si a  $z$ 's altos las fusiones que implican un halo de pico alto son entre galaxias dominadas por gas, hacia épocas más recientes las galaxias son principalmente estelares, de tal forma que las fusiones son “secas” (sin gas) y no pueden producir ya brotes intensos de FE.

### 3.4.6. Retroalimentación por núcleos activos galácticos

El último ingrediente físico a considerar que regula la forma de la  $\dot{\rho}_*(z)$  es la retroalimentación energética producida por el núcleo activo galáctico, mismo que es importante en las galaxias luminosas (masivas).

Un núcleo activo galáctico (NAG) es una región ultra-compacta en el centro de una galaxia capaz de brillar con luminosidades incluso muy superiores que todas las estrellas juntas de la galaxia en cuestión. Se cree que la fuente energética de los NAG se produce en el disco de acreción de gas hacia el hoyo negro super-masivo en el centro de las galaxias. En este disco de acreción el gas es acelerado a altas velocidades y de una manera diferencial. La consiguiente diferencia de velocidades angulares en el disco produce choques que liberan grandes cantidades de energía en longitudes de onda de rayos X y  $\gamma$ . La radiación energética se espera caliente el gas que rodea al NAG propicianddo la formación de vientos galácticos que si superan la velocidad de escape del sistema, saldrán eyectados del mismo (*outflows*). Es también posible que el mismo gas caliente del disco de acreción salga eyectado pero además se colima por la presencia del mismo disco y de los campos magnéticos asociados. Los potentes chorros de gas caliente arrastran más gas de alrededor y pueden extenderse a radios mucho mayores que el de la galaxia, superando algunas veces los cientos de kpc y debilitándose paulatinamente a medida que interactúa con el medio intrahalo (radio jets). Estos chorros pueden (re)calentar eficientemente el gas intrahalo.

El resultado para la galaxia es que, tanto por los vientos galácticos como por los chorros en radio, ambos producidos por la retroalimentación del NAG, la disponibilidad de gas frío decrece, lo cual repercute en la actividad de FE. Las galaxias con los NAGs más potentes son los así llamados cuasares, mismos que alcanzan a tener luminosidades cientos o miles de veces mayores que las galaxias estelares.

Se ha observado que las galaxias anfitrionas de los cuasares son muy masivas y abundan a altos corrimientos al rojo, siendo a  $z \approx 2$  el apogeo de estos objetos; para  $z$ 's menores su abundancia decrece rápidamente, al punto que en el universo local simplemente no existen cuasares. La abundancia de galaxias con NAG más débiles también decrece con el tiempo, aunque sí se observa una pequeña fracción de ellos en el Universo local, tendiendo a habitar siempre en

galaxias luminosas. La idea general es que la luminosidad del NAG depende de la masa del hoyo negro super-masivo  $M_{\bullet}$  y de la cantidad de gas disponible para alimentarlo. Es sabido que  $M_{\bullet}$  correlaciona con la luminosidad (masa) del esferoide estelar (bulbo o galaxia elíptica), de tal manera que los NAG serán más importantes en las galaxias tempranas más masivas, mismas que se ensamblaron relativamente temprano por procesos violentos de fusiones. En estas épocas las galaxias cuentan aún con importantes reservorios de gas que alimentan el hoyo negro, pero a medida que pasa el tiempo el mismo se agota y posteriormente, incluso en galaxias donde  $M_{\bullet}$  es grande, el NAG se debilita por falta de gas.

Nuestra forma de simular la presencia de un NAG en galaxias masivas es simplemente reduciendo aún más para halos de masas mayores a  $10^{11.8}M_{\odot}$  su fracción bariónica antes reducida por el retraso por enfriamiento radiativo (ec. 3.32). Las galaxias en halos de masas menores a  $\approx 10^{12}M_{\odot}$  por un lado son ya de masas donde la presencia de los NAG se vuelve poco relevante. Por otro lado, incluso si la retroalimentación por NAG jugase algún rol como agente calentador del gas intra-halo, para estas masas empieza ya a dominar el modo frío de acreción (ver 3.4.2) de tal manera que la corona caliente de gas recalentado por el colapso es posiblemente insignificante; la acreción a la galaxia se da eficientemente a través de los filamentos oscuros. Por lo tanto, el mismo límite inferior en  $M$  usado para el enfriamiento en la función  $f_b^{cool}(M)$  (ec. 3.32) descrita en la sección 3.4.2 aplica para la retroalimentación por NAG. Pero para este último caso introducimos además (1) una dependencia más fuerte con la  $M$  que en el caso del retraso por enfriamiento y (2) que dicha dependencia se incremente con el tiempo desde una época  $z_{NAG}$ . La fracción bariónica disminuida por el retraso en el enfriamiento y ahora además por la retroalimentación por NAG la escribimos así:

$$f_b^{cool+AGN}(M, z) = 0.82f_U \left( \frac{M}{10^{12}M_{\odot}} \right)^{-[0.470+\beta(z)]} \quad (3.37)$$

donde  $\beta(z)$  es una función lineal en  $z$  que describe la rapidez con la que actúa la retroalimentación de energía por el NAG y que por tanto determina la reducción de la fracción bariónica del halo al corrimiento al rojo dado. Definimos:

$$\beta(z) = -0.011z + 0.033 \quad (3.38)$$

si  $z < z_{NAG} = 3$ , en otro caso  $\beta(z) = 0$ . Esta forma de la función asegura que

### *3.4. Formación estelar: inclusión de parámetros astrofísicos relevantes*

---

a partir de  $z_{NAG}$  hacia el presente la fracción bariónica disponible del halo comienza a menguar por el calentamiento/expulsión producido por el NAG. También asegura que a  $z = 0$  la fracción bariónica de halos mayores a  $10^{13}M_{\odot}$  es apenas 10% de la universal y por tanto no forman estrellas activamente al día de hoy, hecho que está en acuerdo con las observaciones de las galaxias más masivas en el Universo local, todas ellas elípticas. El valor de  $z_{NAG} = 3$  lo hemos fijado con la idea de que en esa época la abundancia de NAG ya es significativa y la fracción de gas frío en los centros de las galaxias es todavía considerable.

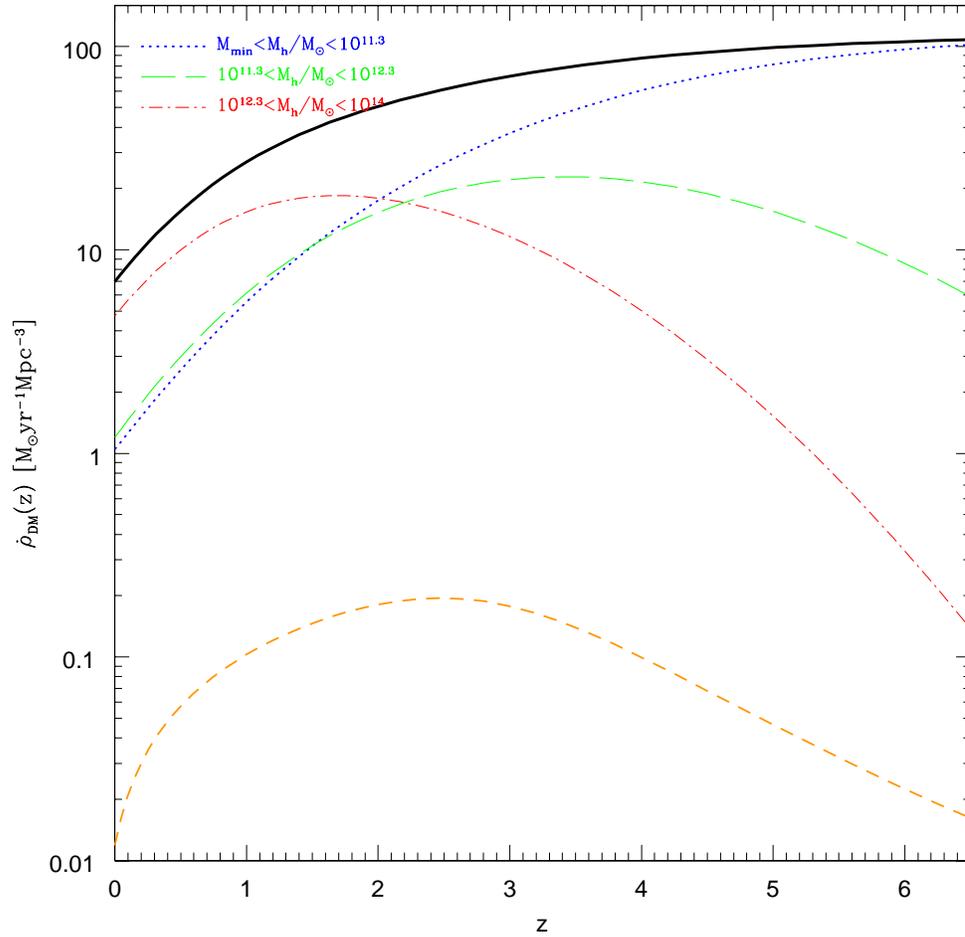


# Capítulo 4

## La historia de formación estelar cósmica: efectos de diferentes procesos astrofísicos

En este Capítulo se presentarán los resultados del versátil MSA que hemos implementado y descrito en el Capítulo 3 para calcular la H-DTFE cósmica,  $\dot{\rho}_*(z)$ , en el contexto del escenario jerárquico  $\Lambda$ CDM. Asimismo se presentará la H-DME,  $\rho_*(z)$ , y en ambos casos (H-DTFE y H-DME), se compararán los resultados con las compilaciones más recientes de los datos observacionales (ver Capítulo 2).

Con el fin de explorar respuestas a las principales preguntas enunciadas en la Introducción, se mostrará primero en la Sección 4.1 una estimación de la historia de la densidad de tasa de agregación de MO en los halos (siempre por unidad de volumen comóvil), misma que es el esqueleto de nuestro modelo. Luego entran los ingredientes “gastrofísicos” responsables en sí de la FE. En la Sección 4.2 se irán introduciendo secuencialmente estos ingredientes descritos en el Capítulo 3 y mostrando sus efectos sobre  $\dot{\rho}_*(z)$  y  $\rho_*(z)$ . Intentaremos responder entonces a las preguntas de qué factor o ingrediente del modelo es el principal en determinar la H-DTFE y cuál es el rol sobre ella en diferentes épocas de los diversos ingredientes astrofísicos.



**Figura 4.1:** Historia de la tasa promedio de agregación de materia oscura por unidad de volumen comóvil (línea continua gruesa) y su disección en tres intervalos de masas especificados dentro del panel. Se muestra también el ajuste a las observaciones de la H-DTFE de Hopkins & Beacom (2006) ( $\dot{\rho}_*(z)$ , línea naranja de trazos cortos, ver fig. 2.4). La  $\dot{\rho}_{DM}(z)$  decae por un factor  $\sim 10$  a partir de  $z \approx 2$  (hace  $\approx 10.2$  Gaños) hasta el presente. A  $z > 2$  domina la tasa de agregación global de los halos pequeños mientras que a  $z < 2$  contribuyen más los halos más masivos.

## 4.1. Tasa de agregación de materia oscura

El MSA desarrollado en el Capítulo 3 para calcular  $\dot{\rho}_*(z)$  y  $\rho_*(z)$  tiene como primer ingrediente la abundancia en función de su masa  $M$  de halos de MO formados en una época  $z_c$  y sobrevivientes en una época posterior  $z$ . Por lo tanto, es de interés conocer cómo es la *tasa promedio de agregación de materia* en estos halos por unidad de volumen comóvil,  $\dot{\rho}_{DM}(z)$ . Esta cantidad puede considerarse como el primer paso en la estimación de la H-DTFE.

En el contexto de nuestro tratamiento de los halos oscuros, basado en Sasaki (1994) (ver sección 3.2.2), una estimación de la tasa de agregación se puede hacer considerando que el halo de masa  $M$  formado a  $z_c$  y observado en  $z$  acreció materia para su formación con una tasa promedio  $\langle \dot{M}(M, z, z_c) \rangle = M/\tau$ , donde  $\tau = t(z) - t(z_c)$  es la edad del halo en ese momento. Usando esta estimación en la ec. (3.24) en vez de  $\dot{M}_{FE}$ , se calcula entonces  $\dot{\rho}_{DM}(z)$ . Debido a que nuestro interés es conocer la tasa de agregación de masa de los halos galácticos, es decir aquellos que atraparán suficiente gas y formarán estrellas en sus centros, el intervalo de masas considerado en el cálculo de  $\dot{\rho}_{DM}(z)$  tiene que ser el mismo que el que implica la introducción de la astrofísica del gas, esto es básicamente de  $M_{min}(z)$  a  $10^{14}M_{\odot}$ .

En la figura 4.1 se muestra la densidad de tasa de agregación de MO,  $\dot{\rho}_{DM}$ , en función de  $z$  (línea sólida gruesa), calculada como se describió en el párrafo anterior. Esta tasa es ligeramente decreciente desde altos  $z$ 's hasta  $z \sim 4 - 3$ . Luego decae más rápido y desde  $z = 2$  el decrecimiento hacia  $z = 0$  es casi de un orden de magnitud. En otras palabras, el ritmo de ensamblaje de los halos galácticos oscuros fue mucho más activo en épocas anteriores a  $z \sim 2$  que hacia el presente.

Con fines comparativos, se muestra también en la figura 4.1 el ajuste dado por Hopkins & Beacom (2006) a su recopilación y uniformización de los datos observacionales relativos a la H-DTFE (línea naranja de segmentos cortos, ver más detalles en el Capítulo 2).

Obviamente la DTFE es mucho menor que la densidad de tasa de agregación de MO en halos galácticos (la MO es más abundante que la bariónica y ésta, por un lado, es atrapada con baja eficiencia por los halos y, por otro lado, no todos los bariones atrapados se transforman en estrellas). No obstante,

es notable la similitud en el comportamiento de  $\dot{\rho}_{DM}(z)$  y la  $\dot{\rho}_*(z)$  promedio inferida de las observaciones desde  $z \sim 2$  (hace 10.2 Gaños atrás) hasta el presente. Al parecer *el fuerte decaimiento en la tasa global de agregación de MO (y por ende del gas bariónico jaloneado gravitacionalmente por ésta) permanece impreso en la H-DTFE a pesar de los procesos gastrofísicos existentes de por medio*. Tal decaimiento se debe principalmente a la reducción en la densidad del número de halos colapsados a  $z$ 's tardíos. Esto es, un número mayor de halos de alta masa se ensambla en épocas tardías, pero es cada vez menor el número de halos de baja masa ensamblándose a  $z \rightarrow 0$ . Estos halos constituyen por mucho la mayoría de objetos colapsados en cualquier época y su reducción en favor de halos más masivos pero menos abundantes conlleva al decaimiento sistemático de la tasa de agregación de MO, mismo que parece explicar en parte la inferencia observacional de que el Universo se está apagando por un factor mayor a 10 a partir del apogeo de FE acaecido a  $z \sim 2 - 3$  (fig. 2.4).

Una cuestión de sumo interés es conocer justamente la contribución de diferentes masas  $M$  a  $\dot{\rho}_{DM}(z)$ . En la figura 4.1 se presenta también la descomposición de  $\dot{\rho}_{DM}(z)$  en tres intervalos de masa, los mismos en cualquier época<sup>1</sup>. Los halos más masivos ( $M_h/M_\odot > 10^{12.3}$ ) dominan la tasa global a partir de  $z \sim 2$  hasta el presente, mientras que los halos pequeños ( $M_h/M_\odot < 10^{11.3}$ ) lo hacen a su vez en épocas tempranas de  $z > 2$ . Los halos de masas intermedias no dominan la tasa de agregación en ninguna época, sin embargo siguen la forma del total desde  $z = 0$  hasta  $z \sim 3.5 - 4$  donde tienen su máximo.

## 4.2. Contribución de los diferentes ingredientes astrofísicos

### 4.2.1. El caso simple

En el Capítulo anterior explicamos cómo se introdujeron diversos ingredientes astrofísicos en la modelación de la H-DTFE del Universo. El punto de partida constituyó el modelo original propuesto por Choudhury & Srianand (2002), modificando la función de masa de Press-Schechter (PS, ec. 3.11) por

---

<sup>1</sup>La elección de los límites de estos tres intervalos de masa será justificada en el Capítulo 5. Por el momento, el objetivo fue mostrar de una manera cualitativa y secuencial la contribución a  $\dot{\rho}_{DM}(z)$  de diferentes masas.

una Sheth-Tormen (ST, ec. 3.14) y aumentando la eficiencia de FE local,  $\epsilon_{fe}$ , a 0.3 con respecto al valor de 0.1 usado en Choudhury & Srianand (2002). Además usamos aquí valores de los parámetros cosmológicos algo diferentes a los de estos autores (Tabla 3.1). Con estas modificaciones hemos obtenido la predicción de  $\dot{\rho}_*(z)$  basada en el modelo  $\Lambda$ CDM y mostrada en el panel superior de la figura 3.3 con línea continua gruesa. Nuestro resultado es similar al reportado en Choudhury & Srianand (2002) después de tomar en cuenta las diferencias mencionadas en los parámetros del modelo.

En el caso de Choudhury & Srianand (2002) no se consideraron en detalle los efectos en la  $\dot{\rho}_*(z)$  del fondo UV sobre el gas primigenio, del enfriamiento radiativo del gas en los halos, de la retroalimentación por FE y por los NAG. *Todos estos efectos reducen la TFE, cada uno en intervalos de  $M$  y a épocas diferentes.* A pesar de esto, Choudhury & Srianand (2002) dicen haber obtenido un acuerdo aproximado con los datos observacionales hasta  $z \sim 4$  usando un valor bajo para el parámetro  $\epsilon_{fe}$ . No obstante, incluso así, la DT-FE en su caso está ya en desacuerdo con las observaciones para  $z \gtrsim 4$ . Es de notar las altas DT-FE predichas para  $z$ 's desde 20 hasta 9 y el abrupto decrecimiento en esa última época, cuando se supuso que la reionización ocurre de manera instantánea. Esto se debe a que en realidad, siguiendo Choudhury & Srianand (2002), después de esta época la  $M_{min}$  pasa de la definida por una temperatura mínima del halo de 300 K a una mucho más alta, equivalente a halos con  $V_c = 35$  Km/s; esta última es una suposición burda que se introduce para tomar en cuenta la expulsión del gas en halos de masas menores por la retroalimentación de la FE (ver sección 3.3).

Por otro lado, debido a esa altísima DT-FE predicha en el caso simple de FE en épocas remotas, ocurre una sobreproducción de estrellas tal que la DME que se acumula luego supera en mucho lo que muestran las inferencias observacionales actuales (panel inferior de la figura 3.3, línea sólida). Además, ya en más detalle, el decrecimiento de  $\dot{\rho}_*(z)$  desde  $z \approx 2$  a  $z = 0$  es más tenue que el que sugieren en promedio las observaciones.

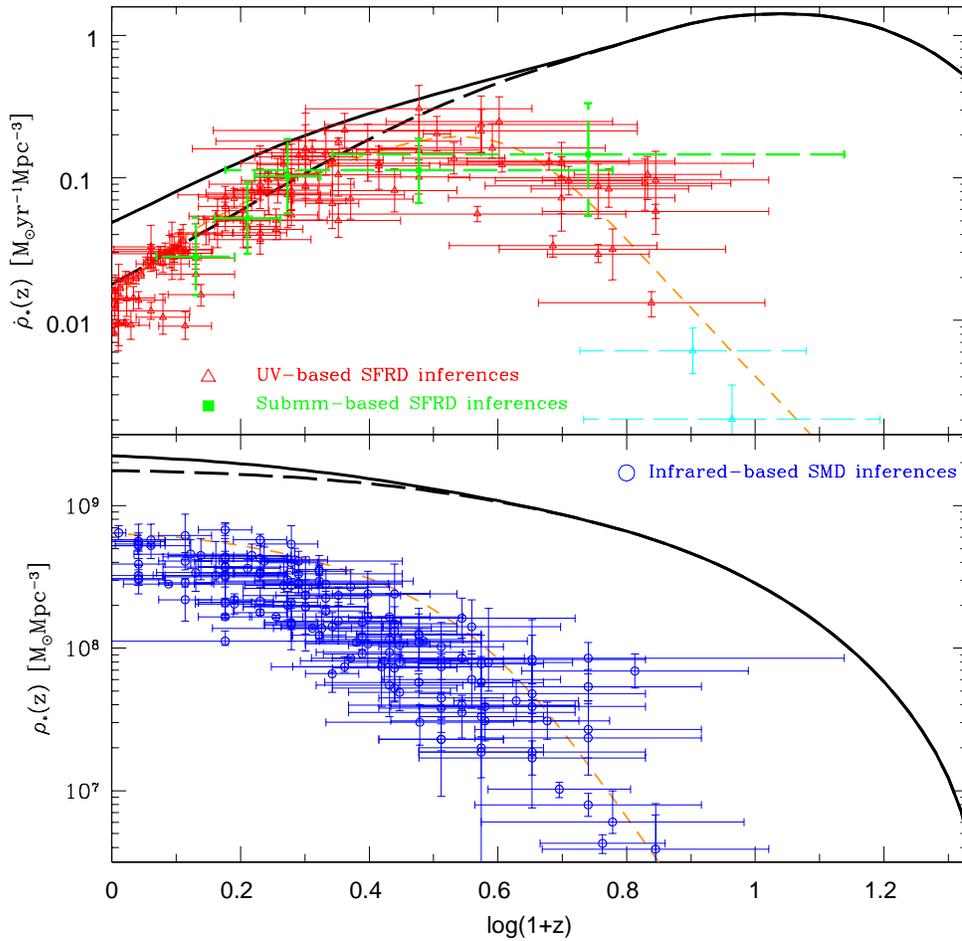
De esta manera, un modelo tan simplificado de la  $\dot{\rho}_*(z)$  como el de Choudhury & Srianand (2002) predice una H-DT-FE y una H-DME alejadas de las inferencias observacionales. Veremos a continuación cómo se modifica la H-DT-FE con la introducción de los ingredientes astrofísicos que se sabe son relevantes en la formación y evolución de las galaxias.

### 4.2.2. Captura y enfriamiento del gas

En las secciones 3.4.1 y 3.4.2 describimos dos de los procesos astrofísicos más inmediatos que actúan sobre el gas que posteriormente se transformará en estrellas. El primero se refiere a la *captura del gas intergaláctico por parte de los halos*. Esta captura se ve limitada por el calentamiento y ionización que producen las estrellas masivas de las galaxias jóvenes, mismo que se hace patente a través del fondo de radiación UV. Este fondo se establece por completo justamente al finalizar la reionización. La presencia del fondo UV provoca que se reduzca la cantidad de gas atrapado en los halos menores a cierta masa de acuerdo a la época y por ende rebaja considerablemente la TFE en ellos. Así, en el modelo se ve considerablemente afectada la fracción bariónica de halos de masas menores a  $M_c$  en cada época  $z$  según la ec. (3.27) originalmente propuesta por Gnedin (2000) y modificada posteriormente por Hoeft et al. (2006) para ajustar a sus propias simulaciones numéricas. Esta es una función continua y creciente con el tiempo. El concepto de masa mínima después de la reionización introducido antes como un parámetro libre constante (la masa correspondiente a  $V_c = 35$  Km/s) se evitará a partir de aquí; las ec. (3.27), (3.28) y (3.29) establecen autoconsistentemente la masa por debajo de la cual los bariones son capturados con baja eficiencia.

En el panel superior de la figura 4.2 vemos en línea continua gruesa la predicción de  $\dot{\rho}_*(z)$  incluyendo el proceso de captura del gas según lo hemos modelado. Lo primero que resalta es el suavizado de la transición abrupta que mostraba la función en el caso anterior en la época definida como la de reionización,  $z_{reio} = 9$  (figura 3.3). Ahora la función presenta un máximo de FE a  $z \sim 9$  después del cual decae hasta el mismo valor a  $z = 0$ , el cual no cambia con relación al caso previo. El calentamiento (ionización) del gas por parte del fondo UV en el Universo va afectando paulatinamente la fracción bariónica en función de  $M$  y  $z$ .

En el panel inferior de la misma figura se grafica  $\rho_*(z)$  para el caso con la modelación de captura de gas mediante línea continua gruesa. Es claro que la DME sigue siendo excesivamente alta a todas las épocas comparada con las inferencias observacionales y esto es debido nuevamente a la enorme producción de estrellas en épocas tempranas predicha por el modelo. En este caso el valor a  $z = 0$  de la  $\rho_*(z)$  es incluso ligeramente mayor que en el caso sencillo que replica a Choudhury & Srianand (2002) debido a que alrededor



**Figura 4.2:** *Panel superior:* H-DTFE predicha (a) con el mismo modelo de la figura 3.3 pero incluyendo el recalentamiento del gas primigenio por el fondo UV ionizante y sin el criterio de masa mínima correspondiente a  $V_c = 35$  km/s (línea continua gruesa) y (b) incluyendo además de (a) el enfriamiento radiativo del gas atrapado por el halo (línea gruesa segmentada). Los puntos con barras de error corresponden a una serie de inferencias observacionales (ver figura 2.4 para detalles) y la línea de trazos cortos es el ajuste a las inferencias realizado por Hopkins & Beacom (2006). *Panel inferior:* H-DME correspondientes a los dos modelos del panel superior. Los círculos con barras de error son las inferencias observacionales basadas en funciones de luminosidad en el IR compiladas por Michałowski et al. (2009). La línea de trazos cortos es la integral temporal del ajuste a las observaciones de la DTFE del panel superior.

de la época de reionización la DTFE es más alta en el modelo que incluye la presencia de gas ionizado por el fondo UV, ya que el criterio de captura de este gas implica halos menos masivos que los correspondientes a 35 Km/s usado en el caso sencillo. Este ligero exceso de estrellas contribuye entonces sobre la DME total a partir de ese momento.

El segundo proceso astrofísico introducido es el enfriamiento del gas en los halos masivos (3.4.2). Recordemos que los diversos ingredientes son agregados a los anteriores por lo que el efecto en cada caso es agrgado a los previos. La H-DTFE predicha para este nuevo caso se muestra en el panel superior de la figura 4.2 con línea gruesa segmentada. Se puede constatar que a épocas tempranas, anteriores a  $z \sim 4$  el enfriamiento no tiene ningún efecto apreciable sobre la  $\dot{\rho}_*(z)$ . Por otro lado, para épocas con corrimientos al rojo menores a  $z \sim 4$  el enfriamiento empieza a mostrar sus efectos. La disminución de la DTFE a  $z = 0$  es de un factor  $\approx 2.7$  con respecto al modelo anterior, mismo que no incluía el enfriamiento del gas en los halos masivos. El acuerdo con las inferencias observacionales ha mejorado notablemente.

En lo anterior, dos hechos deben ser tomados en cuenta. Primero, el modelo de captura del gas en presencia del fondo UV cósmico no afecta de manera importante a halos de masas mayores a la masa característica de captura ineficiente de gas  $M_c(z)$ , (ec. 3.28). Por otro lado el retraso de acreción de gas frío por enfriamiento en los halos masivos no afecta a los halos de masas menores a  $10^{11.8}M_\odot$ . Podemos entonces deducir, a grandes rasgos por el momento, que la DTFE a  $z$ 's  $> 4$  está dominada por la FE en halos poco masivos mientras que a  $z$ 's  $< 4$  los halos de masas mayores a  $10^{11.8}M_\odot$  comienzan a contribuir de manera importante a la DTFE cósmica.

Desde el punto de vista de la DME, el panel inferior de la figura 4.2 muestra que la predicción de la DME del modelo con enfriamiento (línea punteada gruesa) no ha disminuído en la misma proporción que la DTFE a  $z = 0$  sino sólo por un factor  $\approx 1.27$ . Por lo tanto, la DME predicha sigue estando muy por arriba de las inferencias observacionales. Este resultado se debe a que la mayor parte de la masa estelar se ha ensamblado antes de que el enfriamiento pueda jugar un papel importante. En efecto, de la figura 4.2 se ve que a  $z \sim 4$  (hace 12 Gaños atrás):

1. la DME ya acumula aproximadamente el 50% de la DME actual y

2. la DTFE predicha ya está por encima de las inferencias observacionales, acrecentándose más la divergencia a  $z$ 's mayores.

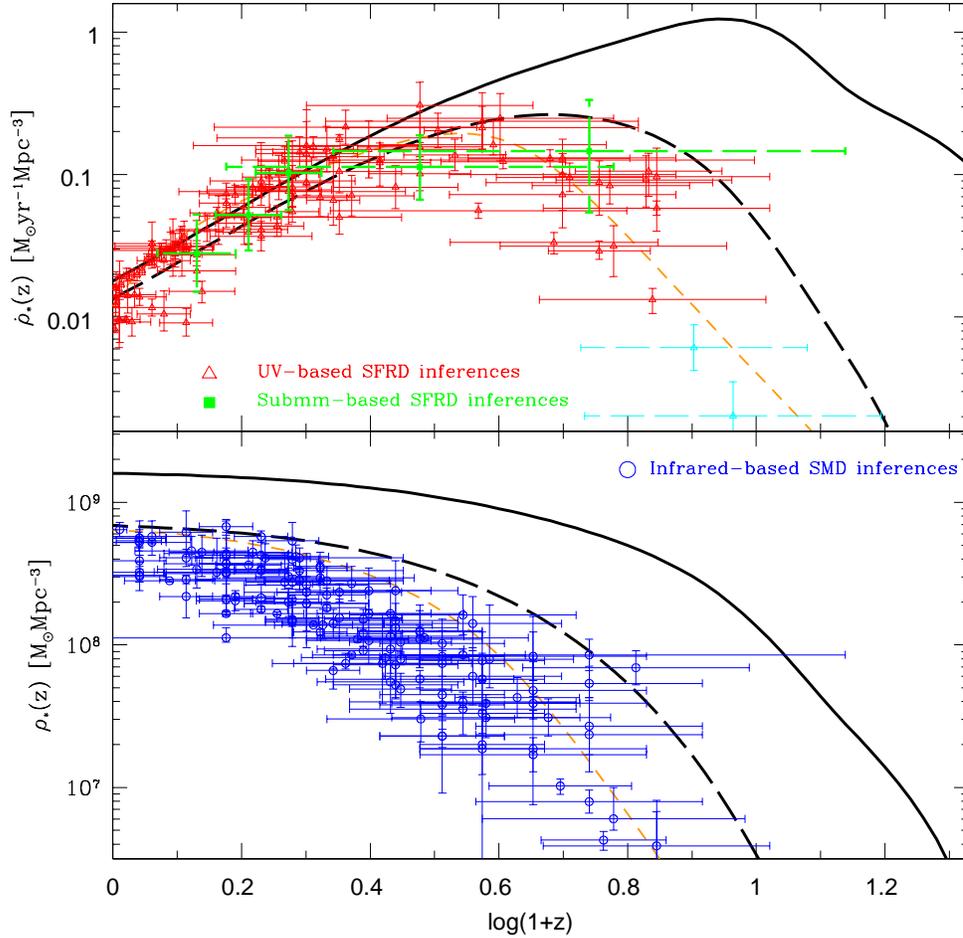
Todo apunta nuevamente a que deben existir más mecanismos astrofísicos que limiten fuertemente la FE en épocas tempranas.

### 4.2.3. Eficiencias de formación y retroalimentación estelares

En la Sección 3.3 se discutió ya sobre la naturaleza y valores del *parámetro de eficiencia de FE*,  $\epsilon_{fe}$ . Ahí mismo se planteó la necesidad de separar la eficiencia de la FE al menos en dos regímenes asociados, uno a la población estelar muy temprana, identificada condicionalmente como PopIII, y otro a las poblaciones estelares posteriores PopI/PopII. De la ec. (3.34) se ve que en épocas tempranas,  $z > 12$ , la generación de estrellas está dominada por la PopIII, cuya eficiencia de FE fijamos a un valor bajo,  $\epsilon_{fe}^{III} = 0.07$ , dado que el proceso de FE es más difícil en un medio de nula o baja metalicidad y en condiciones dinámicas e hidrodinámicas diferentes a las del medio interestelar en galaxias evolucionadas. Naturalmente al introducir este valor, se espera que la DTFE en esas épocas se reduzca con relación al caso anterior, cosa que se observa en el panel superior de la figura 4.3. El modelo con la distinción de dos poblaciones estelares se muestra con línea continua gruesa. Vemos que a  $z \gtrsim 12$  la DTFE es mucho menor que en el caso anterior. Por otro lado, para épocas más tardías,  $z \lesssim 12$  hasta  $z = 0$ , al dominar la generación de estrellas de PopI/II con eficiencia 0.3 no hay ningún cambio con respecto al caso anterior donde  $\epsilon_{fe} = 0.3$  se suponía en todas las épocas.

Como se observa en el panel inferior de la misma figura con línea continua gruesa, la DME del modelo con poblaciones estelares diferenciadas ciertamente ha decrecido a altos  $z$ 's, sin embargo, el valor a  $z = 0$  apenas presenta una diferencia del 10% con respecto al modelo anterior. Esto es debido al corto período de tiempo en el que la TFE está asociada a la PopIII y a que, en general, la PopI/II domina la FE en la mayor parte de la historia del Universo.

El siguiente proceso astrofísico que introdujimos en el Capítulo 3 fue el de la *eyección de gas por retroalimentación estelar debido a SN producidas por cada población estelar* (Sección 3.4.4). En la figura 4.3 (líneas segmentadas gruesas) se muestran las predicciones de  $\dot{\rho}_*(z)$  y  $\rho_*(z)$  del modelo con



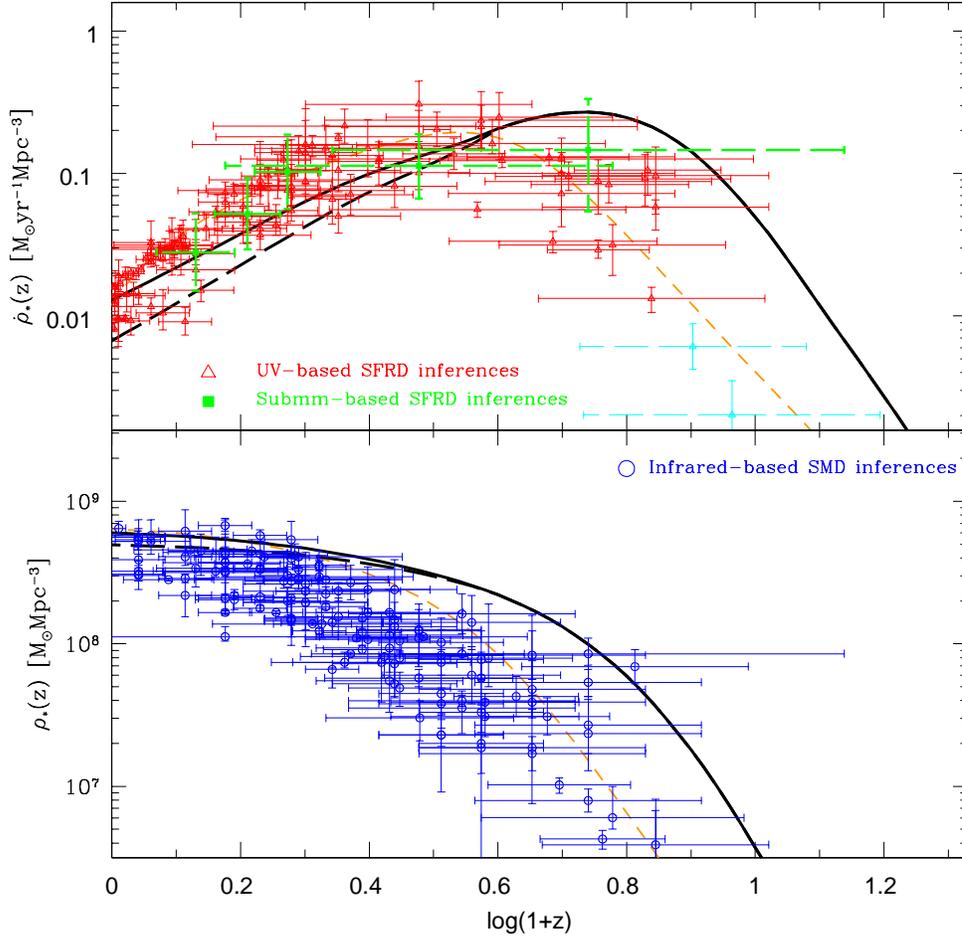
**Figura 4.3:** H-DTFE e H-DME. Como en la figura 4.2 pero incluyendo (a) la diferenciación entre poblaciones estelares (línea continua gruesa en ambos paneles) y (b) además la eyección de de gas por retroalimentación de energía de SN (línea gruesa segmentada en ambos paneles). El cambio con respecto al caso anterior sin diferenciación en poblaciones (figura 4.2, línea segmentada) es mínimo y visible sólo a  $z > 11.5$ . El efecto de la retroalimentación de SN, como es de esperarse, es considerable para masas pequeñas, mismas que en promedio se ensamblan más temprano. Para detalles sobre los datos observacionales ver la figura 2.4.

eyección de masa por retroalimentación energética de SN. Como resultado de dicha eyección, se aprecia una clara disminución en la DTFE y cantidad de estrellas formadas en épocas tempranas y hasta  $z \sim 2 - 3$ . La diferencia en la DTFE con relación al modelo anterior, donde no se consideraba la retroalimentación por SN, es de hecho de más de dos órdenes de magnitud a  $z \sim 20$ , de un factor  $\approx 3.6$  a  $z = 5$  y de ya apenas un factor  $\approx 1.3$  a  $z = 0$ . En el caso de la DME, mientras que a  $z = 5$  la diferencia es de un factor  $\approx 8.3$ , a  $z = 0$  ya es sólo de un factor  $\approx 2.3$ .

Como se aprecia en la figura 4.3, *el efecto de eyección de gas por SN es mucho más importante que el efecto de captura del gas calentado por el fondo UV, es decir que aunque los halos pequeños habrían capturado el gas caliente, de todos modos en ellos la FE se ve fuertemente inhibida por la pérdida de gas debido a la retroalimentación de las primeras SN generadas.* Por otro lado, recordemos que en el modelo de eyección de gas que hemos introducido (sección 3.4.4), la tasa fraccional de gas expelido por la energía de las SN es mayor mientras menos masivo es el sistema (ver ec. 3.35). Por lo tanto, el resultado obtenido nos lleva a pensar una vez más que a altos  $z$ 's la DTFE está dominada por halos de baja masa, en los que la pérdida de gas por inyección de energía de SN es muy eficiente, mientras que en épocas tardías dominan los halos de altas masas que no se ven gravemente afectados por este fenómeno.

#### 4.2.4. Influencia del entorno y la retroalimentación de núcleos activos galácticos

Hemos visto hasta ahora que los halos masivos prácticamente no contribuyen a la DTFE en épocas tempranas. Sin embargo, como ya se describió en la Sección 3.4.5, éste podría no ser el caso, ya que halos masivos en estas épocas a pesar de su reducido número (son picos altos, es decir desviaciones importantes del caso  $1\sigma$ ) podrían contribuir a la DTFE global considerablemente debido a sus altas masas y al régimen de FE de brotes intensos que tendrían. El efecto sobre la  $\dot{\rho}_*(z)$  de este fenómeno introducido en la forma de función de la altura del pico  $\nu$  y la época (ec. 3.36) puede verse en el panel superior de la figura 4.4 con línea gruesa continua.



**Figura 4.4:** H-DTFE e H-DME. Como en la figura 4.3, pero incluyendo (1) la dependencia de la escala temporal de FE  $\kappa$  con la altura del pico  $\nu$  asociado al halo (línea gruesa continua), y (2) además añadiendo la retroalimentación de energía por NAG (línea gruesa segmentada). El resultado neto sobre la H-DTFE de introducir una dependencia de  $\kappa$  con  $\nu$  es mínimo en todas las épocas. En cambio la retroalimentación por NAG disminuye sistemáticamente la DTFE para  $z$ 's menores a 3. Para detalles sobre los datos observacionales ver la figura 2.4.

El efecto sobre  $\dot{\rho}_*(z)$  de nuestro modelo de brote intenso de FE en halos cuya amplitud de pico  $\nu$  es alta y cuando las galaxias son muy gaseosas sorpresivamente es insignificante. En general se ve una muy ligera tendencia a incrementar muy poco la DTFE en épocas tempranas y disminuirla hacia épocas más tardías. El pico de la DTFE se desplazó de  $z \sim 3.5$  a  $\sim 4.2$  con un imperceptible incremento para luego con el tiempo decrecer más rápido la DTFE que en el caso sin brotes en función de  $\nu$ . En términos globales, parecería que los brotes de FE intensos en épocas tempranas son compensados por los fuertes decrecimientos posteriores, además de que tendiendo a  $z = 0$ , en nuestro modelo el brote tiende a desaparecer ( $\kappa \rightarrow 1$ , ver figura 3.4) para cualquier tipo de halo (pico) por la consideración de que las galaxias son ya poco gaseosas como para que las fusiones esperadas en picos altos produzcan brotes de FE.

Como consecuencia del resultado mostrado, la inclusión de brotes de FE en función de  $\nu$  produce, si acaso, valores de la DTFE ligeramente más altos en  $z \sim 4 - 6$ . Si estos brotes tempranos en galaxias masivas raras se asocian a la TFE en el régimen oscurecido por polvo (galaxias sub-milimétricas), nuestro resultado estaría mostrando que *no es de esperar una contribución importante a la DTFE por parte de estas galaxias en un régimen ultra intenso y corto de FE*. De todos modos queda a la deriva la pregunta de qué halos (masas y amplitud de sus picos  $\nu$ ) son los que están dominando en el pico de la H-DTFE, pregunta que responderemos en el Capítulo 5.

Al ser mínimo el efecto de nuestro modelo de brotes en la H-DTFE, entonces tampoco se producirán mayores cambios en la H-DME, tal como se puede apreciar en el panel inferior de la figura 4.4 (línea continua gruesa).

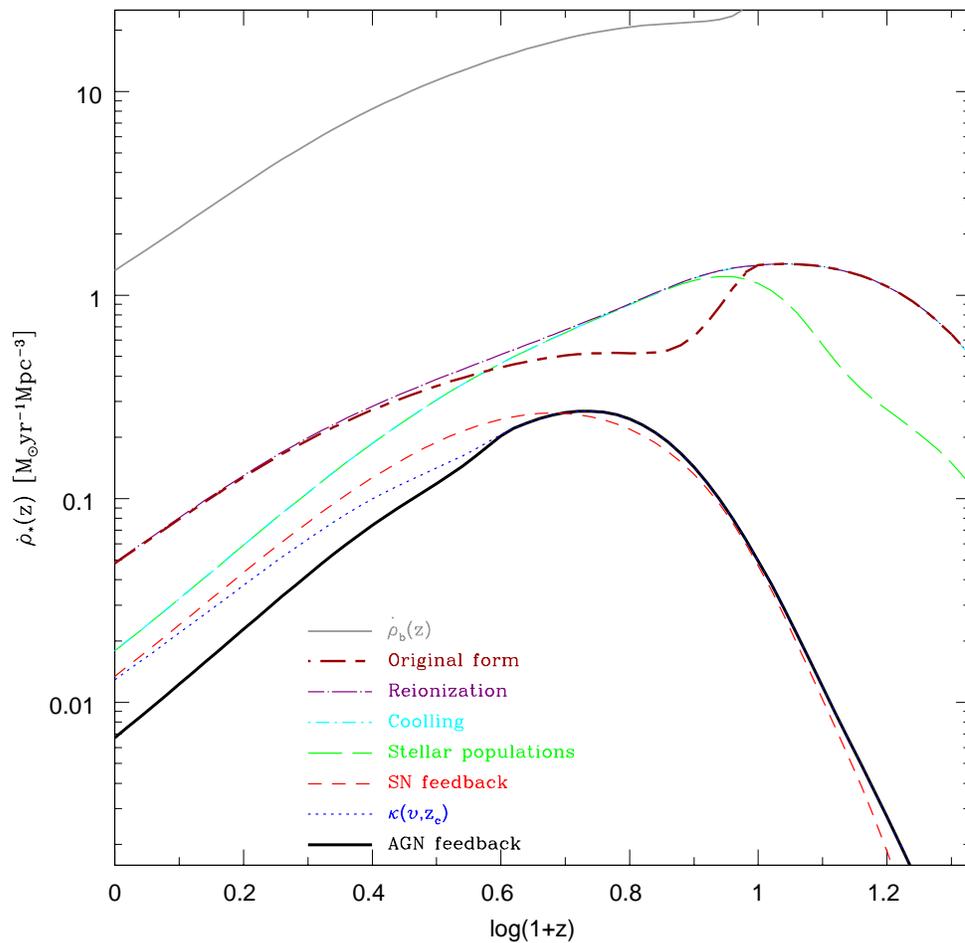
El último proceso astrofísico que consideramos en nuestro modelo es el de la retroalimentación energética de los NAG en las galaxias masivas (sección 3.4.6), fenómeno que, de acuerdo a nuestra modelación burda, actúa eficientemente desde  $z = 3$  y sólo en galaxias que habitan halos más masivos que  $10^{11.8} M_\odot$ . Las líneas segmentadas gruesas en la figura 4.4 muestran cómo cambian la H-DTFE y la H-DME después de incluir este ingrediente. *Al ser un mecanismo inhibitorio de gas frío, obviamente produce una disminución en la DTFE y al ser los halos masivos los que más comienzan a contribuir en la DTFE global en épocas tardías, entonces se produce una disminución significativa de  $\dot{\rho}_*(z)$  desde  $z = 3$  hacia el presente*. El cambio en la DME es

menos notable pues el grueso de las estrellas ya se habían formado en épocas anteriores a la aparición del núcleo activo.

### 4.3. Síntesis de resultados y comparaciones

En la figura 4.5 se grafican secuencialmente los resultados de la modelación de la H-DTFE presentada en la Sección 4.2. De arriba a abajo se grafica lo siguiente:

- la *densidad cósmica de la tasa de acreción bariónica cosmológica de los halos de MO fría*,  $\dot{\rho}_b(z)$ , (línea sólida delgada) calculada como la misma densidad correspondiente a los halos oscuros (ver sección 4.1 y línea continua gruesa en la figura 4.1) pero multiplicada por la fracción bariónica universal:  $\dot{\rho}_b(z) = \dot{\rho}_{DM}(z) \times f_U$ , donde  $f_U = \Omega_b/\Omega_m \approx 0.146$ ;  $\dot{\rho}_b(z)$  refleja la historia de posible acreción de gas primario (cosmológico) en los halos galácticos por unidad de volumen comóvil;
- $\dot{\rho}_*(z)$  correspondiente al modelo simplificado de Choudhury & Srianand (2002) con nuestros parámetros (línea en segmentos largos y cortos); en este caso se impone una masa de halo mínima  $M_{min}$  asociada a una temperatura virial de 300 K antes de la reionización ( $z = 9$ ) y asociada a  $V_c = 35$  Km/s después; nótese que las formas de las curvas  $\dot{\rho}_b(z)$  y  $\dot{\rho}_*(z)$  tienen cierta similitud, en particular el rápido decrecimiento de la DTFE desde  $z \sim 3$  hasta  $z = 0$ ;
- $\dot{\rho}_*(z)$  correspondiente al modelo que incluye el calentamiento del gas intergaláctico por el fondo UV (línea de puntos y segmentos largos); en este caso se impone sólo la  $M_{min}$  asociada a  $T = 300$  K mientras que la masa característica del halo que puede capturar el gas calentado por el fondo UV en cada época se calcula de acuerdo a los resultados de simulaciones numéricas; el máximo en la DTFE queda alrededor de  $z \sim 9$  y el cambio abrupto que se observaba en el caso anterior desaparece pues el comportamiento de la masa característica con  $z$  es ahora suave (entre otras cosas, porque la reionización que produce el fondo UV es modelada de manera continua y no abrupta);
- $\dot{\rho}_*(z)$  correspondiente al modelo que agrega el retraso por enfriamiento de la acreción de gas frío en halos masivos (línea de puntos y segmentos



**Figura 4.5:** H-DTFE modelada para diferentes casos: el simplificado de FE (“Original form”), con fondo UV (“Reionization”), enfriamiento radiativo en halos (“Cooling”), separación en dos poblaciones estelares (“Stellar populations”), con retroalimentación de SN (“SN feedback”), dependencia de  $\kappa$  con  $\nu$  ( $\kappa(\nu, z_c)$ ) y retroalimentación por NAG (“AGN feedback”). La línea continua delgada superior corresponde a la historia de tasa de acreción de bariones primigenios en los halos,  $\dot{\rho}_b(z)$ . Ver Sección 4.3 para más detalles.

cortos); el efecto neto de este mecanismo es ir decreciendo más y más la DTFE desde  $z \sim 5$  hasta el presente;

- $\dot{\rho}_*(z)$  correspondiente al modelo que agrega una modificación a la eficiencia de FE de la población estelar temprana (PopIII, línea de segmentos largos); la DTFE en las épocas en que domina esta población ( $z \gtrsim 12$ ) disminuye con relación al caso anterior;
- $\dot{\rho}_*(z)$  correspondiente al modelo que agrega la inclusión de eyección de gas por la retroalimentación energética de la FE vía las SN (línea en segmentos cortos); el efecto de la retroalimentación por FE es bajar la DTFE a todas las épocas pero sistemáticamente más hacia épocas tempranas; al incluir este ingrediente astrofísico la FE en los halos menos masivos, siendo su dominio cada vez mayor hacia el remoto pasado, disminuye significativamente la DTFE cósmica y desplaza su máximo ahora a  $z \sim 3.5$ ; este efecto es mucho más importante que el de la masa mínima de enfriamiento ( $T=300$  K) y el de masa característica de captura del gas calentado por el fondo UV;
- $\dot{\rho}_*(z)$  correspondiente al modelo que agrega el régimen de FE por brote intenso en función de la altura del pico (entorno) asociado al halo en el momento de su colapso (línea punteada); inesperadamente, el efecto de incluir este régimen es poco significativo en la H-DTFE, incrementando ligeramente la DTFE en  $z \sim 4 - 6$  de tal manera que el pico de la DTFE se desplaza a  $z \sim 4.2$  y luego, para  $z$ 's más bajos, la DTFE es algo menor que el caso sin este ingrediente;
- $\dot{\rho}_*(z)$  correspondiente al modelo que agrega además el efecto de retroalimentación energética por NAG en los halos masivos (línea sólida gruesa); el efecto de este ingrediente astrofísico es disminuir la DTFE sistemáticamente con el tiempo desde  $z = 3$ ; a  $z = 0$  la DTFE resulta  $\approx 2$  veces menor con la inclusión de este ingrediente.

De la secuencia presentada en la figura 4.5 se ve que los ingredientes astrofísicos que más influyen sobre la H-DTFE son *la retroalimentación energética de la FE*, misma que suprime la FE en los halos menos masivos que dominan en épocas tempranas, y *el retraso de acreción de gas frío y retroalimentación energética de los NAG en los halos más masivos*, procesos que contribuyen a disminuir la TFE en éstos halos que comienzan a dominar en

las épocas más tardías.

Por otro lado, la figura 4.5 muestra que el “esqueleto” oscuro ( $\dot{\rho}_b(z) \propto \dot{\rho}_{DM}(z)$ ) determina en grado importante el comportamiento de la H-DTFE (y de la H-DME por ende), en particular en las épocas desde  $z \lesssim 3 - 4$  o desde hace  $\sim 11$  Gaños atrás, siendo el rápido decrecimiento en la tasa de agregación de masa de los halos por unidad de volumen comóvil predicho en el escenario jerárquico  $\Lambda$ CDM el factor determinante del fuerte decrecimiento de la DTFE cósmica desde esas épocas. A este punto, los parámetros del mismo modelo cosmológico podrían tener su influencia sobre la H-DTFE. En efecto, el valor de la amplitud de las perturbaciones primigenias cuantificado con el parámetro  $\sigma_8$  determina por ejemplo la normalización de  $\dot{\rho}_{DM}(z)$  y por ende de  $\dot{\rho}_*(z)$ : entre menor es  $\sigma_8$ , menor es la DTFE (Nunez-López 2007). Otros parámetros cosmológicos como  $\Omega_m$  y  $\Omega_\Lambda$  tienen también su huella en la H-DTFE (ver por ej. Choi & Nagamine 2009), algo que exploraremos con nuestro método a futuro.

### 4.3.1. Comparación con predicciones previas

El MSA desarrollado en esta tesis no es de carácter evolutivo, es decir no considera la evolución individual de cada una de las galaxias de toda la población. El modelo está basado en un enfoque estadístico que determina las poblaciones de halos sobrevivientes en cada época e introduce ciertas suposiciones sobre la historia de FE dentro de estos halos; por otro lado, el modelo permite calcular autoconsistentemente una serie de procesos astrofísicos que afectan a la TFE propuesta. Gracias a la sencillez del enfoque es que se pueden explorar en detalle los efectos sobre las H-DTFE y H-DME cósmicas de diferentes ingredientes astrofísicos e incluso de los parámetros cosmológicos.

La H-DTFE global ha sido también predicha con los MSA (ver Capítulo 2), mismos que siembran galaxias con una serie de recetas físicas parametrizadas en la población de halos/subhalos oscuros en evolución identificados en simulaciones de N cuerpos cosmológicas. Los parámetros de los MSA se calibran generalmente para reproducir las propiedades, correlaciones y evolución de las galaxias. La predicción de la H-DTFE cósmica es por lo tanto dependiente de cómo se hayan calibrado los parámetros de las recetas. En general, reciénemente varios grupos que desarrollaron sus MSA, muestran que la H-DTFE tiende a ser predicha con un decrecimiento desde  $z \sim 2$  al

presente, y para  $z \gtrsim 2$  la DTFE es más o menos constante para luego decrecer lentamente hacia  $z$ 's 5–6, las máximas épocas que típicamente reportan. Este comportamiento y la normalización de la DTFE tienden a ser consistentes con las observaciones, mostrando que en general la forma y amplitud de la H-DTFE cósmica es una predicción genérica del escenario jerárquico  $\Lambda$ CDM.

En muchos de los MSA han tenido que introducir una serie de recetas astrofísicas a posteriori para lograr que sus predicciones de la H-DTFE sean más acordes con las observaciones. La mayoría de las predicciones de los MSA tienden a mostrar, por ejemplo, que la DTFE desde  $z \sim 2 - 3$  hasta  $z = 0$  decrece no más de un factor 5–6 llegando a valores muy altos con relación a las observaciones a los  $z$ 's tendientes a 0 (por ej. Cole et al. 2000; Somerville et al. 2008). Sin embargo, el decrecimiento se hace más pronunciado (un factor 10 o más), lográndose mejor acuerdo con las observaciones, cuando se introduce el proceso de retroalimentación por NAG, capaz de extinguir la TFE en los halos masivos (Bower et al. 2006; Somerville et al. 2008). Es el mismo comportamiento que inferimos con nuestro modelo cuando introducimos la retroalimentación de los NAG (sección 3.4.6). Aunque en nuestro caso el decrecimiento ya era pronunciado sin introducir este ingrediente, con el mismo la DTFE decreció aún más hacia  $z = 0$  (ver figura 4.4).

El otro enfoque que se ha usado para predecir la H-DTFE cósmica es el completamente numérico, es decir simulaciones de volúmenes grandes del Universo que incluyen la parte oscura (N cuerpos) y la bariónica (hidrodinámica, FE, retroalimentación). No obstante, con las capacidades computacionales actuales es imposible resolver la física interna de las galaxias en volúmenes cosmológicos. Entonces se tienen que introducir también recetas (llamadas de sub-malla) para calcular los procesos físicos que no se resuelven en la simulación.

Recientemente se ha llevado a cabo un proyecto de simulaciones numéricas denominado OWLS (*Overwhelmingly Large Simulations*) el cual consiste en explorar una vasta escala de parámetros astrofísicos de las mencionadas recetas sub-malla y determinar aquellos que regulan de manera dominante la H-DTFE cósmica. Esto lo logran variando un ingrediente a la vez de entre más de 10 posibles en más de 50 simulaciones numéricas completas con hidrodinámica (Schaye et al. 2009). Según los resultados de este trabajo la H-DTFE podría ser muy sensible a variaciones de los parámetros cosmológicos.

Por otro lado, hablando de ingredientes astrofísicos, Schaye et al. (2009) concluyen, a grandes rasgos, que en épocas tempranas la  $\dot{\rho}_*(z)$  está dominada por galaxias formadas en halos cuya temperatura virial supera los  $10^4$  K, ya que suponen que existe un fondo de radiación en todas las épocas capaz de destruir las moléculas que permitirían al gas enfriarse por debajo de esta temperatura. En nuestro modelo, lo anterior equivale a establecer la  $M_{min}$  de integración como la correspondiente a  $10^4$  K y no 300 K, hecho que en efecto disminuye significativamente la DTFE en épocas tempranas como lo constatamos (ver también Nunez-López 2007; Choudhury & Srianand 2002); cabe notar que esta intensa producción de estrellas a  $z$ 's altos derivará en un valor excesivo de la DME acumulada a  $z$ 's menores.

Además de lo anterior, Schaye et al. (2009) incluyen un fondo uniforme de radiación debido a la reionización *instantánea* del hidrógeno en  $z_{reio}$ . Los resultados de sus simulaciones muestran que la aparición de este fondo de reionización es poco importante para la DTFE. En efecto, los resultados son muy similares si  $z_{reio} = 6, 9, 12$  o si no se enciende en absoluto. Este resultado es similar al nuestro, donde incluso un modelo un poco más sofisticado que una reionización instantánea tiene poca importancia para la DTFE en todas las épocas. En nuestro caso, como en el de Schaye et al. (2009), el ingrediente que realmente determina en épocas tempranas la DTFE es la temperatura mínima de enfriamiento del gas.

En las simulaciones de Schaye et al. (2009) las galaxias de masa intermedia tienden a autorregular su FE y a ser poco sensibles a los procesos de retroalimentación estelar por SN y al proceso de enfriamiento del gas, además del ya mencionado fondo UV. Estas galaxias mantienen una TFE prácticamente constante, aumentando en un sentido un proceso que regula a otro. Por ejemplo, si la eficiencia de FE es incrementada, las galaxias simplemente reducen sus fracciones de gas, manteniendo su TFE. Veremos en el siguiente Capítulo que en nuestro modelo las galaxias formadas en halos de masas intermedias también son poco sensibles a los diversos ingredientes astrofísicos introducidos.

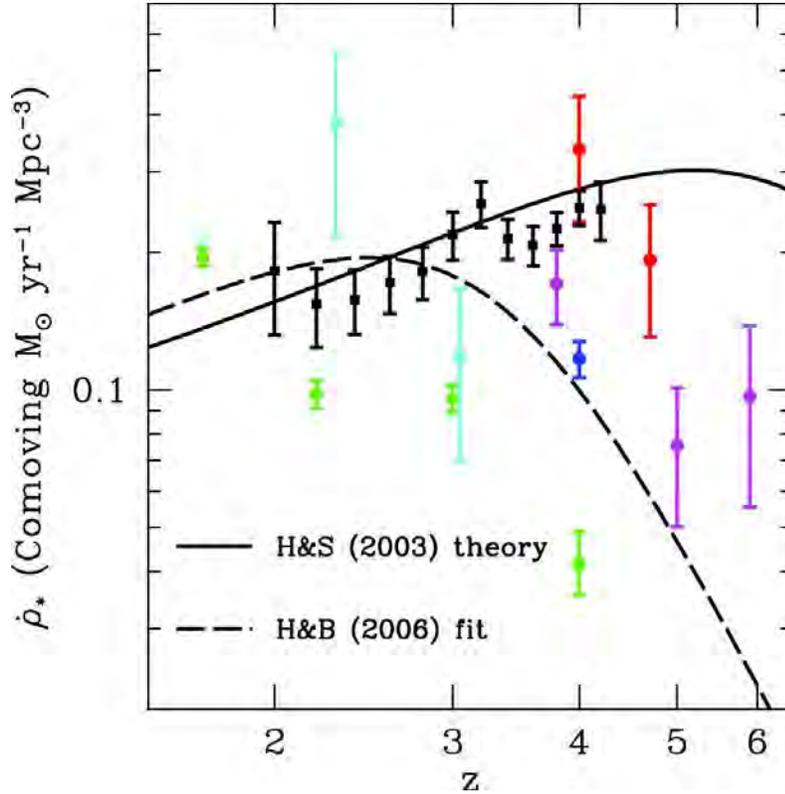
Finalmente para las galaxias masivas la retroalimentación de SN se vuelve poco eficiente. Este resultado es tal y como sugiere nuestro modelo, en el que la retroalimentación por FE no es importante a  $z$ 's tardías, dominadas por ha-

los masivos. En Schaye et al. (2009), los procesos relacionados con la acreción sobre el agujero negro supermasivo de estas galaxias son los encargados de inyectar energía al medio interestelar. Sin embargo muestran los autores que la cantidad de energía inyectada, y por tanto la H-DTFE, es independiente de la eficiencia del NAG, ya que este proceso también se autorregula, manteniéndose constante. Por ejemplo, si por acreción al agujero negro se inyecta el doble de energía al medio por unidad de masa acretada, entonces la masa del agujero sólo alcanzará la mitad de la que hubiera alcanzado inyectando la mitad de energía. Este ingrediente sin embargo es de suma importancia para lograr una caída más abrupta de la  $\dot{\rho}_*(z)$  a partir de  $z \sim 2$  como lo sugieren las inferencias observacionales. Sin él, tal caída es difícil de reproducir. En este sentido, si se permite por ejemplo un eficiente enfriamiento del gas por la presencia de metales, tal caída no se recupera ya que la FE se ve aumentada de forma importante en épocas tardías en galaxias masivas. Tal parece que justo como sugiere nuestro modelo, el largo tiempo de enfriamiento requerido por el gas atrapado por halos masivos, así como la inyección de energía por el NAG que limita aún más la disponibilidad de gas frío para formar estrellas, son los factores determinantes en acelerar la caída de la  $\dot{\rho}_*(z)$  en épocas tardías, ya de por sí impresa en el ensamblaje jerárquico de los halos oscuros.

Es de resaltar el buen acuerdo que en general presenta nuestro modelo sencillo con otros estudios mucho más sofisticados y costosos como lo son los MSA y, en especial, las simulaciones numéricas. Hemos mostrado que nuestras predicciones coinciden con las de estos enfoques incluso al nivel de la influencia sobre la H-DTFE de ciertos ingredientes astrofísicos concretos, en los pocos trabajos donde que presentan resultados parciales a este nivel. En nuestro caso ha sido relativamente fácil explorar dicha influencia, uno por uno, de los ingredientes astrofísicos relevantes en el problema, cosa que resulta mucho más difícil usando los otros enfoques, razón por la que comunmente no realizan o limitan dicha exploración.

### 4.3.2. Comparación con inferencias observacionales

**H-DTFE cósmica.-** En cuanto a la comparación de nuestra predicción con las observaciones, vemos que hay un acuerdo marginal a nivel global (ver figura 4.4). Nuestro modelo predice valores de la DTFE menores al promedio de las observaciones desde  $z \sim 2.5$  hacia  $z = 0$ , mientras que a  $z$ 's más altas ( $z \gtrsim 3$ ) la DTFE predicha está más bien en el límite superior de las infe-



**Figura 4.6:** Inferencia alternativa de la H-DTFE. Figura tomada de Faucher-Giguère et al. (2008) donde se grafican las recientes estimaciones de estos autores de la DTFE entre  $z = 2$  y  $4.2$  (cuadros sólidos negros con barras de error), mismas que fueron inferidas a partir de la emisividad de galaxias en  $\text{Ly}_\alpha$  calculada a través del bosque de  $\text{Ly}_\alpha$ . Se incluyen también estimaciones de la DTFE basadas en las funciones de luminosidad en UV de galaxias, corregidas por extinción y uniformizadas a la FIM Sa1A (círculos sólidos con barras de error). La línea en trazos largos es el mejor ajuste a los datos de la compilación de Hopkins & Beacom (2006) mostrado también en las figuras de esta tesis, mientras que la curva sólida negra es la predicción analítica para  $\dot{\rho}_*(z)$  del trabajo de Springel & Hernquist (2003). Nuestro resultado final de la H-DTFE estaría en buen acuerdo con las DTFE a  $z \sim 3 - 4$  más altas que inferieron Faucher-Giguère et al. (2008).

rencias observacionales, quedando el pico de  $\dot{\rho}_*(z)$  en  $\sim 4.5$  en vez de  $\sim 2.5$  como sugiere la recopilación de observaciones de Hopkins & Beacom (2006). En este sentido, *parecería que el modelo sobreestima la DTFE a altos  $z$ 's y la subestima a  $z$ 's bajos.*

Mientras que las estimaciones de la DTFE a corrimientos al rojo bajos son relativamente robustas, para  $z \gtrsim 2$  la situación es más incierta y debatible. El comportamiento de  $\dot{\rho}_*(z)$  inferido para estos  $z$ 's depende de muchos factores inciertos, como son las correcciones a los sesgos por completez/sensibilidad de las observaciones y la corrección por extinción del polvo (ver sección 2.1.4). Además está la incertidumbre de la contribución a la DTFE de las galaxias sub-milimétricas, cosa que depende de la estimación del  $z$  de estas fuentes. Un aumento a la DTFE inferida con las observaciones en UV en reposo de al menos un 20-30 % entre  $z = 3$  y 6 podría ser factible; hay autores que inferen aumentos de alrededor del 100 % o más (por ej. Blain et al. 1999; Dunne et al. 2003) pero otros que estiman que dicha contribución es muy baja (Michałowski et al. 2009). En resumen, la DTFE podría ser algo mayor que el ajuste de Hopkins & Beacom (2006) hacia altos  $z$ 's. Sin embargo, es oportuno mencionar que nuestro modelo, aunque con valores de la DTFE más altas que el ajuste de Hopkins & Beacom (2006) en  $z \gtrsim 4$ , no predice que haya una contribución importante a la DTFE por parte de los halos con brotes intensos de FE (que se asociarían a la galaxias sub-milimétricas); su contribución es mínima tal como se aprecia en la figura 4.4.

Algunas inferencias alternativas recientes de la DTFE cósmica a altos  $z$ 's tienden a mostrar que ésta no decrece después de  $z \sim 3$  como lo indican las inferencias directas usando el UV en reposo. Este es el caso de las inferencias recientes usando por ejemplo los ERG (ver Sección 2.2.4) o usando la evolución de las fuentes responsables de la emisividad intergaláctica, misma que es constreñida con las mediciones de la profundidad optica en  $\text{Ly}_\alpha$  de absorvedores en la línea de visión a cuasares. Faucher-Giguère et al. (2008) han realizado este estudio usando 86 espectros de alta resolución hacia cuasares abarcando el intervalo de  $2 \leq z \leq 4.2$  para las nubes absorvedoras del bosque de  $\text{Ly}_\alpha$ . La tasa de fotoionización requerida para explicar sus resultados observacionales implica que las fuentes (galaxias principalmente) deben estar formando estrellas con una tasa por unidad de volumen comóvil ligeramente creciente con  $z$  en el intervalo explorado. Los autores concluyen que la  $\dot{\rho}_*(z)$  inferida con sus restricciones es similar a la que reportan Hopkins & Beacom

(2006) hasta  $z \sim 3$  pero luego la de ellos sigue creciendo (por lo menos hasta  $z = 4.2$ ) mientras que en el caso de Hopkins & Beacom (2006) decrece (ver la figura 4.6 reproducida de Faucher-Giguère et al. 2008).

Nuestra predicción de  $\dot{\rho}_*(z)$  para  $z$ 's mayores a 3 (figura 4.4), está indudablemente en mejor acuerdo con el resultado observacional reciente de Faucher-Giguère et al. (2008). De acuerdo a la discusión que se presenta en este artículo (ver también Reddy et al. 2008), es posible que a altos  $z$ 's exista una extensa población de galaxias con FE muy débiles (menores a  $0.1L_{UV}^*$ , donde  $L_{UV}^*$  es la luminosidad típica en la banda UV de una época dada) que se pierden incluso de los catastros más profundos que tenemos, razón por la que pasan inadvertidas de los estudios profundos de emisión en UV en reposo. De existir esta población, la pendiente de la parte débil de las funciones de luminosidad en UV, que típicamente se supone sería mayor, implicaría una DTFE algo mayor que la reportada para esas épocas.

A este punto, una pregunta natural que surge para el modelo es cuánto contribuyen las galaxias pequeñas (halos poco masivos) a la DTFE hacia  $z$ 's altos. ¿Será su contribución a  $z$ 's 4–6 tal que justamente explique el aparente exceso de DTFE de nuestro modelo con relación a las inferencias basadas en observaciones de emisión en UV en reposo? Y en general, ¿cómo es la contribución de diferentes masas a las DTFE en diferentes épocas? Esta es la pregunta que abordaremos en el Capítulo 5.

**H-DME cósmica.-** En cuanto a la cantidad integral, es decir la DME, el modelo predice valores algo más altos, en especial a  $z > 1$  que lo que se infiere como promedio de las observaciones basadas en las funciones de luminosidad en IR a diferentes épocas (ver figura 2.6). No obstante, hay una inconsistencia entre las mismas observaciones en el sentido de que la DME inferida de integrar la H-DTFE de las observaciones (corrigiendo por el factor de reciclaje de gas) es sistemáticamente mayor a la DME medida directamente con las funciones de luminosidad, siendo más agudo el problema hacia épocas anteriores a  $z \sim 1$ . Este problema fue notado por ejemplo en Hopkins & Beacom (2006) y analizado a fondo en Davé (2008); Wilkins et al. (2008); Reddy & Steidel (2009).

Una solución “mundana” –como lo dicen los propios autores– es que dicha inconsistencia se deba justamente a una gran población de galaxias sub- $L^*$  a

altos  $z$ 's, misma que hace más empinada que lo supuesto la función de luminosidad en el lado de las bajas luminosidades (Reddy et al. 2008). Siendo así, habría entonces más DME a altos  $z$ 's que no se está considerando. La DTFE también subiría como se explicó en un párrafo anterior, pero el efecto es más relevante sobre la DME. Con nuestro modelo podremos explorar cuál es la contribución fraccional a las DTFE y DME respectivamente de las galaxias de baja masa hacia  $z$ 's entre  $\sim 3$  y 6 a fin de comprobar si la contribución es mayor para la DME que para la DTFE.

Si la inconsistencia mencionada entre las observaciones se mantiene, entonces la explicación astrofísica que se ha propuesto es que la FIM de las estrellas tiende a estar sesgada hacia una mayor fracción de estrellas masivas en el pasado (Davé 2008; Wilkins et al. 2008).

# Capítulo 5

## Disecciones de la historia de formación estelar cósmica

En este Capítulo se procederá a mostrar las contribuciones a  $\dot{\rho}_*(z)$  y  $\rho_*(z)$  de diferentes masas (disección en masa, Sección 5.1) y de los dos regímenes de FE (tranquilo/autorregulado y de brote/violento) asociados en nuestro modelo a la altura de los picos de los que emergen los halos y por ende, al medio ambiente (Sección 5.2). Estas disecciones, en particular por masa, abren una dimensión importante de entendimiento en el problema que ayuda mucho a interpretar el resultado de las predicciones teóricas y permite una confrontación más profunda con las observaciones.

En la sección previa hemos mostrado cómo contribuye cada ingrediente físico en dar forma a la H-DTFE cósmica (y la H-DME por ende). La comparación con la gran cantidad de inferencias observacionales muestra un acuerdo razonable, aunque a  $z$ 's bajos, donde las inferencias son más precisas, la DTFE predicha tiende a estar en el límite inferior de las mismas.

Sin embargo, es importante notar que la DTFE cósmica es una cantidad global en cada época. Una comparación mucho más profunda e instructiva con las inferencias observacionales sería tomando en cuenta la contribución de diferentes intervalos de masas a la DTFE en diferentes épocas (disección de  $\dot{\rho}_*(z)$  en masa). Desde el punto de vista observacional esto se ha logrado sólo recientemente y de manera limitada (en un intervalo limitado de masas estelares y hasta  $z \sim 2$ ; ver Juneau et al. 2005; Zheng et al. 2007; Panter et al. 2007; Mobasher et al. 2009).

En el Capítulo anterior inferimos someramente por los efectos que producen los ingredientes astrofísicos, qué tanto contribuyen a la DTFE global los halos más masivos y los menos masivos en diferentes épocas. En esta sección mostraremos explícitamente cómo contribuyen a  $\dot{\rho}_*(z)$  diferentes intervalos de masas de halo  $M_h$ . En particular consideraremos tres intervalos de masa, *los mismos para todas las épocas*. Estos intervalos son los siguientes<sup>1</sup>:

1.  $M_{min}(z_c) \leq M_h/M_\odot \leq 10^{11.3}$  halos pequeños
2.  $10^{11.3} \leq M_h/M_\odot \leq 10^{12.3}$  halos intermedios
3.  $10^{12.3} \leq M_h/M_\odot \leq 10^{14}$  halos masivos

Nótese que con la definición de los mismos intervalos de masa para cualquier época, la descomposición en masa que estamos haciendo se refiere a la de la población de halos (galaxias) en su época; es así como se procede desde el punto de vista observacional: para un dado intervalo de  $z$ 's se identifica la contribución a la  $\dot{\rho}_*(z)$  de esa época por parte de varios intervalos de masa estelar, intervalos que *son iguales en cualquier época*.

Con los intervalos mencionados pretendemos muestrear, al menos aproximadamente, los intervalos de masa de halos que corresponderían a *galaxias enanas, normales y gigantes* respectivamente. Si usamos la relación entre masa estelar  $M_s$  y masa de halo  $M_h$  inferida semi-empíricamente para diferentes  $z$ 's (por ej. Moster et al. 2010), se tiene que los intervalos mencionados corresponden en  $z \approx 0$  a masas estelares de:

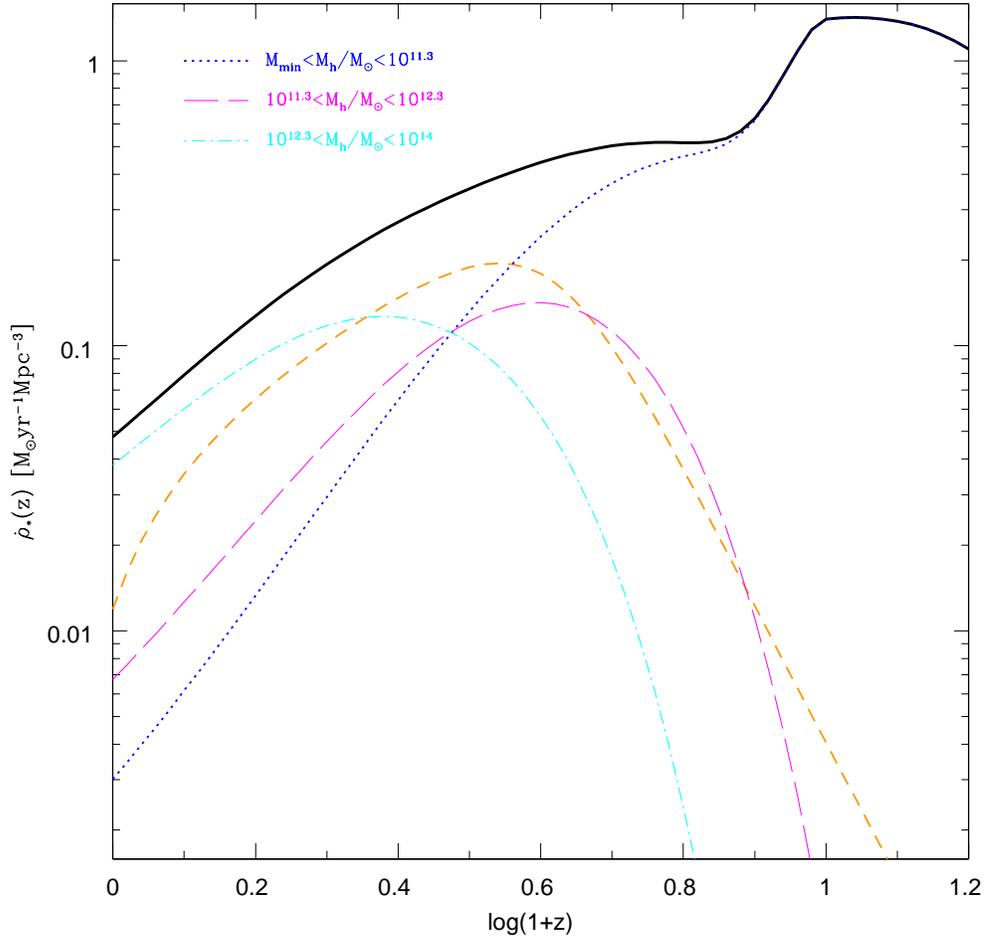
1.  $M_{min}(z_c) \leq M_s/M_\odot \leq 10^{9.4}$  galaxias enanas
2.  $10^{9.4} \leq M_s/M_\odot \leq 10^{10.7}$  galaxias normales
3.  $10^{10.7} \leq M_s/M_\odot \leq 10^{11.6}$  galaxias gigantes

y a  $z = 2$  corresponden a:

1.  $M_{min}(z_c) \leq M_s/M_\odot \leq 10^{8.29}$
2.  $10^{8.29} \leq M_s/M_\odot \leq 10^{10.15}$
3.  $10^{10.15} \leq M_s/M_\odot \leq 10^{11.32}$

---

<sup>1</sup>En este Capítulo hacemos la distinción entre masa de halo,  $M_h$ , y masa estelar,  $M_s$ . En anteriores capítulos la masa de los halos siempre se representó mediante  $M$ , sin subíndice.



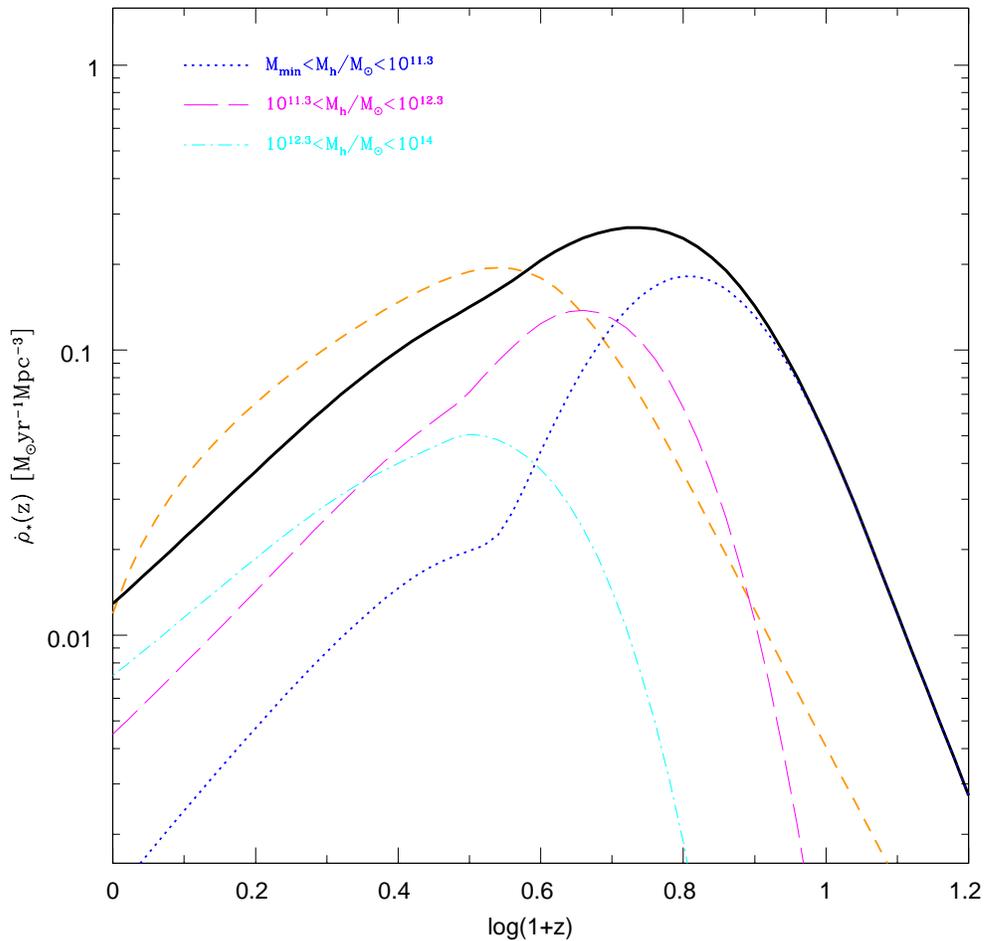
**Figura 5.1:** Disección en masa de la H-DTFE predicha con el modelo simplificado de Choudhury & Srianand (2002) con las modificaciones explicadas en el texto. La DTFE total se grafica con línea gruesa continua y las contribuciones de tres intervalos de masa con las líneas delgadas de acuerdo a como se indica con leyendas en el panel. Nótese la enorme contribución a la DTFE global en épocas tardías por parte de los halos masivos. En épocas muy tempranas la DTFE está dominada totalmente por halos pequeños hasta  $z \sim 7$ . Este comportamiento es heredado por el ensamblaje de halos oscuros en el escenario jerárquico  $\Lambda\text{CDM}$  (ver figura 4.1). La curva en segmentos cortos es el ajuste a la compilación observacional de la DTFE de Hopkins & Beacom (2006) y se muestra por comparación. Esta curva aparecerá en las figuras 5.2, 5.3, 5.6, 5.8 y 5.10 de este Capítulo.

## 5.1. Disección por masa de la historia de formación estelar cósmica

En la figura 5.1 se muestra la disección de  $\dot{\rho}_*(z)$  en los intervalos de  $M_h$  mencionados para el modelo más sencillo estudiado en este trabajo, el correspondiente a las suposiciones presentadas en Choudhury & Srianand (2002), pero con eficiencia de FE de 0.3 y función de masa de halos de ST. Esta disección muestra similitud con la presentada para la historia de la densidad de tasa de acreción de masa de los halos oscuros (figura 4.1): mientras que a altos  $z$ 's domina de por mucho la contribución de FE en los halos de bajas masas (a  $z \sim 5$   $\dot{\rho}_*(z)$  está completamente dominado por la contribución de los halos de masa  $\leq 10^{11.3} M_\odot$ ), a  $z$ 's bajos domina en la DTFE la contribución de los halos más masivos (a  $z = 0$  contribuyen en un 80% a la DTFE global). Es incluso remarcable que en ambos casos las contribuciones de los tres intervalos de masa de halo alrededor de  $z = 2$  se hacen iguales. En otras palabras, la TFE en este modelo es prácticamente proporcional a la tasa de acreción de gas del halo. Por lo tanto, ya que en el caso del modelo  $\Lambda$ CDM los halos más masivos se ensamblan más tardíamente, es de esperar que la TFE en ellos se haga más importante hacia  $z$ 's tendiendo a 0. Según el modelo considerado, hacia  $z = 0$  la contribución a la DTFE por parte de los halos del intervalo más masivo es un orden de magnitud mayor a las de los halos del intervalo menos masivo, algo que está en total desacuerdo con las inferencias observacionales (ver Sección 2.3 y figura 2.5).

En el Capítulo anterior vimos que después de introducir ingredientes astrofísicos de importancia en el proceso de formación y evolución de galaxias,  $\dot{\rho}_*(z)$  sufre considerables modificaciones. Estos ingredientes actúan cada uno con preferencia en ciertas épocas y sobre *ciertos intervalos de masas*.

La figura 5.2 presenta la disección en masa del modelo que incluye el gas intergaláctico ionizado por el fondo UV, el retraso en la caída del gas por el tiempo de enfriamiento, la división en poblaciones estelares, la eyección de gas por retroalimentación energética de SN y la dependencia de la forma de la historia de TFE (extendida o de brote concentrado) con la altura del pico asociado a los halos (medio ambiente). Observamos que es en el intervalo inferior de masas de halos donde se dio la fuerte inhibición de FE hacia altos corrimientos al rojo. No obstante los halos de este intervalo de bajas masas



**Figura 5.2:** Disección en masa de la H-DTFE predicha con el modelo que incluye el gas intergaláctico ionizado por el fondo UV, el retraso en la caída del gas por el tiempo de enfriamiento, la división en poblaciones estelares, la eyección de gas por retroalimentación energética de SN y la dependencia de la forma de la TFE con la altura del pico asociado a los halos. Es notable que el intervalo de masas de halo intermedias prácticamente no se han visto afectadas en su DTFE por la introducción de los diferentes ingredientes astrofísicos.

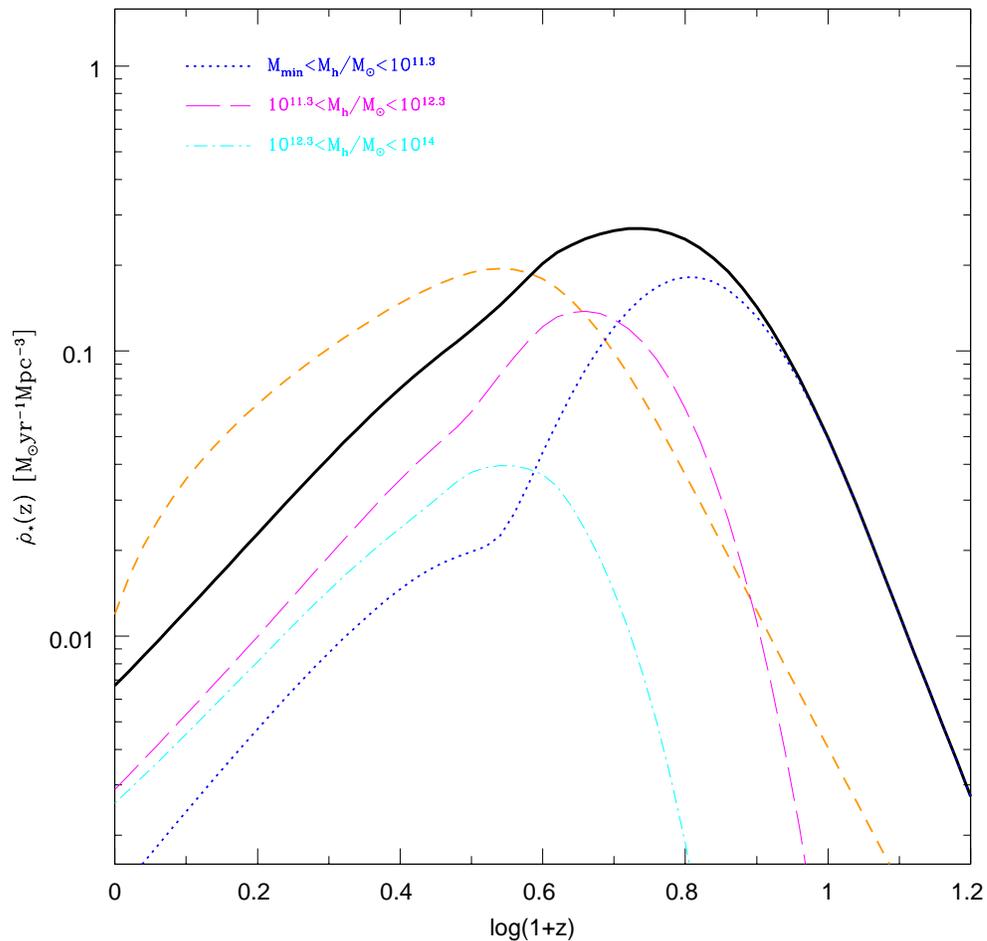
dominan por completo la DTFE desde  $z = 20$  hasta  $z \sim 5$ . Un poco después la DTFE producida en halos de este intervalo de masas llega a su máximo y a partir de entonces comienza a decrecer, siendo superada su contribución por la del intervalo intermedio de masas que va aumentando dicha contribución hasta  $z \sim 3.5$  donde alcanza su máximo y comienza a decrecer luego, aunque siempre estando por arriba de la contribución de las masas menores.

Hacia  $z = 3$  la DTFE del intervalo de los halos más masivos llega a su máximo, cuando los halos de masas intermedias todavía dominan en la DTFE. A  $z = 1$  ya dominan los halos más masivos y a  $z = 0$ , este intervalo de masas que identificamos con las galaxias más luminosas (gigantes) contribuye según el modelo un 55% a la DTFE global. Con relación al modelo simplificado, la DTFE de los halos masivos bajó significativamente para  $z$  entre 0 y  $\sim 3$ , básicamente por el efecto de retraso de la acreción de gas por el enfriamiento.

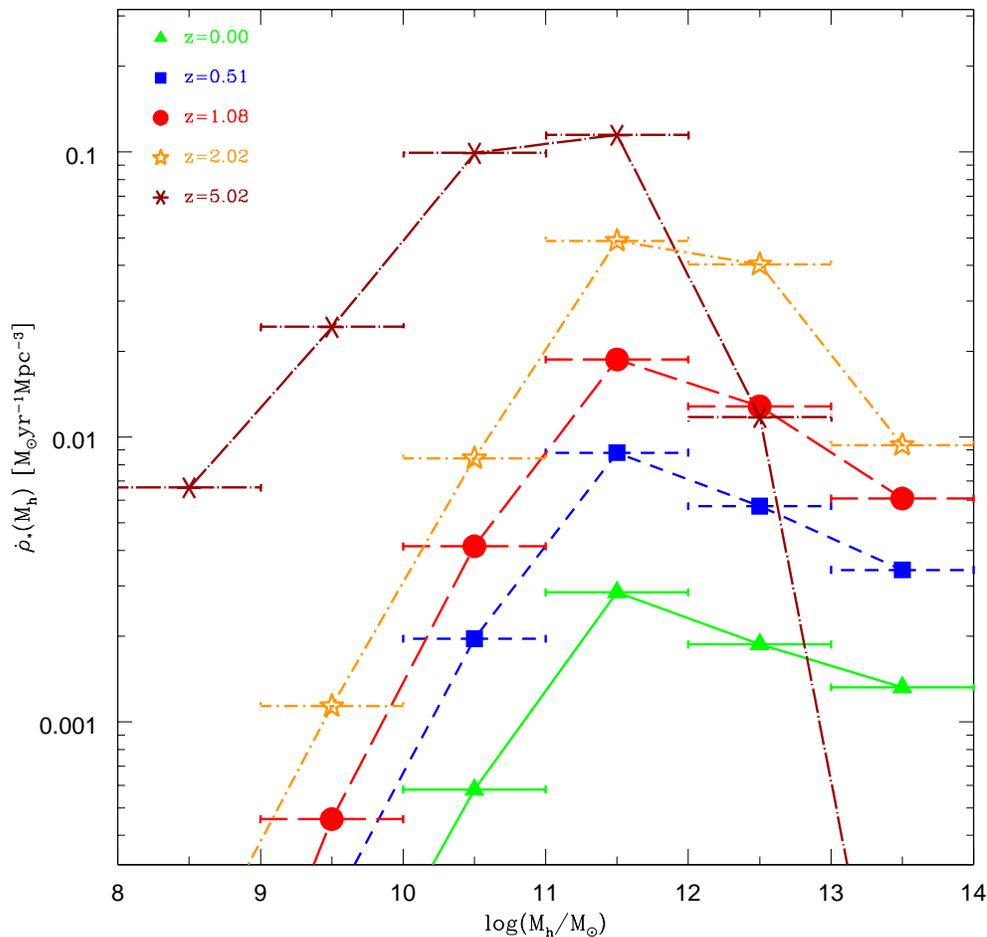
La figura 5.3 corresponde al modelo más completo que hemos desarrollado y en la misma se ve con claridad cómo queda la disección en intervalos de masa de halo después de introducir todos los ingredientes astrofísicos considerados. La introducción de la retroalimentación por NAG ha afectado, como es de esperar, sólo a los halos más masivos, reduciendo aún más su contribución a la DTFE desde  $z = 3$  hasta  $z = 0$ , de tal manera que en ningún momento son los que dominan en la DTFE. Su contribución a la misma en  $z = 0$  es  $\approx 40\%$ .

Un aspecto interesante a notar es que el intervalo intermedio de masas (que asociamos a las galaxias normales) prácticamente no se vio afectado por la introducción de los diferentes ingredientes astrofísicos. Podríamos decir que *halos en este intervalo de masas son poco susceptibles, por un lado, a los efectos del fondo UV y la retroalimentación de las SN (que afectan a las masas menores), y por otro, a los efectos del retraso de acreción de gas por el enfriamiento, la retroalimentación por NAG, así como los brotes de FE (que afectan más a las masas mayores)*. Una serie de evidencias observacionales muestran en efecto que la eficiencia de FE en las galaxias tiene un máximo alrededor de  $M_h = 5 \times 10^{11} - 2 \times 10^{12} M_\odot$  por lo menos hasta  $z \sim 2$  (ver por ej. Behroozi et al. 2010; Moster et al. 2010).

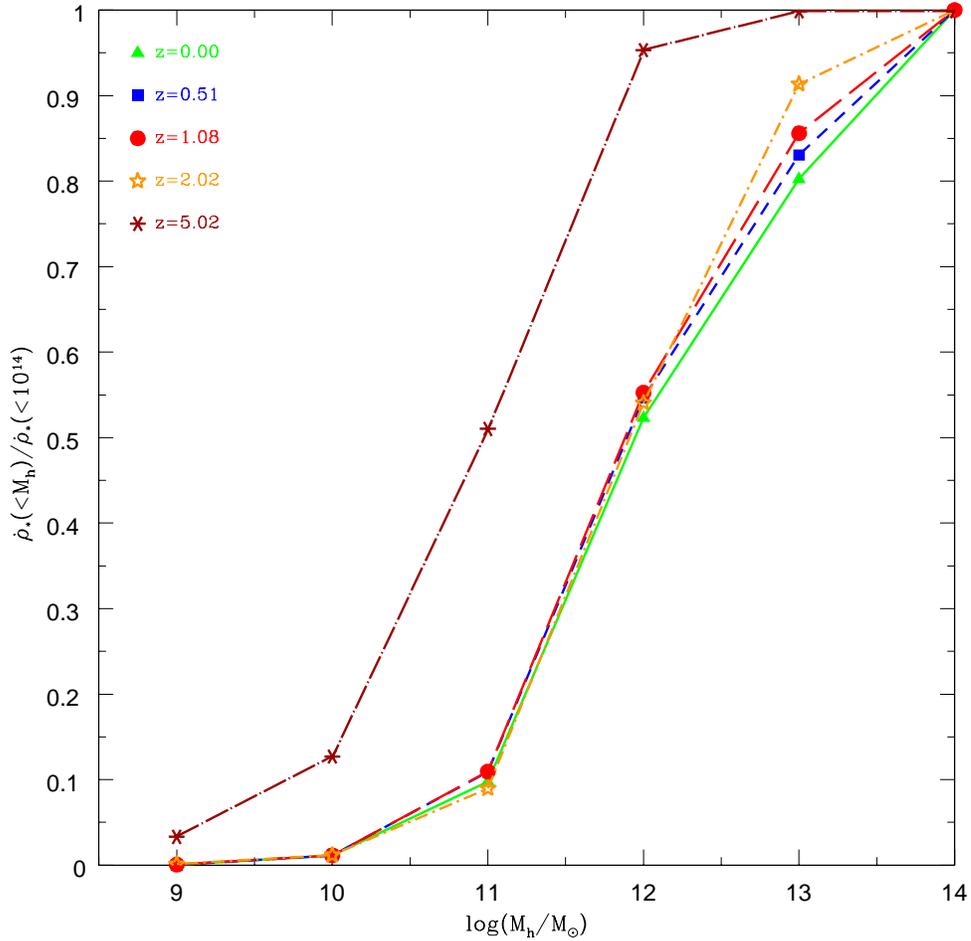
En las figuras 5.4 y 5.5 se presentan respectivamente las distribuciones diferencial y acumulativa de  $\dot{\rho}_*(M_h)$  a diferentes épocas ( $z = 0.00, 0.51, 1.08, 2.02, 5.02$ ). La anchura de los intervalos de  $M_h$  es de 1 dex siendo el valor



**Figura 5.3:** Disección en masa de la H-DTFE predicha con el modelo que incluye la retroalimentación de energía por NAG. La DTFE ha sido reducida en halos masivos, haciendo que este intervalo no domine la DTFE global en ninguna época. Este hecho tiende a estar en mejor acuerdo con las observaciones, no así el hecho de la poca contribución de halos pequeños a la DTFE global hacia  $z \rightarrow 0$ .



**Figura 5.4:** Distribución de la DTFE en función de la masa del halo (en intervalos de 1 dex) para 5 diferentes corrimientos al rojo, indicados dentro del panel. En todas las épocas la contribución dominante a la DTFE global proviene de masas en el intervalo de  $10^{11}$  a  $10^{12}M_{\odot}$ . Las curvas  $\dot{\rho}(M_h)$  prácticamente no cambian de forma con  $z$ , sino solamente aumentan su amplitud, tal como se espera del crecimiento mostrado por  $\dot{\rho}_*(z)$ . Sólo hasta  $z = 5.02$  la contribución de halos de masas mayores a  $10^{12}M_{\odot}$  ha decaído ya fuertemente con respecto a la global.



**Figura 5.5:** Distribución acumulativa de la DTFE en función de la masa del halo y normalizada al valor de la DTFE total de la época correspondiente para los mismos casos mostrados en la figura 5.4. Hasta  $z = 2$  las masas menores a  $10^{10}M_\odot$  contribuyen a la DTFE global no más de  $\approx 1\%$  mientras que las masas mayores a  $10^{12}M_\odot$  contribuyen con más del 50%. En contraste, a  $z = 5$  la contribución de masas menores a  $10^{10}M_\odot$  ya es superior al 10% y de masas mayores a  $10^{12}M_\odot$  cayó por debajo del 5%.

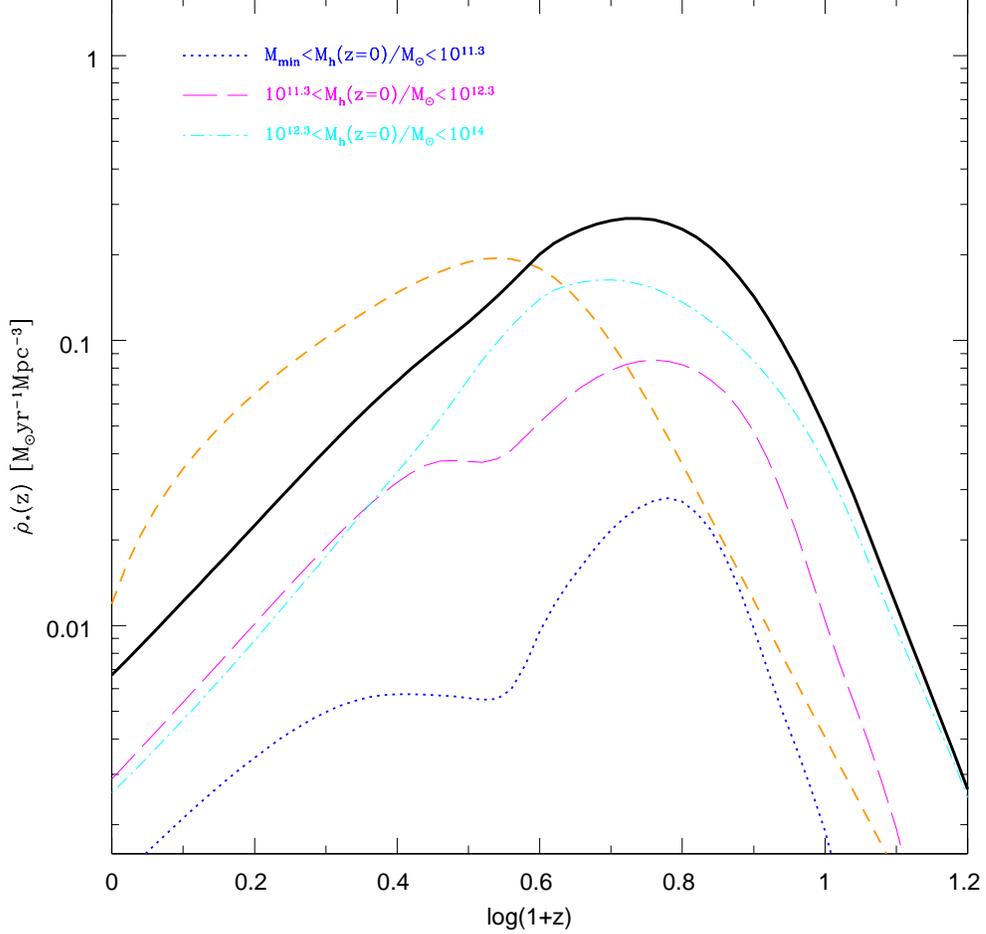
de  $\dot{\rho}_*(M_h)$  reportado el promedio en cada intervalo indicado con la barra de error en la figura 5.4. Estos gráficos cuantifican de manera clara lo que ya se veía en la figura 5.3. La distribución de la DTFE en función de  $M_h$  a  $z = 0$  tiene su pico en  $10^{11} - 10^{12} M_\odot$ , decreciendo lentamente hacia masas mayores y rápidamente hacia masas menores. Esta distribución se mantiene aproximadamente similar hacia las épocas  $z = 0.5, 1.0$  y  $2.0$ , creciendo solamente en su amplitud; en realidad hay un muy ligero decrecimiento de la contribución de las masas más grandes a medida que  $z$  crece, cosa que se aprecia mejor en la gráfica acumulativa (figura 5.5). No obstante el máximo de la DTFE en cualquiera de estas épocas permanece en el intervalo  $10^{11} - 10^{12} M_\odot$ . A  $z = 5$  ya se aprecia un cambio significativo en la distribución habiéndose desplazado hacia las masas menores y cayendo rápidamente la contribución de las masas grandes. Sin embargo, aún en esta época el máximo de contribución a la DTFE cósmica sigue estando en el intervalo  $10^{11} - 10^{12} M_\odot$ .

### 5.1.1. El efecto evolutivo de los halos

En realidad, la masa de las galaxias (y sus halos) están cambiando con  $z$ , casi siempre decreciendo hacia el pasado. Entonces cuando definimos un intervalo de masas a una época dada (por ej.  $z = 0$ ), esos halos en un pasado serán menos masivos sistemáticamente. Una cuestión de interés es conocer la contribución a  $\dot{\rho}_*(z)$  en diferentes épocas de los mismos halos en su proceso evolutivo. Por ejemplo, si definimos un intervalo de masas de halos a  $z = 0$ , podemos calcular cuánto aportan a  $\dot{\rho}_*(z = 0)$  y preguntarnos cuál será la contribución de esos *mismos halos* a otros  $z$ 's. Para esto, tenemos que conocer cuáles serán las masas de estos halos en las otras épocas.

Diferentes enfoques ofrecen la posibilidad de calcular las Historias de Agregación de Masa (HAM) promedio de los halos en función de su masa a  $z = 0$  (por ej. Avila-Reese et al. 1998; Bullock et al. 2001; van den Bosch 2002; Wechsler et al. 2002; McBride et al. 2009). Diversos métodos dan generalmente resultados cualitativamente similares que se han comparado con los de simulaciones numéricas. El ajuste a estos resultados (las HAM promedio en función de la masa) no es trivial. Por sencillez y dado el carácter aproximativo de nuestro enfoque, usaremos aquí la fórmula sencilla bi-paramétrica propuesta en McBride et al. (2009):

$$M_h(z) = M_0(1 + z)^\beta e^{-\gamma z} \quad (5.1)$$



**Figura 5.6:** Disección de la H-DTFE en intervalos de masa evolutivos. Los intervalos de masa son los mismos definidos al inicio de este Capítulo (y mostrados en el panel en esta figura) para halos solamente a  $z = 0$  y considerando la ulterior evolución de estos intervalos obedeciendo a las historia de agregación de masa parametrizadas dadas por la ec. (5.1). El intervalo correspondiente a halos masivos en  $z = 0$  domina la DTFE global en el pasado, desde  $z \sim 1.5$ ; la contribución de los halos menores al día de hoy es relativamente baja, más aún hacia el pasado.

donde  $M_0$  es la masa del halo a  $z = 0$ ;  $\beta = 0.10$  y  $\gamma = 0.69$  son los valores promedios de estos parámetros que mejor ajustan las HAM de todos los halos en la simulación cosmológica de N cuerpos del Milenio (Springel et al. 2005).

Con la ec. (5.1) se puede calcular el valor promedio de  $M_h(z)$  a cualquier  $z$  para un halo que al día de hoy tiene una masa  $M_0$ . El resultado de la disección en los mismos intervalos de masa definidos al inicio de este Capítulo (fijados a  $z = 0$ ) pero que evolucionan de acuerdo a la ec. (5.1) se muestra en la figura 5.6. Vemos que el intervalo de halos masivos (galaxias gigantes) al día de hoy aumenta considerablemente su contribución a la DTFE global hacia el pasado, dominando completamente ésta a partir de  $z \sim 1.5$ . Entre  $z = 0$  y 1.5 el intervalo de halos de masa intermedia (galaxias normales) supera en contribución a los masivos en un 10% aproximadamente en todas estas épocas. Por otro lado, el intervalo de halos poco masivos (galaxias enanas) no domina ya nunca la DTFE global. Su contribución se ha reducido fuertemente en favor de los halos más masivos.

Nuestro resultado sugiere entonces que lo que conocemos como las galaxias normales en el Universo local son las que más han contribuido a la DTFE cósmica desde  $z \sim 1.5$ . Las galaxias gigantes contribuyen también significativamente y llegan a dominar en la DTFE hacia  $z$ 's mayores a  $\sim 2$ , mientras que la contribución de las galaxias hoy enanas es menor en todas las épocas aunque hacia  $z = 0$  su contribución relativa va en aumento; pero no lo suficiente como veremos lo sugieren las observaciones.

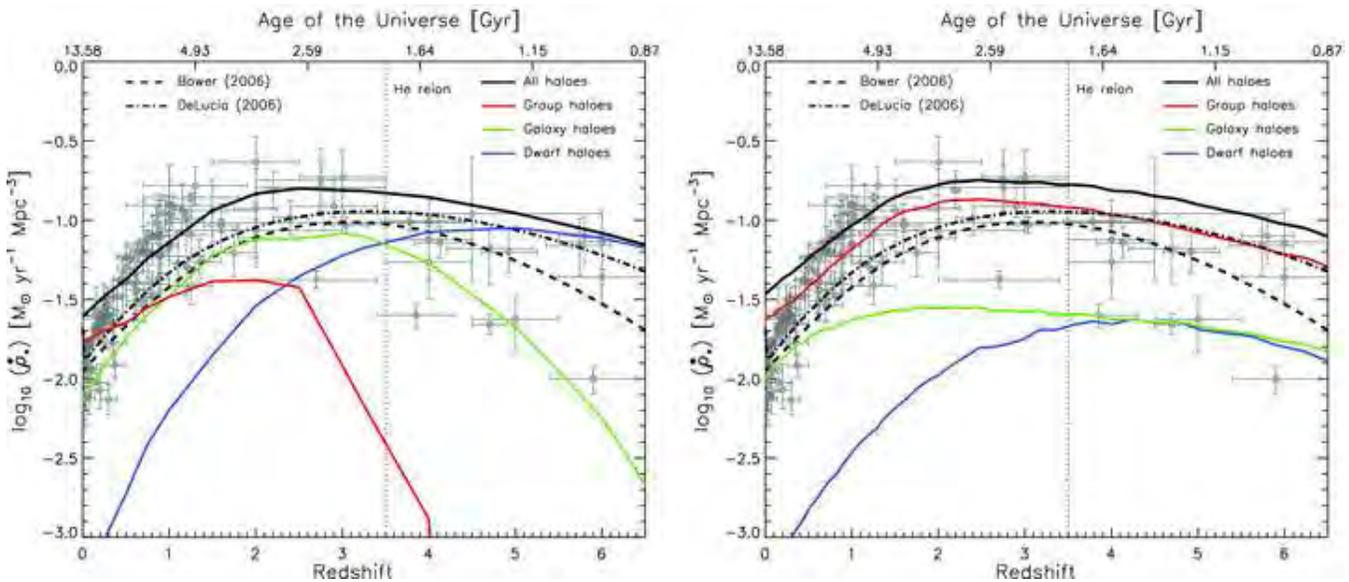
Otro resultado importante de esta disección es que los picos de las curvas correspondientes a los tres intervalos de masa de halos (galaxias) definidos en el presente se encuentran muy cercanos entre sí, alrededor de  $z = 4.5$  donde ocurre el pico de la H-DTFE global, siendo el intervalo de masas menores (galaxias enanas) el que ocurre primero en  $z \approx 5.3$ , luego el del intervalo intermedio (galaxias normales) en  $z \approx 4.6$  y finalmente el del intervalo de halos masivos (galaxias gigantes) en  $z \approx 4$ , posteriormente para  $z < 4$  los tres intervalos comienzan a caer fuertemente, en especial el de los halos masivos debido al retraso por enfriamiento y a la retroalimentación por NAG.

### 5.1.2. Comparación con predicciones previas

Prácticamente no han habido trabajos con modelos MSA y/o simulaciones numéricas que hagan predicciones sobre la disección en masa de la H-DTFE por razones ya discutidas anteriormente. Muy recientemente, simulaciones numéricas con hidrodinámica que se enfocan en resimular diferentes volúmenes tomados de la simulación del Milenio (Springel et al. 2005) han permitido realizar disecciones en masa de la H-DTFE. Los resultados presentados en Crain et al. (2009) muestran que la disección de la H-DTFE es cualitativamente análoga a la obtenida en esta tesis. En la figura 5.7 mostramos los resultados de sus disecciones en intervalos de masa de halo correspondientes a halos de grupos de galaxias ( $M_h > 5 \times 10^{12} h^{-1} M_\odot$ ), halos galácticos ( $5 \times 10^{11} h^{-1} M_\odot < M_h < 5 \times 10^{12} h^{-1} M_\odot$ ) y halos enanos ( $M_h < 5 \times 10^{11} h^{-1} M_\odot$ ) que corresponden a grandes rasgos con los definidos por nosotros como halos masivos, intermedios y pequeños respectivamente. El panel de la izquierda muestra el resultado de su disección en intervalos de masa constantes en todas las épocas. El intervalo de halos enanos domina la DTFE en épocas muy tempranas y hasta  $z \sim 3.5$ , para luego ser dominada por el intervalo de halos galácticos hasta  $z \sim 1$ . Entre  $z = 0$  y  $z \sim 1$  el intervalo de halos de grupo es el que más contribuye a la DTFE global.

Este resultado puede ser comparado con el de nuestro modelo presentado en la figura 5.2 antes de introducir la retroalimentación de NAG, ya que en la simulación de Crain et al. (2009) no se incluyó ninguna modelación de este ingrediente. Aunque la escala para el corrimiento al rojo en la figura 5.7 es lineal, mientras que en nuestro caso es logarítmica, los resultados de ambos enfoques presentan un muy buen acuerdo cualitativo que es de resaltar. Como ya se dijo, en Crain et al. (2009) los halos de grupo dominan la DTFE desde  $z = 0$  hasta  $z \sim 1$ , e igualmente en nuestro modelo de la figura 5.2, donde el intervalo de halos masivos domina hasta  $\log(1+z) \sim 0.3$ , es decir hasta  $z \sim 1$ . Según nuestro modelo entre  $z \sim 1$  y  $z \sim 4$  el intervalo de masas intermedias es el que más contribuye a la DTFE global, mientras que en Crain et al. (2009) los halos intermedios o galácticos dominan en el intervalo  $z \sim 1$  y  $z \sim 3.5$ . Para  $z$ 's mayores a 4 los halos más pequeños dominan la DTFE en ambos modelos. La comparación no puede extenderse más allá de  $z = 6$  o  $\log(1+z) = 0.84$ .

El panel de la derecha en la figura 5.7 muestra la disección de la  $\dot{\rho}_*(z)$  en



**Figura 5.7:** *Panel izquierdo:* disección por masa de la H-DTFE en intervalos de masa constantes en todas las épocas. Los halos enanos dominan la DTFE global en épocas tempranas y los halos de grupo hacen lo propio en épocas tardías, tal como se espera de un escenario jerárquico de ensamblaje de estructuras cósmicas. *Panel derecho:* disección por masa de la  $\dot{\rho}_*(z)$  en intervalos de masa definidos al día de hoy pero debidos a la evolución por fusiones o acreción de masa de sus progenitores. En la simulación la historia de agregación de masa de los halos existentes al día de hoy puede ser seguida rastreando las fusiones y acreciones de sus halos progenitores. En este caso, el intervalo de halos de grupo domina la DTFE global en todas las épocas implicando que la FE en el Universo se ha llevado a cabo en su mayor parte en halos en los que hoy existen los grupos de galaxias. Figura tomada de Crain et al. (2009).

los mismos intervalos de masa al día de hoy pero debido a los progenitores de dichos halos, es decir, dado que en la simulación numérica es posible seguir la historia de cada halo individualmente entonces es posible determinar su contribución a la DTFE en cada época. Este proceder es equivalente en nuestro modelo al introducir la evolución del intervalo de masa de disección según las HAM parametrizadas de los halos.

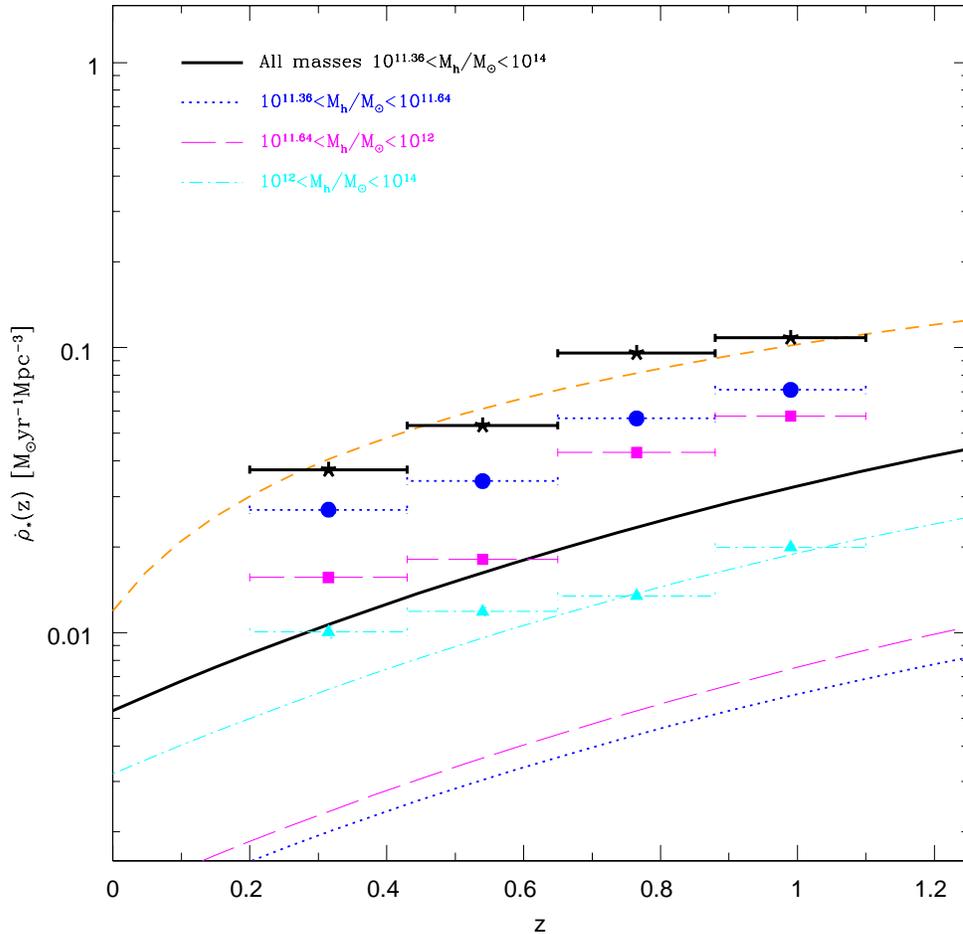
El resultado de la simulación muestra nuevamente un acuerdo cualitativo con el de nuestro modelo presentado en la figura 5.6. En Crain et al. (2009) el intervalo de halos definidos al día de hoy como de grupo (los más masivos) domina la DTFE global en todas las épocas, mientras que el intervalo de halos galácticos (masas intermedias) le secunda mostrando una H-DTFE relativamente plana; la contribución de los halos enanos es baja a todas las épocas. En otras palabras, la gráfica demuestra que la FE en el Universo se llevó a cabo en su mayor parte en los halos más masivos en los que hoy existen los grupos/cúmulos de galaxias.

La discrepancia en épocas tardías, entre  $z = 0$  y 1–1.5 entre nuestra predicción y la simulación de Crain et al. (2009), se debe a la inclusión en nuestro modelo del NAG, lo cual resulta en un decaimiento mayor en nuestro caso de la contribución a la DTFE global en estas épocas de los halos masivos y que ésta contribución sea superada por la del intervalo de masas intermedias (figura 5.6). En nuestro caso aproximadamente un 40 % de las estrellas que existen a  $z = 0$  se han formado en halos muy masivos mismos que albergan a las galaxias gigantes, mientras que otro 45 % se formó en halos intermedios que albergan a las galaxias normales en el presente.

### 5.1.3. Comparación con inferencias observacionales

Como ya se mencionó en el Capítulo 2, desde el punto de vista observacional, la descomposición de la DTFE cósmica en intervalos de masas (estelares) o tipos morfológicos ha sido posible solamente en estudios recientes y hasta corrimientos al rojo no muy altos ( $z \sim 1$ ). La disección de la DTFE en diferentes intervalos de masa a diferentes épocas puede hacerse con *mediciones directas* a cada época o con una reconstrucción “arqueológica” (inductiva) de galaxias en el Universo local.

En el primer caso se definen intervalos de masa estelar y se mide la con-

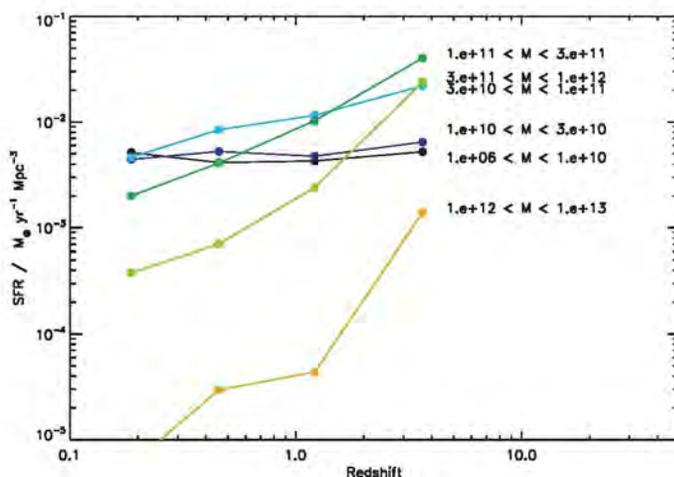


**Figura 5.8:** Comparación entre la disección observacional de Mobasher et al. (2009) y la de nuestro modelo final en los mismos intervalos de masa de halos. Los símbolos con barra de error son los mismos de la figura 2.5, donde el tipo de línea de la barra de error corresponde al intervalo de masa mostrado en la figura (esquina superior izquierda). La predicción para los halos masivos está en buen acuerdo con la observacional, pero para las masas menores a  $10^{12}M_{\odot}$  la predicción es totalmente opuesta a la obtenida de las observaciones. Aquí se revela el problema del “*downsizing*” en TFE que enfrentan los modelos basados en el escenario jerárquico  $\Lambda$ CDM.

tribución a la DTFE de galaxias en estos intervalos en diferentes intervalos de corrimiento al rojo (Juneau et al. 2005; Zheng et al. 2007; Mobasher et al. 2009). Estas cantidades se obtienen de amplios catastros observacionales que miden la luminosidad UV + CIR en reposo y/o líneas espectrales trazadoras de TFE de las fuentes. Ya en la figura 2.5 del Capítulo 2 mostramos una de estas descomposiciones presentada en Mobasher et al. (2009). Podemos comparar los resultados de nuestro trabajo con la disección de Mobasher et al. (2009) simplemente adoptando los intervalos que ellos han usado para su disección (en realidad convertimos sus intervalos de masa estelar a masa de halo mediante la función  $M_* - M_h$  de Moster et al. (2010)).

La figura 5.8 muestra la comparación de ambas disecciones. La H-DTFE global de Mobasher et al. (2009) (barras sólidas negras) en el intervalo  $0.3 < z < 1.0$  está en buen acuerdo con previas inferencias (ver por ej. el ajuste a la recopilación de Hopkins & Beacom (2006)). Nuestra predicción (línea sólida negra), como ya se discutió, cae en el límite inferior de las observaciones. La disección en masas nos permite ahora hacer una comparación más completa. Lo primero que vemos es que, para el intervalo de halos masivos ( $M_h \gtrsim 10^{12} M_\odot$ ), el acuerdo entre observaciones y nuestra predicción es bueno. Esto es debido principalmente a la introducción en el modelo tanto del retraso por el enfriamiento del gas como por la retroalimentación de energía del NAG, de otra manera la DTFE de halos masivos en épocas tardías sería cerca de un orden de magnitud mayor. Esto podría significar que los procesos astrofísicos importantes en halos masivos han sido tomados en cuenta de manera físicamente correcta.

Por otro lado, de la figura 5.8 vemos que a medida que la masa es menor, mayor es la diferencia entre predicción y observaciones: en el primer caso la DTFE se hace menor para masas menores, en el segundo caso ocurre lo opuesto. Entonces el modelo predice valores bajos de la DTFE en épocas desde  $z \sim 1$  *debido principalmente al decrecimiento de la TFE en los halos menos masivos*. Esto a su vez se debe al carácter jerárquico el escenario donde la abundancia de halos menos masivos decrece con el tiempo. Para lograr acuerdo con las observaciones, sin abandonar el escenario jerárquico  $\Lambda$ CDM se requeriría de mecanismos astrofísicos capaces de retrasar y/o levantar tardíamente la TFE, más mientras menos masivo es el halo. Este es un problema (“downsizing” en TFE) que se ha revelado recientemente entre modelos y observaciones en otros contextos más (ver por ej. Fontanot et al.



**Figura 5.9:** H-DTFE de galaxias en diferentes intervalos de masas estelares. Las historias de FE fueron reconstruidas por Panter et al. (2007) usando MSPE de forma que reproducen las propiedades locales de las galaxias observadas por el sondeo SDSS. Es claro que las galaxias más masivas ( $M_s > 10^{11}M_\odot$ ) se han ensamblado más temprano y en la actualidad su DTFE es casi nula, mientras que las galaxias menos masivas ( $M_s < 10^{11}M_\odot$ ) mantienen una DTFE sólo ligeramente creciente hasta  $z \sim 4$ . Figura tomada de Panter et al. (2007).

2009, y más referencias ahí).

La segunda manera de abordar observacionalmente el problema de la disección de la DTFE es el que hemos denominado “arqueológico”. Este método consiste en constreñir mediante los MSPE las historias de FE de galaxias observadas localmente por unidad de volumen, por ejemplo en extensos catastrófos como el SDSS (Panter et al. 2007). El procedimiento es denominado “arqueológico” ya que parte de los “fósiles” de galaxias observadas al día de hoy y reconstruye las propiedades que debieron tener en el pasado (ver Sección 2.2.5). En este caso se puede estimar la contribución a la DTFE en el pasado por parte de las galaxias locales divididas en diferentes intervalos de masa (ver la figura 5.9 reproducida de Panter et al. 2007). La comparación con los modelos en este caso debe ser con aquellos donde se usaron las HAM para determinar los intervalos de masa en diferentes épocas correspondientes a los halos definidos en el presente.

Las H-DTFE de galaxias observadas en diferentes intervalos de masa obtenidas de esta manera muestran nuevamente que aquellas de masa estelar

menor a  $10^{11}M_{\odot}$  dominan la DTFE al día de hoy y además mantienen una DTFE prácticamente constante hacia altos  $z$ 's, mientras que las más masivas tienen claramente una tendencia a aumentar su DTFE hacia el pasado, lo que implica que se ensamblaron hace mucho tiempo y al día de hoy su DTFE es prácticamente nula, en acuerdo con el resultado observacional directo. Los modelos con intervalos de masa de halos evolutivos, muestran también que para las galaxias gigantes al día de hoy, su DTFE crece rápidamente hacia el pasado, por cerca de un factor 30 hasta  $z \sim 3$ . En el caso de las galaxias menos masivas al día de hoy, la diferencia es notoria con la inferencia observacional pues el modelo muestra que su contribución a la DTFE también decrece con el tiempo mientras que la inferencia presenta una contribución ligeramente decreciente o plana desde  $z \sim 3$ .

Recientemente Fontanot et al. (2009); Firmani et al. (2010); Firmani & Avila-Reese (2010) han realizado un recuento de las diversas manifestaciones del así llamado problema del “*downsizing*”. Firmani & Avila-Reese (2010) remarcan principalmente dos manifestaciones:

1. “*downsizing*” arqueológico o de población, mismo que evidencia que las galaxias más masivas formaron/ensamblaron sus estrellas muy temprano ( $z \gtrsim 2$ ) habiendo estancado su crecimiento, y con el paso del tiempo galaxias menos masivas van llegando a esa época de estancamiento (de activas pasan a pasivas), de tal manera que el pico de abundancia de la población de galaxias pasivas (rojas, tempranas) se va desplazando a masas más pequeñas con el tiempo.
2. “*downsizing*” en TFE, mismo que evidencia que las galaxias menos masivas incluso al día de hoy están en su fase activa de FE y mientras menos masiva la galaxia, más activa es la TFE (sus TFE específicas son mayores que las de galaxias más masivas), es decir aparentemente iniciaron su ensamblaje estelar más tardíamente mientras menos masiva la galaxia.

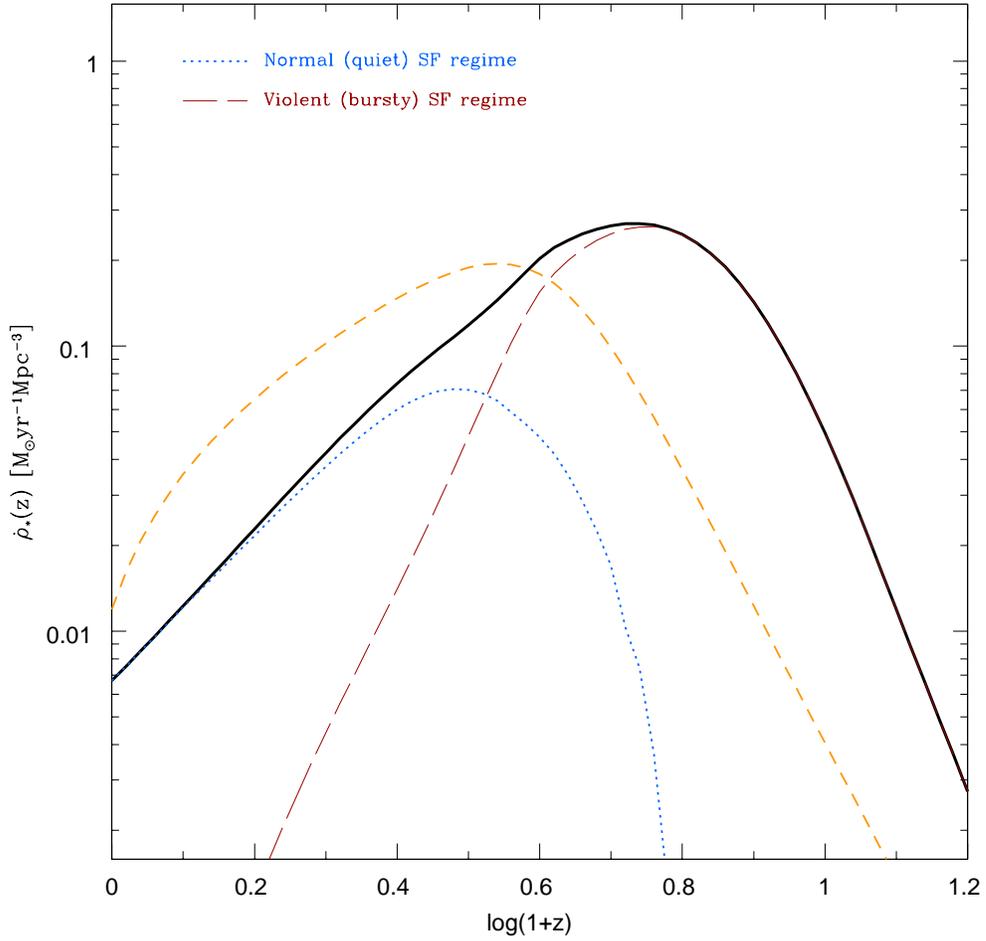
Nuestro resultado aquí muestra que el “*downsizing*” en población (referente a las galaxias masivas) está en acción, bajando considerablemente la contribución a  $\dot{\rho}_*(z)$  por parte de galaxias masivas hacia  $z \rightarrow 0$ . Esta supresión en la TFE de las galaxias masivas (estancamiento) se debe al retraso en la acreción de gas por enfriamiento y la retroalimentación por NAG.

Por otro lado, el “downsizing” en TFE (referente a las galaxias menos masivas) no está presente en nuestro modelo, lo cual se evidencia por el hecho de que hacia  $z \rightarrow 0$  la contribución a la  $\dot{\rho}_*(z)$  disminuye mientras menos masivos son los halos. Una posible manera de invertir el comportamiento del modelo y lograr “downsizing” en TFE es introduciendo un tiempo de “retraso” en el ensamblaje de galaxias, mayor mientras menos masiva la galaxia. Esta posibilidad será estudiada en el futuro mediante nuestro modelo.

## 5.2. Disección por régimen de formación estelar y el rol de la altura de los picos asociada a los halos colapsantes

Una serie de evidencias observacionales muestran que la FE de gran escala en las galaxias se da al menos en dos regímenes (ver Capítulo 1) que llamamos genéricamente autorregulado/pausado y de brotes/violento. Nuestro modelo para calcular la DTFE cósmica no predice el tipo de régimen de FE de gran escala. La forma funcional para la historia de TFE dentro de los halos que introdujimos (ley de Sandage, ver ec. (3.20) y (3.23)) puede de manera muy somera describir el comportamiento promedio de esta historia en función de un único parámetro, la escala temporal típica de FE de gran escala, misma que nosotros asociamos al tiempo dinámico del halo al momento de colapsar. Introdujimos un parámetro extra,  $\kappa$ , con el cual se puede concentrar o extender el tiempo de FE típico. De esta manera se puede, por ejemplo, considerar el caso de la historia de TFE de galaxias elípticas, historia que generalmente se infiere consistió de un brote inicial muy intenso y un fuerte decaimiento posterior al punto que al día de hoy no hay prácticamente FE en estas galaxias. Por otro lado, se sabe que las galaxias tempranas ensamblaron su masa estelar muy en el pasado, lo cual indica que los halos en que emergieron están asociados a picos altos y raros, los cuales se acumulan, es decir que son varios picos altos alrededor unos de otros lo cual implica un colapso a través de fusiones mayores (ver detalles de este escenario en Hopkins et al. 2008, y más referencias ahí).

Teniendo en mente el bosquejo conceptual mencionado, asociamos el valor del parámetro  $\kappa$  a la altura del pico  $\nu$ , buscando que mientras más alto el pico, menor el valor de  $\kappa$  (más concentrada en el tiempo e intensa en su



**Figura 5.10:** Disección de la H-DTFE en régimen de FE autorregulado y violento para nuestro modelo final. La curva continua gruesa es la predicción del modelo final para la H-DTFE. Definimos el régimen violento como aquel que se produce en halos con  $\nu \geq 2$  en cualquier época (curva en trazos largos). El autorregulado es el caso de halos con  $\nu < 2$  (curva punteada). El régimen violento tiene su pico entre  $z \sim 4-5$  y domina la  $\dot{\rho}_*(z)$  hasta  $z \sim 2$ .

máximo es la TFE), pero por otro lado que  $\kappa \rightarrow 1$  con  $z \rightarrow 0$  pues por más fusiones que hayan si el gas ya se agotó en las galaxias, no habrá un brote intenso de FE. Podemos ahora evaluar la contribución a la DTFE cósmica en diferentes épocas por parte de los halos asociados a los picos altos (p. ej.  $\nu \geq 2$ ) considerando en ellos el régimen global de un brote intenso inicial con el consecuente casi apagado de la FE<sup>2</sup>.

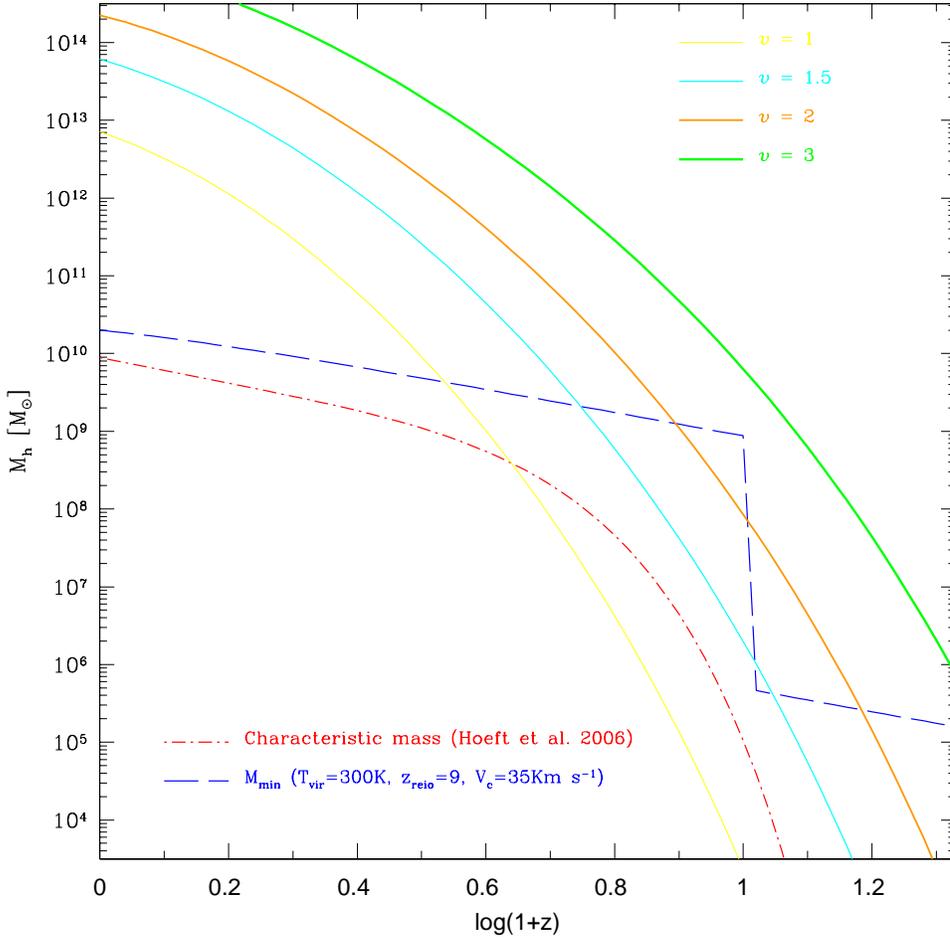
El resultado se muestra en la figura 5.10. Se observa que la TFE en halos asociados a picos altos y raros (muy masivos para su época) domina por completo en la DTFE cósmica desde  $z = 20$  hasta  $z \approx 4$ , mientras que los halos asociados a picos más normales, comienzan a dominar por completo la DTFE desde  $z \approx 1$ , teniendo su máximo en  $z \sim 2$ . El cómputo muestra que  *$\approx 55\%$  de las estrellas a  $z = 0$  se formaron en los halos con  $\nu \geq 2$  y el resto en los halos más comunes.*

Antes de analizar a fondo el resultado que obtuvimos, respondamos a la pregunta de qué tan importante ha sido el régimen de brotes/violento introducido sobre la  $\dot{\rho}_*(z)$ . En realidad en la subsección 4.2.4 del Capítulo anterior se mostró que la introducción de la dependencia de  $\kappa$  en función de  $\nu$  alteró muy poco  $\dot{\rho}_*(z)$ . En otras palabras, el que la DTFE cósmica se vea dominada en el pasado por la TFE en halos asociados a picos altos no se debe principalmente al régimen de brote/violento que introdujimos; lo más que hizo esto fue desplazar un poco y levantar ligeramente el pico de la DTFE global hacia un  $z$  más alto. *La contribución dominante a la DTFE global en épocas tempranas por parte de los halos asociados a picos altos se da casi de igual manera con o sin la inclusión del régimen de brotes intensos iniciales.* Desde el punto de vista estadístico y global, aparentemente este régimen compensa su contribución levantando mucho la DTFE de los halos recientemente colapsados pero bajando mucho la DTFE posteriormente.

Regresemos ahora a la cuestión de por qué los halos con  $\nu \geq 2$  dominan en la DTFE global a altos  $z$ 's y, en general, al día de hoy  $\approx 55\%$  de las estrellas se formaron en estos halos más bien raros para su época. La figura 5.11 resulta muy ilustrativa en este sentido. En ella se grafica la evolución en  $z$

---

<sup>2</sup>Nótese que para la ley sencilla de historia de TFE que usamos, no se considera la posibilidad de un régimen mixto de historia de FE, es decir FE autorregulada/pausada combinada con fases de brotes de FE.



**Figura 5.11:** Comparación entre masas relevantes en el cálculo de la H-DTFE. Las líneas continuas corresponden a las masas de halos con picos de  $\nu = 1, 1.5, 2$  y  $3 \sigma$  de abajo hacia arriba respectivamente. La recta en trazos corresponde a la masa mínima determinada por una temperatura virial del halo de 300 K antes de la reionización supuesta como instantánea a  $z = 9$ . Esta recta en trazos muestra un salto abrupto justo a  $z = 9$ , época después de la cual la masa mínima está determinada por el criterio de  $V_c = 35 \text{ km s}^{-1}$ . La curva con línea punto-segmentada corresponde a la masa característica de halos, debajo de la cual los mismos capturan el gas calentado por el fondo UV con muy baja eficiencia (ec. 3.28). En épocas tempranas sólo los halos raros y masivos (picos altos) son capaces de tener una FE eficiente.

de las masas de los halos que al momento de colapsar gravitacionalmente están asociados a picos 1, 1.5, 2 y 3  $\sigma$ , es decir cuando  $\sigma(M) \times \nu = \delta_c(0)/D(z)$  (ver ec. 3.12) para el modelo cosmológico adoptado en esta tesis (líneas continuas). Se grafican también ciertas masas características de halos correspondientes a:

- $T_{vir} = 300$  K antes de la reionización; halos por debajo de esta masa se estima no pueden capturar gas y mucho menos albergar FE;
- la masa característica debajo de la cual el gas calentado por el fondo UV es capturado con muy baja eficiencia y
- $V_c = 35$  Km/s después de la reionización; como estimación burda se consideró en nuestro modelo inicial que los efectos de la retroalimentación por FE expelen el gas evitando la FE en los halos de masas menores a este criterio.

De la figura 5.11 se aprecia que a muy altos corrimientos al rojo ( $z \gtrsim 10$ ) los halos  $1\sigma$  están muy por debajo de la masa mínima de esas épocas, siendo halos con  $\nu \gtrsim 1.5$  los que contribuirán a la DTFE cósmica; en épocas anteriores a  $z \sim 14$  serán sólo los halos más raros,  $\nu > 2$  los que puedan albergar FE. Durante la época de la reionización y en especial después del fin de ella y hasta  $z \sim 3$ , la masa característica de captura de gas supera la de los halos  $1\sigma$ . Pero, como se aprecia en la figura, el criterio de eyección de gas por retroalimentación de la FE, inhibe aún más la FE en halos  $1\sigma$ . De hecho, la modelación más completa de la eyección de gas que realizamos con nuestro enfoque, incluyendo épocas antes de la reionización, mostraría una curva más alta que la correspondientes a  $V_c = 35$  Km/s después de la reionización y mucho más alta que la correspondiente a  $T = 300$  K antes, con una transición no tan abrupta.

Concluimos entonces que los procesos inhibitorios, entre los cuales domina el de la eyección del gas por retroalimentación de SN (FE) evitan que los halos más comunes de las épocas tempranas ( $z \gtrsim 4$ ) contribuyan a la DTFE global. *En esas épocas sólo los halos más masivos y raros para su tiempo ( $\nu \geq 2$ ) son los que no se verían afectados por los procesos inhibitorios.* Por eso la DTFE global en nuestro modelo está dominada por halos  $\nu \geq 2$  para  $z \gtrsim 4$ . En épocas posteriores las masas de los halos más comunes ya alcanzan valores tales que los procesos inhibitorios no son capaces de evitar la captura y retención eficiente del gas, por lo que la TFE en ellos no es afectada. Domina entonces en la DTFE global la contribución de los halos con  $\nu < 2$ .

# Capítulo 6

## Sumario y conclusiones

En esta tesis se implementó un modelo versátil para calcular la H-DTFE cósmica y la consiguiente H-DME dentro del contexto del escenario jerárquico  $\Lambda$ CDM. Nuestro enfoque no es evolutivo, es decir no sigue los procesos evolutivos de cada sistema halo/galaxia individual e integra las TFE instantáneas de toda la población por unidad de volumen comóvil. El modelo implementado aquí se basa en:

1. un enfoque de carácter estadístico en lo que concierne al cálculo de la formación y supervivencia de los halos por unidad de volumen comóvil,
2. una ley universal para la evolución de la TFE de las galaxias dentro de los halos cuyo único parámetro se asocia a las propiedades del halo en cuestión,
3. una serie de recetas para tomar en cuenta los procesos (g)astrofísicos relacionados con la captura y pérdida del gas del que se formarán las estrellas.

La virtud del enfoque desarrollado en esta tesis es que permite: (a) analizar y experimentar de manera muy económica el efecto sobre la historia de FE cósmica de diferentes ingredientes astrofísicos y condiciones iniciales cosmológicas, (b) abarcar un enorme intervalo temporal y de masas de halos en el cálculo de la historia de FE cósmica, y, siendo la última la más relevante, (c) descomponer dicha historia en las contribuciones de varios intervalos de masa o de distintos regímenes de FE.

Usando un modelo cosmológico de concordancia ( $\Omega_m = 0.3$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.7$ ,  $h = 0.7$ ,  $\sigma_8 = 0.8$ ), procedimos a calcular la H-DTFE (y la H-DME) añadiendo, paso a paso, diferentes ingredientes y luego realizamos disecciones por masa y régimen de FE. A continuación se enumeran estas partes del procedimiento y se resumen los correspondientes resultados:

- Considerando que la tasa de acreción promedio de materia de un halo a una época  $z$  es  $M_h/(t(z) - t(z_c))$ , donde  $z_c$  es la época de colapso del halo, calculamos la historia de la densidad de tasa de acreción de MO,  $\dot{\rho}_{DM}(z)$ , misma que es siempre creciente hacia el pasado y de naturaleza jerárquica: con el pasar del tiempo la mayor contribución a la densidad va transitando de las masas menores a las mayores (figuras 4.1 y 4.5). La correspondiente densidad de tasa de acreción de gas primigenio,  $\dot{\rho}_{bar}(z)$ , se calcula multiplicando  $\dot{\rho}_{DM}(z)$  por la fracción bariónica universal,  $f_U$ .
- Un primer resultado para el cálculo de la H-DTFE se obtuvo usando  $f_U$  para calcular el gas disponible en los halos para formar estrellas, una masa mínima de halos que capturan, enfrían y mantienen el gas correspondiente a  $T = 300$  K antes de la reionización,  $z_{reio} = 9$  y correspondiente a  $V_c = 35 \text{Km s}^{-1}$  después de la reionización. La H-DTFE,  $\dot{\rho}_*(z)$ , obtenida es casi 2 órdenes de magnitud menor pero proporcional a la densidad  $\dot{\rho}_{bar}(z)$  acuñada por los halos, en especial desde  $z \sim 2 - 3$ , e igualmente las contribuciones en intervalos de masa son proporcionales a las de los halos (figuras 4.1 y 5.1).
- Con el efecto del fondo UV (producido por la reionización) que afecta a las bajas masas y del retraso de acreción de gas por el enfriamiento radiativo que afecta a las masas grandes, la H-DTFE se reduce considerablemente en épocas tardías, y sólo un poco en épocas tempranas, donde se suaviza la transición discontinua del caso anterior con  $z_{reio}$  abrupto (figura 4.2).
- Después de introducir la retroalimentación energética por FE (SN) con dos poblaciones estelares diferenciadas, la H-DTFE se reduce considerablemente, en especial hacia las épocas tempranas ( $z > 4$ ) cuando dominan halos menos masivos (figura 4.3). Esto reduce la DME al día de hoy al limitar la sobreproducción de estrellas que veíamos en los modelos anteriores (figuras 3.3 y 4.2).

- 
- Después de introducir un esquema para el régimen de FE violento en halos asociados a picos altos, encontramos que esto prácticamente no afecta la  $\dot{\rho}_*(z)$  global; si acaso, el pico de la DTFE global se corre ligeramente a una época algo más temprana (figura 4.4).
  - La retroalimentación por NAG en halos masivos reduce la fracción bariónica disponible de dichos halos, limitando más su FE. La H-DTFE del modelo final cae en el límite inferior de la inferencias observacionales en épocas tardías, el pico ocurre en una época más temprana y después de éste la predicción está en el límite superior de las observaciones (figura 4.4).
  - Cuando se realiza la disección de la H-DTFE en intervalos de masa fijos para todas las épocas se ve con claridad que la retroalimentación por SN reduce la FE en los halos menos masivos en épocas tempranas mientras que el enfriamiento y la retroalimentación de NAG lo hacen en épocas tardías sobre los halos más masivos (figuras 5.2 y 5.3) Desde  $z = 0$  hasta  $\sim 4$  los halos que más contribuyen a la DTFE cósmica están en el intervalo de masas entre  $10^{11}$  y  $10^{12} M_\odot$  disminuyendo con  $z$  la contribución de los halos más masivos y aumentando la de los menos masivos (figura 5.4).
  - Cuando se realiza la disección de la H-TDFE global en intervalos de masa fijos a  $z = 0$  y que evolucionan siguiendo las HAM de los halos (figura 5.6), el intervalo de masas mayores domina la DTFE a partir de  $z \sim 1.5$  hacia el pasado y su contribución hacia el día de hoy decae debido a la introducción de procesos inhibitorios. La mayor parte de la FE en el Universo se dió en halos cuya masa al día de hoy es  $\gtrsim 10^{11.3} M_\odot$ . Sólomente un  $\approx 15\%$  de las estrellas se han formado en halos que al día de hoy tienen una masa menor a  $10^{11.3} M_\odot$ .
  - Cuando se realiza la disección de la H-DTFE por régimen de FE asociada a la altura de picos de los halos colapsantes, encontramos que en épocas tempranas sólo los picos raros para su época albergan FE debido a los diferentes procesos inhibitorios. Hacia el día de hoy las masas de picos comunes superan las masas mínimas de estos procesos y por ende dominan la DTFE debido a su mayor número (figura 5.10).

**En base a la exploración realizada y a los resultados obtenidos, las principales conclusiones que extraemos son:**

- La forma general de la H-DTFE,  $\dot{\rho}_*(z)$ , hereda en gran medida la forma de la historia de densidad de tasa de acreción de materia de los halos oscuros,  $\dot{\rho}_{DM}(z)$ , desde  $z \approx 4$  ( $\approx 12.3$  Gaños atrás, figuras 4.1 y 4.5), época alrededor de la cual  $\dot{\rho}_*(z)$  tiene su máximo para luego decrecer hacia  $z$ 's menores. Los procesos de retraso en la acreción de gas por el enfriamiento radiativo y la retroalimentación por NAG, mismos que afectan a los halos masivos ( $M \gtrsim 10^{12} M_\odot$ ), incrementan el decrecimiento de la DTFE a  $z$ 's menores de 2–3 (figuras 4.4 y 5.3). Los procesos astrofísicos de captura del gas calentado por el fondo UV y de retroalimentación por FE inhiben fuertemente la TFE en los halos menos masivos que dominan por completo en épocas tempranas ( $z > 4$ , figuras 4.3 y 5.2), produciendo esto un fuerte alejamiento de la H-DTFE con relación a la de la tasa de acreción de los halos; la primera decrece rápidamente hacia el pasado, mientras que la segunda sigue aumentando.
- La distribución de  $\dot{\rho}_*(M_h)$  en cada época tiene una forma de campana asimétrica (figura 5.4). En  $z = 0$  la distribución es considerablemente oblicua (exceso) hacia altos valores en el lado de las altas masas estando el pico de la distribución cerca de  $M_h = 10^{12} M_\odot$ . A  $z$ 's mayores la oblicuidad en las altas masas decrece y el pico se desplaza *ligera-mente* hacia masas menores, evidenciando la naturaleza jerárquica del proceso de ensamblado de los halos, aunque atenuado por los procesos astrofísicos. A  $z \sim 5$ , dicho pico aún no se desplazó a masas menores de  $10^{11} M_\odot$  pero la oblicuidad hacia valores altos ya se invirtió hacia el lado de las bajas masas. Es notable que la forma de la distribución de  $\dot{\rho}_*(M_h)$  cambia relativamente poco con  $z$  permaneciendo el máximo en el intervalo  $10^{11} - 10^{12} M_\odot$  hasta altos  $z$ 's. Entre  $z = 0$  y 2, galaxias en halos más masivos que  $M = 10^{12} M_\odot$  contribuyen respectivamente con el 52 y el 55 % a la DTFE global; a  $z = 5$  esa contribución decae a sólo el 5 % (figura 5.5).
- La disección de  $\dot{\rho}_*(z)$  en intervalos de halo definidos al día de hoy y que evolucionan de acuerdo a la parametrización de la HAM de halos  $\Lambda$ CDM es diferente a la disección en el caso de intervalos iguales en todas las épocas. En el caso evolutivo el intervalo de masas mayores domina la DTFE global casi en todas las épocas y desde  $z \sim 1.5$  hasta el día de hoy está por debajo de la contribución de las masas intermedias solo por un 10 % aproximadamente. Los halos poco masivos al día de

---

hoy contribuyen poco a la DTFE en cualquier época. El 85% de las estrellas que hoy existen se han formado en halos que en el presente albergan galaxias normales o gigantes (figura 5.6).

- La H-DTFE cósmica predicha con nuestro modelo más completo se sitúa marginalmente dentro del amplio intervalo de las estimaciones observacionales que llegan hasta  $z \sim 7 - 8$ : decrece con relación al promedio desde  $z \sim 2.5$  hasta  $z = 0$  y está por encima del promedio para  $z \gtrsim 3$  (figura 4.4). Mientras que el pico del promedio de las observaciones está en  $z \approx 2.4$ , el predicho está en  $z \approx 4.3$ . Las inferencias observacionales a  $z$ 's mayores a 2 son inciertas y estimaciones indirectas recientes apuntan a valores de la DTFE más altos que el ajuste de Hopkins & Beacom (2006) usado aquí, en mejor acuerdo con nuestra predicción. Las inferencias recopiladas por Hopkins & Beacom (2006) a  $z$ 's bajos son más robustas y es factible que el modelo en efecto predice valores de la DTFE menores a estas inferencias.
- La disección en masa de  $\dot{\rho}_*(z)$  muestra que la DTFE correspondiente a los halos masivos decae fuertemente hacia  $z = 0$  y lo hace más rápido que  $\dot{\rho}_{DM}(z)$ , después de introducir el retraso en la acreción por enfriamiento del gas y la retroalimentación por NAG (figuras 5.2 y 5.3). No obstante, comparando con las inferencias observacionales que han logrado hacer también esta disección hasta  $z \sim 1$ , nuestra predicción está en buen acuerdo a nivel de galaxias masivas ( $M_h \gtrsim 10^{12}M_\odot$ ) pero con valores mucho más bajos mientras menor es la masa (figura 5.8). Por lo tanto, el que la DTFE global predicha caiga por debajo del promedio de las inferencias observacionales desde  $z \sim 2.5$  se debe a las diferencias a nivel de galaxias de baja masa: en el escenario jerárquico mientras menos masiva sea la galaxia, más inactivo es su ensamblaje estelar con el tiempo, algo que parece contrastar fuertemente con las observaciones que muestran que mientras menos masiva sea la galaxia más tardía es su fase activa de FE (“downsizing” en TFE).
- La H-DME predicha con nuestro modelo más completo muestra un rápido crecimiento hasta  $z \sim 4$  y luego un aumento lento donde el retraso de acreción del gas por enfriamiento y la retroalimentación por NAG contribuyen a hacer más lento dicho aumento (figuras 4.2 y 4.4, pánels inferiores). La predicción se sitúa en el borde superior de las inferencias

observacionales directas de la DME basadas en funciones de luminosidad en el IR. La diferencia es menor para  $z$ 's bajos ( $z \lesssim 1$ ) y mayor a altos  $z$ 's. Es importante notar que entre las mismas inferencias observacionales hay una aparente tensión: la integración en el tiempo de  $\dot{\rho}_*(z)$  con la correspondiente corrección por reciclaje está por encima del promedio de  $\rho_*(z)$  inferido de la evolución de la función de luminosidad (figura 2.6). Este es un problema abierto que se analizará en trabajos futuros con nuestro enfoque.

- Con nuestro modelo calculamos las H-DTFE y H-DME cósmicas hasta épocas mucho más remotas que lo que actualmente permiten constreñir las observaciones. Hacia  $z$ 's mayores que  $\sim 5$  la DTFE decrece alcanzando el valor actual ( $z = 0$ ) a  $z = 12.5$ . La densidad de tasa de acreción bariónica (proporcional a la oscura) en un escenario jerárquico en realidad sigue creciendo hacia el pasado (figura 4.1), cuando los abundantes halos pequeños están en su fase activa de formación. No obstante, al ser estos halos de masas bajas, la eyección de gas por la retroalimentación energética de SN es muy eficiente, evitando que en ellos se de la FE, razón por la que la DTFE decrece fuertemente con  $z$  desde  $z \sim 5 - 6$  (figura 5.2). La poca DTFE que se da en esas épocas ocurre sólo en los halos raros más masivos (asociados a picos altos) de cada época (figura 5.10).
- Desde  $z \approx 2.5$  hacia el pasado son los halos asociados a los picos muy altos ( $\nu \geq 2$ ) los que más contribuyen a la DTFE (figura 5.10). Esto se debe a que los procesos inhibitorios, principalmente la eyección de gas por retroalimentación de FE, evitan que la TFE prospere en los halos de bajas masas, mismos que son los más abundantes hacia el pasado. Es en los halos más masivos de esas épocas donde la FE puede darse de manera eficiente, pero estos halos asociados a picos altos son muy raros, y por ende poco abundantes.
- Los picos altos son a su vez altamente acumulados. Esto sugiere que la formación galáctica y estelar en halos de  $\nu$  grande será a través de fusiones violentas. Modelando la TFE en estos casos como fuertemente concentrada y amplificada hacia la época de colapso del halo, encontramos que la H-DTFE global cambia muy poco. Esto se debe a (1) un efecto de compensación en el sentido de que la TFE crece fuertemente cerca de la época de colapso del halo raro pero posteriormente decrece a

---

valores insignificantes de tal manera que en suma y a diferentes épocas, el efecto neto en la H-DTFE es pequeño; y (2) a que los halos masivos con  $\nu$ 's altos a  $z$ 's 2–5 que podrían incrementar la DTFE global, sufren ya del retraso en acreción de gas por el enfriamiento radiativo, quedando menos gas frío para la FE.

En conclusión, el versátil enfoque desarrollado en esta tesis para estudiar la H-DTFE y la H-DME cósmicas en el contexto del escenario jerárquico  $\Lambda$ CDM nos ha permitido explorar en detalle el rol de diferentes ingredientes sobre estas cantidades así como identificar los aciertos y posibles problemas del escenario a la luz de la comparación con las observaciones.

Hemos identificado como el principal problema a resolver el de la baja DTFE producida en los halos menos masivos hacia corrimientos al rojo tendiendo a 0. El comportamiento predicho es una huella de la naturaleza jerárquica del ensamblaje de los halos  $\Lambda$ CDM. Mecanismos astrofísicos que retrasen sistemáticamente el inicio de la fase activa de FE mientras menos masivo es el halo, provocando que la TFE en dichos halos se incremente hacia  $z = 0$  resolverían el conflicto. El relajamiento de ciertas suposiciones, como son la universalidad de la FIM de las estrellas, y la suposición de que su variación ocurre de cierta forma muy peculiar, ayudaría también a resolver el conflicto. De no ser viables los mecanismos (g)astrofísicos mencionados o de ser descabellada la FIM propuesta desde un punto de vista de otras evidencias astronómicas, entonces habría que pensar en variantes al escenario cosmológico  $\Lambda$ CDM en general como puede ser la introducción de MO tibia en vez de fría.



# Bibliografía

- Aretxaga, I., Hughes, D. H., Coppin, K., Mortier, A. M. J., Wagg, J., Dunlop, J. S., Chapin, E. L., Eales, S. A., Gaztañaga, E., Halpern, M., Ivison, R. J., van Kampen, E., Scott, D., Serjeant, S., Smail, I., Babbedge, T., Benson, A. J., Chapman, S., Clements, D. L., Dunne, L., Dye, S., Farrah, D., Jarvis, M. J., Mann, R. G., Pope, A., Priddey, R., Rawlings, S., Seigar, M., Silva, L., Simpson, C., & Vaccari, M. 2007, *MNRAS*, 379, 1571
- Asari, N. V., Cid Fernandes, R., Stasińska, G., Torres-Papaqui, J. P., Mateus, A., Sodré, L., Schoenell, W., & Gomes, J. M. 2007, *MNRAS*, 381, 263
- Avila-Reese, V. 2007, *Solar, stellar and galactic connections between particle physics and astrophysics*, *Ap&SS Proceedings* (Springer), 115–165
- Avila-Reese, V., Firmani, C., Ghisellini, G., & Cabrera, J. I. 2009, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, Vol. 35, 188–194
- Avila-Reese, V., Firmani, C., & Hernández, X. 1998, *ApJ*, 505, 37
- Bahcall, N. A., Ostriker, J. P., Perlmutter, S., & Steinhardt, P. J. 1999, *Science*, 284, 1481
- Baldry, I. K. & Glazebrook, K. 2003, *ApJ*, 593, 258
- Bardeen, J. M., Bond, J. R., Kaiser, N., & Szalay, A. S. 1986, *ApJ*, 304, 15
- Baugh, C. M. 2006, *Reports on Progress in Physics*, 69, 3101
- Behroozi, P. S., Conroy, C., & Wechsler, R. H. 2010, *ArXiv: 1001.0015*
- Bell, E. F., Zheng, X. Z., Papovich, C., Borch, A., Wolf, C., & Meisenheimer, K. 2007, *ApJ*, 663, 834

- Birnboim, Y. & Dekel, A. 2003, *MNRAS*, 345, 349
- Blain, A. W., Smail, I., Ivison, R. J., & Kneib, J. 1999, *MNRAS*, 302, 632
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., Stiavelli, M., van Dokkum, P., Trenti, M., Magee, D., Labbe, I., Franx, M., & Carollo, M. 2009, ArXiv: 0909.1803
- Bower, R. G., Benson, A. J., Malbon, R., Helly, J. C., Frenk, C. S., Baugh, C. M., Cole, S., & Lacey, C. G. 2006, *MNRAS*, 370, 645
- Boylan-Kolchin, M., Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., & Lemson, G. 2009, *MNRAS*, 398, 1150
- Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, *MNRAS*, 344, 1000
- Bruzual A., G. & Charlot, S. 1993, *ApJ*, 405, 538
- Bryan, G. L. & Norman, M. L. 1998, *ApJ*, 495, 80
- Bullock, J. S., Kolatt, T. S., Sigad, Y., Somerville, R. S., Kravtsov, A. V., Klypin, A. A., Primack, J. R., & Dekel, A. 2001, *MNRAS*, 321, 559
- Carroll, S. M., Press, W. H., & Turner, E. L. 1992, *Ann. Rev. Ast. & Ast.*, 30, 499
- Chabrier, G. 2003, *Publications of the ASP*, 115, 763
- Choi, J. & Nagamine, K. 2009, ArXiv: 0909.5425
- Choudhury, T. R. & Ferrara, A. 2006, *MNRAS*, 371, L55
- Choudhury, T. R. & Srianand, R. 2002, *MNRAS*, 336, L27
- Cid Fernandes, R., Mateus, A., Sodré, L., Stasińska, G., & Gomes, J. M. 2005, *MNRAS*, 358, 363
- Cole, S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Frenk, C. S. 2000, *MNRAS*, 319, 168
- Cole, S., Norberg, P., Baugh, C. M., Frenk, C. S., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., Cannon, R., Colless, M., Collins, C., Couch, W., Cross, N., Dalton, G., De Propriis, R., Driver, S. P., Efstathiou, G., Ellis, R. S., Glazebrook, K., Jackson, C., Lahav, O., Lewis, I., Lumsden, S., Maddox, S., Madgwick,

- D., Peacock, J. A., Peterson, B. A., Sutherland, W., & Taylor, K. 2001, MNRAS, 326, 255
- Colín, P., Avila-Reese, V., Vázquez-Semadeni, E., Valenzuela, O., & Ceverino, D. 2010, ApJ, 713, 535
- Conroy, C. & Gunn, J. E. 2009, ArXiv: 0911.3151
- Conroy, C., Gunn, J. E., & White, M. 2009, ApJ, 699, 486
- Crain, R. A., Theuns, T., Dalla Vecchia, C., Eke, V. R., Frenk, C. S., Jenkins, A., Kay, S. T., Peacock, J. A., Pearce, F. R., Schaye, J., Springel, V., Thomas, P. A., White, S. D. M., & Wiersma, R. P. C. 2009, MNRAS, 399, 1773
- Davé, R. 2008, MNRAS, 385, 147
- Davé, R., Oppenheimer, B. D., & Sivanandam, S. 2008, MNRAS, 391, 110
- Dekel, A., Sari, R., & Ceverino, D. 2009, ApJ, 703, 785
- Dunne, L., Eales, S. A., & Edmunds, M. G. 2003, MNRAS, 341, 589
- Dutton, A. A. & van den Bosch, F. C. 2009, MNRAS, 396, 141
- Dutton, A. A., van den Bosch, F. C., & Dekel, A. 2009, ArXiv: 0912.2169
- Eggen, O. J., Lynden-Bell, D., & Sandage, A. R. 1962, ApJ, 136, 748
- Faucher-Giguère, C., Lidz, A., Hernquist, L., & Zaldarriaga, M. 2008, ApJ, 688, 85
- Fioc, M. & Rocca-Volmerange, B. 1997, A&A, 326, 950
- Firmani, C. & Avila-Reese, V. 2010, ApJ, enviado
- Firmani, C., Avila-Reese, V., Ghisellini, G., & Tutukov, A. V. 2004, ApJ, 611, 1033
- Firmani, C., Avila-Reese, V., & Rodríguez-Puebla, A. 2010, MNRAS, 398
- Fontanot, F., De Lucia, G., Monaco, P., Somerville, R. S., & Santini, P. 2009, MNRAS, 397, 1776

- Franco, I. & Carigi, L. 2008, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, 44, 311
- Gerritsen, J. P. E. & Icke, V. 1997, *A&A*, 325, 972
- Giavalisco, M., Dickinson, M., Ferguson, H. C., Ravindranath, S., Kretchmer, C., Moustakas, L. A., Madau, P., Fall, S. M., Gardner, J. P., Livio, M., Papovich, C., Renzini, A., Spinrad, H., Stern, D., & Riess, A. 2004, *ApJL*, 600, L103
- Gnedin, N. Y. 2000, *ApJ*, 542, 535
- Heavens, A., Panter, B., Jimenez, R., & Dunlop, J. 2004, *Nature*, 428, 625
- Hoefl, M., Yepes, G., Gottlöber, S., & Springel, V. 2006, *MNRAS*, 371, 401
- Hopkins, A. M. 2007, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 380, *Deepest Astronomical Surveys*, ed. J. Afonso, H. C. Ferguson, B. Mobasher, & R. Norris, 423
- Hopkins, A. M. & Beacom, J. F. 2006, *ApJ*, 651, 142
- Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., & Kereš, D. 2008, *ApJS*, 175, 356
- Hughes, D. H., Serjeant, S., Dunlop, J., Rowan-Robinson, M., Blain, A., Mann, R. G., Ivison, R., Peacock, J., Efstathiou, A., Gear, W., Oliver, S., Lawrence, A., Longair, M., Goldschmidt, P., & Jenness, T. 1998, *Nature*, 394, 241
- Juneau, S., Glazebrook, K., Crampton, D., McCarthy, P. J., Savaglio, S., Abraham, R., Carlberg, R. G., Chen, H., Le Borgne, D., Marzke, R. O., Roth, K., Jørgensen, I., Hook, I., & Murowinski, R. 2005, *ApJL*, 619, L135
- Kang, X., Jing, Y. P., Mo, H. J., & Börner, G. 2005, *ApJ*, 631, 21
- Kauffmann, G., White, S. D. M., & Guiderdoni, B. 1993, *MNRAS*, 264, 201
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *Ann. Rev. Ast. & Ast.*, 36, 189
- Kereš, D., Katz, N., Weinberg, D. H., & Davé, R. 2005, *MNRAS*, 363, 2

- Komatsu, E., Dunkley, J., Nolta, M. R., Bennett, C. L., Gold, B., Hinshaw, G., Jarosik, N., Larson, D., Limon, M., Page, L., Spergel, D.Ñ., Halpern, M., Hill, R. S., Kogut, A., Meyer, S. S., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E., & Wright, E. L. 2009, *ApJS*, 180, 330
- Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., Bennett, C. L., Gold, B., Hinshaw, G., Jarosik, N., Larson, D., Nolta, M. R., Page, L., Spergel, D.Ñ., Halpern, M., Hill, R. S., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Odegard, N., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E., & Wright, E. L. 2010, *ArXiv*: 1001.4538
- Kroupa, P. 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Larson, R. B. & Tinsley, B. M. 1978, *ApJ*, 219, 46
- Leitherer, C., Schaerer, D., Goldader, J. D., González Delgado, R. M., Robert, C., Kune, D. F., de Mello, D. F., Devost, D., & Heckman, T. M. 1999, *ApJS*, 123, 3
- Lilly, S. J., Le Fevre, O., Hammer, F., & Crampton, D. 1996, *ApJL*, 460, L1
- Madau, P. 1995, *ApJ*, 441, 18
- Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., Giavalisco, M., Steidel, C. C., & Fruchter, A. 1996, *MNRAS*, 283, 1388
- Madau, P., Pozzetti, L., & Dickinson, M. 1998, *ApJ*, 498, 106
- Mahmood, A., Devriendt, J. E. G., & Silk, J. 2005, *MNRAS*, 359, 1363
- McBride, J., Fakhouri, O., & Ma, C. 2009, *MNRAS*, 398, 1858
- Michałowski, M. J., Hjorth, J., & Watson, D. 2009, *ArXiv*: 0905.4499
- Mobasher, B., Dahlen, T., Hopkins, A., Scoville, N. Z., Capak, P., Rich, R. M., Sanders, D. B., Schinnerer, E., Ilbert, O., Salvato, M., & Sheth, K. 2009, *ApJ*, 690, 1074
- Moster, B. P., Somerville, R. S., Maulbetsch, C., van den Bosch, F. C., Macciò, A. V., Naab, T., & Oser, L. 2010, *ApJ*, 710, 903
- Neistein, E. & Weinmann, S. M. 2009, *ArXiv*: 0911.3147

- Noeske, K. G., Faber, S. M., Weiner, B. J., Koo, D. C., Primack, J. R., Dekel, A., Papovich, C., Conselice, C. J., Le Flo'c'h, E., Rieke, G. H., Coil, A. L., Lotz, J. M., Somerville, R. S., & Bundy, K. 2007, *ApJL*, 660, L47
- Nunez-López, R. 2007, Tesis de doctorado, Universidad Nacional Autónoma de México, México
- Panther, B., Jimenez, R., Heavens, A. F., & Charlot, S. 2007, *MNRAS*, 378, 1550
- Pérez-González, P. G., Rieke, G. H., Villar, V., Barro, G., Blaylock, M., Egami, E., Gallego, J., Gil de Paz, A., Pascual, S., Zamorano, J., & Donley, J. L. 2008, *ApJ*, 675, 234
- Press, W. H. & Schechter, P. 1974, *ApJ*, 187, 425
- Reddy, N. A. & Steidel, C. C. 2009, *ApJ*, 692, 778
- Reddy, N. A., Steidel, C. C., Pettini, M., Adelberger, K. L., Shapley, A. E., Erb, D. K., & Dickinson, M. 2008, *ApJS*, 175, 48
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Samui, S., Subramanian, K., & Srianand, R. 2009, *New Astronomy*, 14, 591
- Sasaki, S. 1994, *Publications of the ASJ*, 46, 427
- Scalo, J. M. 1986, *Fundamentals of Cosmic Physics*, 11, 1
- Schaye, J., Dalla Vecchia, C., Booth, C. M., Wiersma, R. P. C., Theuns, T., Haas, M. R., Bertone, S., Duffy, A. R., McCarthy, I. G., & van de Voort, F. 2009, *ArXiv: 0909.5196*
- Schechter, P. 1976, *ApJ*, 203, 297
- Searle, L., Sargent, W. L. W., & Bagnuolo, W. G. 1973, *ApJ*, 179, 427
- Sheth, R. K., Mo, H. J., & Tormen, G. 2001, *MNRAS*, 323, 1
- Silk, J. 1968, *ApJ*, 151, 459
- Somerville, R. S., Hopkins, P. F., Cox, T. J., Robertson, B. E., & Hernquist, L. 2008, *MNRAS*, 391, 481

- Springel, V. & Hernquist, L. 2003, MNRAS, 339, 312
- Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., Frenk, C. S., Yoshida, N., Gao, L., Navarro, J., Thacker, R., Croton, D., Helly, J., Peacock, J. A., Cole, S., Thomas, P., Couchman, H., Evrard, A., Colberg, J., & Pearce, F. 2005, Nature, 435, 629
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M., & Pettini, M. 1999, ApJ, 519, 1
- Tinsley, B. M. 1968, ApJ, 151, 547
- Tojeiro, R., Wilkins, S., Heavens, A. F., Panter, B., & Jimenez, R. 2009, ApJS, 185, 1
- van den Bosch, F. C. 2002, MNRAS, 331, 98
- van Dokkum, P. G. 2008, ApJ, 674, 29
- Wang, L., Mao, J., Xiang, S., & Yuan, Y. 2009, A&A, 494, 817
- Wechsler, R. H., Bullock, J. S., Primack, J. R., Kravtsov, A. V., & Dekel, A. 2002, ApJ, 568, 52
- White, S. D. M. & Frenk, C. S. 1991, ApJ, 379, 52
- Wilkins, S. M., Trentham, N., & Hopkins, A. M. 2008, MNRAS, 385, 687
- Zheng, X. Z., Bell, E. F., Papovich, C., Wolf, C., Meisenheimer, K., Rix, H., Rieke, G. H., & Somerville, R. 2007, ApJL, 661, L41