



UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA
FACULTAD DE CIENCIAS ASTRONÓMICAS Y GEOFÍSICAS

Astronomía Extragaláctica

Apuntes de clase

Sergio A. Cellone

(Colaboraciones: I. Andruchow, A. Smith Castelli)

Curso 2014

Índice general

1. Marco cosmológico	1
1.1. Bases observacionales	1
1.1.1. La ley de Hubble	1
1.1.2. El fondo cósmico de microondas	3
1.2. Cinemática cósmica	4
1.2.1. Geometría del espacio 3-D	5
1.2.2. Expansión del Universo	5
1.2.3. Distancias	8
1.2.4. Conteos de galaxias	9
1.3. Dinámica cósmica	10
1.3.1. Historias de $R(t)$	11
1.4. Nucleosíntesis	13
1.5. CMB	15
1.5.1. Fluctuaciones del CMB y formación de estructura	16
1.6. El paradigma inflacionario	17
1.6.1. Inflación	18
2. Poblaciones estelares	21
2.1. Aspectos observacionales y definiciones	21
2.1.1. Espectros ópticos	21
2.1.2. Definiciones de abundancias y metalicidad	21
2.1.3. Reacciones nucleares	23
2.2. Sinopsis de evolución estelar	25
2.2.1. Secuencia principal (MS)	25
2.2.2. El “turn-off”	27
2.2.3. Rama subgigante (SGB)	28
2.2.4. Rama de las Gigantes Rojas (RGB)	28
2.2.5. <i>Flash</i> del He	29
2.2.6. Etapas de fusión central de He	30
2.2.7. Evolución de una estrella de $5 M_{\odot}$	31
2.2.8. La rama gigante asintótica (AGB)	32
2.2.9. Estrellas de gran masa	32
2.2.10. Supernovas tipo Ia (SN Ia)	33
2.2.11. Temas poco desarrollados por la teoría:	33
2.3. Poblaciones estelares simples	34
2.3.1. Poblaciones estelares simples viejas	37

2.3.2.	Poblaciones estelares simples jóvenes	41
2.4.	Poblaciones estelares compuestas	42
2.4.1.	Síntesis de poblaciones estelares	44
2.4.2.	Determinación de la SFH	45
2.4.3.	Indicadores de distancia	47
2.5.	Poblaciones estelares no resueltas	47
2.5.1.	Poblaciones estelares simples no resueltas	47
2.5.2.	Poblaciones estelares compuestas no resueltas	56
3.	Propiedades generales de las galaxias	61
3.1.	Clasificación morfológica	61
3.1.1.	La secuencia de Hubble	62
3.1.2.	Componentes estructurales	62
3.1.3.	Galaxias elípticas	64
3.1.4.	Galaxias lenticulares	65
3.1.5.	Galaxias espirales	65
3.1.6.	Galaxias irregulares	67
3.2.	Clasificación cuantitativa - Propiedades globales	67
3.3.	Distribuciones espectrales de la emisión de energía	68
3.3.1.	Galaxias con SED peculiares	69
3.4.	Fotometría superficial	70
3.4.1.	Brillo superficial del cielo nocturno	71
3.4.2.	Definiciones	71
3.4.3.	Ajuste de perfiles: La Ley de Sérsic	73
3.5.	La corrección K	79
3.6.	Función de luminosidad	80
4.	Galaxias espirales y lenticulares	83
4.1.	Distribución de brillo superficial	83
4.1.1.	El disco	86
4.1.2.	El bulbo	88
4.2.	La secuencia de las galaxias de disco	89
4.2.1.	Espectros ópticos	92
4.2.2.	Galaxias lenticulares	94
4.3.	Distribución de poblaciones estelares	96
4.3.1.	Observaciones en ultravioleta lejano	96
4.3.2.	Observación del gas ionizado	98
4.4.	Gas neutro y molecular	100
4.4.1.	Emisión en ondas de radio y milimétricas	100
4.4.2.	Distribución espacial del gas	104
4.4.3.	Cinemática / dinámica del gas	106
4.5.	La estructura espiral	110
4.5.1.	Tipos de espirales - Teorías de estructura espiral	110
4.6.	Barras	117

5. Galaxias elípticas	121
5.1. Introducción	121
5.2. Distribución de brillo superficial	122
5.2.1. Perfiles de brillo	122
5.2.2. Galaxias cD	123
5.2.3. Luz intra-cúmulo	123
5.2.4. Formas de las galaxias elípticas	124
5.3. Cinemática	127
5.3.1. Rotación	127
5.4. El plano fundamental	130
5.4.1. Relaciones fotométricas	131
5.4.2. La relación Faber-Jackson y el plano fundamental	132
5.5. Poblaciones estelares y material interestelar	135
5.5.1. Relación color-luminosidad	135
5.5.2. Gas y polvo	137
5.6. Agujeros negros supermasivos centrales	138
5.6.1. Relación $M_{\bullet} - M_{\text{sph}}$	139
6. Galaxias enanas, irregulares, y peculiares	141
6.1. Galaxias enanas	141
6.1.1. Detección e importancia	141
6.1.2. Clasificación	143
6.2. Enanas elípticas	144
6.2.1. Historia	144
6.2.2. Teoría	145
6.2.3. Estructura	148
6.2.4. Cinemática	155
6.2.5. Colores y poblaciones estelares	156
6.2.6. Distribución espacial	156
6.3. Enanas irregulares	157
6.3.1. Enanas compactas azules (BCD)	158
6.3.2. Galaxias enanas tidales (TDG)	159
6.4. Historias evolutivas de las galaxias enanas	161
6.4.1. Evolución de las dE a partir de otros tipos de galaxias	161
6.4.2. Formación jerárquica	162
6.4.3. Esferoidales e irregulares enanas del Grupo Local	162
6.5. Enanas compactas	163
6.5.1. Galaxias elípticas compactas (cE)	163
6.5.2. Galaxias enanas ultracompactas (UCD)	163
6.6. Galaxias irregulares	165
6.7. Galaxias luminosas y ultraluminosas en infrarrojo	166
6.7.1. Morfología y colores ópticos	168
6.7.2. Morfología cuantitativa	168
6.7.3. Distribuciones espectrales de energía	171

7. Galaxias activas	173
7.1. Introducción	173
7.2. Marco histórico	174
7.2.1. Galaxias Seyfert	174
7.2.2. Radiogalaxias	175
7.2.3. Cuasares	176
7.2.4. Blazares	177
7.3. El concepto AGN	178
7.3.1. Orígenes del modelo SMBH	178
7.3.2. El límite de Eddington	179
7.3.3. Núcleos galácticos activos	180
7.4. Fenomenología	180
7.4.1. Espectros ópticos – Diagramas de diagnóstico	180
7.4.2. Distribución espectral de energía (SED) - Emisión en radio	183
7.4.3. Variabilidad	184
7.4.4. Escalas temporales de emisión	185
7.5. El modelo estándar de acreción a un SMBH	185
7.5.1. Evidencias de unificación (polarización)	188
7.5.2. Quasares oscurecidos (tipo 2)	188
7.5.3. Tamaños aproximados de las componentes de un AGN	188
7.5.4. Acreción	188
7.5.5. Parámetros fundamentales	190
7.5.6. Modelos alternativos	190
7.6. La emisión del jet	191
7.6.1. La dicotomía RQ-RL	191
7.6.2. Formación del jet	192
7.6.3. Movimientos superlumínicos	192
7.6.4. Beaming	193
7.6.5. Interacción jet – disco	194
7.7. Blazares	195
7.8. Mapeo por reverberancia	196
7.9. Sistemas de líneas de absorción en QSO	198
7.10. Efectos cosmológicos	199
8. El Grupo Local de galaxias	201
8.1. Descripción	201
8.2. Dinámica y evolución a futuro del Grupo Local	203
8.3. Satélites de la Vía Láctea	204
8.3.1. Las Nubes de Magallanes	204
8.3.2. Enanas esferoidales	208
8.3.3. Enanas ultra débiles	210
8.3.4. Corrientes tidales	211
9. Cúmulos de galaxias y estructura a gran escala	213
9.1. Grupos y cúmulos de galaxias	213
9.1.1. Interacciones	213
9.1.2. Grupos compactos	217

9.1.3. Cúmulos de galaxias	217
9.2. El Supercúmulo Local	223
9.3. Estructura a gran escala	224
9.3.1. Medidas de agrupamiento de galaxias	226
9.3.2. Crecimiento de estructuras: movimientos peculiares	228
A. Notas sobre mecanismos de radiación	235
A.1. Radiación sincrotrón	235
A.1.1. Absorción de la radiación sincrotrón	238
A.2. Procesos de tipo Compton	240
A.2.1. Dispersión Compton	240
A.2.2. Proceso Compton inverso	240
A.3. Emisión sincrotrón por procesos auto-Compton	242
A.4. Producción de pares	243
A.4.1. Cascadas de pares	244
B. Constantes y datos	247
C. Líneas y bandas espectrales	249
C.1. Líneas y bandas de absorción estelares	249
C.2. Líneas de emisión más frecuentes en galaxias	250
C.3. Líneas de emisión y bandas de absorción telúricas	251
D. Siglas	253

Índice de figuras

1.1. Diagrama de Hubble	2
1.2. Espectro de potencias del CMB	3
1.3. Factor de escala $R(t)$ en función del tiempo cósmico t	12
2.1. Espectros ópticos de estrellas de la MS.	22
2.2. Espectros ópticos de galaxias espirales (S).	23
2.3. Líneas de emisión del cielo nocturno	24
2.4. Transmisión atmosférica y bandas fotométricas ópticas e IR	24
2.5. Emisión de energía de las estrellas.	26
2.6. Fusión central de H en el HRD para estrellas de masa baja e intermedia.	27
2.7. Camino evolutivo para una estrella de $5 M_{\odot}$	32
2.8. Caminos en el HRD para estrellas de masa intermedia y alta.	33
2.9. Caminos evolutivos para estrellas entre 0.8 y $3.0 M_{\odot}$ e isócronas	35
2.10. Isócronas de edades 2 Gyr y 3 Gyr ($Z = 0.001$).	36
2.11. Efectos de metalicidad y elem.- α en isócronas viejas.	37
2.12. CMD de una isócrona con $t = 12$ Gyr y del GC M 15.	38
2.13. El segundo parámetro en la HB.	39
2.14. Función de luminosidad de SSP viejas.	41
2.15. Isócronas de SSP jóvenes.	41
2.16. CMD en los alrededores del Sol (Hipparcos).	42
2.17. Contribuciones a la luminosidad bolométrica de una SSP	48
2.18. Contribuciones a la luminosidad monocromática de una SSP	49
2.19. Evolución de la magnitud integrada para una SSP	51
2.20. Evolución temporal de colores integrados de una SSP	51
2.21. Diagramas color-color de SSP	52
2.22. Diagramas $(B - K)$, $(J - K)$ de SSP	53
2.23. Diagrama $(B - K)$, $(J - K)$ de SSP y galaxias E en Coma	54
2.24. Definición de índices de Balmer	55
2.25. Calibración de índices H_{β} - Fe5270	57
2.26. Efecto de elementos- α sobre el diagrama H_{β} - Fe5270	57
2.27. El quiebre a $4000 \text{ \AA}$	58
3.1. Secuencia de Hubble, diagrama en “diapasón” (Hubble, 1936).	62
3.2. Secuencia de Hubble extendida.	62
3.3. Isofotas R para cuatro E gigantes	64
3.4. NGC 936 (SB0)	65
3.5. NGC 4449 (SBm) – NGC 5044 N49 (Im)	67

3.6. Clasificación cuantitativa de galaxias	67
3.7. Distribuciones de propiedades globales	69
3.8. Propiedades espectroscópicas	70
3.9. Distribuciones espectrales de energía	71
3.10. Emisión del cielo nocturno en IR	73
3.11. Brillo superficial central contra magnitud integrada	77
3.12. Perfil truncado	78
3.13. Función de luminosidad	80
4.1. NGC 7331: imagen y contornos	83
4.2. NGC 7331: perfil de brillo superficial	84
4.3. UGC 7321 (Sd) (“superdelgada”, arriba). NGC 55 (SBm, abajo).	87
4.4. Ley de Freeman	87
4.5. Imágenes del descubrimiento de Malin 1 (Bothun et al., 1987).	88
4.6. Imagen (Barth, 2007) y SBP de Malin 1 (Bothun et al., 1987).	88
4.7. Proporción de H α contra magnitud y brillo superficial	89
4.8. NGC 3115, M 104, M 33, SMC	90
4.9. NGC 5054 (Sb) - NGC 1365	90
4.10. Magnitudes aparentes y colores contra tipo morfológico	91
4.11. Relación esferoide/total para la secuencia de Hubble	92
4.12. Espectro óptico de una galaxia S0	93
4.13. Espectro óptico de una galaxia Sa	93
4.14. Espectro óptico de una galaxia Sb	94
4.15. Espectro óptico de una galaxia Sc	94
4.16. Espectro óptico de una galaxia Sm	95
4.17. Clasificación cinemática	95
4.18. NGC 157 ($U, B, V, R, I, B - I$)	96
4.19. NGC 895 ($U, B, V, R, I, B - I$)	97
4.20. M 100 (NGC 4321) en óptico e IR	97
4.21. Galaxias en óptico y UV lejano	98
4.22. M 94 en FUV y NUV	98
4.23. NGC 2903 (SBd): banda ancha y H α	99
4.24. NGC 3982 (SABb): banda ancha y H α	100
4.25. NGC 1300 (SBbc): banda ancha y H α	101
4.26. NGC 4314 (SBa): banda ancha y H α	102
4.27. Relaciones H α con tipo morfológico y $\mathcal{L}_{\text{FIR}}$	102
4.28. Comparación de espectros de fuentes térmicas y no térmicas.	103
4.29. Síntesis de abertura	103
4.30. Perfil de H α en NGC 7331	105
4.31. NGC 891: emisión del gas	105
4.32. UGC 7576: V y H α	106
4.33. Esquema para la curva de rotación	107
4.34. Curva de rotación y diagrama de <i>araña</i>	107
4.35. H α en NGC 7331	108
4.36. Curva de rotación de NGC 7331	109
4.37. Relación de Tully-Fisher	110
4.38. NGC 6744 - NGC 2997 (Sc)	111

4.39. Estructura espiral con modelos de SSPSF	111
4.40. <i>Pitch angle</i>	112
4.41. Esquema de estructura espiral	113
4.42. Espiral cinemática	113
4.43. Onda de densidad: analogía con embotellamiento de tránsito.	115
4.44.	116
4.45. M 100: B , I , $B - K$, $H\alpha$, $H\text{I}$	117
4.46. NGC 1300.	118
4.47. Simulación del flujo de gas en una barra	118
5.1. Perfiles de NGC 1399 y G675	122
5.2. Perfil de VCC 753	123
5.3. M 87	124
5.4. Perfil de brillo galaxia cD	124
5.5. M 87 y la luz intra-cúmulo	125
5.6. Rotación de isofotas	126
5.7. Isofotas <i>disky</i> y <i>boxy</i>	126
5.8. Curvas de v_R y σ_v para NGC 1399	128
5.9. Diagrama cinemático para rotadores isótropos	129
5.10. Relación entre cinemática y morfología	130
5.11. Relaciones fotométricas para sistemas elípticos y esferoidales	131
5.12. Relación Faber-Jackson	133
5.13. Relaciones del plano fundamental	133
5.14. Relación Faber-Jackson y plano fundamental	135
5.15. Espectro óptico de una galaxia E	136
5.16. Relación color-luminosidad para galaxias E	136
5.17. NGC 5128	137
5.18. Curvas de rotación de galaxias con SMBH	138
5.19. Relación $\mathcal{M}_\bullet - \mathcal{M}_{\text{sph}}$	139
6.1. Galaxias en Andrómeda	142
6.2. Galaxia dSph Sculptor y cúmulo globular M 13	142
6.3. Galaxias dE y dI	144
6.4. Phoenix, NGC 205 y FCC 76	148
6.5. Enana nucleada	149
6.6. Enana lenticular	149
6.7. Enana dE/dI extendida	150
6.8. Perfiles de brillo superficial	151
6.9. Relación $\mathcal{L} - n$	152
6.10. Relaciones brillo superficial y radio efectivo con luminosidad	152
6.11. Relaciones entre parámetros fotométricos	153
6.12. Estructura espiral en una galaxia dE	153
6.13. Estructura subyacente en galaxias dE	154
6.14. Clasificación de galaxias dE	154
6.15. Cinemática de galaxias dE	155
6.16. Relación color-magnitud para galaxias tempranas	157
6.17. Galaxias enanas irregulares	158

6.18. H α en DDO 154	158
6.19. Enanas compactas azules (BCD)	159
6.20. Enanas tidales	160
6.21. Relación metalicidad - magnitud para enanas tidales	161
6.22. Historias de formación estelar en dSph y dI	163
6.23. Galaxias cE y UCD	164
6.24. SEDs: BCD, dE, cE	165
6.25. Galaxia irregular NGC 4214	166
6.26. Galaxias irregulares NGC 4449 y NGC 1427A	166
6.27. Galaxia ULIRG II Zw96	167
6.28. Colores de galaxias ULIRG en el SDSS	168
6.29. Estadístico G (Gini)	169
6.30. Diagrama $M_{20} - G$	170
6.31. Distribución espectral de energía	171
7.1. Galaxias Seyfert: espectros	175
7.2. Radiogalaxia Cyg A	176
7.3. Cuasares: imágenes y espectro óptico	177
7.4. Identificación de cuasares mediante colores ópticos	178
7.5. Espectro de blazares	178
7.6. Espectros ópticos	180
7.7. Comparación de espectros Sy 2 – Sm	181
7.8. Diagrama BPT	181
7.9. Diagramas BPT con SDSS	182
7.10. SED de una galaxia Seyfert	183
7.11. Radiogalaxias FR I y FR II	184
7.12. Imágenes en continuo de radio	184
7.13. Variabilidad radio-óptica de un BL Lac	184
7.14. El modelo estándar	186
7.15. SED de 3C 273	186
7.16. Unificación por orientación	187
7.17. Evidencias de unificación	187
7.18. RL - RQ	191
7.19. Movimiento superlumínico	192
7.20. SED de blazares	195
7.21. Mapeo por reverberancia	197
7.22. Líneas de absorción en QSO	198
8.1. Galaxias del Grupo Local	202
8.2. Distribución espacial	203
8.3. Nube Mayor de Magallanes	205
8.4. Corriente Magallánica	206
8.5. Cúmulos NGC 2121 y NGC 2155 en la LMC	207
8.6. CMD para cúmulos en la LMC	207
8.7. Distribución espacial de cúmulos en las MC	208
8.8. CMD de la galaxia dSph de Carina	209
8.9. Enanas ultra débiles	210

8.10. CMD de enanas ultra débiles	211
8.11. Ubicaciones de enanas ultra débiles	211
8.12. La corriente tidal de Sagitario	211
9.1. Funciones de luminosidad	214
9.2. Barrido de gas en M 81	215
9.3. Radiogalaxias distorsionadas	215
9.4. La aproximación impulsiva	216
9.5. El Quinteto de Stephan	218
9.6. Cúmulos de Virgo y Coma	218
9.7. Función de luminosidad en el cúmulo de Virgo	219
9.8. Relación morfología - densidad	220
9.9. Relación morfología - densidad	221
9.10. Formación de galaxias S0	222
9.11. Relación $D(4000) - M_{\star}$ en distintos ambientes	223
9.12. Evidencias de distintos tipos de fusiones	223
9.13. El Supercúmulo Local	224
9.14. Galaxias del 2dFGRS	225
9.15. Diagramas de cuña	226
9.16. Función de correlación de dos puntos	227
9.17. Flujo Virgocéntrico	229
A.1. Geometría de la radiación sincrotrón	235
A.2. Forma del espectro sincrotrón	238
A.3. Esquema de la absorción de la radiación sincrotrón	238
A.4. Geometría del proceso Compton	240
A.5. Esquema de cascada de pares	245

Prefacio

Estos son los apuntes de clase de *Astronomía Extragaláctica*, materia optativa de la Licenciatura en Astronomía que se cursa en la Facultad de Ciencias Astrónomicas y Geofísicas de la UNLP. No se pretende reemplazar con este apunte a la bibliografía recomendada, sino simplemente proveer al alumno de una guía completa y actualizada de los temas dados en clase. Se espera entonces que el alumno complemente este apunte con la lectura de los textos y publicaciones sugeridos por los docentes.

La materia tiene por objetivo brindar al estudiante un panorama básico y a la vez amplio de la astronomía extragaláctica actual, introduciéndolo al conocimiento de los distintos tipos de galaxias, sus poblaciones estelares, sus propiedades de emisión a distintas frecuencias, propiedades dinámicas, evolución y relación con el entorno.

El curso está orientado a estudiantes que deseen especializarse en áreas de astronomía extragaláctica, tanto desde lo observacional como desde la teoría. Se estructura en base a los conocimientos adquiridos en asignaturas de la parte obligatoria del plan de estudios, particularmente *Astronomía Estelar*, *Sistemas Estelares*, y *Elementos de Astrofísica Teórica*. Sería conveniente, aunque no imprescindible, que los alumnos hubieran también cursado la optativa *Interiores Estelares*.

El programa comienza con una introducción al marco cosmológico necesario para situar los objetos de estudio (galaxias, cúmulos y grupos de galaxias). Este capítulo no pretende ser un curso de Cosmología ni una repetición de los contenidos ya adquiridos, sino una utilización de estos últimos para delinear el modelo cosmológico actualmente vigente y su influencia en la determinación de los parámetros relevantes de las galaxias (distancias, luminosidades, tamaños).

Sigue con conceptos básicos del estudio de poblaciones estelares simples y compuestas, resueltas y no resueltas. Esto permitirá interpretar las propiedades observacionales de las distintas galaxias y de sus subsistemas en términos de edades y metalicidades, con vistas a trazar sus respectivos panoramas evolutivos.

En estos dos primeros capítulos se ha seguido básicamente el texto de Salaris & Cassisi (2005).

Luego, un capítulo sobre las propiedades generales de las galaxias sirve de introducción al estudio detallado de los distintos tipos de galaxias y de estructuras mayores (grupos, cúmulos) que se desarrolla en el resto de la materia. Para estos capítulos se han utilizado los textos de Sparke & Gallagher (2000) y de Binney & Merrifield (1998), excepto para la parte de galaxias activas, que se basa principalmente en el texto de Peterson (1997), y para el capítulo del Grupo Local, basado en van den Bergh (2000).

Capítulo 1

Marco cosmológico

En el comienzo fue un big-bang y fue caliente

(En el Séptimo Día – Soda Stereo)

1.1. Bases observacionales

1.1.1. La ley de Hubble

En 1929, sobre la base de mediciones de corrimientos al rojo (z) para 22 galaxias cercanas, y usando distancias estimadas —que resultaron erradas por casi un factor diez— Edwin Hubble y Milton Humason propusieron que las velocidades radiales de las galaxias son proporcionales a sus distancias (d):

$$v_R = cz \approx H_0 d. \quad (1.1)$$

La *ley de Hubble* fue confirmada por los trabajos posteriores, aunque el valor aceptado del parámetro H_0 , la *constante de Hubble*, fue progresivamente descendiendo desde el original de unos $500 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ hasta llegar, a principios de la última década del siglo XX, a dos valores distintos: $H_0 \lesssim 50$, y $H_0 \sim 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, sostenidos respectivamente por Allan Sandage, Gustav Tammann y otros, y por Gerald de Vaucouleurs, Sidney van den Bergh y otros.

De esta época queda la costumbre de expresar nuestro desconocimiento del valor correcto de H_0 a través del parámetro $h = H_0/(100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$ que se introduce en las cantidades que dependen de la distancia (ergo, del corrimiento al rojo).

A partir de la Ecuación 1.1 y de la definición de h podemos estimar la distancia a una galaxia usando su velocidad de recesión:

$$d = h^{-1} \frac{cz}{100 \text{ km s}^{-1}} \text{ Mpc}. \quad (1.2)$$

La luminosidad obtenida usando ese valor de distancia resulta

$$\mathcal{L} \propto Fd^2 \propto h^{-2},$$

donde F es el flujo (bolométrico).

La masa de una galaxia resultará $\mathcal{M} \propto h^{-1}$, dado que la masa es proporcional al tamaño lineal ($\mathcal{M} \approx 3 \sigma_{v_R} r_e / G$, donde σ_{v_R} es la componente radial de la dispersión de velocidades y r_e es el radio efectivo de la galaxia —ver *Sistemas Estelares*—).

La controversia en cuanto al valor de H_0 parece haberse zanjado a partir del *Key Project* del Telescopio Espacial Hubble, que midió distancias de galaxias individuales hasta los cúmulos cercanos (Virgo, Fornax) usando el método de las Cefeidas. El valor actualmente aceptado es $H_0 \approx 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

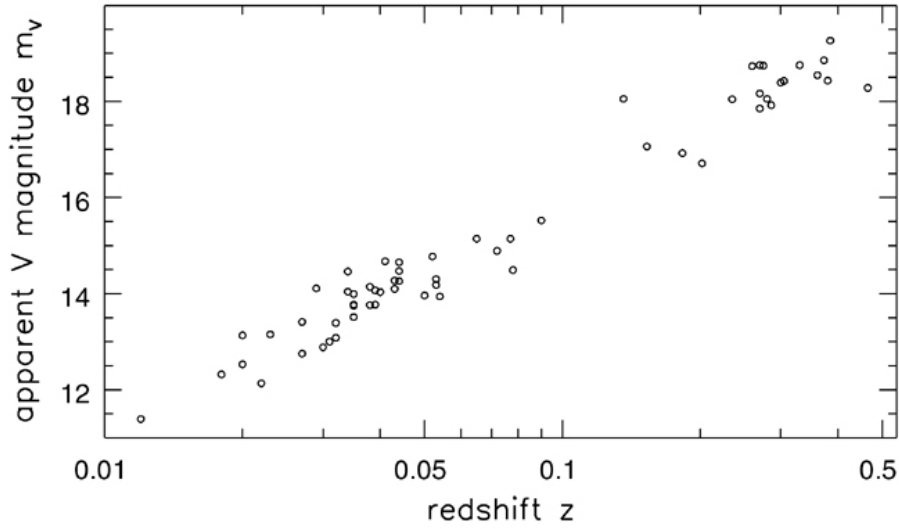


Fig 1.17 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 1.1: Magnitud aparente V en función del corrimiento al rojo z (diagrama de Hubble) para las galaxias más brillantes en cúmulos ricos de galaxias. La magnitud aumenta en forma proporcional al logaritmo de z , tal como se espera si todas las galaxias son de aproximadamente la misma luminosidad y sus distancias son proporcionales a la velocidad de recesión cz (datos de Gunn & Oke, 1975).

Tiempo de Hubble: si las velocidades promedio de las galaxias se hubiesen mantenido constantes, habrían estado todas juntas un tiempo t_H antes del presente, con

$$t_H = \frac{1}{H_0} = 9.78 h^{-1} \text{ Gyr.} \quad (1.3)$$

Este *Tiempo de Hubble* es una estimación del orden de la edad del Universo¹.

Velocidades peculiares

La ley de Hubble se aplica a un universo homogéneo. Las velocidades peculiares debidas a las inhomogeneidades locales producen apartamientos con respecto al *flujo de Hubble* debido a la expansión general del Universo. Por ej., M 31 se *acerca* a la Vía Láctea (MW) con una velocidad $v_R \approx 120 \text{ km s}^{-1}$, y el baricentro del Grupo Local se acerca (“cae”) al Cúmulo de Virgo a una velocidad de $\sim 170 \text{ km s}^{-1}$. En una escala mayor, el Grupo Local, el Cúmulo de Virgo y otras estructuras vecinas se precipitan a una velocidad de $\approx 600 \text{ km s}^{-1}$ hacia una concentración de galaxias ubicada a unos 70 Mpc (en la constelación del Centauro), conocida como *el Gran Atractor*.

Estas inhomogeneidades dificultan la medición del flujo de Hubble; para esto hay que ir a mayores distancias, donde las velocidades peculiares son despreciables frente a la velocidad de recesión cosmológica.

¹Con un criterio, como mínimo discutible y no siempre exento de ambigüedad, usamos minúsculas para referirnos a un modelo de “universo” como entidad físico-matemática, y mayúscula inicial para mencionar al “Universo” real en el que vivimos.

1.1.2. El fondo cósmico de microondas

Detectado casualmente en 1965 por Penzias y Wilson, el CMB (una vez corregido por fuentes discretas y por el movimiento del Sistema Solar) se ajusta muy bien con un cuerpo negro con $T = 2.725$ K. Esta temperatura es, en primera aproximación, constante en todas direcciones, lo que sugiere una notable isotropía.

De la temperatura del CMB se obtiene la densidad de energía ϵ_{CMB} y de ésta la densidad fotónica $\rho_{\text{CMB}} = \frac{\epsilon_{\text{CMB}}}{c^2} \sim 4.64 \times 10^{-31} \text{ kg m}^{-3}$. Esta densidad fotónica del CMB es la componente dominante de la densidad de radiación actual del Universo, y es unos 3 órdenes de magnitud inferior a la densidad de materia (incluyendo materia oscura).

En 1992 el satélite COBE midió pequeñas variaciones según la dirección de la visual en la temperatura del CMB, del orden de $\frac{\delta T}{T} \sim 10^{-5}$. Calculando la media sobre el cielo de las fluctuaciones $\frac{\delta T}{T}$ para todo par de puntos en el cielo separados por un ángulo θ , se obtiene el *espectro de potencias angular* de las anisotropías en la temperatura del CMB (Fig. 1.2). Este espectro de potencias muestra una serie de picos ubicados en escalas angulares específicas.

Una teoría de la estructura y evolución del Universo debe explicar las observaciones descriptas (corrimiento al rojo, CMB y sus fluctuaciones).

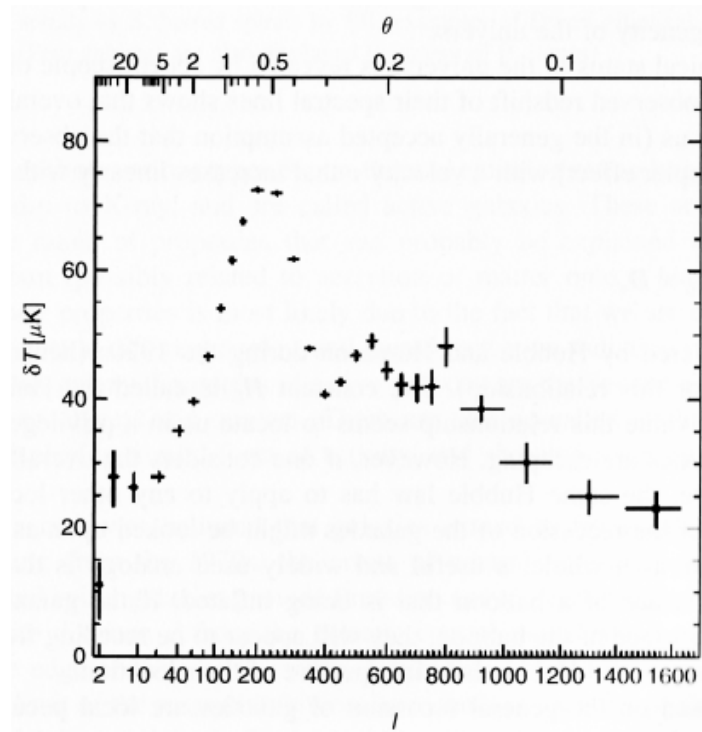


Figura 1.2: Espectro de potencias del CMB: fluctuaciones de temperatura (en unidades de 10^{-6} K) en función de la escala angular en grados sobre el cielo (eje x superior) y del número de onda $l \sim \pi/\theta$ (eje x inferior). (Fig. 1.2 de Salaris & Cassisi, 2005).

1.2. Cinemática cósmica

Principio cosmológico

La estructura del Universo, promediada sobre grandes volúmenes de espacio, es:

homogénea (propiedades físicas invariantes ante traslaciones) e

isótropa (propiedades físicas invariantes ante rotaciones).

Galaxias: partículas de un fluido que se mueven de acuerdo a la ley de Hubble. Un observador comóvil se mueve de la misma forma.

Tiempo cósmico: marcado por un reloj en el sistema comóvil. La forma de sincronizar t para observadores comóviles en distintos lugares es fijar t al mismo valor cuando cada observador ve que una determinada propiedad del fluido cósmico (p. ej. la densidad media local de materia ρ) alcanza un cierto valor acordado.

Una vez sincronizados los relojes, de acuerdo al principio cosmológico, ambos observadores medirán un mismo valor de esa propiedad cada vez que sus relojes muestren el mismo tiempo. De esta forma podemos definir un sistema de coordenadas 4-D comóviles con el fluido cósmico.

Coordenadas espaciales

Homogeneidad e isotropía requieren que el espacio 3D tenga una única curvatura (mismo valor en distintos puntos), aunque puede ser variable con el tiempo.

El intervalo espacio-temporal entre dos eventos en un espacio estático homogéneo e isótropo, es:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \left(\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right) \quad (1.4)$$

donde K es la curvatura espacial, dt es la separación en tiempo cósmico, y r , θ y ϕ son las coordenadas esféricas.

La expansión (o contracción) del universo se tiene en cuenta redefiniendo la coordenada radial r como $r \equiv R(t)\chi$ (con χ adimensional) y la curvatura como $K(t) \equiv \frac{k}{R(t)^2}$. La constante k y la coordenada χ se definen tal que $k = +1$ para curvatura espacial positiva, $k = 0$ para espacio plano, y $k = -1$ para curvatura espacial negativa.

$R(t)$ es el *factor de escala cósmico*, tiene dimensiones de distancia, y depende del tiempo cósmico t .

Con esto se obtiene la métrica de Friedmann-Robertson-Walker (FRW):

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R(t)^2 \left(\frac{d\chi^2}{1 - k\chi^2} + \chi^2 d\theta^2 + \chi^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right). \quad (1.5)$$

Las 3 coordenadas espaciales χ , θ , y ϕ son constantes para un observador en reposo con respecto a la expansión del fluido cósmico. El factor $R(t)$ permite un escalado de las superficies espaciales que depende solo del tiempo, manteniendo la homogeneidad y la isotropía.

1.2.1. Geometría del espacio 3-D

Consideremos un instante t fijo. Sea una esfera con centro en un origen arbitrario con $\chi = 0$ y su superficie en un valor fijo χ . La diferencia entre las coordenadas del centro y un punto de la superficie es $r = R(t)\chi$.

El área de la superficie esférica es $A = 4\pi r^2 = 4\pi R(t)^2 \chi^2$.

El radio físico o *radio propio* R_p de la superficie esférica es la distancia entre el centro y la superficie medida con una vara estándar al mismo instante cósmico t . O sea, hay que determinar el intervalo Δs^2 entre los dos eventos, adoptando $dt = 0$, tal que $R_p = \sqrt{-\Delta s^2}$.

De la métrica FRW (Ecuación 1.5) se obtiene:

$$R_p = R(t) \int_0^\chi \frac{d\chi}{\sqrt{1 - k\chi^2}} = \begin{cases} R(t) \sin^{-1} \chi & (k = +1) \\ R(t) \chi & (k = 0) \\ R(t) \sinh^{-1} \chi & (k = -1). \end{cases} \quad (1.6)$$

$k = 0 \rightarrow \chi = R_p/R(t)$, y $A = 4\pi R_p^2$, es decir, $r = R_p$ y el área A va con R_p^2 como en la geometría Euclídea.

$k = +1 \rightarrow r = R(t) \sin\left(\frac{R_p}{R(t)}\right)$, y $A = 4\pi R(t)^2 \sin^2\left(\frac{R_p}{R(t)}\right)$, que tiene un máximo $A = 4\pi R(t)^2$ para $R_p = \frac{\pi}{2} R(t)$, y se hace cero para $R_p = \pi R(t)$, y en gral. tiene un comportamiento periódico. Esto significa que para $k = +1$ el espacio es *cerrado* (volumen finito) y la periodicidad corresponde a distintas circunnavegaciones. (Analogía 2D: la coordenada espacial sobre una superficie esférica puede aumentar indefinidamente, pero la distancia entre dos puntos no, haciéndose nula para una vuelta completa —o más—; el área es finita).

$k = -1 \rightarrow r = R(t) \sinh\left(\frac{R_p}{R(t)}\right)$, y $A = 4\pi R(t)^2 \sinh^2\left(\frac{R_p}{R(t)}\right)$, que aumenta con R_p más rápidamente que para el caso de espacio Euclídeo.

1.2.2. Expansión del Universo

Sea $\chi = 0$ la ubicación de nuestra Galaxia (supuesta en el sistema comóvil, es decir, sus coordenadas no cambian) y consideremos otra galaxia también en el sistema comóvil con coordenada radial $\chi \neq 0$ (y sup. sin pérdida de generalidad $\theta = 0$ y $\phi = 0$).

La *distancia propia* entre ambas galaxias en un instante t se define ($\equiv$ *radio propio* R_p , Ec. 1.6):

$$D = R(t) \int_0^\chi \frac{d\chi}{\sqrt{1 - k\chi^2}}, \quad (1.7)$$

con los mismos resultados de la Ec. 1.6.

La velocidad v de recesión de la galaxia debida a la expansión del universo es

$$v = \frac{dD}{dt} = \frac{dR(t)}{dt} \int_0^\chi \frac{d\chi}{\sqrt{1 - k\chi^2}} = \frac{dR(t)}{dt} \frac{1}{R(t)} D.$$

Definiendo

$$H(t) = \frac{dR(t)}{dt} \frac{1}{R(t)} \quad (1.8)$$

se obtiene

$$v = H(t) D \quad (1.9)$$

que es la expresión de la ley de Hubble, siendo $H(t)$ el *parámetro de Hubble*. Lo que llamamos *constante de Hubble* es $H_0 = H(t_0)$ para el instante presente.

Como cualquier posición en el universo es equivalente, de acuerdo al principio cosmológico, este resultado es independiente del origen adoptado para χ .

A pequeñas escalas domina la fuerza electromagnética. A la escala del Sistema Solar y de la Vía Láctea, incluso del Grupo Local, los efectos gravitacionales locales dominan, y no se detectan efectos de la expansión. Ésta se nota a escalas mayores a ~ 100 Mpc.

Recesión superlumínica: para grandes distancias ($D > c/H(t)$) la Ec. 1.9 da $v > c$, aparentemente en contradicción con la Relatividad Especial. Pero esto es solo por la expansión del espacio; físicamente las galaxias están en reposo con respecto a sus coordenadas comóviles, excepto por sus velocidades peculiares $v_{\text{pec}} \ll c$.

Para $H_0 = 71^{+4}_{-3} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \rightarrow D_H = 4222^{+186}_{-225} \text{ Mpc}$ (distancia de Hubble).

Corrimiento al rojo cosmológico

Lo que medimos del espectro de una galaxia es su *corrimiento al rojo* z , que puede relacionarse a la variación temporal de $R(t)$.

Consideremos la luz que nos llega (estamos en $\chi = 0$) desde otra galaxia a $\chi \neq 0$. Dos máximos consecutivos de la onda electromagnética son emitidos en instantes t_e y $t_e + \delta t_e$, y se reciben a t_0 y $t_0 + \delta t_0$, respectivamente. Es decir, la longitud de onda de la radiación emitida es $\lambda_e = c \delta t_e$, y la observada es $\lambda_0 = c \delta t_0$. La relación entre δt_0 y δt_e nos da el corrimiento al rojo.

Para una onda de luz $ds = 0$ (porque se mueve a velocidad c), y como supusimos $\theta = 0$, $\phi = 0$, $d\theta = 0$, y $d\phi = 0$, de la Ec. 1.5:

$$\frac{dt}{R(t)} = \frac{1}{c} \frac{d\chi}{\sqrt{1 - k\chi^2}},$$

y entonces para uno y otro máximo tenemos

$$\int_{t_e}^{t_0} \frac{dt}{R(t)} = \frac{1}{c} \int_0^\chi \frac{d\chi}{\sqrt{1 - k\chi^2}}$$

$$\int_{t_e + \delta t_e}^{t_0 + \delta t_0} \frac{dt}{R(t)} = \frac{1}{c} \int_0^\chi \frac{d\chi}{\sqrt{1 - k\chi^2}}.$$

Los segundos miembros son iguales, $\therefore$

$$\int_{t_e + \delta t_e}^{t_0 + \delta t_0} \frac{dt}{R(t)} - \int_{t_e}^{t_0} \frac{dt}{R(t)} = 0,$$

desarrollando el primer miembro de la anterior

$$\int_{t_e}^{t_0} \frac{dt}{R(t)} + \int_{t_0}^{t_0 + \delta t_0} \frac{dt}{R(t)} - \int_{t_e}^{t_e + \delta t_e} \frac{dt}{R(t)} - \int_{t_e}^{t_0} \frac{dt}{R(t)} = 0$$

y entonces

$$\int_{t_0}^{t_0+\delta t_0} \frac{dt}{R(t)} - \int_{t_e}^{t_e+\delta t_e} \frac{dt}{R(t)} = 0.$$

Los intervalos δt_0 y δt_e son despreciables frente a la escala temporal de la expansión del universo, por lo que $R(t)$ puede considerarse constante durante los mismos $\therefore$.

$$\frac{\delta t_0}{R(t_0)} = \frac{\delta t_e}{R(t_e)}. \quad (1.10)$$

El corrimiento al rojo es entonces:

$$z = \frac{\lambda_0 - \lambda_e}{\lambda_e} = \frac{c \delta t_0 - c \delta t_e}{c \delta t_e} = \frac{\delta t_0}{\delta t_e} - 1 = \frac{R(t_0)}{R(t_e)} - 1. \quad (1.11)$$

En un universo en expansión: $R(t_0) > R(t_e) \Rightarrow z > 0$, tal como se observa.

De la Ec. 1.11 también se puede escribir:

$$1 + z = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} = \frac{R(t_0)}{R(t_e)} \quad (1.12)$$

o sea

La longitud de onda crece con la escala
 $\therefore$ la frecuencia, momento, y energía de los fotones decrecen con la escala $R(t)$.

Si el corrimiento al rojo no es muy alto se puede desarrollar por Taylor $R(t_e)$ alrededor de t_0 a segundo orden:

$$R(t_e) = R(t_0) + (t_e - t_0) \frac{dR(t_0)}{dt} + \frac{1}{2} (t_e - t_0)^2 \frac{d^2 R(t_0)}{dt^2}. \quad (1.13)$$

Definimos entonces H_0 como el valor presente del parámetro de Hubble:

$$H_0 \equiv H(t_0) = \frac{dR(t_0)}{dt} \frac{1}{R(t_0)} \quad (1.14)$$

y el parámetro de desaceleración como:

$$q_0 \equiv -\frac{d^2 R(t_0)}{dt^2} \frac{1}{R(t_0) H_0^2}. \quad (1.15)$$

Tanto H_0 como q_0 están relacionadas con la tasa presente de expansión del Universo. H_0 mide la tasa real de expansión, mientras que $q_0 > 0$ si la expansión se frena y $q_0 < 0$ si se está acelerando.

Con esto, la Ec. 1.13 queda:

$$R(t_e) = R(t_0) \left[1 + H_0 (t_e - t_0) - \frac{1}{2} q_0 H_0^2 (t_e - t_0)^2 \right]. \quad (1.16)$$

Usando la Ec. 1.16 en la Ec. 1.11, y despreciando términos de 3^{er} orden, se obtiene:

$$z = H_0 (t_0 - t_e) + H_0^2 (t_0 - t_e)^2 \left[1 + \frac{q_0}{2} \right]. \quad (1.17)$$

Análogamente:

$$t_0 - t_e = \frac{1}{H_0} \left[z - \left(1 + \frac{q_0}{2} \right) z^2 \right] \quad (1.18)$$

y

$$\chi = \frac{c}{R(t_0)H_0} \left[z - \frac{1}{2}(1 + q_0)z^2 \right]. \quad (1.19)$$

Las ecuaciones 1.17, 1.18, y 1.19 son aproximaciones de 2^{do} orden
 $\Rightarrow$ son válidas solo para bajos valores de z .

1.2.3. Distancias

Distancia de luminosidad

Observacionalmente, se pueden medir distancias comparando el flujo observado F de una cierta fuente estándar (*standard candle*) con su luminosidad intrínseca conocida $\mathcal{L}$:

$$d = \left(\frac{\mathcal{L}}{4\pi F} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.20)$$

Esto es por conservación de la energía y vale suponiendo un espacio plano y estático.

En cosmología, la distancia dada por la Ec. 1.20 se llama *distancia de luminosidad* (d_L).

Sea una fuente de luz ubicada en la coordenada radial comóvil χ ; a un dado tiempo cósmico t_e emite fotones que alcanzan al observador ubicado en $\chi = 0$ al tiempo t_0 . En ese instante, la luz está distribuida uniformemente sobre la superficie de una esfera de radio (en coordenadas radiales) $R(t_0)\chi$ y área $4\pi R(t_0)^2\chi^2$.

Hay 2 efectos a considerar:

- Los fotones están corridos al rojo por la expansión del Universo $\rightarrow$ su energía se ha reducido por un factor $(1 + z)$ (porque la longitud de onda aumentó por un factor $(1 + z)$ y $E = hc/\lambda$).
- Los intervalos de tiempo del observador son más largos que los del emisor (Ec. 1.10) $\rightarrow$ el observador recibe menos fotones por unidad de tiempo que los que emite la fuente $\rightarrow$ la energía se reduce por otro factor $(1 + z)$.

Resulta:

$$F = \frac{1}{(1 + z)^2} \frac{\mathcal{L}}{4\pi R(t_0)^2\chi^2}. \quad (1.21)$$

Usando este valor de F en la Ec. 1.20 se obtiene la distancia de luminosidad:

$$d_L = R(t_0)\chi(1 + z), \quad (1.22)$$

que se puede escribir, usando la Ec. 1.19 y despreciando términos mayores a 2^{do} orden en z :

$$d_L = \frac{cz}{H_0} \left[1 + \frac{1}{2}(1 - q_0)z \right]. \quad (1.23)$$

El primer término es la ley de Hubble. El término de 2^{do} orden en z es proporcional al parámetro de desaceleración q_0 y se hace significativo para $z > 0.1$.

Distancia angular

Sea una “regla estándar” (*standard ruler*) de diámetro lineal conocido D_p y con diámetro angular observado Θ . Su distancia angular es:

$$d_{D_p} = \frac{D_p}{\Theta} \quad (1.24)$$

que coincide con d_L para un universo plano estático.

Sea un objeto ubicado en la coordenada radial comóvil χ que emite luz a un dado tiempo cósmico t_e . El observador está ubicado en $\chi = 0$ y recibe la luz del objeto al tiempo t_0 .

La relación entre D_p y Θ se obtiene determinando $\sqrt{-\Delta s^2}$, donde Δs surge de integrar la métrica FRW con $dt = d\chi = d\phi = 0$, resultando:

$$d_{D_p} = R(t_e)\chi \quad (1.25)$$

y comparando con la Ec. 1.22, y usando la 1.12, se obtiene:

$$d_{D_p} = \frac{d_L}{(1+z)^2}. \quad (1.26)$$

Notar que las dos distancias son distintas, pero convergen al mismo valor para $z \rightarrow 0$.

El estudio observacional de las tendencias de d_L y d_{D_p} con z permite —en principio— estimar los valores de los parámetros cinemáticos H_0 y q_0 .

1.2.4. Conteos de galaxias

Un tercer método para determinar el estado cinemático del Universo son los conteos de galaxias hasta un límite inferior en flujo.

Suponiendo n galaxias por unidad de volumen (distribuidas uniformemente y con $\mathcal{L} = \text{cte.}$) en un universo plano y estático, se espera un número de galaxias hasta un flujo F :

$$N(F) = \frac{4}{3}\pi n \left(\frac{\mathcal{L}}{4\pi F} \right)^{\frac{3}{2}}.$$

Para un universo en expansión se puede demostrar (a 2^{do} orden en z):

$$N(F) = \frac{4\pi n(t_0)}{3} \left(\frac{\mathcal{L}}{4\pi F} \right)^{\frac{3}{2}} \left[1 - \frac{3H_0}{c} \left(\frac{\mathcal{L}}{4\pi F} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (1.27)$$

donde $n(t_0)$ es la densidad actual.

Notar que la Ec. 1.27 no depende de q_0 .

El término correctivo (entre corchetes) es siempre $< 1 \rightarrow$ se deberían observar menos fuentes que las predichas por la fórmula con $F^{(-\frac{3}{2})}$.

Ej.: SN Ia $\rightarrow$ alto z , conociendo “bien” H_0 se puede evaluar q_0 .

Dificultades prácticas: efectos evolutivos, pueden afectar tamaño y/o luminosidad de forma poco o mal conocida.

1.3. Dinámica cósmica

Lo anterior se basaba exclusivamente en las propiedades de la métrica FRW, y que dependen de suponer un fluido cósmico homogéneo e isótropo.

Para determinar el comportamiento de $R(t)$ y el valor de k hay que aplicar una teoría de la(s) fuerza(s) física(s) que gobiernan la evolución del fluido cósmico.

La única fuerza conocida que actúa a escalas cosmológicas es la gravedad. La teoría de la gravitación aceptada es la Relatividad General.

En 1922 Friedmann resolvió las ecuaciones de campo de Einstein para un universo homogéneo e isótropo, obteniendo:

$$\left(\frac{dR(t)}{dt}\right)^2 = -kc^2 + \frac{8\pi G \rho(t) R(t)^2}{3} \quad (1.28)$$

donde G es la constante gravitacional y ρ es la densidad de materia.

La forma más general de las ecuaciones de campo contiene la *constante cosmológica* Λ , introducida por Einstein en 1917 para obtener universos estáticos, ya que la expansión del Universo todavía no se conocía.

Nota 1: el valor absoluto de Λ tiene que ser chico, ya que la mecánica celeste —del Sistema Solar— es bien descrita por las ecuaciones de Einstein con $\Lambda = 0$.

Nota 2: Las unidades de Λ son $[s^{-2}]$, es decir, corresponde a una “aceleración”.

La Ec. 1.28 con constante cosmológica queda:

$$\left(\frac{dR(t)}{dt}\right)^2 = -kc^2 + \frac{(8\pi G \rho(t) + \Lambda) R(t)^2}{3}. \quad (1.29)$$

$\therefore$ la evolución de $R(t)$ está controlada por la **densidad** ρ , la **geometría** k , y la **constante cosmológica** Λ .

Usando la definición de $H(t)$ (Ec. 1.8) en la Ec. 1.29:

$$H(t)^2 = -\frac{kc^2}{R(t)^2} + \frac{8\pi G \rho(t)}{3} + \frac{\Lambda}{3}. \quad (1.30)$$

Definiciones:

Densidad crítica: $\rho_c = 3H(t)^2/(8\pi G)$

Parámetro de densidad (de materia): $\Omega_\rho = \rho/\rho_c$

Parámetro de densidad (c. cosm.): $\Omega_\Lambda = \Lambda/(3H(t)^2)$

Parámetro de densidad: $\Omega = \Omega_\rho + \Omega_\Lambda$

Con esto, la Ec. 1.30 queda:

$$(1 - \Omega) H(t)^2 R(t)^2 = -kc^2. \quad (1.31)$$

En esta forma de la ecuación de Friedmann se ve claramente la relación entre la densidad (materia + constante cosmológica) y la geometría del espacio:

$$\begin{array}{lll} \Omega = 1 & \rightarrow & \text{espacio plano} \\ \Omega > 1 & \rightarrow & \text{curvatura positiva} \\ \Omega < 1 & \rightarrow & \text{curvatura negativa.} \end{array}$$

Además, Ω varía con el tiempo (H y R son funciones del tiempo, pero kc^2 es constante).

1.3.1. Historias de $R(t)$

Para analizar el comportamiento de $R(t)$ para distintos modelos de universo se usa la Ecuación de Friedman (1.29) + una ecuación para la densidad, que surge de aplicar el 1er principio de la termodinámica al fluido cósmico: $dU = -PdV$, donde U es la energía interna del sistema, V : volumen, y P : presión.

$U = \rho c^2 V \equiv$ energía asociada con la masa en reposo del sistema.

$$\therefore \frac{d(\rho(t)c^2 V(t))}{dt} = -P \frac{dV(t)}{dt}$$

y como $V(t) \propto R(t)^3$:

$$\therefore \frac{d(\rho(t)c^2 R(t)^3)}{dt} = -P \frac{dR(t)^3}{dt}. \quad (1.32)$$

Observacionalmente: densidad de materia $\sim 10^3 \times$ densidad asociada a la radiación ($\rho_r = \epsilon_r c^{-2}$, con ϵ_r : densidad energía de los fotones).

Materia no relativista $\rightarrow$ presión despreciable frente a ρc^2 , y la Ec. 1.32 resulta:

$$\frac{1}{\rho(t)} \frac{d\rho(t)}{dt} = -\frac{3}{R(t)} \frac{dR(t)}{dt} \quad (1.33)$$

que implica (integrando entre el tiempo cósmico actual t_0 y otro t):

$$\rho(t)R(t)^3 = \rho(t_0)R(t_0)^3 \quad (1.34)$$

$\therefore$ la densidad de materia decrece por dilución a medida que el espacio se expande.

Nota: Si los fotones contribuyesen significativamente a la densidad total, la relación anterior sería diferente. Para fotones (o en gral. partículas relativistas) la expresión para la presión es diferente y no es despreciable. Además del factor con $R(t_0)^3$, hay un factor adicional por el redshift (la energía de los fotones decae), de modo que:

$$\rho_r(t)R(t)^4 = \rho_r(t_0)R(t_0)^4. \quad (1.35)$$

Considerando un universo dominado por materia, reescribimos la Ec. de Friedman (1.29):

$$\left(\frac{dR(t)}{dt} \right)^2 = -kc^2 + \frac{8\pi G \rho(t_0)R(t_0)^3}{3R(t)} + \frac{\Lambda R(t)^2}{3}. \quad (1.36)$$

y derivando respecto de t :

$$\frac{d^2 R(t)}{dt^2} = -\frac{4\pi G \rho(t_0)R(t_0)^3}{3R(t)^2} + \frac{\Lambda R(t)}{3}. \quad (1.37)$$

- La autogravitación de la materia (ρ) tiende a frenar la expansión del universo (contribución negativa a la aceleración de $R(t)$).
- $\Lambda > 0 \equiv$ densidad negativa $\rightarrow$ acelera la expansión.

Hay un valor particular de Λ tal que se obtiene un universo en equilibrio (pero es inestable).

Propiedades de $R(t)$ en universo dominado por materia

Considerando un universo actualmente en expansión, su evolución futura, y su pasado, dependen de Λ y k (ver *Prácticas*).

Las distintas combinaciones de parámetros permiten tanto universos finitos como infinitos espacialmente, y lo mismo temporalmente.

En general, las soluciones para las que $\ddot{R}(t) < 0$ siempre, dado que $\dot{R}(t_0) > 0$, requieren que en algún instante del pasado $R = 0 \Rightarrow$ singularidad. Sin embargo, existen también soluciones sin singularidad inicial.

Comportamiento de $R(t)$ para el modelo cosmológico más aceptado

Observaciones y teoría apuntan a un Universo con:

- $\Omega = 1$ ($k = 0$) $\Rightarrow$ geometría plana
- Λ valor arbitrario (posiblemente positivo).

Con estos parámetros hay singularidad en el origen ($R = 0$ y $\rho = \infty$ para $t = 0$), y la Ec. 1.36 da (ver también Fig. 1.3):

$$R(t) = \begin{cases} R(t_0) \left(\frac{8\pi G \rho(t_0)}{\Lambda} \right)^{\frac{1}{3}} \sinh^{\frac{2}{3}} \left(\frac{1}{2} t \sqrt{3\Lambda} \right) & \Lambda > 0 \\ R(t_0) (6\pi G \rho(t_0))^{\frac{1}{3}} t^{\frac{2}{3}} & \Lambda = 0 \\ R(t_0) \left(\frac{8\pi G \rho(t_0)}{|\Lambda|} \right)^{\frac{1}{3}} \sin^{\frac{2}{3}} \left(\frac{1}{2} t \sqrt{3|\Lambda|} \right) & \Lambda < 0 \end{cases} \quad (1.38)$$

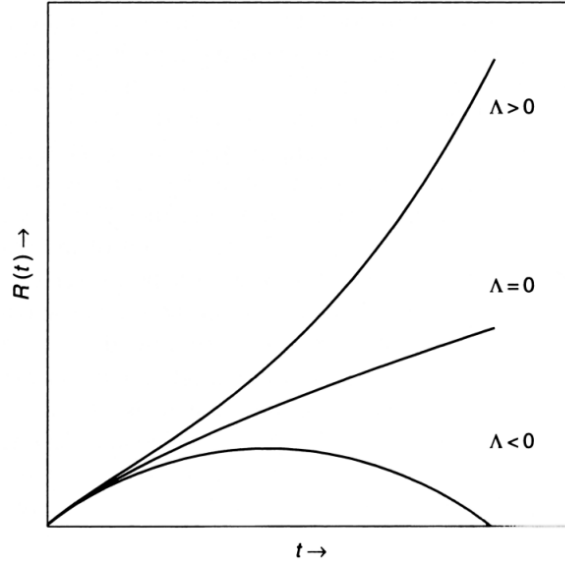


Figura 1.3: Comportamiento cualitativo del factor de escala $R(t)$ con respecto al tiempo cósmico t para modelos con $\Omega = 1$ ($k = 0$).

Para $\Lambda = 0$ (y $k = 0$) se obtiene (ver Ecs. 1.36 y 1.37 y la definición de q_0 , Ecs. 1.15 y 1.14): $q_0 = \frac{1}{2}$, $H(t) = \frac{2}{3t}$, y entonces la edad del Universo es $t_0 = \frac{2}{3H_0}$, o sea $\frac{2}{3}$ del tiempo de Hubble $\frac{1}{H_0}$.

1.4. Nucleosíntesis

En un universo en expansión, la densidad de materia decrece con el tiempo más lentamente que la densidad de radiación $\Rightarrow$ hubo un instante t_E tal que $\rho(t_E) = \rho_r(t_E)$, y antes de eso el universo estuvo dominado por radiación.

Dividiendo m. a m. las Ec.1.34 y 1.35 para $t = t_E$:

$$\frac{\rho(t_0)}{\rho_r(t_0)R(t_0)} = \frac{\rho(t_E)}{\rho_r(t_E)R(t_E)} \Rightarrow \frac{\rho(t_0)}{\rho_r(t_0)} = \frac{R(t_0)}{R(t_E)} = 1 + z_E. \quad (1.39)$$

Se obtiene:

$$t_E \approx 10^4 - 10^5 \text{ años}, \quad z_E \approx 10^3.$$

Nota: el hecho de que el universo nace dominado por radiación (en vez de por materia, como se supuso para obtener la evolución de $R(t)$) no afecta los resultados generales, dado que esa etapa dura relativamente poco.

Como la densidad de energía de los fotones es $\epsilon_r = a T_r^4 = c^2 \rho_r$ (donde T_r es la temperatura de radiación y $a = 7.566 \times 10^{-16} \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-4}$ es la constante de radiación) y $\rho_r(t) \propto R(t)^{-4}$ (Sec. 1.3.1) $\Rightarrow T_r(t) \propto R(t)^{-1} \rightarrow$ la temperatura de radiación crece hacia el pasado.

A partir del cálculo de secciones eficaces de interacción radiación-materia, en la época de dominio de radiación había **equilibrio termodinámico** $\rightarrow$ los fotones seguían una distribución de energías de cuerpo negro, caracterizada por una misma temperatura $T = T_r$ tanto para materia como para radiación.

Como la contribución de $\rho_r(t)$ es muy grande, en la Ec. 1.29 se pueden despreciar los términos con k y Λ :

$$\left(\frac{dR(t)}{dt} \right)^2 = \frac{8\pi G \rho_r(t) R(t)^2}{3}.$$

Usando $\epsilon_r = a T_r^4 = c^2 \rho_r$ y $T_r(t)R(t) = T_r(t_0)R(t_0)$, e integrando entre 0 y t (etc.):

$$R(t) = R(t_0) T_r(t_0) \left(\frac{32\pi G a}{3c^2} \right)^{\frac{1}{4}} t^{\frac{1}{2}} \quad (1.40)$$

$$T(t) = \left(\frac{3c^2}{32\pi G a} \right)^{\frac{1}{4}} t^{-\frac{1}{2}} \quad (1.41)$$

$$\rho = \frac{3}{32\pi G} t^{-2}. \quad (1.42)$$

Estas fórmulas para la evolución temprana de ρ y T no tienen constantes ajustables; sin embargo, no valen exactamente para $t \lesssim t_E$, porque k y Λ dejan de ser despreciables.

Tiempo de Planck: Principio de incerteza $\rightarrow \Delta E \Delta t > \hbar = \frac{h}{2\pi} \rightarrow$ hay un tiempo mínimo debajo del cual las ecuaciones anteriores no se aplican.

Considerar una longitud (de Planck) $l_P = c t_P$ que define región en contacto causal a t_P . Hay una masa asociada $m_P \sim \rho_P l_P^3$ y $\therefore$ una energía $m_P c^2 = \rho_P (c t_P)^3 c^2$.

La incerteza se reescribe: $\rho_P (c t_P)^3 c^2 t_P = \rho_P c^5 t_P^4 > \hbar$.

De la Ec. 1.42: $\rho_P \approx 1/(G t_P^2) \rightarrow \rho_P c^5 t_P^4 \approx c^5 t_P^2 / G > \hbar \rightarrow t_P > (\hbar G c^{-5})^{\frac{1}{2}} \sim 10^{-43} \text{ s}.$

Debido a esta incerteza cuántica no se puede afirmar que haya existido una singularidad para $t = 0$.

Para $t \sim 10^{-43}$ s la temperatura es $T \sim 10^{32}$ K $\rightarrow E = kT \sim 10^{19}$ GeV².

De acuerdo a las teorías GUT (*Grand Unified Theories*) las condiciones durante los primeros instantes después de la singularidad eran adecuadas para alcanzar la unificación de las 4 fuerzas fundamentales:

- gravitación
- fuerte
- débil
- electromagnética.

Las dos últimas han sido exitosamente unidas, pero resta ver si la fuerte puede unírseles a energías más altas (hay teorías que aún no pueden ser verificadas experimentalmente).

Para unir la gravitación a las otras 3 hace falta una teoría cuántica de la gravitación.

Se supone que:

- la gravitación se separó de las otras 3 fuerzas a $t = 10^{-43}$ s
- la fuerza fuerte se separó de la electrodébil a $t \sim 10^{-38} - 10^{-35}$ s ($10^{16} - 10^{14}$ GeV)
- la fuerza débil y la electromagnética se separan a $t \sim 10^{-11}$ s ($E \sim 10^2$ GeV).

Debajo de ~ 90 GeV el Universo estaba hecho de fotones (y posiblemente gravitones), y pares quark-antiquark y leptón-antileptón.

Los fotones y la materia están en equilibrio mediante procesos de absorción y de creación-aniquilación (pares partícula-antipartícula). Se crean pares a partir del campo de fotones mientras se cumpla $kT > 2mc^2$, donde m es la masa en reposo del par partícula-antipartícula.

Cuando $T < 2mc^2/k$ los pares partícula-antipartícula de masa m se aniquilan sin que se produzcan nuevos pares. Si hay asimetría en la cantidad de partículas y de antipartículas, sobrevive la cantidad residual de la más abundante.

No hay evidencias observacionales de antimateria en el Universo $\rightarrow$ se aniquiló toda quedando el exceso de materia que existe hoy. La actual relación fotones/materia se explica con una asimetría inicial materia/antimateria de solo $\sim 1/10^8$ partículas.

$E \sim 1$ GeV ($t \sim 10^{-5}$ s) se aniquilan nucleones y antinucleones; queda un pequeño exceso de nucleones (por la asimetría).

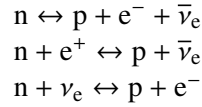
$E \sim 100$ MeV se aniquilan los leptones μ con sus antipartículas.

Leptones:

e^- (electrón)	ν_e (neutrino del electrón)
μ^- (muón)	ν_μ (neutrino del muón)
τ^- (leptón tau)	ν_τ (neutrino del tau)

²Notar que con el *Large Hadronic Collider* (LHC) se planea llegar a energías de 1.18 TeV, o unos 16 órdenes de magnitud por debajo del valor de la energía para el tiempo de Planck

Mientras, los nucleones (protones y neutrones) se transforman unos en otros a través de las reacciones:



Esto se mantiene mientras $E > 1.293 \text{ MeV}$ (energía correspondiente a Δm protón - neutrón). En equilibrio:

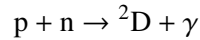
$$\frac{n_n}{n_p} = e^{-\frac{1.293 \text{ MeV}}{kT}}.$$

La fracción $\frac{n_n}{n_p}$ decrece de ~ 0.99 para 100 MeV hasta ~ 0.22 a $\sim 1 \text{ MeV}$ ($t \sim 20 \text{ s}$).

A esta última energía se aniquilan los pares electrón-positrón, quedando el exceso de electrones.

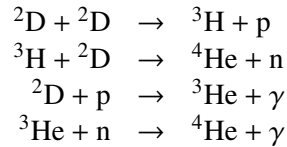
La cantidad de neutrones ya no se puede recuperar rápidamente y la razón $\frac{n_n}{n_p} \sim 0.22$ decrece debido a la vida media del neutrón ($\sim 10 \text{ min}$).

Entre 100 y 200 segundos después de la singularidad, la energía bajó a $\sim 0.1 \text{ MeV}$ ($T \sim 10^9 \text{ K}$) y se genera deuterio con la reacción



(antes el deuterio producido era disociado por los fotones energéticos).

Cuando el ${}^2\text{D}$ es suficientemente abundante resultan eficientes las reacciones que producen helio:



- No hay núcleos estables con masas atómicas entre 5 y 8
- La expansión del Universo hace disminuir las energías de las partículas involucradas en escalas de tiempo muy cortas ($t \sim 3 \text{ min} \rightarrow E \sim 30 \text{ keV} \rightarrow T \sim 3 \times 10^7 \text{ K}$).

Como consecuencia, la nucleosíntesis deja una fracción (por masa):

- 0.75 de protones (H)
- ~ 0.25 He (limitada por la abundancia de neutrones)
- $\sim 10^{-4}$ de deuterio
- $\sim 10^{-5}$ de ${}^3\text{He}$
- $\sim 10^{-10}$ de Li.

1.5. CMB

Para $z \sim 3000 \rightarrow \rho = \rho_r$, inmediatamente después domina la densidad de materia, pero materia y radiación siguen acoplados a través de procesos de scattering electrónico.

El Universo está **ionizado**, y la materia es mayormente protones (núcleos de H) y electrones libres.

Cuando $kT < 13.6 \text{ eV}$ ($T < 10^5 \text{ K}$) —energía de ionización del H— la fracción de ionización se mantiene cercana a 1, debido al gran exceso numérico de fotones respecto a bariones (los fotones dominan numéricamente, pero la materia domina energética y gravitatoriamente). Los fotones de la cola más energética de la distribución alcanzan para mantener todo ionizado.

Para $z \sim 1000$ ($t \sim 10^{5.5}$ años), la temperatura es suficientemente baja ($T \sim 4000$ K) para que la densidad numérica de los fotones más energéticos no alcance para mantener todo ionizado $\rightarrow$ **recombinación**: formación de los primeros átomos.

Escasez de electrones libres $\rightarrow$ cae la eficiencia del scattering electrónico $\rightarrow$ **materia y radiación se desacoplan**.

A partir de ese momento, las temperaturas de la materia y de la radiación evolucionan independientemente. La radiación no interactúa con la materia y puede viajar libremente por el espacio.

La temperatura de radiación evoluciona (se reduce) como $T_r \propto R(t)^{-1}$, preservándose el espectro de cuerpo negro que tenía al momento del desacoplamiento. (Ver *Práctica*)

Esta radiación de cuerpo negro es homogénea e isotrópica (por el principio cosmológico) con temperatura actual $T_r \sim 3$ K. Es la contraparte teórica del CMB observado.

1.5.1. Fluctuaciones del CMB y formación de estructura

El CMB es por lo tanto el registro fósil de la etapa caliente del Universo antes del desacoplamiento radiación-materia, a $t \sim 10^5$ años.

Si el Universo hubiese sido entonces completamente homogéneo, no podría tener hoy la estructura observada (galaxias – cúmulos de galaxias). Se requieren inhomogeneidades iniciales en el fluido cósmico.

Peebles, Yu, Sunyaev, Zel'dovich (1970): las inhomogeneidades deberían verse en el CMB como fluctuaciones de T .

Antes de la recombinación, las fluctuaciones en la densidad de materia se habrían comportado como ondas sonoras (con modo fundamental + sobretonos), con los fotones proveyendo la fuerza restauradora. Los fotones que venían de regiones más densas tenían mayores temperaturas que los de regiones menos densas.

Después de la recombinación, los fotones pudieron viajar libremente, y esas diferencias de T quedaron “congeladas” en el CMB. Se midieron con COBE y WMAP.

La supuesta materia oscura (DM) no interactúa con la radiación y las perturbaciones que la involucran pueden crecer más significativamente. La materia bariónica caería a las concentraciones de DM.

Parámetros cosmológicos

El primer pico (el más alto) en el espectro de potencias del CMB (Fig. 1.2) corresponde al modo fundamental de la oscilación acústica; los siguientes son sobretonos.

Las amplitudes y ubicaciones de los picos están relacionadas con distintos parámetros cosmológicos. Combinando esto con datos observacionales se obtienen los parámetros cosmológicos de la Tabla 1.1. De acuerdo a estas estimaciones, la geometría tridimensional del espacio es plana (ver ec. 1.31) con un significativo grado de exactitud.

La densidad total está dominada por la constante cosmológica, mientras que la materia es solo un $\sim 25\%$ del total.

A su vez, la parte de materia está dominada por la DM. La materia bariónica (que es lo único que conocemos) es menos del 5% del total.

Recientemente (Ade et al., 2013) se difundieron los resultados de *Planck*, la tercera misión destinada a medir las fluctuaciones del CMB, con más precisión que las anteriores (COBE y WMAP). La Tabla 1.2 muestra algunos resultados, que son compatibles con los anteriores (Tabla 1.1). Se destaca

Tabla 1.1: Parámetros cosmológicos según WMAP (Bennett et al., 2003).

Temp. del CMB	T_{CMB} (K)	2.725 ± 0.002
Constante de Hubble	H_0 (km s ⁻¹ Mpc ⁻¹)	71^{+4}_{-3}
Densidad total	Ω	1.02 ± 0.02
Densidad de constante cosmológica	Ω_Λ	0.73 ± 0.04
Densidad bariónica	Ω_b	0.044 ± 0.004
Densidad de DM	Ω_{DM}	0.22 ± 0.04
Densidad de fotones	Ω_γ (10 ⁻⁵)	(4.800 ± 0.014)
Edad del Universo	t_0 (Gyr)	13.7 ± 0.2
Corr. al rojo para $\rho = \rho_r$	z_{eq}	3233^{+194}_{-210}
Corr. al rojo de desacoplamiento	z_{dec}	1089 ± 1
Edad de desacoplamiento	t_{dec} (10 ³ yr)	379^{+8}_{-7}

un valor bastante bajo de la constante de Hubble, que entraría en conflicto con los valores que surgen de mediciones astrofísicas. Sin embargo, hay que destacar que el valor que da *Planck* es modelo dependiente, mientras que puede haber efectos sistemáticos afectando las mediciones astrofísicas.

Tabla 1.2: Parámetros cosmológicos según *Planck* (Ade et al., 2013).

Constante de Hubble	H_0 (km s ⁻¹ Mpc ⁻¹)	67.3 ± 1.2
Densidad de cte. cosmol.	Ω_Λ	$0.685^{+0.018}_{-0.016}$
Densidad de materia	Ω_m	$0.315^{+0.016}_{-0.018}$
Corr. al rojo de recomb.	z_{re}	11.1 ± 1.1
Edad del Universo	t_0 (Gyr)	13.817 ± 0.048
Corr. al rojo para $\rho = \rho_r$	z_{eq}	3391 ± 60
Corr. al rojo de desacop.	z_{dec}	1090.43 ± 0.54

1.6. El paradigma inflacionario

Se presentan varios problemas para entender por qué el Universo es tal como surge de lo visto hasta ahora:

- la “chatura”
- el problema del horizonte
- el origen de las fluctuaciones

La “chatura”

Consideremos un universo dominado por materia, tal que en la ec. 1.30:

$$H(t)^2 = -\frac{kc^2}{R(t)^2} + \frac{8\pi G\rho(t)}{3} + \frac{\Lambda}{3}$$

se puede despreciar Λ , y multiplicando ambos miembros por $3/(8\pi G\rho(t))$:

$$\frac{3H(t)^2}{8\pi G\rho(t)} - 1 = -\frac{3kc^2}{8\pi G\rho(t)R(t)^2}$$

que puede reescribirse como (ver Sec. 1.3)

$$(\Omega^{-1} - 1)\rho(t)R(t)^2 = \text{constante}.$$

O sea, para dos instantes de tiempo cósmico (t cualquiera y el presente t_0):

$$(\Omega^{-1} - 1)\rho(t)R(t)^2 = (\Omega_0^{-1} - 1)\rho(t_0)R(t_0)^2.$$

Reacomodando:

$$(\Omega^{-1} - 1) = (\Omega_0^{-1} - 1) \frac{\rho(t_0)}{\rho(t)} \left(\frac{R(t_0)}{R(t)} \right)^2,$$

y como $R(t) = R(t_0)(1+z)^{-1}$, y $\rho(t) = \rho(t_0)(1+z)^3$:

$$\Omega^{-1} - 1 = \frac{\Omega_0^{-1} - 1}{1+z}. \quad (1.43)$$

Se ve inmediatamente que si Ω era originalmente apenas distinto de la unidad, no podría ser $\Omega_0 \simeq 1$ ahora.

P. ej.: para que $\Omega_0 = 1 \pm 0.02$, 1 segundo después del Big Bang ($z \approx 10^{11}$) Ω no podría haber diferido de 1 en más de $\sim 2 \times 10^{-13}$. Problema: ¿cómo es posible que Ω estuviera tan exactamente sintonizado? (problema de la “chatura” —*flatness*—).

El problema del horizonte

El CMB es casi perfectamente isótropo en todo el cielo, en acuerdo con el principio cosmológico. Sin embargo, para un universo plano el tamaño de la región en **contacto causal** con un dado observador aumenta con el tiempo. Su tamaño para $t = t_{\text{dec}}$ (desacoplamiento) era mucho menor que ahora, correspondiendo hoy a $\sim 1^\circ$ sobre el cielo.

Dejando de lado las pequeñas fluctuaciones primordiales, ¿por qué dos puntos opuestos en el cielo están a la misma temperatura, si ninguna información podía ir de una a otra al momento del desacoplamiento?

Origen de las fluctuaciones

¿Cuál es el origen de las fluctuaciones primordiales y por qué todas se disparan al mismo tiempo? (si no, no se explicarían los picos acústicos).

1.6.1. Inflación

Chatura, igualdad de T , y fluctuaciones se podrían considerar como las condiciones iniciales del Universo. Esto requiere una sintonía muy fina $\rightarrow$ invocar un “creador” o bien un principio antrópico (de todos los universos posibles, la vida y nosotros surgimos en el único con las condiciones óptimas). Para evitar la necesidad de condiciones iniciales tan finamente sintonizadas, en los años 1980 se propuso el llamado **paradigma inflacionario** (Guth, Linde, Sato, Albrecht, & Steinhardt).

Habría un período del Universo temprano durante el cual la ec. 1.30 está dominada por un término Λ_{inf} originado en un hipotético campo cuántico (similar a la constante cosmológica).

Tenemos entonces:

$$H(t)^2 = \frac{\Lambda_{\text{inf}}}{3}.$$

Con la definición de $H(t)$, e integrando entre t_i (comienzo de la inflación) y $t \gg t_i$:

$$R(t) = R(t_i) e^{\sqrt{\Lambda_{\text{inf}}/3} t} = R_i e^{H(t) t}.$$

Si esta expansión exponencial es suficientemente larga, llevará a $\Omega = 1$ independientemente de su valor inicial. Notar que $H(t)$ es constante durante la inflación, y la ec. 1.31 da $\Omega \rightarrow 1$ si $R(t)$ aumentó lo suficiente durante la fase de inflación.

Además, durante la inflación una pequeña porción de Universo puede crecer enormemente, de forma tal que la isotropía de la T del CMB que observamos surgió de una pequeña región causalmente conectada que sufrió crecimiento inflacionario.

Un factor de expansión $\approx 10^{30}$ resuelve los problemas de chatura y del horizonte, sin invocar condiciones iniciales ad-hoc.

El campo cuántico que originó Λ_{inf} habría experimentado fluctuaciones cuánticas que fueron estiradas por la inflación a las escalas que vemos en el CMB. Por lo tanto, el disparo simultáneo de las fluctuaciones primordiales se debe al inicio de la inflación.

Se supone que la inflación se desató cuando la fuerza fuerte se separó de la electrodébil ($t \approx 10^{-35}$ s) y duró hasta $t \approx 10^{-32}$ s.

Bibliografía del capítulo:

- *Evolution of Stars and Stellar Populations*, Mauro Salaris & Santi Cassisi (Wiley-VCH, 2005).
- *Introduction to Cosmology*, Barbara Ryden (The Ohio State University).
- *Galaxies in the Universe: An Introduction*, Linda S. Sparke & John S. Gallagher III (Cambridge University Press, 2nd. Edition, 2000).

Capítulo 2

Poblaciones estelares

*Y mientras tanto el sol se muere
y no parece importarnos . . .*

(Y mientras tanto el sol se muere . . . – Indio Solari)

2.1. Aspectos observacionales y definiciones

2.1.1. Espectros ópticos

El espectro de una galaxia es *compuesto*: incluye luz de una mezcla de estrellas.

La contribución de cada *tipo espectral* en cada *rango de λ* depende de:

- el número (relativo) de estrellas de cada tipo (que depende de la *función de masas*, de la *tasa de formación estelar* y del estado evolutivo de la población),
- la luminosidad de las estrellas de cada tipo en el rango en cuestión.

En una galaxia como la Vía Láctea (MW), la parte azul del espectro óptico está dominada por estrellas A, F, y G de la secuencia principal (MS). La parte roja está dominada por las gigantes K. El espectro muestra líneas de absorción de la serie de Balmer (H), y, al mismo tiempo, bandas del TiO en el rojo (Figs. 2.1 y 2.2).

La dificultad para obtener buenos espectros en la parte roja del espectro óptico de objetos débiles queda evidenciada por la intensidad de las emisiones atómicas y moleculares del cielo nocturno mostrada en la Fig. 2.3.

Bandas fotométricas ópticas

La Fig. 2.4 muestra la transmisión atmosférica en la región del óptico e infrarrojo cercano (NIR) y las curvas de transmisión para filtros estándares usados en fotometría en los rangos óptico e IR cercano, con un espectro modelo de estrella A0 como referencia.

Las bandas NIR quedan definidas por las transmisiones del filtro y de la atmósfera.

2.1.2. Definiciones de abundancias y metalicidad

Abundancias fraccionales: fracción por masa de hidrógeno (X), helio (Y), y demás elementos (Z), respecto de la masa total.

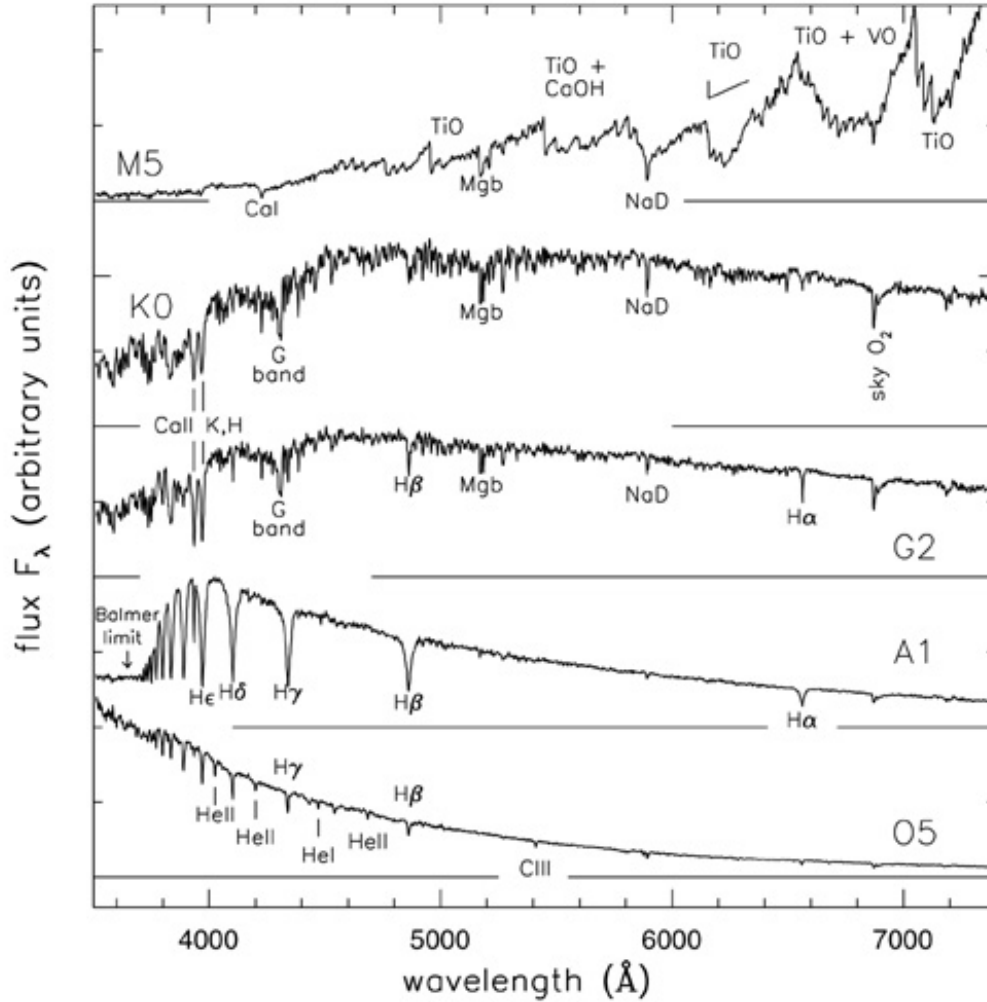


Fig 1.1 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 2.1: Espectros ópticos de estrellas de la *secuencia principal* (MS) con abundancia aprox. solar. ($\lambda \lesssim 3800 \text{ Å}$: Salto de Balmer.)

Metalicidad:

$$[A/B] = \log \left(\frac{(\text{nro. de átomos } A)_{\star} / (\text{nro. de átomos } B)_{\star}}{(\text{nro. de átomos } A)_{\odot} / (\text{nro. de átomos } B)_{\odot}} \right). \quad (2.1)$$

$\therefore [\text{Fe}/\text{H}] = -2 \Rightarrow$ abundancia de Fe es 1 % de la solar.

Nota: a veces $[\text{Fe}/\text{H}]$ se usa como indicador de un promedio de todos los elementos pesados. Otras veces se especifica que se refiere a Fe.

En lo que sigue, vemos un repaso de las etapas de la evolución estelar que son importantes para el estudio de las poblaciones estelares en galaxias.

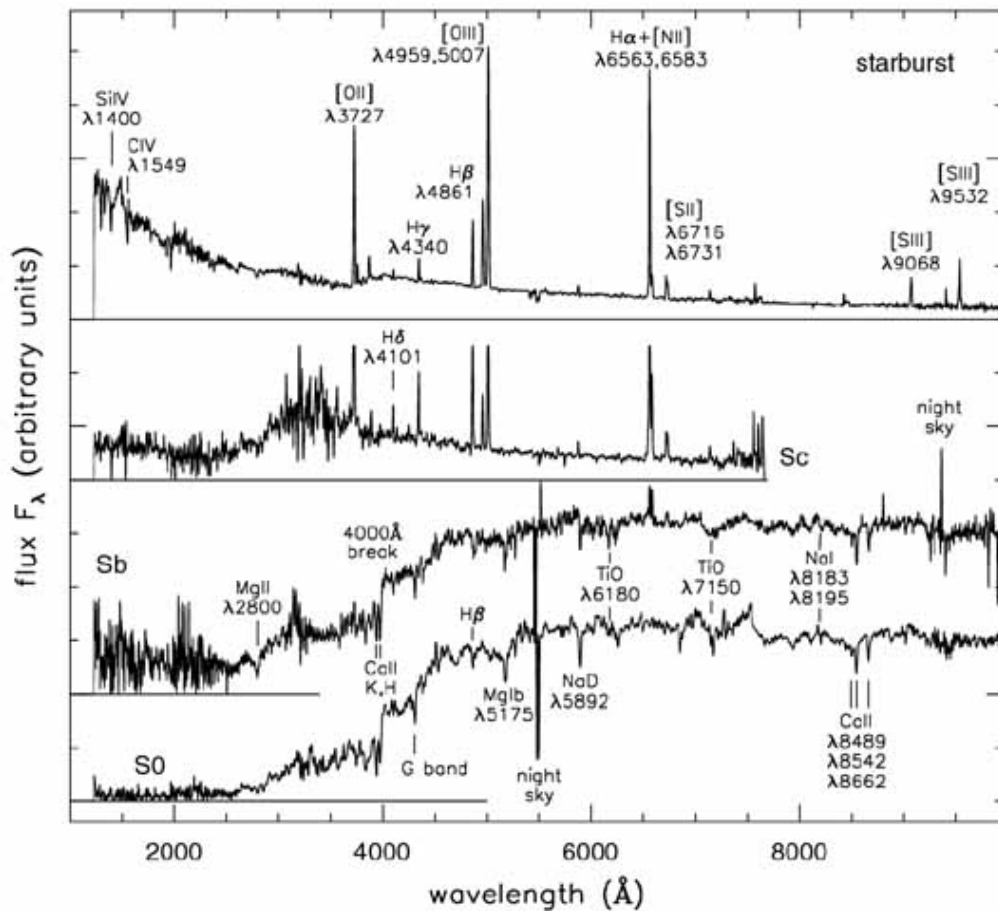


Fig 5.24 (A. Kinney) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 2.2: Espectros ópticos de galaxias S, desde UV hasta NIR.

En cada caso se mencionan las principales fuentes de energía, y los efectos que determinan la ubicación de las estrellas en el diagrama de Hertzsprung-Russell (HRD).

2.1.3. Reacciones nucleares

Fusión de H: 4 protones $\rightarrow$ 1 ^4He

$$\Delta m \approx 0.7\%; E = mc^2 \Rightarrow \Delta E = 26.731 \text{ MeV} = 4.28 \times 10^{-12} \text{ J.}$$

La conversión de $\text{H} \rightarrow \text{He}$ es muy eficiente (en lo que respecta a evolución estelar).

La energía involucrada es un factor 10 mayor que la producida en cualquier otra reacción nuclear en estrellas.

Alta eficiencia $\Rightarrow$ ahorro de combustible $\Rightarrow$ para una dada masa inicial (M_i) la MS es la etapa más larga.

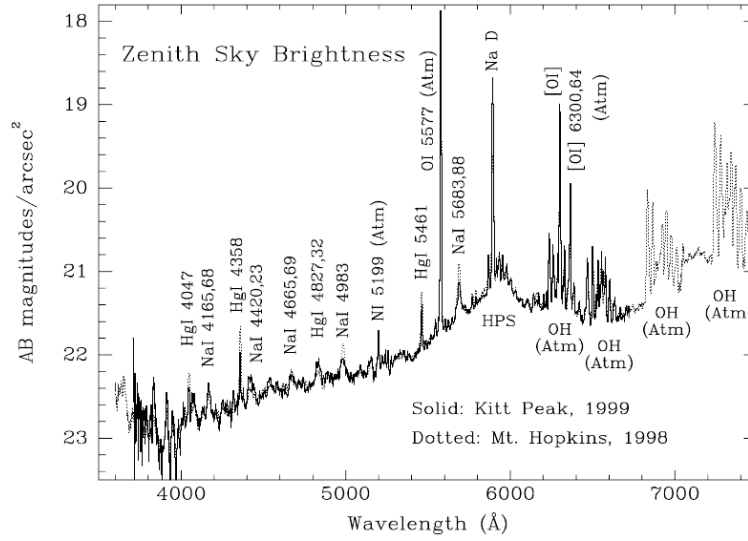


Figura 2.3: Espectro óptico de la emisión del cielo nocturno en Kitt Peak (EEUU Massey & Foltz, 2000).

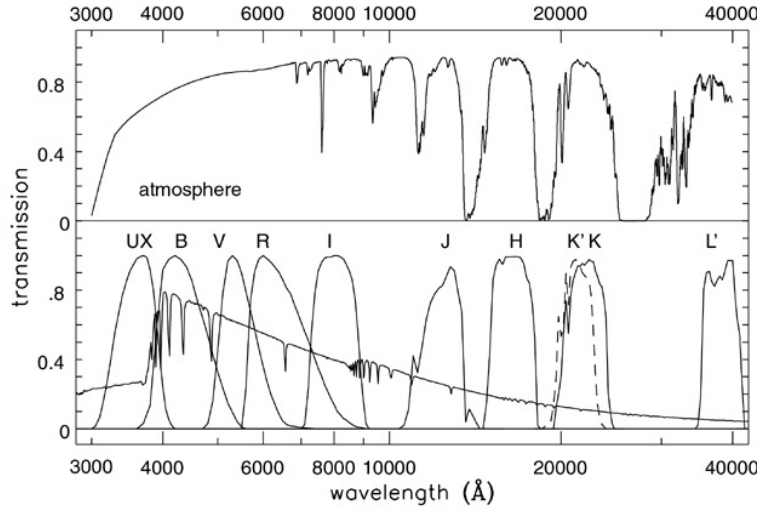


Fig 1.7 (M. Bessell) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 2.4: *Arriba:* Transmisión atmosférica en el óptico e IR. *Abajo:* Flujo de un modelo de estrella A0 y curvas de transmisión para filtros estándares de Bessell (1990).

Ej.: para una estrella de masa inicial dada, la fusión central de H dura ~ 100 veces más que la fusión central de He.

Hay dos cadenas o ciclos de reacciones posibles:

- el ciclo $p - p$ (protón-protón) – domina para $T < 1.5 \times 10^7$ K ($\epsilon_{pp} \propto T^\nu$; $\langle \nu \rangle \approx 4$)
- el ciclo CNO (o “del carbono”) – domina para $T > 1.5 \times 10^7$ K ($\epsilon_{CNO} \propto T^{18}$)

Ambos ocurren simultáneamente, aunque con distintas eficiencias, según sea la masa estelar total (i.e.,

la T central).

Elementos secundarios: son los que intervienen en los ciclos, tanto creándose como destruyéndose (deuterio, ^3He , isótopos de Be en el $p-p$; isótopos de C, N, O, y F en el CNO).

2.2. Sinopsis de evolución estelar

Protoestrellas: Fase corta, previa a la MS; dura ~ 50 Myr en una estrella de $1 M_{\odot} \Rightarrow$ no contribuyen apreciablemente a la luminosidad de una galaxia.

Estrellas pre-MS: Energía generada (mayormente) por contracción gravitatoria (pequeña contrib. por fusión de Li y Be).

Luego viene una etapa intermedia, en la que la energía está generada **totalmente** por fusión nuclear, pero en la que los elementos secundarios (los que intervienen en los ciclos de generación de energía: C, N, O, etc.) no alcanzaron su condición de equilibrio (creación-destrucción).

2.2.1. Secuencia principal (MS)

La MS está definida por la fusión de H en el núcleo de la estrella.

Importante por:

- Fase más larga (Fig. 2.5) $\Rightarrow$ en un determinado instante, la mayoría de las estrellas de una galaxia estarán en la MS.
- Las propiedades estructurales de una estrella durante la MS (y las posteriores etapas de fusión de H en capas) determinan sus propiedades evolutivas en etapas posteriores.
- El análisis de la fase de fusión central de H (conteo de estrellas en la MS) provee información para obtener la *función inicial de masas* (IMF).
- El “reloj” astrofísico más importante está relacionado con el fin de la etapa de fusión central de H:

$$\tau_{MS} \sim 10 \text{ Gyr} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2.5}.$$

Para $M = 0.8 M_{\odot} \rightarrow \tau_{MS} \sim 17.5 \text{ Gyr} \Rightarrow \tau_{MS} > t_0 (\approx 14 \text{ Gyr —edad del Universo—})$
 $\therefore$ la mayor parte de la masa estelar en galaxias está encerrada en estrellas de $M \leq 0.8 M_{\odot}$.

Secuencia principal de edad cero (ZAMS)

Es la primera etapa en la que la energía está generada totalmente por fusión nuclear, habiendo alcanzado los elementos secundarios su condición de equilibrio.

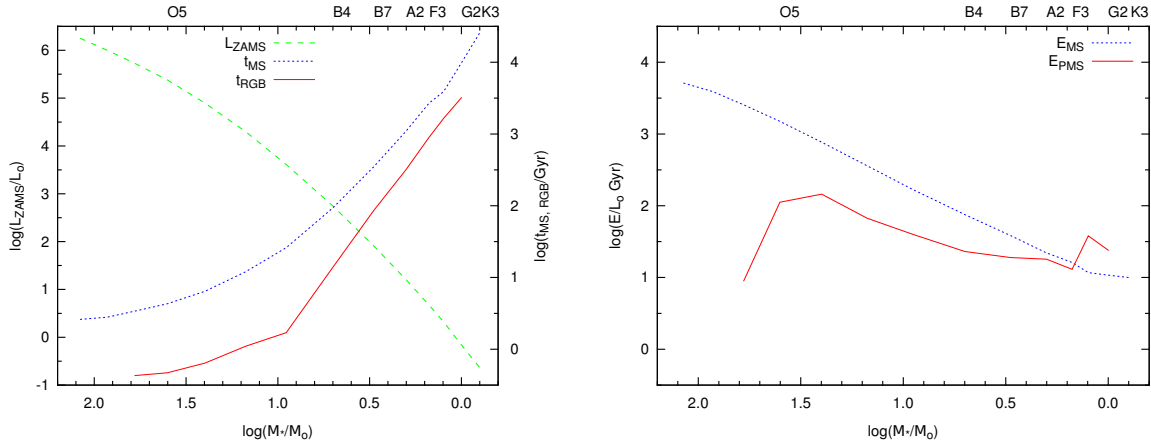


Figura 2.5: *Izq.*: luminosidad (verde), tiempo de vida en la secuencia principal (azul), y tiempo de vida como gigante roja (rojo) en función de la masa. *Der.*: Energía total emitida durante la fase de secuencia principal (azul), y en fases posteriores (rojo) en función de la masa. Las estrellas con $M \lesssim 1.5 M_{\odot}$ emiten la mayor parte de su energía durante la fase de gigante roja (RG) y etapas posteriores: rama horizontal (HB), rama gigante asintótica (AGB). Datos de la Tabla 1.1 de Sparke & Gallagher (2000).

La secuencia principal inferior (LMS)

Para estrellas con $M \leq 1.3 M_{\odot}$ (depende un poco de la metalicidad) domina el ciclo $p - p$.

La conversión de $H \rightarrow He$ produce:

- disminución en el nro. de partículas libres, lo cual produce
 - disminución de la presión
 - contracción y aumento de T
- disminución de la opacidad (la del He es menor que la del H a iguales condiciones térmicas)

Todo esto ocasiona un lento y monótono **aumento de luminosidad** y de T_{eff} (Fig. 2.6, *izq.*).

La secuencia principal superior (UMS)

Son estrellas con $M \gtrsim 1.2 - 1.3 M_{\odot}$. Aumento significativo de la T central $\rightarrow$ domina el ciclo CNO ($\sim 100\%$ de la energía para $M_{\star} \geq 1.8 M_{\odot}$). Como el CNO tiene muy alta dependencia con T (ver Sec. 2.1.3) la generación de energía es muy concentrada $\Rightarrow$ alto gradiente de T .

Interior convectivo $\rightarrow$ interior mezclado.

Su evolución en el HRD durante la MS es un aumento monótono de $\mathcal{L}$ y un decrecimiento casi sostenido de T_{eff} (Fig 2.6, *der.*).

Dependencia con la composición química y la eficiencia convectiva

Contenido de He: afecta

- opacidad radiativa $\downarrow$
- peso molecular medio $\uparrow \rightarrow \mathcal{L}_H \uparrow$ (porque $\mathcal{L}_H \propto \mu^7$)

$\therefore$ el tiempo de vida evolutivo de la estrella **disminuye** con mayor abundancia de He.

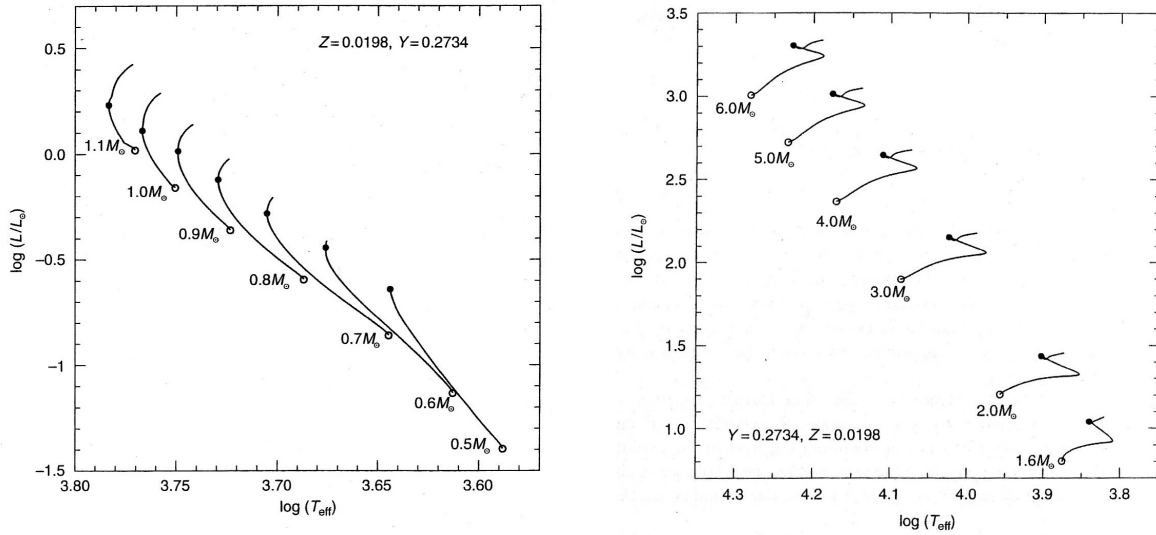


Figura 2.6: Caminos en el HRD para estrellas de baja masa *izq.* y de masa intermedia *der.* durante la etapa de fusión central de H. Los círculos llenos indican los correspondientes TO. (Fig. 5.3 de Salaris & Cassisi, 2005.)

Metalicidad: afecta mucho más a la opacidad que a la generación de energía nuclear¹.

La mayor abundancia de elementos- α (O, Ne, Mg, Si, S, Ca, Ti, etc.) tiene 2 efectos:

- mayor eficiencia del CNO (porque hay más O)
- mayor opacidad

A igual abundancia de Fe, la mayor abundancia de elementos- α produce caminos evolutivos de MS **menos luminosos** y **más fríos**, y con etapa de fusión central de H más larga, con respecto a la mezcla solar.

Eficiencia de la convección: no tiene efecto sobre la $\mathcal{L}$, pero a mayor “longitud de mezcla” (*mixing length*) se requiere menor gradiente térmico $\rightarrow$ baja el radio y aumenta T_{eff} . Los caminos evolutivos son más empinados y se corren a la izquierda en el HRD.

Estrellas de muy baja masa

Objetos con $M < 0.3 - 0.4 M_{\odot}$: estrellas de muy baja masa (VLM). Son completamente convectivas durante toda la vida en MS.

Alta opacidad en sus atmósferas: VO, TiO (óptico), H_2 , H_2O , CO (infrarrojo). Granos de polvo para $T \lesssim 2800$ K.

Para composición química solar, la masa mínima para que exista fusión de H es $\sim 0.075 M_{\odot}$ (aumenta con metalicidad decreciente). Debajo de este límite: **enana marrón**.

2.2.2. Punto de apartamiento de la secuencia principal (TO)

Al agotamiento del H central corresponde el *turn-off* (TO), o punto de apartamiento. Es aproximadamente el punto más caliente en los caminos evolutivos de la Fig. 2.6 (*izq.*).

¹Excepto para estrellas de Pob. III (1ra. generación de estrellas nacidas en el Universo), en las que el ciclo CNO sería muy poco eficiente.

El TO es el “reloj” astrofísico más importante que provee la evolución estelar.

Después de este punto, como la región de fusión está bastante extendida, el núcleo de la estrella se contrae un poco y la fusión de H continua en una capa alrededor del núcleo de He.

2.2.3. Rama subgigante (SGB)

Las etapas inmediatas post-secuencia principal están definidas por la fusión de H en capa gruesa.

En estrellas de masa intermedia y alta domina el ciclo CNO.

Durante esta fase el núcleo se contrae lentamente y la envoltura se expande. Las capas externas se enfrían y aumenta la opacidad → retienen energía, soporte de la expansión de la envoltura.

La estructura se mueve en el HRD del azul al rojo, con $\mathcal{L} \approx \text{cte.}$ (esto es la SGB).

Tasa evolutiva:

- $\sim 12 \text{ Myr}$ para $M_{\star} \sim 3 M_{\odot}$
- $\sim 1 \text{ Myr}$ para $M_{\star} \sim 6 M_{\odot}$

Etapas muy cortas en estrellas de masa intermedia y alta → **Brecha de Hertzsprung**.

En estrellas de baja masa hay degeneración electrónica en el núcleo; soporta las capas externas sin aumentar T .

Durante la SGB la capa H→He se va adelgazando. La estrella evoluciona con $\mathcal{L} \approx \text{cte.}$

2.2.4. Rama de las Gigantes Rojas (RGB)

La envoltura estelar se vuelve **convectiva** → transporte de energía muy eficiente → la expansión se desacelera, evitando la destrucción de la estrella. Es el punto D de la Fig. 2.7, y marca el comienzo de la configuración de **gigante roja** (RG).

En estrellas de masa intermedia y alta, la densidad central es baja al principio de la etapa RG → no hay degeneración electrónica → contracción del núcleo ⇒ la temperatura alcanza $T \approx 10^8 \text{ K}$ necesaria para la fusión del He. Fin de la etapa de RG (es corta para estas estrellas).

Para estrellas de masa aún mayor, el núcleo se contrae más rápidamente y la fusión de He empieza más temprano. La etapa RG es más corta y llega a desaparecer (la estrella fusiona He apenas sale de la MS).

En estrellas de baja masa, a lo largo de la RGB la capa de fusión de H se va moviendo hacia el exterior (buscando H “fresco”), y la frontera inferior de la envoltura convectiva se aleja hacia la superficie, sin superponerse con la capa H→He. Se producen discontinuidades químicas (dejadas por la mezcla que produce la convección). Esto es porque $\mathcal{L}_H \propto \mu^7 \Rightarrow$ si baja el peso molecular (μ), baja la producción de energía. En esa etapa la subida a lo largo de la RGB se revierte para luego volver a subir. Como resultado, se “acumulan” estrellas en esa parte del HRD → “RGB bump” en la función de luminosidad (ver 2.3.1).

Durante la RGB, en el núcleo aumenta:

- la masa de He

- la densidad
- el grado de degeneración electrónica.

Por esto baja la opacidad conductiva $\rightarrow$ gana eficiencia el transporte conductivo de energía.

Dependencia de la RGB con parámetros físicos y químicos

La ubicación de la RGB en el HRD depende del tamaño de la envoltura convectiva.

Para una dada composición química, la RGB se hace más fría a menor masa total.

La composición química afecta a través de la opacidad radiativa:

- un aumento de He a $Z = \text{cte.}$ causa disminución de la opacidad de la envoltura $\rightarrow$ disminución de la masa involucrada en la envoltura convectiva $\rightarrow$ RGB más caliente (azul).
- un aumento de Z causa aumento de la opacidad de la envoltura $\rightarrow$ aumento de la masa involucrada en la envoltura convectiva $\rightarrow$ RGB más fría (roja).

Fuerte dependencia de la T_{eff} de la RGB con Z
 $\rightarrow$ la RGB es uno de los indicadores de metalicidad más importantes para galaxias y sistemas estelares (resueltos).

Las abundancias de elementos con bajos potenciales de ionización (Mg, Si, S, Ca, Ti, Fe) afecta fuertemente la T_{eff} de la RGB a través de su contribución directa a la opacidad, de la formación de moléculas como TiO ($T < 5000 - 6000$ K), y de la provisión de electrones que forman el ion H^- (una de las fuentes de opacidad más importantes en la RGB).

La morfología de la RGB depende también de la eficiencia de la convección en capas externas.

En las RG, $\mathcal{L}$ y color dependen más de la metalicidad que de la masa $\rightarrow$ las RGB de sistemas estelares de diferentes edades pueden ser muy parecidas.

2.2.5. *Flash* del He

En estrellas de baja masa, cuando $T \approx 10^8$ K, comienza la fusión del He. Esto ocurre con $M_{\text{core(He)}} \sim (0.48 - 0.50) M_{\odot}$.

Debido al estado altamente degenerado, la fusión del He es inestable y produce un *runaway* térmico en el extremo superior de la RGB: el ***flash* del He**.

Se producen $\sim 10^{10} L_{\odot}$ en pocos segundos. Pero casi nada llega a radiarse por la superficie: se absorbe por las capas no degeneradas circundantes. La expansión de estas contribuye a moderar la fuerza del *flash* del He. Además se establece la convección que distribuye la energía.

La fusión del He elimina la degeneración electrónica. Sin embargo, esto ocurre en una región que rodea a la zona central del núcleo; se requieren otros *flashes* secundarios hasta que la fusión del He alcance el centro de la estrella.

Toda la etapa desde el *flash* del He hasta que empieza la fusión central del He dura $\sim 10^6$ años. Un 5 % del He en el núcleo se convierte en C.

La luminosidad $\mathcal{L}_{\text{tip}}$ en el extremo superior de la RGB (*flash* del He) es función de la masa del núcleo de He ($M_{\text{core(He)}}$).

Para masas estelares $\lesssim 1.8 M_{\odot}$ (el valor exacto depende de Z) todas las estrellas desarrollan similares niveles de degeneración electrónica en el núcleo de He $\rightarrow$ alcanzan valores similares de $M_{\text{core(He)}}$ $\Rightarrow$ alcanzan valores similares de $\mathcal{L}_{\text{tip}}$.

Para masas totales mayores, el nivel de degeneración electrónica es menor (porque T es mayor y ρ es menor) $\Rightarrow \mathcal{L}_{\text{tip}}$ es **menor**.

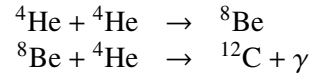
Una mayor abundancia inicial de He aumenta la T interna (por aumento de μ) $\rightarrow$ baja el nivel de degeneración electrónica $\rightarrow$ *flash* del He con menor $M_{\text{core(He)}}$ $\Rightarrow \mathcal{L}_{\text{tip}}$ decrece. Similar efecto produce una mayor metalicidad (por mayor eficiencia de fusión de H en capa).

2.2.6. Etapas de fusión central de He

Todas las estrellas con $M_{\text{tot}} \gtrsim 0.5 M_{\odot}$ pueden alcanzar las condiciones térmicas necesarias para la fusión de He.

Los procesos físicos durante la fusión de He son similares para los distintos rangos de masa, pero los caminos evolutivos son muy diferentes.

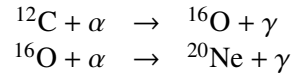
Reacción nuclear: **triple alfa** (3α)



Por cada ${}^{12}\text{C}$ se generan $\approx 7.27 \text{ MeV} \Rightarrow \sim 0.6 \text{ MeV}$ por nucleón. Es más de un orden de magnitud menor que por la fusión de H (ciclo CNO) $\rightarrow$ el tiempo de vida de fusión central del He es ~ 100 veces más corto que la etapa de fusión central de H.

El ciclo triple alfa tiene muy alta dependencia con la temperatura ($\epsilon_{3\alpha} \propto T^{20} - T^{40}$) $\rightarrow$ núcleo convectivo extendido.

Otras reacciones:



La rama horizontal de edad cero (ZAHB)

Aprox. 10^6 años después del flash del He la degeneración electrónica desaparece por completo. La luminosidad superficial decrece a $\sim 10^{-1} \mathcal{L}_{\text{tip}}$ porque la expansión del núcleo (donde He $\rightarrow$ C) enfría la capa donde H $\rightarrow$ He.

ZAHB: configuración de equilibrio, con He $\rightarrow$ C en el núcleo (químicamente homogéneo) y H $\rightarrow$ He en capa.

Poca (o nula) probabilidad de observar estrellas en la etapa de transición TRGB $\rightarrow$ ZAHB.

Rama horizontal - *red clump*

Después del flash del He, las estrellas de $1 - 2 M_{\odot}$ y metalicidad solar se mantienen relativamente frías (y rojas) mientras fusionan He en el núcleo e H en una capa $\rightarrow$ son estrellas del *red clump*. Estrellas en la misma etapa, pero de menor masa o con menor contenido de elementos pesados, son superficialmente más calientes (azules) porque las capas externas tienen menos material y/o son más transparentes $\rightarrow$ son estrellas de la rama horizontal.

Para una misma pob. estelar, la ubicación sobre la ZAHB depende de la masa de la envoltura (M_{env}) que rodea a la capa de H en fusión: a menor M_{env} mayor T_{eff} (más azul). Dado que en la RGB se produce una pérdida de masa importante ($\sim 0.3 M_{\odot}$), y este es un proceso intrínsecamente estocástico, habrá una dispersión en los valores de M_{env} , y por lo tanto un rango de colores.

El rango de temperaturas va de $T \sim 35\,000\text{ K}$ a $T \sim 4\,000\text{ K}$.

La luminosidad en la ZAHB depende de la masa del core de He; ésta es casi constante para estrellas de masa inicial menor que $\sim 1.4 M_{\odot}$, y esta es la razón de que la mag. absoluta de la HB sea una luminaria estándar (*—standard candle—* ej. estrellas RR Lyr).

Etapas siguientes de fusión de He

La evolución desde la HB está caracterizada por un descenso monótono de la eficiencia $\text{H} \rightarrow \text{He}$ en capa y un crecimiento de la eficiencia $\text{He} \rightarrow \text{C}$ central. Mientras la primera es mayor, la estrella evoluciona a mayores T_{eff} ; cuando domina la segunda, el camino se revierte hacia el lado rojo del HRD $\rightarrow$ *loop*. En estrellas de masa $\gtrsim 2.3 M_{\odot}$ no hay degeneración electrónica en el núcleo de He $\rightarrow$ no hay *flash* del He.

El He comienza a fusionar a $T \sim 10^8\text{ K}$ y $\rho \approx 10^7\text{ kg m}^{-3}$. Esto termina y revierte la subida por la RGB (punto E en la Fig. 2.7).

El tiempo de vida de fusión central de He $\sim 20\%$ del tiempo de vida de fusión central de H. Es de $\sim 22\text{ Myr}$ para estrellas de $5 M_{\odot}$ y de $\sim 4\text{ Myr}$ para estrellas de $10 M_{\odot}$ (Z solar).

Etapas de fusión de He en estrellas de alta masa

En estrellas de $M > 8 - 10 M_{\odot}$ el He se enciende en el núcleo antes de llegar a la configuración RGB; la estrella sigue evolucionando continuamente al rojo en el HRD, con $\text{He} \rightarrow \text{C}$ en núcleo convectivo. Al agotamiento de He sigue la ignición del C en condiciones de no degeneración.

2.2.7. Evolución de una estrella de $5 M_{\odot}$

Etapas en la Fig. 2.7:

A: ZAMS

B: abundancia de H: $X \sim 0.05$ en el núcleo, no alcanza para proveer la energía capaz de mantener la estructura en equilibrio $\rightarrow$ la estrella empieza a contraerse (*overall contraction*)

C: fin de la etapa de fusión central de H; después de este punto la región central se contrae y las capas externas se expanden $\rightarrow$ aumento del radio y enfriamiento superficial

D: comienzo de la etapa de RG; se establece convección en zona externa $\rightarrow$ mejor transporte de energía, que hace más lenta la expansión, evitando que la estrella se desarme

E: comienza la fusión central del He (fin de la etapa RG)

F: configuración estable $\text{He} \rightarrow \text{C}$ central y $\text{H} \rightarrow \text{He}$ en capa

G: máxima eficiencia $\text{H} \rightarrow \text{He}$ en capa; abundancia de He central: $Y_{\text{cen}} \sim 0.50$; fracción de energía producida por $3\alpha \sim 20\%$

H: *blue loop*: la eficiencia $\text{H} \rightarrow \text{He}$ en capa va bajando; Y central ~ 0.02 ; fracción de energía producida por $3\alpha \sim 33\%$

K: fracción de energía producida por $3\alpha \sim 60\%$.

I: termina la fusión central del He

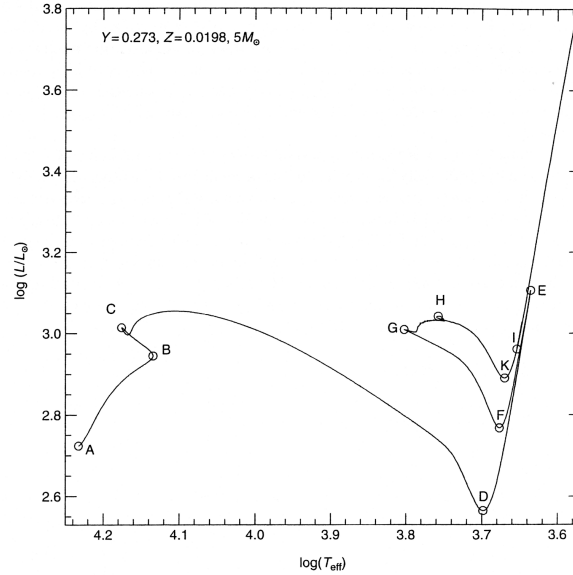


Figura 2.7: Camino evolutivo en el HRD para una estrella de $5 M_{\odot}$. (Fig. 6.8 de S&C).

2.2.8. La rama gigante asintótica (AGB)

Corresponde a la fase de fusión de He en capa, alrededor de un núcleo de CO. En estrellas de baja masa ($\lesssim 2.5 M_{\odot}$) secuencia similar, aunque más caliente, a la RGB.

La capa $\text{H} \rightarrow \text{He}$ se extingue por caída de la T .

Procesos de mezcla (*dredge-up*).

Límite M_{up} : mayor masa para la cual la degeneración electrónica en el núcleo de CO es suficientemente alta para evitar la ignición del C.

$M_{\text{up}} \sim 8 M_{\odot}$ para $Z = Z_{\odot}$ y para muy baja metalicidad; M_{up} tiene un mínimo $\sim 4 M_{\odot}$ para $Z = 0.001$.

$M > M_{\text{up}}$ hay fusión del C en el núcleo (violentamente o no, según la masa) (estrellas de alta masa).

$M < M_{\text{up}}$ entran en la fase de pulsos térmicos de la AGB.

- si se enciende el He en núcleo no degenerado, pero luego desarrolla un núcleo electrónicamente degenerado de CO: estrellas de masa intermedia.

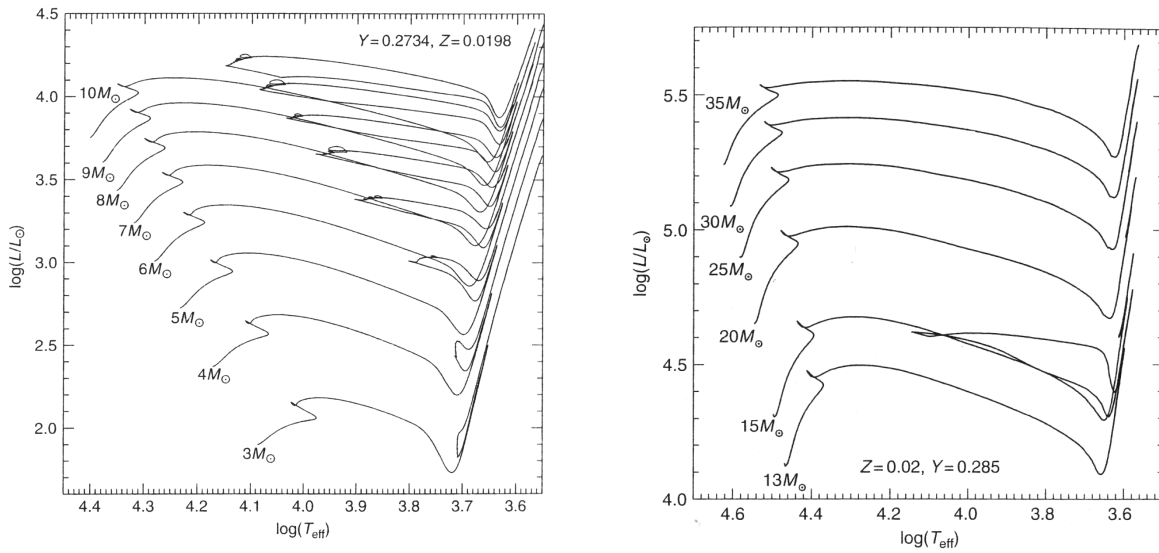
2.2.9. Estrellas de gran masa

Estrellas con $M \gtrsim 8 M_{\odot}$ evolucionan a supergigantes rojas (pueden volver a supergigante azul, según sea la pérdida de masa). Estrellas con $M \gtrsim 40 M_{\odot}$ evolucionan a Wolf-Rayet (superviento, barre las capas externas).

Todas terminan como SN II $\rightarrow$ principales productoras de He y elementos- α : O, Ne, Mg, Si, S, Ca, Ti.

Tabla 2.1: Tiempos de vida de fusión central de distintos elementos en estrellas de gran masa.

Tiempo	$15 M_{\odot}$	$20 M_{\odot}$	$25 M_{\odot}$
t_H (Myr)	10.70	7.48	5.93
t_{He} (Myr)	1.40	0.93	0.68
t_C (10^3 años)	2.60	1.45	0.97
t_{Ne} (años)	2.00	1.46	0.77
t_O (años)	2.47	0.72	0.33
t_{Si-rad} (10^{-2} años)	29.00	2.80	1.94
$t_{Si-conv}$ (10^{-3} años)	20.00	3.50	3.41

Figura 2.8: Caminos evolutivos en el HRD para estrellas de masa intermedia (*izq.*, Fig. 6.10 de S&C) y de masa alta (*der.*, Fig. 7.12 de S&C).

2.2.10. Supernovas tipo Ia (SN Ia)

Originadas en sistemas binarios, cuando una WD de CO supera el límite de Chandrasekhar ($\sim 1.4 M_{\odot}$) y se produce *runaway* termonuclear. El C y el O en el núcleo se fusionan formando elementos más pesados $\rightarrow$

Las SN Ia son las principales productoras de *hierro* y elementos del *pico del hierro*.

2.2.11. Temas poco desarrollados por la teoría:

- Formación estelar
 - inicio
 - función de masas inicial
- Etapas finales estrellas de gran masa ($M \gtrsim M_{up}$)

- Evolución en sistemas binarios

∴ se conoce pobremente:

- tasa de formación estelar en las galaxias
- cantidad de elementos pesados producida por cada tipo estelar
- modo en que dichos elementos retornan al ISM.

2.3. Poblaciones estelares simples

Población estelar simple (SSP): conjunto de estrellas nacidas en un evento de formación estelar de duración despreciable (función delta) y con la misma composición química inicial.

Ejemplos reales (*ma non troppo*): cúmulos globulares y abiertos, galaxias E, algunas enanas.

El diagrama color-magnitud (CMD) teórico de una SSP es una *isócrona*.

Camino evolutivo: curva que conecta en un HRD o en un CMD teórico las posiciones de una estrella de una dada **masa inicial** a distintos instantes $\rightarrow \mathcal{M}_i = \text{constante}; t \text{ variable}$.

Isócrona: dado un conjunto de caminos evolutivos correspondientes a estrellas de igual composición química inicial y distintas masas iniciales, la isócrona correspondiente al tiempo t' es la curva que conecta los puntos que corresponden en cada camino evolutivo al tiempo $t = t' \rightarrow \mathcal{M}_i \text{ variable}; t = \text{constante}$.

- La $\mathcal{M}_i$ aumenta a lo largo de la isócrona (las estrellas de mayor masa evolucionan más rápidamente).
- La MS de la isócrona está poblada por un gran rango de masas, mientras que la $\mathcal{M}_i$ a lo largo de la RGB y etapas posteriores es casi constante.

En lo que sigue usamos $\mathcal{M}$ (masa) como sinónimo de $\mathcal{M}_i$ (masa inicial).

La coordenada curvilínea χ sobre una isócrona es función de la masa y la edad: $\chi = \chi(\mathcal{M}, t)$. Invertimos la función, y por definición de isócrona:

$$dt(\mathcal{M}, \chi) = \left(\frac{dt}{d\mathcal{M}} \right)_{\chi} d\mathcal{M} + \left(\frac{dt}{d\chi} \right)_{\mathcal{M}} d\chi = 0$$

de donde:

$$\left(\frac{d\mathcal{M}}{d\chi} \right)_t = - \left(\frac{d\mathcal{M}}{dt} \right)_{\chi} \left(\frac{dt}{d\chi} \right)_{\mathcal{M}} \quad (2.2)$$

El miembro izquierdo representa el cambio en masa para un cambio en posición a lo largo de la isócrona.

$\left(\frac{d\mathcal{M}}{dt} \right)_{\chi}$ es siempre finito (modelos evolutivos).

$\left(\frac{d\chi}{dt} \right)_{\mathcal{M}}$ es grande para etapas de evolución rápida; es decir

$$\left(\frac{d\chi}{dt} \right)_{\mathcal{M}} \rightarrow \infty \Rightarrow \left(\frac{dt}{d\chi} \right)_{\mathcal{M}} \rightarrow 0$$

y entonces la masa también varía poco con χ .

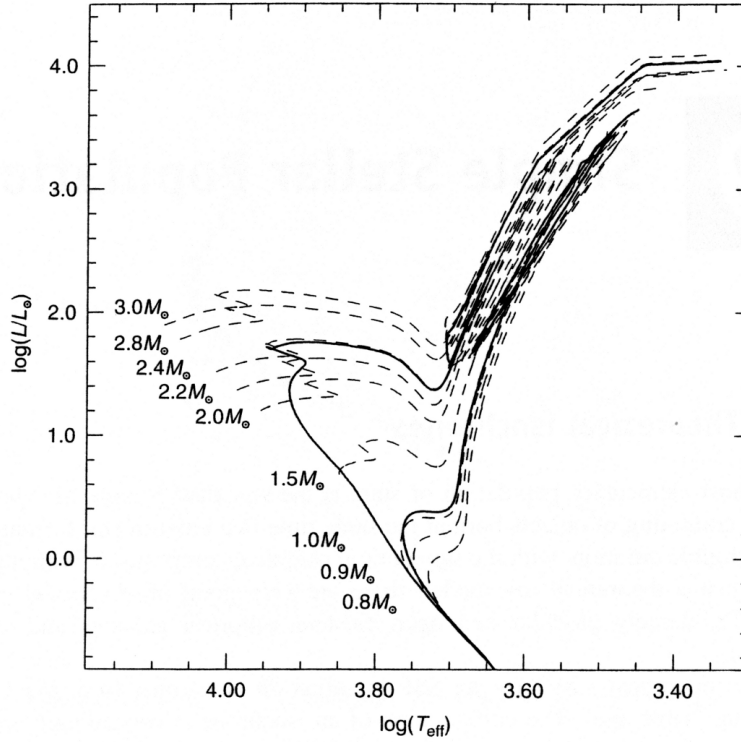


Figura 2.9: Caminos evolutivos para estrellas entre 0.8 y $3.0 M_{\odot}$ (líneas de trazos). Isócronas de edades 600 Myr y 10 Gyr (líneas sólidas) (Fig. 9.1 de S&C).

Es decir, en la MS la evolución es lenta (ej. estrella de $1 M_{\odot}$ casi no cambia su posición en el HRD en 1 Gyr), por lo que la isócrona va cortando caminos evolutivos de un gran rango de masas. En cambio, para etapas de evolución rápida la estrella cambia rápidamente su posición en el HRD y la isócrona se mantiene en un rango chico de masas (Fig. 2.10).

Distribución de masas estelares

Las isócronas permiten predecir el nro. relativo de estrellas en las distintas etapas evolutivas. Cada punto de una isócrona está poblado por estrellas con una cierta masa M . Hay que adoptar una función inicial de masas (IMF) que provea el nro. de estrellas dn nacidas con masa entre M y $M+dM$. Sup. IMF:

$$dn = C M^{-s} dM$$

(donde s es el exponente de Salpeter); la constante C queda determinada por el nro. total de estrellas N_{tot} o por la masa total M_{tot} .

Volviendo a la coordenada curvilínea χ usada en la Ec.2.2, el nro. dN de estrellas en un intervalo $(\chi, \chi + d\chi)$ sobre una isócrona de edad t es:

$$dN = \frac{dn}{dM} \left(\frac{dM}{d\chi} \right)_t d\chi = - \frac{dn}{dM} \left(\frac{dM}{dt} \right)_{\chi} \left(\frac{dt}{d\chi} \right)_M d\chi.$$

Para una dada fase post-MS, los dos primeros factores del miembro derecho son constantes, porque la

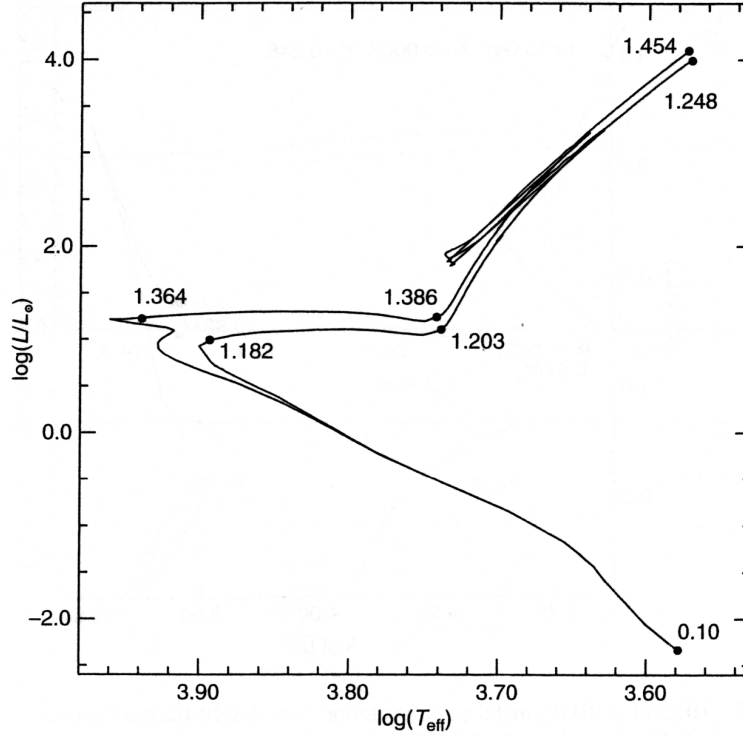


Figura 2.10: Isócronas de edades 2 Gyr y 3 Gyr ($Z = 0.001$), desde la MS hasta el fin de la fase AGB. Los números indican la masa correspondiente (en $M_{\odot}$) en algunos puntos representativos (Fig. 9.2 de S&C).

masa a lo largo de la isócrona es aprox. igual a la masa del TO (excepto para las etapas de enfriamiento de WD), mientras que el 3er factor es el tiempo de vida en el intervalo $d\chi$.

$\therefore$ La razón entre los números de estrellas en dos tramos post-MS sobre la isócrona será $t_{\text{PMS1}}/t_{\text{PMS2}}$, donde t_{PMS1} y t_{PMS2} son las escalas de tiempo evolutivas en esas etapas.

Generalmente trabajamos con la *función de luminosidad*. El nro. de estrellas en el intervalo de magnitudes absolutas (M , $M + dM$) sobre la isócrona es:

$$dN = \frac{dn}{dM} \frac{dM}{dM} dM = C M^{-s} \frac{dM}{dM} dM$$

donde $\frac{dM}{dM}$ es la relación masa-luminosidad evaluada sobre la isócrona.

Esto se complica si se considera la pérdida de masa a lo largo de la isócrona.

- Para calcular el nro. de estrellas en un punto dado sobre la isócrona, hay que usar en la IMF el valor de la **masa inicial** de las estrellas que fueron a parar a ese punto.
- Para determinar la corrección bolométrica (BC) hay que usar la **masa evolucionada** (es decir, considerando pérdida de masa). La masa actual, junto con T_{eff} y $\mathcal{L}$ determinan la BC.

2.3.1. Poblaciones estelares simples viejas

En gral. se considera:

- $t \gtrsim 10$ Gyr $\rightarrow$ SSP vieja
- $10 \text{ Gyr} \gtrsim t \gtrsim 1$ Gyr $\rightarrow$ SSP intermedia
- $t \lesssim 1$ Gyr $\rightarrow$ SSP joven

Consideraremos como “vieja” una SSP con $t \gtrsim 4$ Gyr, poblada por estrellas de baja masa (el TO corresponde a $1.2 - 1.3 M_{\odot}$) lejos del rango de masas de la transición RGB.

Sus CMD están caracterizados por fases SGB, RGB y HB prominentes y bien pobladas.

Propiedades de isócronas para SSP viejas

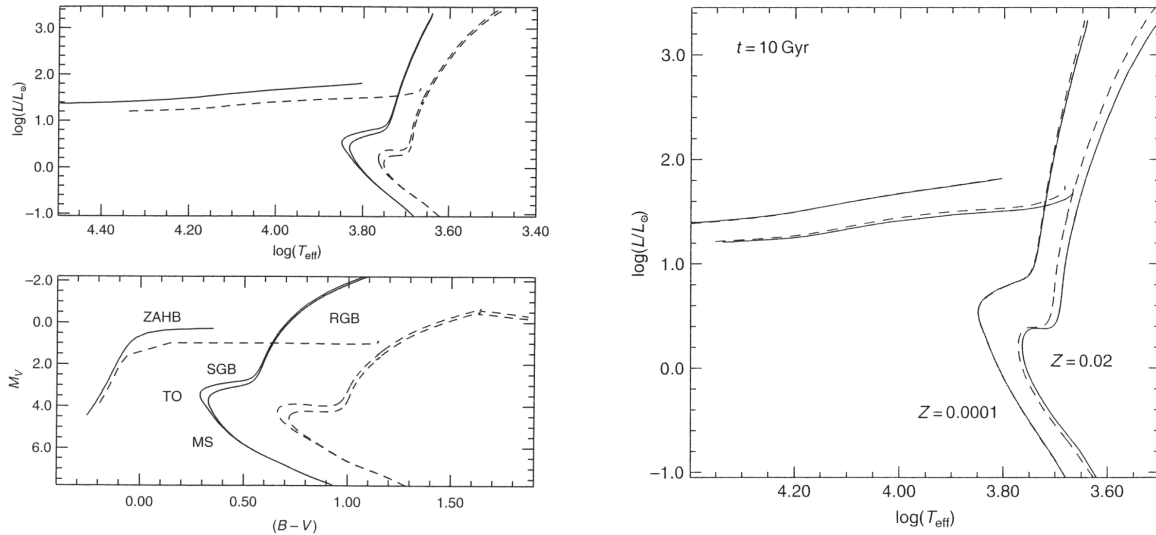


Figura 2.11: *Izq.*: HRD y CMD de isócronas con $t = 10$ y 12.5 Gyr, $Z = 0.0001$ (línea continua) y 0.02 (trazos). *Der.*: HRD de isócronas con $t = 10$ Gyr, $Z = 0.0001$ y 0.02 , composición solar (línea continua) e incrementada en elem.- α ($[\alpha/\text{Fe}] = 0.4$, trazos).

La Fig. 2.11 (*izq.*) muestra dos pares de isócronas: $t = 10$ y 12.5 Gyr, y $Z = 0.0001$ (pobre, tipo cúmulos globulares) y 0.02 (solar).

- La MS inferior (desde ~ 2 mag abajo del TO) no está afectada por la edad, pero es sensible a Z . Color y luminosidad del TO afectados por edad y Z .
 - Las estrellas en esta zona del HRD tienen tiempos evolutivos muy largos. Debajo del TO no evolucionaron. La ubicación del TO depende de la masa que está evolucionando, por eso su dependencia con la edad.
 - A mayor Z menor $\mathcal{L}$; sobrecompensa el hecho de que la masa en el TO es mayor debido a sus mayores tiempos evolutivos.
- La RGB no está afectada por la edad, pero es sensible a Z .
 - La ubicación de la RGB depende débilmente de la masa ($\equiv$ edad).

- La Z afecta fuertemente la T de las estrellas de RGB.
- La luminosidad de la ZAHB no está afectada por la edad, pero sí por Z .
 - $\mathcal{L}_{\text{ZAHB}}$ determinada por masa del núcleo de He en el flash del He, que decrece a mayor $Z \Rightarrow \mathcal{L}_{\text{ZAHB}}$ decrece con mayor Z .
 - La edad no afecta apreciablemente a la masa del núcleo de He para los rangos de masa involucrados.

La Fig. 2.11 (*der.*) muestra dos pares de isócronas con $t = 10$ Gyr: $Z = 0.0001$ y $Z = 0.02$, $[\alpha/\text{Fe}]$ solar y $[\alpha/\text{Fe}] = 0.4$ (incrementado, tipo halo de la MW).

A baja Z las isócronas con $[\alpha/\text{Fe}]$ solar e incrementado son idénticas, pero hay diferencias para $Z = 0.02$: las tipo solar son más débiles y rojas.

La posibilidad de predecir el CMD observado de SSP con distintas edades y composiciones químicas es una herramienta para determinar parámetros fundamentales de las SSP.

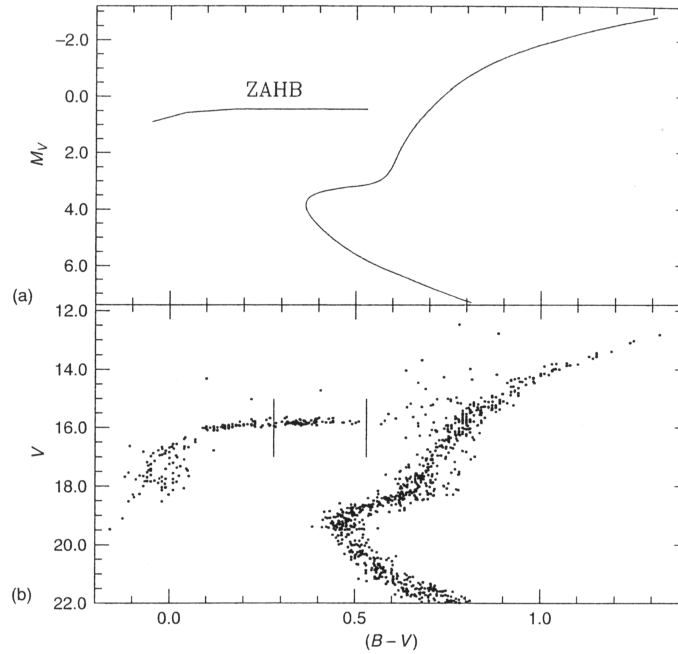


Figura 2.12: CMD de una isócrona con $t = 12$ Gyr (*arriba*) y del GC M 15 (*abajo*).

Salvo excepciones (47 Tuc, ω Cen) los cúmulos globulares (GC) son SSP (Fig. 2.12).

El CMD observado aparece ensanchado, debido a errores fotométricos, confusión con estrellas no resueltas, y binarias. Para ajustar una isócrona se acostumbra entonces obtener una “línea fiduciaria” que correspondería al CMD desafectado de esos errores. Se divide el CMD en intervalos de magnitud y se analiza la distribución de colores en cada uno; en general se toma la moda como el color correspondiente al intervalo. Para ramas horizontales (SGB, HB) se toman intervalos en color y se busca la moda de las magnitudes.

Problema: incertezas en los modelos (convección, opacidades moleculares, espectros teóricos de estrellas frías) → un ajuste global de isócronas puede llevar a soluciones erradas (en distancia, edad y metalicidad).

A veces conviene enfocarse en rasgos característicos de las isócronas, sensibles a edad o metalicidad.

- TO sensible a edad. Para evitar incertezas con el enrojecimiento:
 - ΔV entre ZAHB y TO.
 - $\Delta(B - V)$ o $\Delta(V - I)$ entre TO y base de la RGB.

A edad fija, $\Delta(B - V)$ depende poco de Z (porque tanto el TO como la base RGB enrojecen a mayor Z).

El método “horizontal” $\Delta(B - V)$ se usa poco para determinar edades absolutas, pero sirve para edades relativas.

El color de la HB y el segundo parámetro

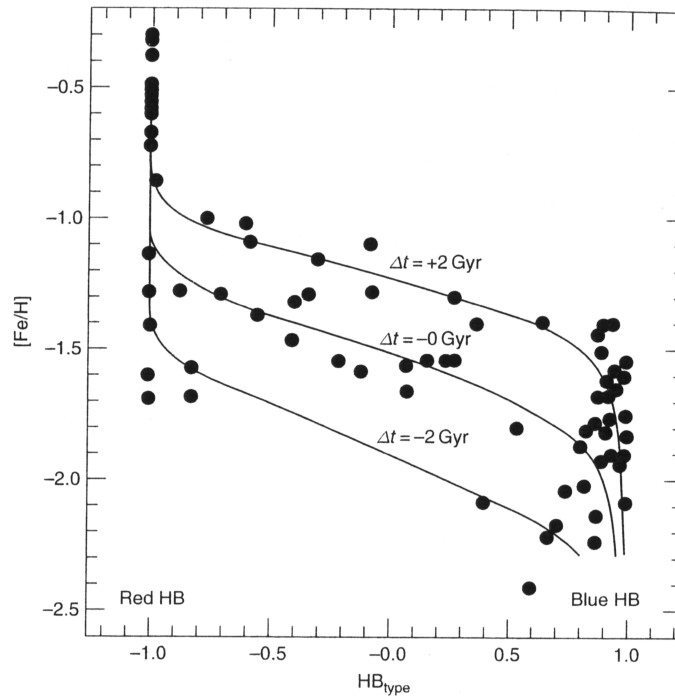


Figura 2.13: $[Fe/H]$ contra tipo de HB para una muestra de GC Galácticos. Se muestran relaciones teóricas para varias Δt con respecto a edad de referencia de 13 Gyr.

Conociendo el valor de la pérdida de masa a lo largo de la RGB, se puede determinar la ubicación de la ZAHB y evolución en la HB para una SSP después del flash del He.

La metalicidad es el “primer parámetro” que determina la ubicación de las estrellas en la HB, a través de la mayor opacidad y mayor masa (para la misma edad), y $\therefore$ colores más rojos, a mayor Z .

Por otra parte, a $Z = \text{cte}$, la HB se hace más roja a menor edad, porque la masa es mayor.

Es decir, conociendo la metalicidad, la distribución de colores en la HB dependería solo de la edad.

El color de la HB se cuantifica con: $HB_{\text{type}} = (N_B - N_R)/(N_B + N_V + N_R)$ (donde N_B : nro. de estrellas del lado azul de las variables RR Lyr, N_R : ídem lado rojo, y N_V : nro. de variables).

En la Fig. 2.13 se grafica $[Fe/H]$ contra tipo de HB para una muestra de GC galácticos, con relaciones teóricas para varias Δt con respecto a edad de referencia de 13 Gyr.

Se ve que hay GC con igual metalicidad espectroscópica y que tendrían la misma edad —método ΔV o $\Delta(B - V)$ —, pero tienen distinto tipo de HB.

O sea, a igual $[Fe/H]$, aparte de la edad hay un **segundo parámetro** que determina el tipo de HB. Candidatos:

- diferentes pérdidas de masa (rotación rápida, interacciones dinámicas)
- distinta abundancia inicial de He (cambia T_{eff} en la HB)

Estimadores de metalicidad

Se pueden definir estimadores fotométricos de metalicidad en base al CMD (ver *Sistemas Estelares*).

Abundancia inicial de He

Un incremento en la abundancia inicial de He produce:

- descenso en la $\mathcal{L}_{\text{TO}}$, porque las estrellas evolucionan + rápido $\Rightarrow$ baja la $\mathcal{M}_{\text{TO}}$ (ver 2.2.1).
- desplazamiento al azul de la isócrona (MS y RGB), por menor opacidad.
- ascenso en la $\mathcal{L}_{\text{ZAHB}}$.

Cuidado con el ΔV : un aumento $\Delta Y = 0.02$ ocasiona un cambio de ~ 1 Gyr en la edad estimada.

Estimadores de abundancia de He (Y)

Parámetro R : se define $R = N_{\text{HB}}/N_{\text{RGB}}$ (cociente entre el nro. de estrellas en la HB y el de estrellas en la RGB más brillantes que la HB). Es función de Y porque la $\mathcal{L}_{\text{ZAHB}}$ crece con Y .

Parámetro Δ : diferencia en magnitudes entre la ZAHB y la MS a color constante. Depende de Y porque $\mathcal{L}_{\text{ZAHB}}$ crece y $\mathcal{L}_{\text{MS}}$ decrece con mayor Y .

Problema: depende fuertemente de $[Fe/H]$ $\rightarrow$ sirve solo para medidas relativas de Y .

Funciones de luminosidad y estimación de la IMF

La función de luminosidad (LF) contiene información sobre las escalas temporales de la evolución estelar, cosa que no ocurre con la comparación de isócronas a un CMD observado.

Para una SSP vieja, la LF de la MS da información sobre la IMF.

En cambio, la forma de la LF para etapas post-MS está determinada completamente por los tiempos evolutivos de la única masa que evoluciona a lo largo de esas fases, independientemente de la IMF.

La comparación entre LF teórica y observada se hace con GC, que por ser viejos y tener gran nro. de estrellas ($10^5 - 10^6$), tienen fases post-MS bien pobladas.

La Fig. 2.14 (izq.) muestra los efectos de variar edad y Z sobre la LF teórica de SSP viejas. Se usó una IMF de Salpeter: $dn/dM \propto M^{-2.35}$. En el panel derecho está la LF observada para el GC M3.

La MS está a la derecha, y el TO alrededor de $M_V = 4$; la fuerte caída que sigue es la SGB. La parte descendente con pendiente menos pronunciada corresponde a la RGB; el máximo local corresponde al “RGB bump” (ver 2.2.4).

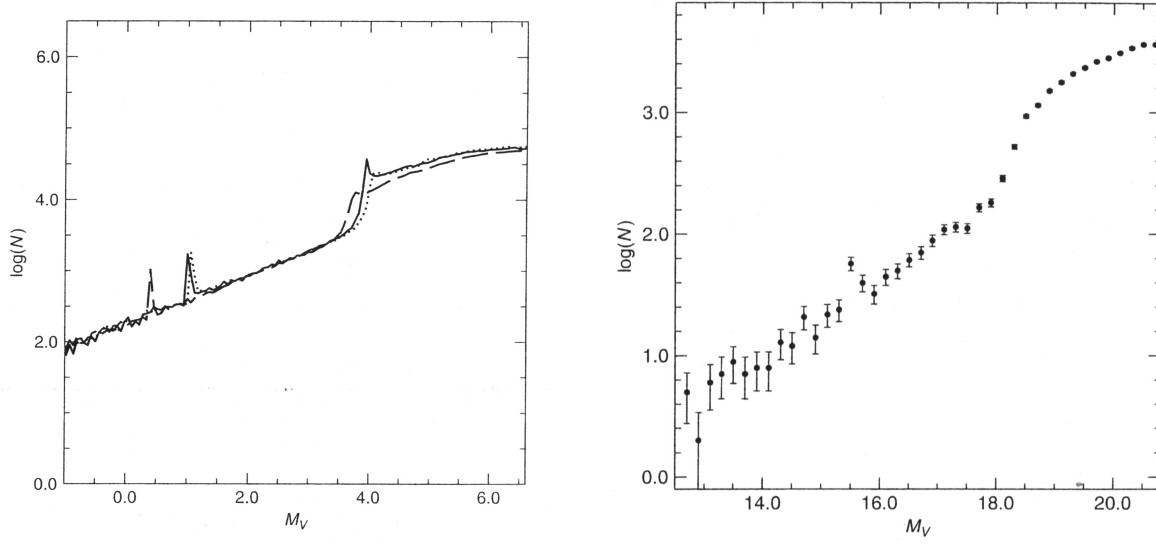


Figura 2.14: *Izq.*: Función de luminosidad teórica cubriendo MS, SGB y RGB para 3 isócronas con: $t = 14$ Gyr, $Z = 0.008$, $Y = 0.254$ (punteada); $t = 12$ Gyr, $Z = 0.008$, $Y = 0.254$ (sólida); $t = 14$ Gyr, $Z = 0.002$, $Y = 0.254$ (trazos). Normalizadas a igual nro. de estrellas a $M_V = 2.0$ mag. *Der.*: Función de luminosidad observada para la MS, SGB y RGB del GC M 3.

2.3.2. Poblaciones estelares simples jóvenes

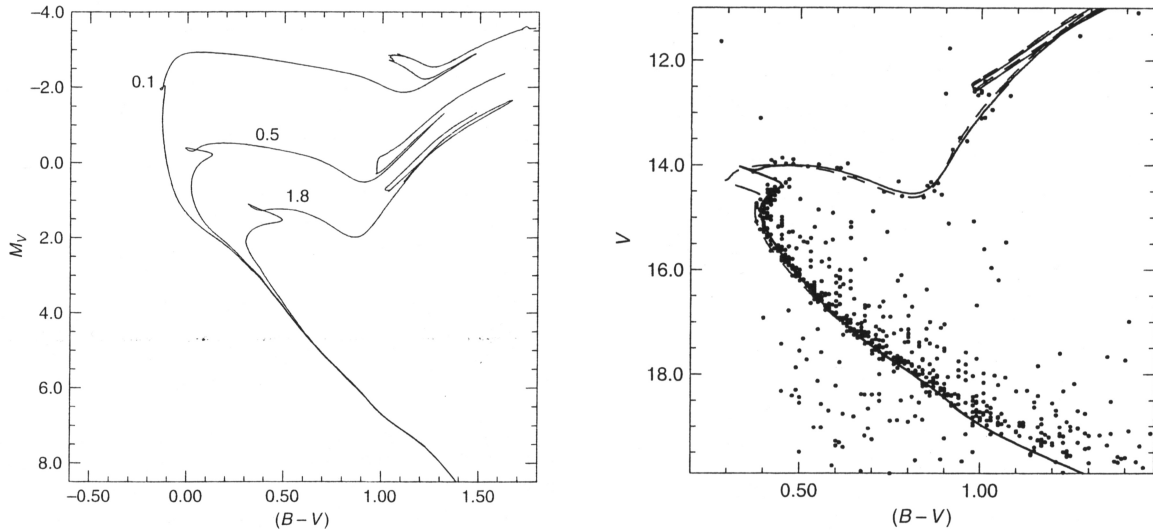


Figura 2.15: *Izq.*: Tres isócronas con Y, Z solar y $t = 100$ Myr, 500 Myr, y 1.8 Gyr. *Der.*: CMD del cúmulo abierto NGC 2420 y dos isócronas con $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.44$. Línea sólida: $t = 3.2$ Gyr (con *overshoot*); trazos: $t = 2$ Gyr (sin *overshoot*). $(m - M)_0 = 11.90$; $E(B - V) = 0.06$ mag.

Consideramos como “jóvenes” las SSP con $t \lesssim 4$ Gyr. La Fig. 2.15 (*izq.*) muestra 3 isócronas jóvenes con Z solar en el CMD. La morfología del TO es diferente (“gancho”) porque en este caso prevalece el ciclo CNO en vez del $p - p$.

No solo el TO sino también la ubicación de la fase de fusión del He es sensible a la edad, porque el núcleo de He en la RGB es cada vez menos degenerado para masas mayores (edades menores).

Para edades entre ~ 0.5 y ~ 4 Gyr la fase de fusión del He es usualmente un *red clump* (no solo para Z alta) cerca de la posición de la (despoblada) RGB, porque la etapa de RGB es muy rápida y las estrellas pierden poca masa.

Para $t \lesssim 0.5$ Gyr la fase de fusión del He se mueve progresivamente al azul, porque las estrellas describen lazos cada vez más amplios y su evolución en el extremo azul es más lenta.

La determinación precisa de edades en SSP jóvenes es difícil. Conviene el ajuste de isócronas teóricas al TO (Fig. 2.15 *der.*).

2.4. Poblaciones estelares compuestas

Una población estelar compuesta (CSP) es un conjunto de estrellas formadas en distintos instantes y con distintas composiciones químicas.

Es el caso general de las galaxias.

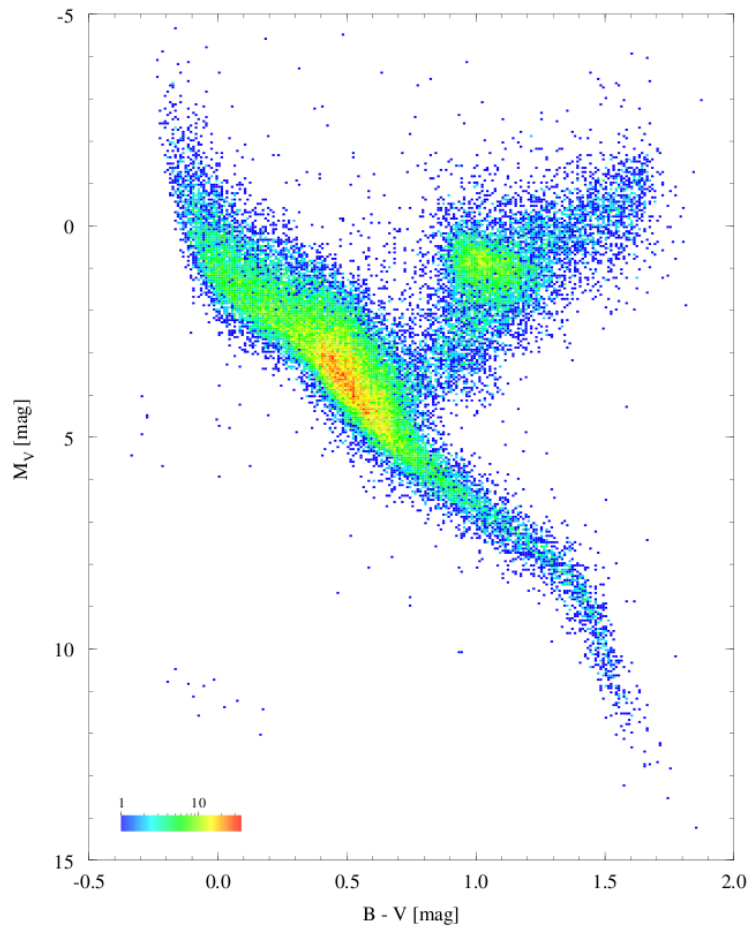


Figura 2.16: CMD en los alrededores del Sol (Hipparcos).

La Fig. 2.16 muestra el CMD en los alrededores del Sol (Hipparcos): la coexistencia de una UMS y

de ramas SGB y RGB bien pobladas revela claramente que se trata de una CSP.

La información fundamental que caracteriza una CSP es su **Historia de formación estelar** (SFH), que está dada por la:

tasa de formación estelar (SFR): evolución temporal de la cantidad (masa total) de estrellas formadas ($\Psi(t)$), y la

relación edad-metalicidad (AMR): evolución temporal de la composición química ($\Phi(t)$)

Denotamos formalmente la SFH: $\Upsilon(\Psi(t) \Phi(t))$.

La AMR y la SFR no son independientes: cada generación de estrellas inyecta gas enriquecido en el ISM a través de:

- explosiones de SN
- pérdida de masa en la AGB y RGB

dependiendo del rango de masa de cada estrella.

Conociendo la SFR, la IMF, y la eficiencia de acreción y pérdida de gas de la galaxia estudiada, la teoría de evolución estelar proveería la información necesaria para seguir la evolución química del gas y por lo tanto la composición química de las distintas generaciones estelares, es decir, $\Phi(t)$.

En el caso más general hay que calcular $2 + N$ cantidades:

- la masa de gas $\mathcal{M}_g(t)$
- la masa en forma de estrellas $\mathcal{M}_s(t)$
- la fracción en masa $X_i(t)$ del i -ésimo elemento ($i = 1, \dots, N$).

La evolución temporal de la masa total del sistema $\mathcal{M}(t)$ queda descripta por:

$$\mathcal{M}(t) = \mathcal{M}_g(t) + \mathcal{M}_s(t) \quad (2.3)$$

$$\frac{d\mathcal{M}(t)}{dt} = F(t) - E(t) \quad (2.4)$$

donde $F(t)$ y $E(t)$ son las tasas de acreción y de eyección (respect.) de masa (gaseosa) del sistema. No se considera pérdida de estrellas por efectos dinámicos.

La evolución de la masa de gas se describe:

$$\frac{d\mathcal{M}_g(t)}{dt} = F(t) - E(t) + e(t) - \Psi(t) \quad (2.5)$$

donde $e(t)$ es la tasa de eyección de gas de las estrellas al ISM, y $\Psi(t)$ es la SFR (en masa años⁻¹).

La evolución de la masa en estrellas se describe:

$$\frac{d\mathcal{M}_s(t)}{dt} = \Psi(t) - e(t). \quad (2.6)$$

La evolución de la fracción de masa $X_i(t)$ de un elemento (estable) i es:

$$\frac{d(\mathcal{M}_g(t) X_i(t))}{dt} = e_{X_i}(t) - X_i(t)\Psi(t) + X_i^F(t) F(t) - X_i(t) E(t) \quad (2.7)$$

donde

$e_{X_i}(t)$ es la masa total del elemento i eyectada de las estrellas,

$X_i(t)\Psi(t)$ es la masa encerrada en estrellas,

$X_i^F(t)F(t)$ es la masa agregada por acreción de materia, y

$X_i(t)E(t)$ es la masa perdida por eyección fuera del sistema.

Estas ecuaciones se pueden aplicar a toda una galaxia (las cantidades serán promedios), o dividiéndola en subestructuras.

Las abundancias químicas a un instante t se usan como parámetros de entrada para el siguiente paso.

El modelo de “caja cerrada” visto en *Sistemas Estelares* usa las siguientes suposiciones:

- $F(t) = 0, E(t) = 0 \rightarrow$ no se acreta ni pierde gas ($\mathcal{M}(t) = \mathcal{M}$ es constante)
- $\mathcal{M}_g(0) = \mathcal{M} \rightarrow$ inicialmente todo gas
- gas siempre bien mezclado
- reciclado instantáneo.

Definiendo el *yield* p_i como la masa del elemento i producida, dividida por la masa encerrada en estrellas de baja masa y remanentes, se obtiene para cada elemento una ecuación similar a la vista en *Sistemas Estelares*:

$$X_i(t) - X_i(0) = -p_i \ln \left(\frac{\mathcal{M}_g(t)}{\mathcal{M}_g(0)} \right). \quad (2.8)$$

En principio el conjunto de ecuaciones 2.3-2.7, acopladas a cálculos de evolución estelar, deberían permitir describir la evolución química y espectrofotométrica de una CSP genérica.

En la práctica faltan predicciones sólidas o hay incertezas sobre:

- eficiencia de la formación estelar
- procesos de acreción y eyección de gas
- *yields* de cada generación estelar.

Por lo tanto, las ecuaciones de evolución química solo sirven para restringir la forma de las funciones $\Psi(t)$, $F(t)$ y $E(t)$ en una CSP real, comparando con las observaciones.

2.4.1. Síntesis de poblaciones estelares

Se puede tratar de determinar la SFR y la AMR de la pob. estelar en una galaxia a partir de su CMD observado (solo para galaxias cercanas, resueltas).

Ingredientes:

- CMD observado
- conjunto de isócronas teóricas cubriendo un rango amplio de edades y Z iniciales

La idea es simular teóricamente el CMD de la CSP observada como combinación lineal de poblaciones elementales con distribuciones homogéneas de t y Z , con rangos pequeños alrededor de valores discretos de t y Z .

Se varían los coeficientes de la combinación lineal hasta lograr el mejor ajuste.

Hay problemas de degeneración (distintas combinaciones de t y Z producen iguales resultados), pero se evitan teniendo en cuenta estrellas de la MS y etapas más avanzadas.

P.ej.: la parte superior de la RGB es poco sensible a la edad (entre 8 y 13 Gyr no hay diferencias). Muestreando también la MS, se puede ver si hay un único TO (pob. coetánea) o varios (rango de edades).

2.4.2. Determinación de la SFH

Los métodos para determinar la SFH de una CSP genérica se basan en estas suposiciones:

1. los modelos estelares predicen con precisión las propiedades observadas de estrellas de distintas masas en función de su t y Z
2. la IMF usada en los cálculos (constante o variable) es realista
3. los errores observacionales se pueden estimar y modelar adecuadamente
4. las poblaciones teóricas usadas para el análisis representan todas las poblaciones presentes en la CSP.

Metodología

1. Se divide el CMD observado en una grilla con N celdas de un dado ancho (puede ser variable). El nro. de estrellas en cada celda es $N_o(i)$ ($i = 1, \dots, N$).
2. Se crea un conjunto de CMD sintéticos de poblaciones estelares elementales. Cada pob. elemental j se calcula considerando una colección de estrellas (dada la masa total) con distribución uniforme de edades y Z en intervalos Δt y ΔZ , centrados alrededor de n valores discretos de t y m valores discretos de Z . Esto corresponde a SFR y AMR constantes dentro de cada intervalo.

El CMD sintético se puede calcular usando técnicas de Monte Carlo para extraer al azar valores de masa estelar (de acuerdo a la IMF adoptada) más las correspondientes t y Z (distrib. uniforme), y determinando sus ubicaciones en el CMD mediante interpolación de un conjunto de isócronas.

Hay que usar muchas “estrellas” para evitar ruido estadístico en las zonas menos pobladas del CMD (evolución rápida). (Ej.: con 10^4 estrellas en una SSP con $t \gtrsim 10^8$ años quedan un puñado de estrellas en la HB.)

Los valores discretos de t y Z deben cubrir un rango lo más amplio posible. Se pueden poner algunas cotas p.ej., de acuerdo al TO.

Para c/u de los n valores de edad se produce un conjunto de m CMD, uno para cada valor de Z . Resulta un total de $n \times m$ SSP representadas por su CMD.

Hay que incluir en los CMD sintéticos los efectos de errores fotométricos y de incompletitud (de nuevo, con técnicas Monte Carlo).

También los efectos de *blending*, binarias, y contaminación de campo.

El módulo de distancia y la extinción se supone que se conocen de antemano, aunque en principio pueden determinarse también con el procedimiento de minimizado.

El CMD sintético que representa a la CSP se crea como combinación lineal de los CMD elementales de las SSP (+ estrellas de campo) y se divide en la misma grilla que el CMD observado.

El nro. de estrellas en una celda i es:

$$N_s(i) = \sum_j a_j N_e^j(i) + f(i)$$

donde N_e^j es la contribución de la SSP j a la celda i ($j = 1, \dots, n \times m$) y $f(i)$ es la contribución de estrellas de campo, obtenida de la observación de un campo cercano pero sin contribución de la galaxia estudiada.

La cantidad de estrellas observadas y sintéticas en cada celda se comparan usando alguna figura de mérito, ej.: el chi cuadrado:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(N_o(i) - N_s(i))^2}{N_o(i)} \quad (2.9)$$

con $i = 1, \dots, N$.

Esta comparación se hace para una serie de valores de distancia y extinción.

Los pesos a_j de la combinación lineal (y eventualmente distancia, enrojecimiento, fracción de binarias) se van variando hasta minimizar el χ^2 .

Los valores resultantes de los coeficientes a_j dan el modelo de mejor ajuste para la SFR y la AMR. (Ver Figs. 10.4 y 10.5 en S&C, y/o Harris & Zaritsky 2004, AJ 127, 1531; Holtzman et al. 1999, AJ, 118, 2262.)

El intervalo de confianza de cada coeficiente a_j se obtiene explorando el espacio de parámetros χ^2 alrededor de su valor mínimo. El intervalo de confianza 1σ se obtiene con $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{\min}$.

Notar que el denominador en 2.9 debería ser un error Gaussiano $\sigma(i)^2$ para que el χ^2 tenga sentido. El $N_o(i)$ es un error Poissoneano, que solo para números grandes se aproxima al Gaussiano.

En general no se puede estimar t y Z de estrellas individuales en el CMD observado, pero es posible estudiar la distribución estadística de t y Z a lo largo del CMD (o en una región determinada, p.ej. la HB). Si se puede contar con espectroscopía de alta resolución para determinar abundancias (solo posible para la MW y galaxias cercanas) se pueden comparar la distribución de Z estimada a partir de la SFH con la determinada espectroscópicamente.

Dichas mediciones pueden usarse también para restringir el rango de Z usado para las SSP sintéticas.

Consideraciones

Fotometría: tiene que ser suficientemente profunda para restringir la SFH en las primeras fases de la evolución de la galaxia. Cuantitativamente: para edades $t \sim t_U$ el TO está en $M_V \approx 4$; hay que llegar hasta esa mag (dado el módulo de distancia) para detectar y medir la SGB de la pob. estelar más vieja en la CSP estudiada.

Modelos: se requiere exactitud en las magnitudes y colores predichos por las isócronas teóricas. Hay incertezas que no afectan tanto el estudio de una SSP, pero son muy importantes cuando se trata de inferir la SFH de una CSP a través de CMD sintéticos, y cuyos efectos están poco explorados. En principio se pueden ignorar en la ec. 2.9 las celdas del CMD para las que las incertezas de los modelos son mayores, como estrellas con envolturas convectivas, pero no todas estas, porque no quedaría información de las componentes más viejas de la CSP.

Alternativa: usar celdas de tamaño variable, dando menos peso a etapas con mayores incertezas.

Pob. joven: si en el CSP observado hay estrellas brillantes de la MS $\Rightarrow$ hay una pob. joven. Pero si son pocas con respecto a la pob. vieja dominante en número (caso típico), el procedimiento de ajuste favorecerá a la mayoría. La solución, de nuevo, es usar celdas de tamaño variable (aunque introduce un nuevo grado de arbitrariedad en el ajuste).

Mezcla de metales: en general se usan isócronas con mezcla solar (Sec. 2.2.1), pero la mezcla de metales puede ser distinta, alterando los colores para una dada metalicidad.

2.4.3. Indicadores de distancia

Aun cuando el CMD observado de una CSP resuelta no sea suficientemente profundo para determinar la SFH, puede servir para estimar su distancia.

Extremo superior de la RGB

El método del *extremo superior de la rama de las gigantes rojas* (TRGB) requiere detectar al menos la parte brillante de una RGB bien poblada (ver *Sistemas Estelares*).

Se basa en que la $\mathcal{L}_{\text{bol}}$ de la TRGB está determinada por la masa del núcleo de He al momento del flash del He, a una dada Z fija.

Dado que en las estrellas de baja masa el flash del He se produce en todas para un valor casi igual de la masa del núcleo de He $\Rightarrow M_{\text{bol}}^{\text{TRGB}}$ cambia pocas centésimas de mag para el rango de edades $4 \lesssim t \leq 12 - 14$ Gyr.

Para edades cercanas a la transición de fase RGB, M_{bol} crece abruptamente ($\mathcal{L}_{\text{bol}}$ decrece) debido al fin de la degeneración electrónica en el núcleo de He, que ocasiona que la ignición del He se produzca para valores menores de la masa del núcleo.

Para t fija, $M_{\text{bol}}^{\text{TRGB}}$ decrece a mayor Z : para $t \gtrsim 4$ Gyr, $M_{\text{bol}}^{\text{TRGB}} \propto -0.19[\text{Fe}/\text{H}]$ para $Z \ll Z_{\odot}$.

Problema: si uno calibra el método de la TRGB con las RGB de cúmulos globulares Galácticos, está suponiendo una edad típica de GC (~ 12 Gyr) y que la RGB observada corresponde a igual edad. Sin embargo, una SFH como la de la LMC (o SMC), que tienen edades promedio de ~ 4 Gyr, producen una RGB muy parecida a la de los GC.

Esto se debe a que, en estrellas de baja masa, $t_{\text{RGB}}/t_{\text{MS}}$ aumenta con la masa. Y en casos de SFH constante o creciente en el tiempo, la RGB resulta más poblada para la pob. joven que la RGB de una pob. vieja.

Al aplicar el método TRGB a las RG de la LMC se obtiene un valor de $[\text{Fe}/\text{H}]$ menor que el real, porque la RGB de estrellas con $t = 4$ Gyr es significativamente más azul que para $t \sim 12$ Gyr. El error en $[\text{Fe}/\text{H}]$ induce un error en distancia.

Para $t \sim 2$ Gyr, $\mathcal{L}_{\text{TRGB}}$ decrece a una dada Z , porque se acerca a la transición degen.-no degen. en el núcleo de He. También produce error en distancia.

Otros métodos

RR Lyr, PNLf (ver *Sistemas Estelares*).

2.5. Poblaciones estelares no resueltas

Es el caso general en Astronomía Extragaláctica. Las observaciones proveen solo magnitudes, colores, y espectros **integrados** de la pob. estelar.

2.5.1. Poblaciones estelares simples no resueltas

El flujo monocromático integrado que se recibe de una SSP no resuelta de edad t y metalicidad Z se puede escribir:

$$F_{\lambda}(t, Z) = \int_{\mathcal{M}_l}^{\mathcal{M}_u} f_{\lambda}(\mathcal{M}, t, Z) \Phi(\mathcal{M}) d\mathcal{M} \quad (2.10)$$

donde $f_\lambda(\mathcal{M}, t, Z)$ es el flujo monocromático recibido de una estrella de masa $\mathcal{M}$, edad t y metalicidad Z , $\Phi(\mathcal{M}) d\mathcal{M}$ es la IMF (en lo que sigue usamos Salpeter), $\mathcal{M}_l$ es la masa de la estrella de menor masa en la SSP, y $\mathcal{M}_u$ es la masa inicial de la estrella de mayor masa inicial aun presente en la SSP.

Típicamente $\mathcal{M}_u$ es la masa inicial de una estrella evolucionando hacia la secuencia WD, y se aproxima por la masa del TO para esa edad. La contribución de las WD al flujo integrado es generalmente despreciable.

La ec. 2.10 dice que el flujo integrado es simplemente la suma de los flujos individuales de las estrellas de la SSP; la IMF da la cantidad de estrellas para cada intervalo de masa.

Adoptando una IMF universal, el efecto de edad y Z está incluido en $f_\lambda(\mathcal{M}, t, Z)$ y en $\mathcal{M}_u$.

En forma similar, la magnitud integrada en una banda fotométrica A puede escribirse:

$$M_A(t, Z) = -2.5 \log \left(\int_{\mathcal{M}_l}^{\mathcal{M}_u} 10^{-0.4 M_A(\mathcal{M}, t, Z)} \Phi(\mathcal{M}) d\mathcal{M} \right) \quad (2.11)$$

Contribuciones de las distintas fases evolutivas a la $\mathcal{L}$ integrada de una SSP.

La Fig. 2.17 muestra las contribuciones de las distintas fases evolutivas a la luminosidad bolométrica integrada de una SSP en función de la edad para Z solar.

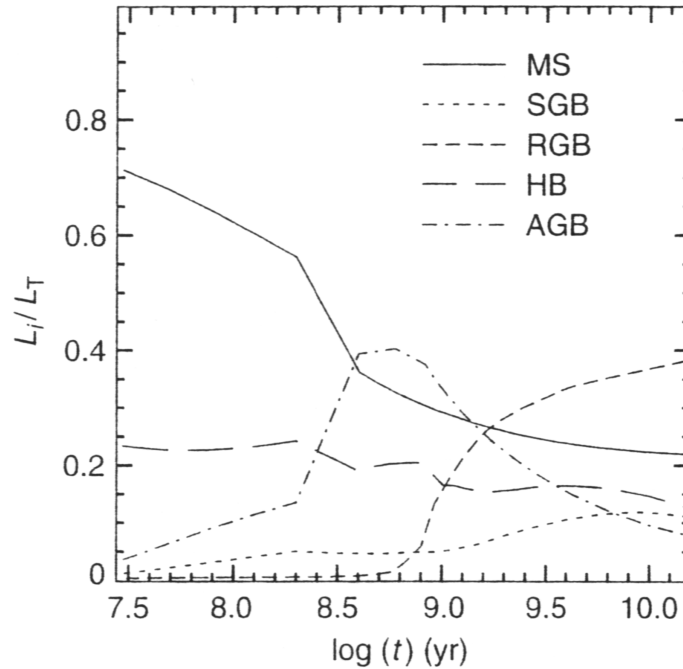


Figura 2.17: Contribuciones de las distintas fases evolutivas a la luminosidad bolométrica integrada de una SSP en función de la edad (Z solar). $\mathcal{L}_i/\mathcal{L}_T$ es el cociente entre la luminosidad bolométrica integrada producida por la fase evolutiva i y la luminosidad bolométrica integrada. HB se refiere a todas las fases de fusión central de He. La contribución de fases no mostradas es despreciable.

En general, la MS es la fase más poblada debido a su tiempo de vida muy largo comparado con fases posteriores. Pero su contribución está limitada por la máxima $\mathcal{L}$ alcanzada en el TO.

MS domina para $t \lesssim 300$ Myr (70 % a $t = 30$ Myr y ~ 40 % a $t = 300$ Myr (edad joven $\Rightarrow$ MS muy luminosa).

AGB domina para $300 \text{ Myr} \lesssim t \lesssim 2 \text{ Gyr}$, debido a que aparecen estrellas AGB con progenitores de masas entre ~ 7 y $\sim 2 M_{\odot}$, que alcanzan grandes $\mathcal{L}$ debido a sus altas masas finales del núcleo de CO (mucho más luminosas que el TO).

RGB domina para $t > 2 - 3 \text{ Gyr}$, ya que alberga estrellas de baja masa con tiempos evolutivos relativamente largos ($\Rightarrow$ muy bien poblada) y alcanzan $\mathcal{L} \gg \mathcal{L}_{\text{TO}}$.

HB la contribución fraccional de la HB y las fases de fusión central de He es aprox. constante cerca del 20 %.

SGB contribución aun menor que la de la HB; despreciable para SSP jóvenes, cuando está muy despoblada.

Consideramos ahora la luminosidad en varios rangos de λ .

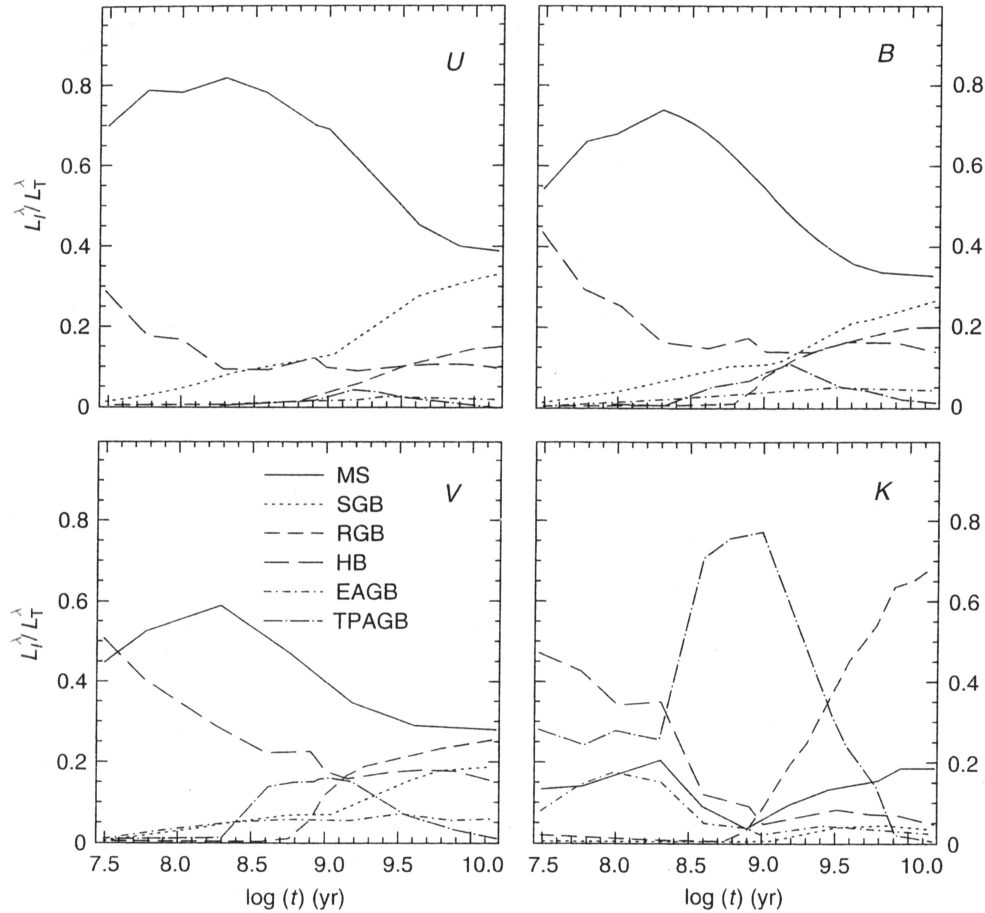


Figura 2.18: Como Fig. 2.17 pero para $\mathcal{L}$ en varias bandas. La AGB se divide en fase previa a los pulsos térmicos (EAGB) y fase de pulsos térmicos (TPAGB).

Las bandas U y B están siempre dominadas por la MS, particularmente por las estrellas más calientes cerca del TO, aun para $t \sim 10 \text{ Gyr}$.

A edades jóvenes sigue en importancia la HB, y para $t \gtrsim 1$ Gyr la suplanta la SGB.

La morfología de la HB afecta su contribución en U y B . En la Fig. 2.18 se supone una HB roja (Z solar); si la HB es más azul habrá mayor contribución de la HB en U y B .

En V la situación es similar, salvo que para $t \gtrsim 1$ Gyr la fase que contribuye en segundo lugar es la RGB.

En K la situación es muy diferente: para $t \lesssim 200$ Myr la HB domina debido a masas debajo de $\sim 12 M_{\odot}$ que experimentan la ignición del He central en la zona roja del CMD (debajo de $t \sim 10^7$ años esto ocurre del lado azul del CMD).

Entre ~ 200 Myr y ~ 3 Gyr la TPAGB domina la luminosidad en K , y para edades mayores es la RGB. Las estrellas post-AGB y las WD más calientes y luminosas contribuyen en el ultravioleta lejano ($\lambda < \lambda_U$).

El flujo integrado en diferentes bandas está en general dominado por distintas etapas evolutivas.

La Z inicial puede afectar la contribución fraccional de las distintas fases evolutivas a la $\mathcal{L}_{\lambda}$, aunque es efecto de segundo orden.

Excepción: SSP vieja con $Z \lesssim 0.001 \rightarrow$ HB poblada del lado azul $\Rightarrow$ mayor contribución en U y B que una SSP de Z solar (HB roja).

Colores integrados

La Fig. 2.19 muestra el comportamiento de la magnitud integrada en B , V , I , K para una SSP con metalicidad solar en función de la edad (normalizadas con el factor de la función de Salpeter igual a 1).

Se nota:

- un incremento general de las magnitudes (menor luminosidad) con la edad para $t \gtrsim 10^7$ años (en B , V , I es $\Delta M \propto \sim 2 \times \log t$);
- en K hay un aumento súbito de $\mathcal{L}_K$ a $t \sim 200$ Myr debido al comienzo de la AGB; luego $\mathcal{L}_K$ vuelve a decrecer;
- a $t \sim 10^7$ años hay un aumento de $\mathcal{L}$ (mayor en K , menor en las otras bandas) debido a la aparición de estrellas fusionando He en la zona roja del CMD.

La disminución general de $\mathcal{L}$ se debe principalmente a la caída en la extensión de la MS ($\mathcal{L}_{TO}$ más débil) con la edad.

También hay una caída de la $\mathcal{L}$ de las etapas de fusión del He con la edad, hasta edades viejas en que la $\mathcal{L}_{HB}$ es casi constante.

En K se complica por el juego entre la AGB y la RGB que dominan a $t \gtrsim 10^8$ años.

En la práctica, no interesan tanto los valores de las mag. absolutas de una SSP, que dependen de la masa estelar total y de la distancia, sino los colores integrados (indep. de la distancia y, en principio, de la masa).

La Fig. 2.20 muestra la evolución temporal de varios índices de color integrados, considerando efectos de metalicidad.

Si bien hay tendencia general a **SSP más roja con la edad**, hay comportamientos complejos, sobre todo a edades jóvenes. La metalicidad juega un papel importante.

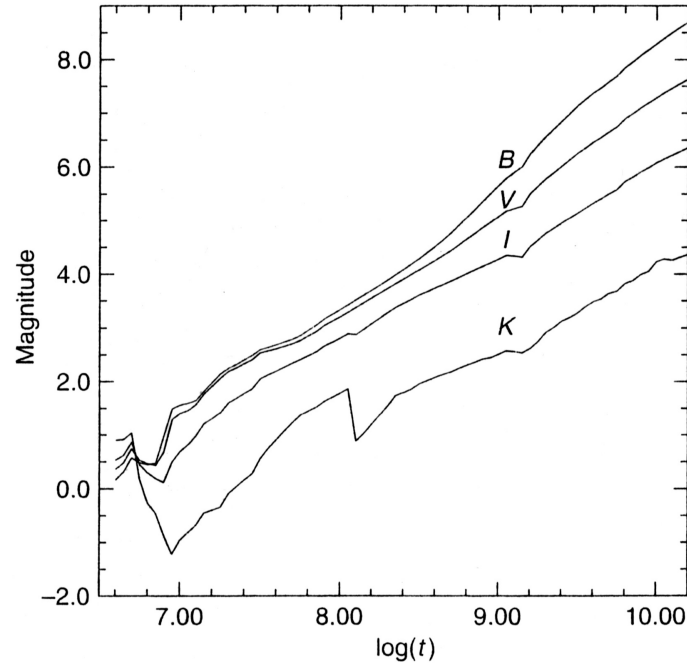


Figura 2.19: Evolución temporal de la magnitud integrada en diferentes bandas, para una SSP de metalicidad solar (Fig. 11.3 de S&C).

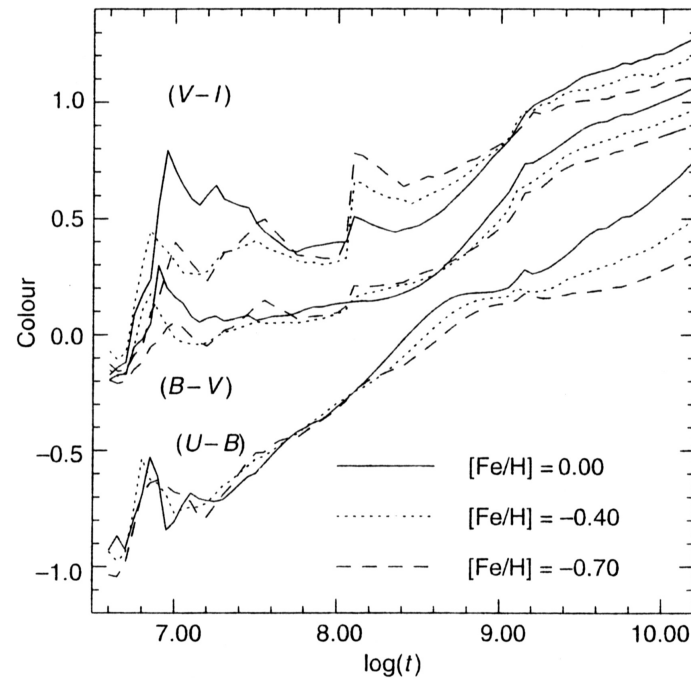


Figura 2.20: Evolución temporal de colores integrados de SSP con distintas metalicidades (Fig. 11.4 de S&C).

Para $t \gtrsim 10^9$ años, cuando la SGB y RGB contribuyen significativamente a la $\mathcal{L}$ integrada, los 3 colores muestran comportamiento similar (crecimiento monótono), y la dependencia con Z es más fuerte en general ($Z \uparrow \Rightarrow$ color más rojo).

Para $t \gtrsim 10^9$ años la SSP tiene colores **más rojos** para

- mayor edad a Z fija,
- mayor Z a edad fija.

Esto se conoce como: **degeneración edad-metalicidad**

Para $t \sim 12$ Gyr, $Z \sim 0.02$ (solar) vale la regla aproximada:

$$\left(\frac{\Delta t}{t}\right) \approx 1.5 - 2.0 \left(\frac{\Delta Z}{Z}\right).$$

Ej.: Si Z cae un 20 % ($Z = 0.016$) produce un cambio de color integrado equivalente a un 30 – 40 % de incremento en edad ($t = 15.6 - 16.8$ Gyr).

Hay que trabajar con dos colores.

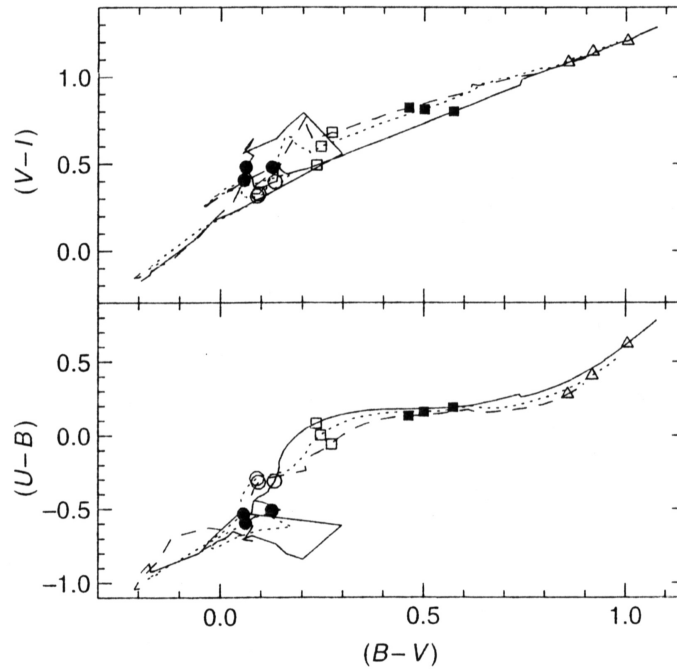


Figura 2.21: Diagramas color-color para las SSP de la Fig. 2.20. Los símbolos indican edades: 30 Myr (●); 100 Myr (○); 350 Myr (□); 1 Gyr (■); 10 Gyr (△).

Fig. 2.21: dos diagramas color-color para las SSP de la Fig. 2.20.

Caminos complicados para edades jóvenes. Comportamiento más suave para $t \gtrsim 100 - 300$ Myr.

Notar que las líneas de diferente Z se superponen, con los puntos de igual edad desplazados entre sí. Ej.: el par de colores $(U - B)$, $(B - V)$ correspondiente a $t = 10$ Gyr, $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.7$ es casi idéntico (dentro de los errores fotométricos) a los colores de una SSP con Z solar y edad menor.

Hay que buscar colores que rompan la degeneración edad-metalicidad.

Lo ideal es que en el diagrama color-color las líneas de t constante y las de Z constante tiendan a ser ortogonales entre sí.

Una buena combinación es $(B - K)$, $(J - K)$ (Fig. 2.22) que usa bandas ópticas e infrarrojas.

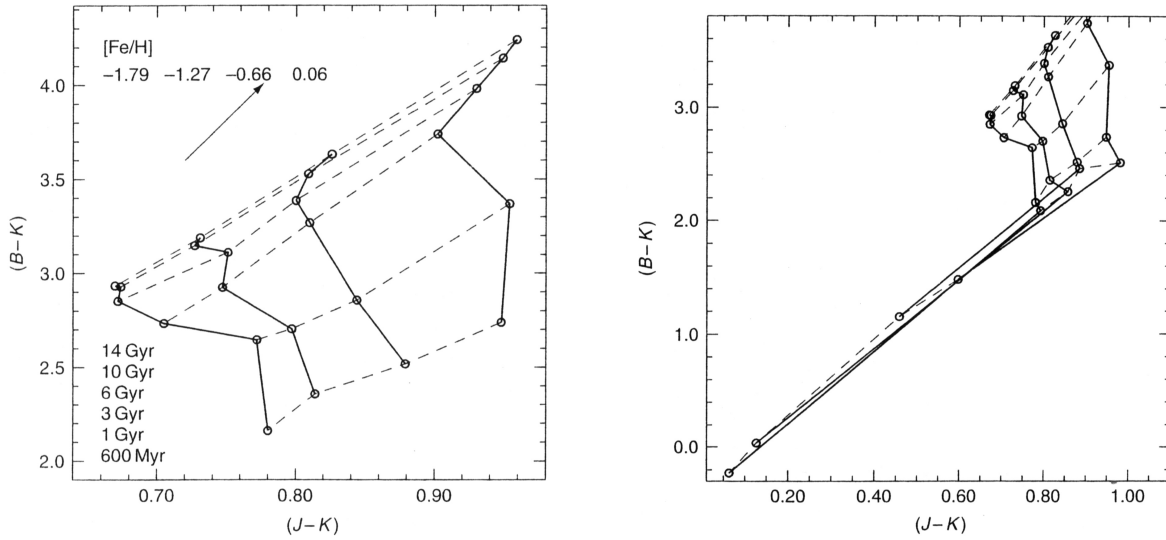


Figura 2.22: Diagramas $(B - K)$, $(J - K)$ teóricos para SSP indicadas. Líneas sólidas: Z constante; líneas de trazos: t constante. La flecha indica el vector de enrojecimiento. El panel derecho incluye dos edades más jóvenes: 300 Myr y 40 Myr.

- $(B - K)$ es más sensible a la edad
- $(J - K)$ es más sensible a la metalicidad

Esto se debe a que (ver Fig. 2.18):

- B dominado por MS superior y TO $\rightarrow$ depende principalmente de la edad (no tanto de Z)
- J y K dominados por AGB ($t \lesssim 1$ Gyr) y RGB ($t \gtrsim 1$ Gyr), cuya posición en color en el CMD depende fuertemente de la metalicidad (y poco de la edad).

Para edades más jóvenes reaparece la degeneración edad-metalicidad (Fig. 2.22, derecha)

La Fig. 2.23 muestra como ej. los colores integrados de una muestra de galaxias E en el cúmulo de Coma. Estas galaxias se pueden identificar con SSP. Los colores medios corresponden a $t \approx 10$ Gyr, $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.06$.

Fluctuaciones estadísticas: para sistemas estelares de $M \lesssim 10^6 M_\odot$ (GC) no hay muchas estrellas en la AGB y RGB $\rightarrow$ fluctuaciones estadísticas $\Rightarrow$ fuertes cambios en M y colores. Algo similar con UV lejano, dominado por unas pocas estrellas post-AGB.

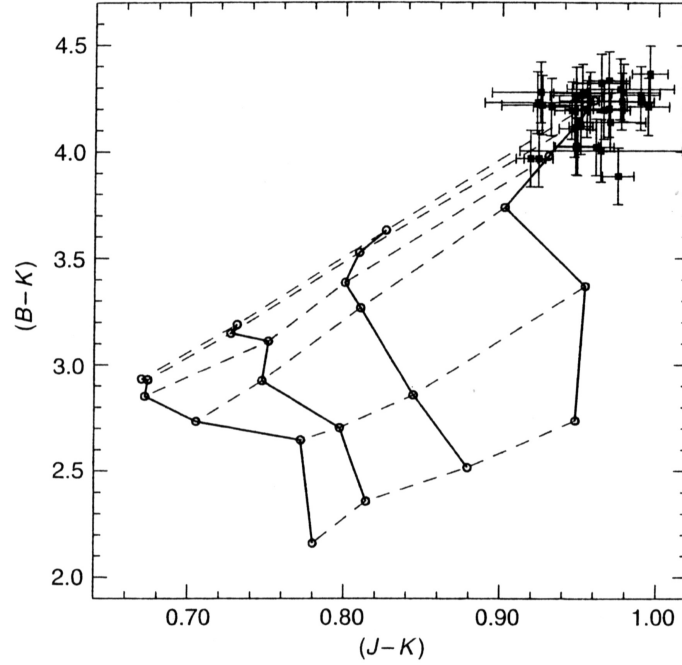


Figura 2.23: Diagrama $(B - K)$, $(J - K)$ de la Fig.2.22 (izq.) y colores observados de galaxias E en Coma (corregidos por enrojecimiento y corr- K).

Color de la HB: Si hay una HB azul no contemplada en los modelos, se afecta (disminuye) la edad adjudicada a una SSP.

Ej.: SSP con $t = 10$ Gyr, $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.27$, si tiene una HB más azul que la adoptada en la Fig. 2.22, los colores darían $t \approx 6$ Gyr. La Z no se afecta, porque la HB contribuye poco en el infrarrojo.

Índices espectrales

Se basan en espectros integrados con resoluciones de pocos Å. Se trata de identificar líneas (o conjuntos de líneas, o bandas) sensibles a t y Z .

En general se mide el flujo relativo entre un intervalo de long. de onda centrado en la línea y dos *bandas laterales* que definen el nivel de referencia (pseudo-continuo) (ver Fig. 2.24).

- Líneas angostas $\rightarrow$ índice en Å.
- Bandas moleculares anchas $\rightarrow$ índice en mag.

Sea $F_C(\lambda)$ la recta que conecta los puntos medios de las dos bandas laterales, y $F_I(\lambda)$ el flujo observado en el intervalo $\lambda_1 - \lambda_2$ centrado en la línea; el valor del índice espectral (en Å) se define (similar ancho equivalente):

$$I_{\text{EW}} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{F_I(\lambda)}{F_C(\lambda)} \right) d\lambda. \quad (2.12)$$

Índice en magnitudes:

$$I_{\text{mag}} = -2.5 \log \left[\left(\frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{F_I(\lambda)}{F_C(\lambda)} d\lambda \right]. \quad (2.13)$$

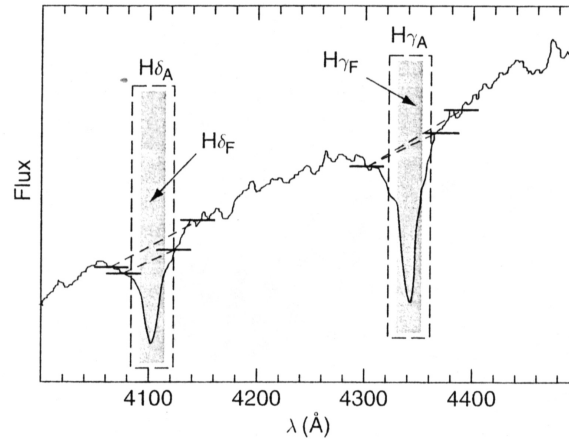


Figura 2.24: Definición de índices de Balmer.

Un sistema ampliamente usado es el de los **índices de Lick** (ver por ej.: Worthey, 1994; Worthey et al., 1994). Hay otros menos usados.

Como se trata de medidas diferenciales, en un rango chico de λ , prácticamente no están afectados por absorción interestelar.

Cálculo teórico de índices para una SSP no resuelta. Se necesita:

- isócrona de una SSP de edad y Z inicial dadas
- IMF adoptada
- biblioteca de espectros estelares observados con la resolución adecuada

Procedimiento:

- poblar la isócrona de acuerdo a la IMF adoptada
- calcular el espectro integrado de la SSP con la Ec. 2.10 (en el rango de λ apropiado)
- aplicar las definiciones de los índices al espectro integrado de la SSP

Aplicación

Índices de Balmer: $H_\beta, H_\gamma, H_\delta \rightarrow$ sensibles a la edad (T estrellas del TO), pero poco a Z .

Índices metálicos: Mg_1, Mg_2, Fe_{5270} , sensibles a metalicidad (T de estrellas frías –RGB, AGB–), poco a edad (por lo menos para estrellas de baja masa).

La Fig. 2.25 ilustra cómo estimar edad y Z con índices espectroscópicos. La calibración de los índices metálicos cambia con el contenido de elementos- α (Fig. 2.26). Para mayor cantidad de elementos- α (panel sup.) baja la intensidad del Fe_{5270} a t fija (porque hay menos Fe). Además, la calibración $[\alpha/Fe] > 0$ sobreestima la edad para SSP viejas.

Índices de Balmer afectados por estrellas calientes de la HB (H_δ más que H_β).

Tabla 2.2: Definiciones de los índices de Lick (Worthey et al., 1994).

INDEX DEFINITIONS						
Name	Index	Bandpass	Pseudocontinua	Units	Measures	Error ¹ Notes
01	CN ₁	4143.375-4178.375	4081.375-4118.875 4245.375-4285.375	mag	CN, Fe I	0.021
02	CN ₂	4143.375-4178.375	4085.125-4097.625 4245.375-4285.375	mag	CN, Fe I	0.023 2
03	Ca4227	4223.500-4236.000	4212.250-4221.000 4242.250-4252.250	Å	Ca I, Fe I, Fe II	0.27 2
04	G4300	4282.625-4317.625	4267.625-4283.875 4320.125-4336.375	Å	CH, Fe I	0.39
05	Fe4383	4370.375-4421.625	4360.375-4371.625 4444.125-4456.625	Å	Fe I, Ti II	0.53 2
06	Ca4455	4453.375-4475.875	4447.125-4455.875 4478.375-4493.375	Å	Ca I, Fe I, Ni I, Ti II, Mn I, V I	0.25 2
07	Fe4531	4515.500-4560.500	4505.500-4515.500 4561.750-4580.500	Å	Fe I, Ti I, Fe II, Ti II	0.42 2
08	Fe4668	4635.250-4721.500	4612.750-4631.500 4744.000-4757.750	Å	Fe I, Ti I, Cr I, Mg I, Ni I, C ₂	0.64 2
09	H β	4847.875-4876.625	4827.875-4847.875 4876.625-4891.625	Å	H β , Fe I	0.22 3
10	Fe5015	4977.750-5054.000	4946.500-4977.750 5054.000-5065.250	Å	Fe I, Ni I, Ti I	0.46 2,3
11	Mg ₁	5069.125-5134.125	4895.125-4957.625 5301.125-5366.125	mag	MgH, Fe I, Ni I	0.007 3
12	Mg ₂	5154.125-5196.625	4895.125-4957.625 5301.125-5366.125	mag	MgH, Mg b, Fe I	0.008 3
13	Mg b	5160.125-5192.625	5142.625-5161.375 5191.375-5206.375	Å	Mg b	0.23 3
14	Fe5270	5245.650-5285.650	5233.150-5248.150 5285.650-5318.150	Å	Fe I, Ca I	0.28 3
15	Fe5335	5312.125-5352.125	5304.625-5315.875 5353.375-5363.375	Å	Fe I	0.26 3
16	Fe5406	5387.500-5415.000	5376.250-5387.500 5415.000-5425.000	Å	Fe I, Cr I	0.20 2,3
17	Fe5709	5698.375-5722.125	5674.625-5698.375 5724.625-5738.375	Å	Fe I, Ni I, Mg I Cr I, V I	0.18 2
18	Fe5782	5778.375-5798.375	5767.125-5777.125 5799.625-5813.375	Å	Fe I, Cr I Cu I, Mg I	0.20 2
19	Na D	5878.625-5911.125	5862.375-5877.375 5923.875-5949.875	Å	Na I	0.24
20	TiO ₁	5938.375-5995.875	5818.375-5850.875 6040.375-6105.375	mag	TiO	0.007
21	TiO ₂	6191.375-6273.875	6068.375-6143.375 6374.375-6416.875	mag	TiO	0.006

¹ Typical rms error per observation for stars; a factor of 1.2 larger than bright standard star errors. See text.

² A new index. See text.

³ Wavelength definition has been refined. See text.

2.5.2. Poblaciones estelares compuestas no resueltas

Si no se conoce la SFH, al comparar los colores integrados o índices espectroscópicos con las calibraciones de las SSP, solo se puede estimar una especie de edad promedio y Z promedio.

El problema es que los indicadores de edad son muy sensibles a pob. jóvenes, mientras que los indicadores de Z están dominados por estrellas frías y/o ricas en metales.

O sea, estaremos midiendo la edad de una población y la Z de otra.

Ej.: $\sim 1 - 2\%$ pob. joven (~ 300 Myr) domina color ($B - K$) en una CSP.

El quiebre a 4000 Å

En el espectro óptico integrado de una población estelar compuesta no resuelta, para ciertos rangos de edad y metalicidad medias, puede verse un “quiebre” alrededor de los 4000 Å (400 nm), de forma tal

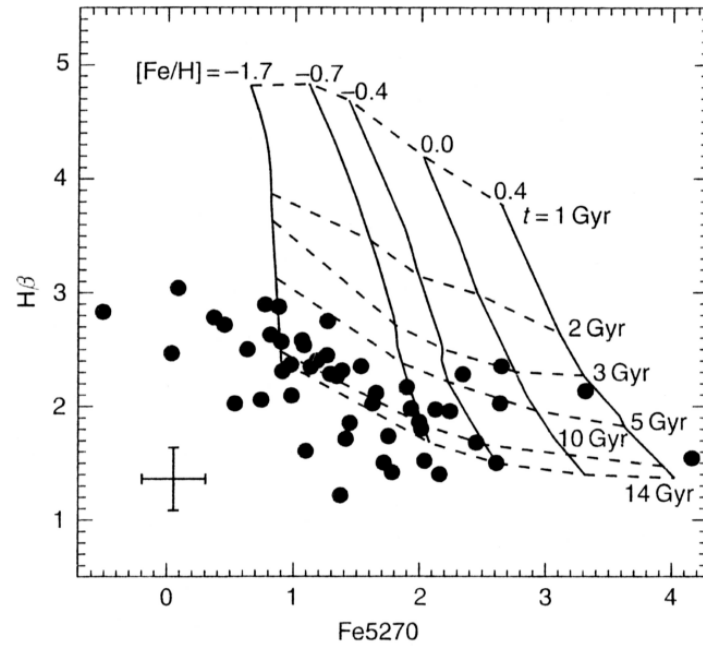


Figura 2.25: Calibración teórica del diagrama H_β - Fe5270, comparado con datos de GC Galácticos y extragalácticos (Fig. 11.11 de S&C).

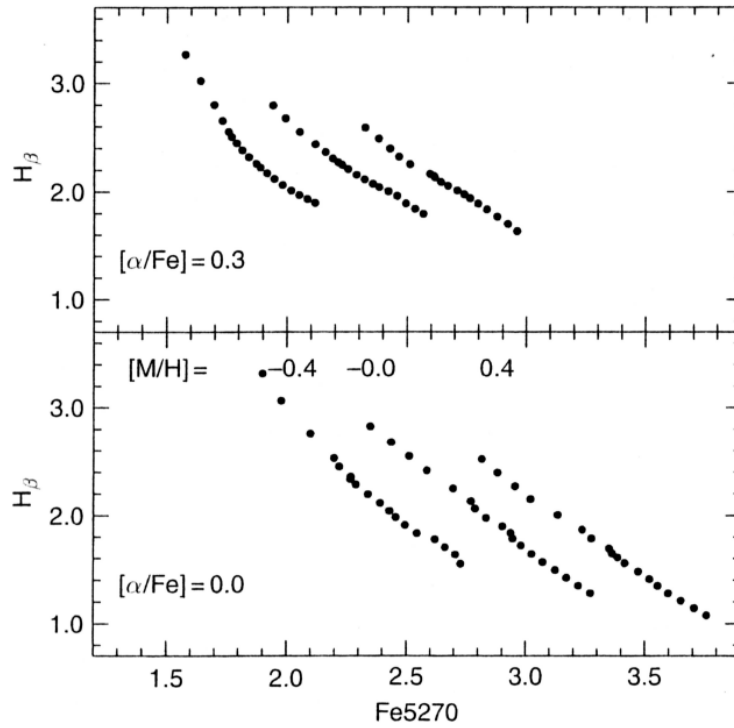


Figura 2.26: Efecto del contenido de elementos- α sobre el diagrama H_β - Fe5270. El rango de edades va de 2 a 14 Gyr, con pasos de 0.05 en $\log(t[\text{años}])$ (Fig. 11.12 de S&C).

que el continuo cae abruptamente hacia el azul.

El quiebre a 4000 Å (*4000 Å-break*) se debe a la superposición de muchas líneas de absorción metálicas, con $\lambda < 400$ nm, originadas en las atmósferas de estrellas frías, y a la ausencia de estrellas de alta T (tipos O, B). Por eso, el quiebre a 4000 Å es muy intenso en galaxias tempranas y débil o inexistente en galaxias tardías (Fig. 2.27)

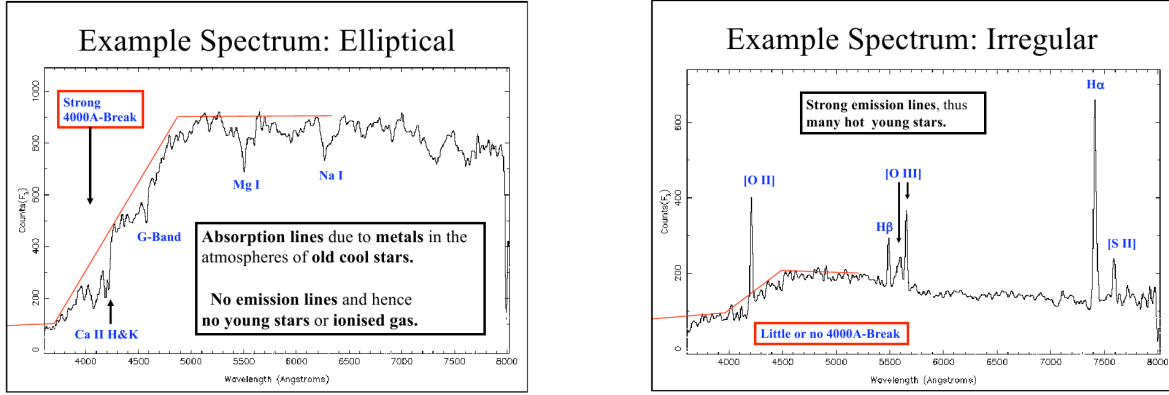


Figura 2.27: Ilustración esquemática del quiebre a 4000 Å para una galaxia elíptica (*izq.*) y una galaxia irregular (*der.*). Reproducido de <http://star-www.st-and.ac.uk>.

Dado que las líneas que originan el quiebre corresponden generalmente a metales ionizados, la opacidad depende fuertemente de la temperatura y no tanto de la metalicidad.

En base a esto se define el índice $D(4000) = \langle F^+ \rangle / \langle F^- \rangle$, donde $\langle F^+ \rangle$ y $\langle F^- \rangle$ son los valores medios de la densidad de flujo medidos entre 4050 y 4250 Å, y entre 3750 y 3950 Å, respectivamente. Los flujos se miden sobre un espectro F_ν vs. λ .

El $D(4000)$ es un buen trazador de la edad promedio de una CSP, y está menos afectado por enrojecimiento que los índices de color.

El método de las fluctuaciones de brillo superficial (SBF)

Desarrollado por Tonry & Schneider (1988), se basa en lo siguiente:

Si se toma una imagen de una galaxia con resolución angular ϕ , cada pixel tendrá una cantidad promedio de estrellas no resueltas $\bar{N} = n d^2 \phi^2$, donde n es el nro. de estrellas por unidad de área y d la distancia.

El flujo promedio de todas las estrellas en cada pixel será:

$$\bar{F} = \bar{N} f = \frac{n \mathcal{L} \phi^2}{4\pi} \quad (2.14)$$

donde f es el flujo recibido de una estrella, y suponemos que todas tienen igual luminosidad $\mathcal{L}$.

Dado que la cantidad de estrellas en los distintos pixeles está determinada por una estadística de Poisson, el flujo F en cada pixel no será constante sino que fluctuará de un elemento a otro con dispersión:

$$\sigma_F = \bar{N}^{-\frac{1}{2}} f = \frac{n^{\frac{1}{2}} \mathcal{L} \phi}{4\pi d}. \quad (2.15)$$

La fluctuación es invers. proporcional a la distancia.

Combinando 2.15 con 2.14:

$$\frac{\sigma_F^2}{\bar{F}} = \frac{\mathcal{L}}{4\pi d^2}. \quad (2.16)$$

Midiendo $\frac{\sigma_F^2}{\bar{F}}$ de la distribución de intensidades en todos los pixeles de la imagen, y estimando el valor de la luminosidad estelar representativa $\mathcal{L}$ (teoría) se puede calcular d .

En vez de $\mathcal{L}$ se puede generalizar a:

$$\bar{\mathcal{L}} = \frac{\sum_i \bar{N}_i \mathcal{L}_i^2}{\sum_i \bar{N}_i \mathcal{L}_i}.$$

La “luminosidad SBF” $\bar{\mathcal{L}}$ para una SSP o CSP se puede determinar a partir de la teoría, conociendo edad y Z o la SFH, y adoptando una IMF. Con $\bar{\mathcal{L}}$ y el valor observado de $\frac{\sigma_F^2}{\bar{F}}$ se calcula la distancia:

$$d = \left(\frac{\bar{\mathcal{L}}}{4\pi} \frac{\bar{F}}{\sigma_F^2} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Notar que $\bar{\mathcal{L}}$ depende de la SFH de la población, y está pesada fuertemente por las estrellas más luminosas.

Aparte, depende de la banda fotométrica.

Para SSP con $Z_\odot$ y $t > 1$ Gyr las magnitudes SBF típicas son: $\bar{M}_K \simeq -6$, $\bar{M}_J \simeq -4$, $\bar{M}_I \simeq -1.5$, $\bar{M}_V \simeq -1.0$, $\bar{M}_B \simeq 2.5$.

Estos valores dependen de t y Z . En el filtro K la dependencia con edad es mínima.

Bibliografía del capítulo:

- *Evolution of Stars and Stellar Populations*, Mauro Salaris & Santi Cassisi (Wiley-VCH, 2005).

Capítulo 3

Propiedades generales de las galaxias

*Surcando la galaxia del hombre
ahí va el Capitán Beto, el errante.*

(El anillo del Capitán Beto – Invisible)

3.1. Clasificación morfológica

Durante casi un siglo la clasificación morfológica de galaxias ha sido un tema de investigación, y es mucho lo que en todo este tiempo se ha aprendido sobre la estructura y la dinámica de las galaxias. Estas son unidades fundamentales de la materia en el espacio; una de las metas principales de la astronomía extragaláctica es entender cómo se formaron y evolucionaron.

A pesar de los avances instrumentales y la explosión de datos disponibles, la clasificación morfológica de galaxias en el sentido clásico no ha perdido relevancia. Las razones son:

1. Punto de partida lógico; toda teoría de formación y evolución de galaxias debe explicar la gran variedad de formas galácticas.
2. La morfología correlaciona fuertemente con la historia de formación estelar (SFH).
3. La información original, basada en placas fotográficas (sensibles al azul), ha sido superada por datos en múltiples longitudes de onda, con mucha mayor resolución espacial.
4. El número de galaxias clasificadas ha aumentado en un factor $\sim 10^3$ (*Galaxy Zoo*).
5. El HST ha permitido estudios morfológicos a $z \gg 0$.

Dressler (1980) dice:

Los estudios morfológicos no pueden sustituir a la física en el estudio de los fenómenos naturales, pero suelen proveer los cimientos de teorías de conjunto y pueden ser herramientas poderosas para evaluar hipótesis.

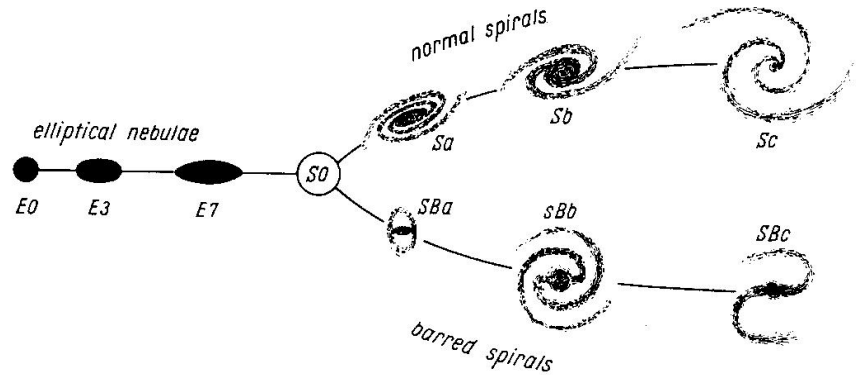


Figura 3.1: Secuencia de Hubble, diagrama en “diapasón” (Hubble, 1936).

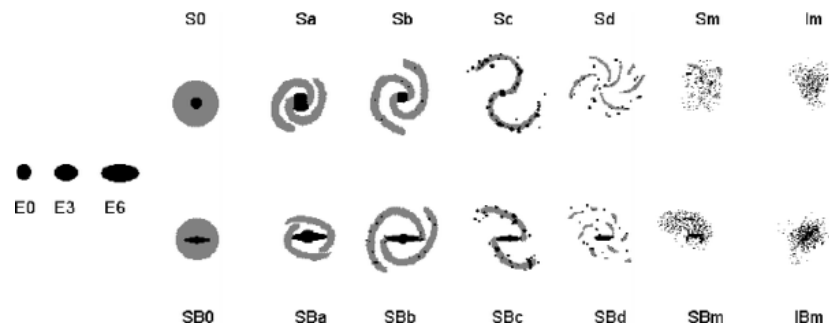


Figura 3.2: Secuencia de Hubble extendida.

3.1.1. La secuencia de Hubble

El sistema de clasificación morfológica de galaxias en uso hoy, se basa en la clasificación de Hubble publicada en *The Realm of the Nebulae* (1936). Se le han practicado modificaciones y agregados (Sandage 1961; de Vaucouleurs 1959), pero el esquema básico es el mismo.

El éxito de este esquema se debe a que se centra en propiedades globales, con clases que engloban a casi todas las galaxias conocidas, en vez de tratar de dar cuenta de todos los detalles.

Coloca las elípticas (E) a la izquierda, ordenadas por achatamiento, las dos ramas de espirales, normales (S) y barradas (SB) abriéndose hacia la derecha, con las lenticulares (S0) como transición.

Las denominaciones *temprana* y *tardía* se refieren a la ubicación en esta secuencia, sin pretender ninguna hipótesis evolutiva (ver Baldry 2008).

3.1.2. Componentes estructurales

Esferoides y discos

Una visión algo más “moderna” nos muestra a la secuencia de Hubble como una secuencia de relación bulbo/disco (B/D) decreciente. Podemos hablar de dos tipos de sistemas estelares con características bien definidas y diferenciadas entre sí:

- esferoides (galaxias elípticas y bulbos), y

■ discos

Tabla 3.1: Propiedades de esferoides y discos. (En *itálica*: no vale para las dE y dSph.)

esferoides	discos
sostenidos por disp. de velocidades (cinemáticamente “calientes”)	sostenidos por rotación (cinemáticamente “fríos”)
colores rojos	colores azules
pob. estelares viejas	pob. estelares compuestas (viejas + jóvenes)
SFR fuertemente decreciente (SFR actual baja)	SFR suavemente decreciente o constante (SFR actual alta)
<i>abundancias altas</i>	abundancias bajas
poco gas y polvo	cantidad significativa de gas y polvo
<i>estructura compacta</i>	estructura extendida
elípticas → lenticulares	→ espirales → irregulares

De acuerdo a la relación B/D, los distintos tipos de galaxias tendrán una combinación de las propiedades de la Tabla 3.1.

Lo que está en *itálica* no vale para las dE, que en algunos aspectos –por lo menos una fracción de ellas– parecen emparentadas con galaxias de disco.

Génesis: E y bulges clásicos se habrían originado en fusiones (*mergers*). En cambio, los *pseudo-bulges* en algunas espirales se habrían originado a partir de estrellas del disco.

Distribución espacial: las E prefieren los ambientes densos; las S pueblan el campo y las regiones externas (de baja densidad) de grupos y cúmulos.

Otras componentes

Asociadas a discos:

Brazos espirales: onda de densidad en el disco (rotación diferencial + autogravitación + gas, ver 4.5.1) → formación estelar inducida en patrón espiral.

Barras: no es onda de densidad (puede persistir aun en disco sin gas, ej. SB0); formada por estrellas del disco.

Lentes: “anillo lleno” presente en algunas S0.

Asociadas a esferoides:

Halos: componente esferoidal extendida y difusa.

Envolturas cD: componente esferoidal muy extendida y difusa, generalmente en galaxias centrales de cúmulos de galaxias.

Indistinto:

Anillos: estructuras asociadas a resonancias en discos o interacciones.

Estructuras tidales: estructuras asociadas a interacciones.

3.1.3. Galaxias elípticas

Cubren un rango de luminosidades desde $M_V \sim -8 \text{ mag} \equiv 10^5 \mathcal{L}_\odot$ (similar a cúmulos globulares) hasta $M_V \sim -25 \text{ mag} \equiv 10^{12} \mathcal{L}_\odot \sim 100 \mathcal{L}_{VL}$.

Sin embargo, no está claro que formen una “familia” homogénea. A bajas luminosidades ($M_V \gtrsim -17 \text{ mag} \rightarrow \mathcal{L} \lesssim 0.015 \mathcal{L}_{VL}$) hay dos tipos de elípticas:

dE - dSph: difusas

tipo M32 - UCDs: compactas.

No está claro cuál de los dos tipos (si es que alguno lo es) es la extensión a bajas luminosidades de la secuencia de E brillantes.

En el otro extremo, las más luminosas son las cD; de alguna forma son peculiares, porque solamente se encuentran en el centro de los cúmulos más ricos.

Dejando de lado ambos extremos, una E típica tiene $-22 \lesssim M_V \lesssim -18$, es decir, desde unas pocas veces $\mathcal{L}_{VL}$ hasta $\sim 0.1 \mathcal{L}_{VL}$. En las menos luminosas la **rotación** tiende a ser más importante que en las más luminosas (aunque en todas domina la **dispersión de velocidades**).

Estructuralmente, solo tienen la componente esferoidal, aunque en casos muy particulares se detectan discos subyacentes muy tenues. Poco o nada de gas y polvo (ni formación estelar reciente).

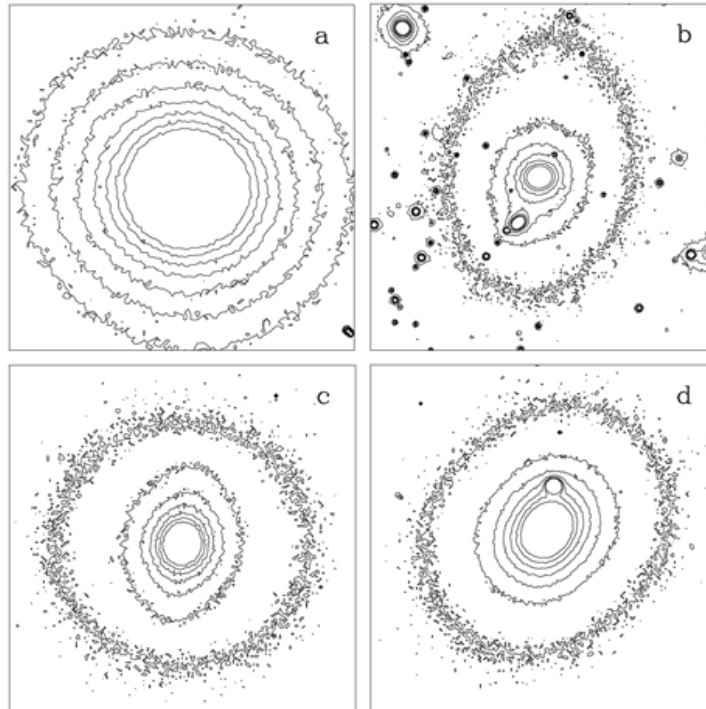


Fig 6.1 (R. de Jong) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 3.3: Isofotas R para cuatro E gigantes: (a) NGC 5846, (b) EFAR J16WG, (c) Zw 159-89 (en Coma), (d) NGC 4478.

Elipticidad: $\epsilon = 1 - \frac{b}{a}$.

La secuencia de Hubble clasifica las elípticas según En , con $n = 10\epsilon$ (entero).

El tipo de Hubble de las galaxias E depende de la proyección.

La Fig. 3.3 muestra 4 ejemplos de galaxias E. NGC 5846 (*a*) tiene isofotas elípticas regulares, pero en los otros casos vemos anomalías: rotación del eje mayor, isofotas discoidales (*disky*), o rectangulares (*boxy*). En el Capítulo 5 se verá qué significa esto en términos cinemáticos y estructurales.

Y así llegamos a las:

3.1.4. Galaxias lenticulares

Toman su nombre del aspecto de “lente biconvexa” que tienen vistas de canto.

Este aspecto se debe a su estructura de bulge muy importante + disco sin brazos espirales (aunque algunas contienen una barra). Se consideran una transición entre E y S. El rango de luminosidades que abarcan es mucho menor que el de las E, y se parece más al de las S, aunque se extienden a luminosidades más débiles, mezclándose con las dE.

Ocupan regiones de alta densidad (cúmulos); muy raras en el campo y periferia de cúmulos.



Fig 1.13 (Hogg, Blanton, SDSS) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 3.4: NGC 936, una SB0 luminosa ($\mathcal{L} \simeq 2 \times 10^{10} \mathcal{L}_{\odot}$; $M_V \simeq -21$ mag). El disco tiene una estructura suave, sin brazos espirales ni bandas de polvo.

3.1.5. Galaxias espirales

Su designación proviene de sus brazos espirales, una característica que resalta mucho en la luz azul (de las viejas placas fotográficas) pero que no constituye una componente estructural significativa en cuanto a masa. Eso sí, es importante en cuanto a que traza las zonas de formación estelar.

El color azul es debido a la concentración de estrellas O y B, producto de formación estelar reciente.

Pregunta: ¿No hay también estrellas jóvenes de los demás tipos espectrales? Obviamente sí, pero recordar que p. ej. una estrella B4 tiene $\mathcal{L} = 550 \mathcal{L}_{\odot}$, mientras que una O5 tiene $\mathcal{L} = 2.4 \times 10^5 \mathcal{L}_{\odot}$. Los brazos espirales están también delineados por bandas de polvo, que provienen de la compresión del gas al que acompañan. El polvo se separa del gas por procesos hidrodinámicos y presión de radiación.

Disco distribución achatada

- órbitas circulares
(movimientos al azar: $\lesssim 5\%$ energía) $\Rightarrow$ sistema dinámicamente *frío*
- baja densidad ($n \sim 0.1 \text{ pc}^{-3}$)

Bulbo distribución $\sim$ esferoidal

- alta densidad ($n \sim 10^3 \text{ pc}^{-3}$)
- alta metalicidad
- prominente en S0 y Sa
- menos importante en Sb y Sc
- inexistente en Sd y Sm

Centro del bulbo: cúmulo estelar nuclear
algunos contienen objeto compacto (SMBH)

Halo estelar distribución $\sim$ esférica

- baja rotación
- muy baja densidad (LSB)
- baja metalicidad

en galaxias de disco luminosas ($M_B \lesssim -19 \rightarrow \mathcal{L}_B \gtrsim 6 \times 10^9 \mathcal{L}_{\odot}$): $\mathcal{L}_{\text{halo}} \sim 10^{-2} \mathcal{L}_{\text{gal}}$.

Espirales barradas:

aproximadamente la mitad de las S son barradas (SB).

Subtipos: Sa - Sb - Sc - Sd - Sm en base a 3 criterios:

relación bulbo/disco: Sa (B/D grande) $\rightarrow$ Sc (B/D chico) $\rightarrow$ Sm (B/D=0)

grado de apretamiento de los brazos espirales: Sa (apretados) $\rightarrow$ Sc (suelos) $\rightarrow$ Sm (brazos apenas sugeridos)

grado de resolución de los brazos espirales (en reg. HII y zonas de form. estelar individuales): Sa (menos resueltos) $\rightarrow$ Sc (más resueltos) $\rightarrow$ Sm (fragmentados).

Si bien dentro de cada subtipo hay un rango importante de luminosidades (masas), la luminosidad (masa) promedio va decreciendo de Sa $\rightarrow$ Sm.

Sentido físico: la estructura espiral requiere de rotación diferencial y de la presencia de una componente dinámica perturbadora. Los objetos de mayor masa tienen rotación más rápida, y el bulge (triaxial) —importante en las Sa e inexistente en las Sm— provee la perturbación dinámica.

Ej.: La LMC rota a unos 80 km s^{-1} ($\frac{1}{3}$ de la velocidad de rotación de la VL).

3.1.6. Galaxias irregulares

Parte de las Irr originalmente clasificadas por Hubble fueron posteriormente incluidas en los tipos Sd y Sm.

Actualmente se clasifican como Irr a galaxias de disco con baja rotación, de modo que sus regiones de formación estelar no adoptan un patrón ordenado, sino que se distribuyen más o menos irregularmente. A bajas luminosidades están las *irregulares enanas* (dI o Im).

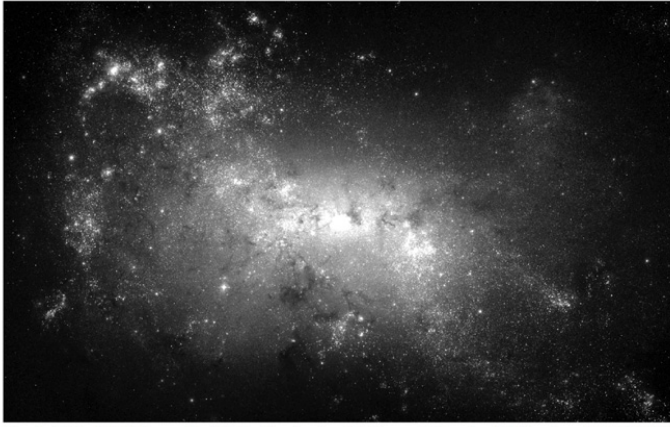


Fig 1.13R (Aloisi et al.) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007



Figura 3.5: *Izq.*: NGC 4449 (SBm). $\mathcal{L} \simeq 2 \times 10^{10} \mathcal{L}_{\odot}$. *Der.*: NGC 5044 N49 (Im) (Cellone & Buzzoni, 2005).

3.2. Clasificación cuantitativa - Propiedades globales

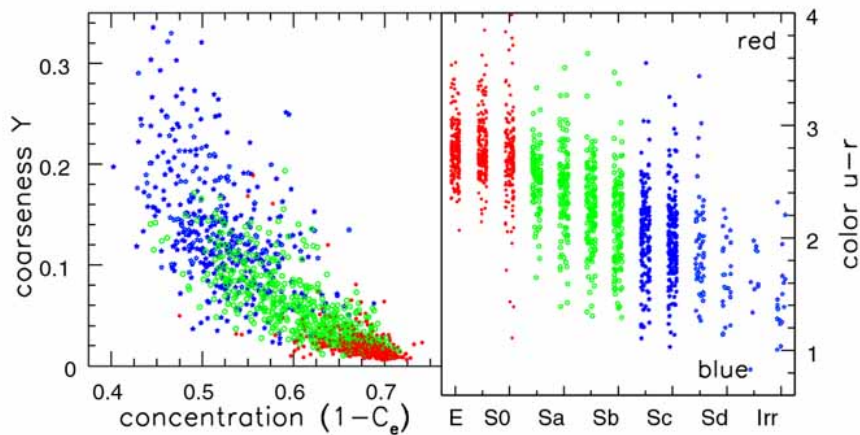


Fig 5.25 (C. Yamauchi) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 3.6: Clasificación cuantitativa de galaxias. *Izq.*: índice de “rugosidad” (*coarseness*) vs. índice de concentración. *Der.*: color $u - r$ vs. tipo de Hubble (Yamauchi et al., 2005).

Hay distintos observables que correlacionan con el tipo morfológico y permiten realizar una clasificación cuantitativa, o bien directamente cuantificar propiedades globales de las galaxias (masa estelar, edad promedio, tasa de formación estelar, dinámica, distribución de poblaciones, etc.), sin pasar por una clasificación.

Algunos de estos observables son:

- índices de color,
- relación bulbo/disco (B/D),
- índice de Sérsic (Sec. 3.4.3),
- $D(4000)$,
- dispersión de velocidades,
- $M_{\text{HI}}/\mathcal{L}_B$,
- etc.

Por ej., el panel derecho de la Fig. 3.6 muestra la relación entre el color $u-r$ y el tipo de Hubble. Hay una clara correlación, pero con gran dispersión interna (mucho mayor que los errores de medición) para cada subtipo.

Otros parámetros se definen especialmente para cuantificar la morfología. La Fig. 3.6 (izq.) muestra la relación entre un parámetro de “rugosidad” (*coarseness*), que mide la irregularidad de la distribución de brillo de una galaxia, y un parámetro de concentración (ver Sistemas estelares), que mide qué tan compacta es una galaxia. Hay una clara secuencia que va de las E, concentradas y “lisas” (en rojo) a las espirales tardías e irregulares (en azul).

La Fig. 3.7 muestra las distribuciones de propiedades globales de galaxias en el SDSS (galaxias luminosas del Universo local), obtenidas a partir de indicadores fotométricos, y relaciones entre ellas (Blanton & Moustakas, 2009). Se destaca la distribución bimodal de colores.

Algunas relaciones entre propiedades espectroscópicas de galaxias del SDSS se pueden ver en la Fig. 3.8. La relación entre el índice del quiebre a $4000 \text{ \AA}$, $D(4000)$, y la masa estelar muestra una clara bimodalidad: las galaxias más masivas tienen mayor $D(4000)$, lo que indica mayor edad promedio.

Para galaxias sin líneas de emisión, hay una fuerte relación entre la masa estelar y la dispersión de velocidades (panel superior derecho). Las galaxias con formación estelar actual (líneas de emisión) muestran una clara relación masa estelar con metalicidad (panel inferior izquierdo).

3.3. Distribuciones espectrales de la emisión de energía

Midiendo el flujo emitido por una galaxia en distintas bandas a lo largo del espectro electromagnético, se obtiene su distribución espectral de energía (SED), definida como λF_λ vs. $\log(\lambda)$, o bien como νF_ν vs. $\log(\nu)$. La Fig. 3.9 muestra SEDs para galaxias de distintos tipos de Hubble, abarcando desde el ultravioleta ($\lambda \sim 0.1 \mu\text{m} \equiv 1000 \text{ \AA}$) hasta las ondas de radio ($\lambda \sim 5 \times 10^5 \mu\text{m} \equiv 0.5 \text{ m}$).

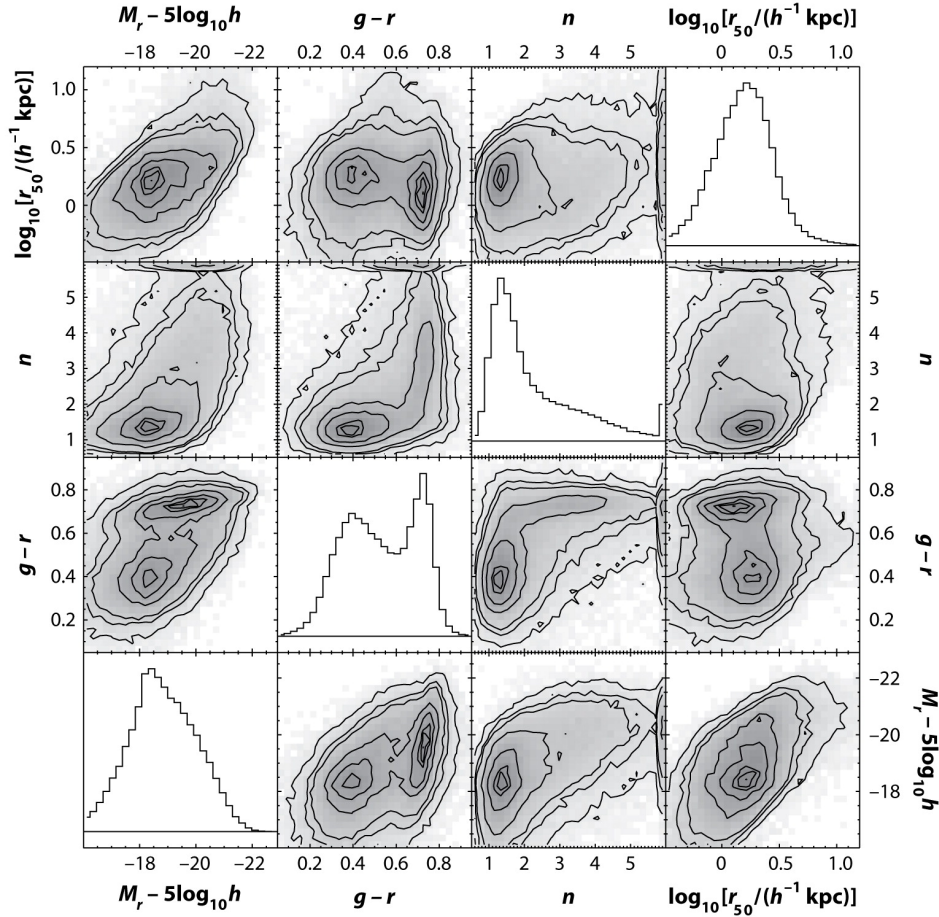
En cada SED se notan básicamente tres componentes:

UV-óptico: espectro térmico, dominado por la componente estelar.

IR: espectro térmico, dominado por el polvo (excepto FIR en E con núcleo activo, dominado por sincrotrón).

radio: espectro no térmico, dominado por *starburst* o núcleo activo.

Se nota que la relación UV-óptico/IR disminuye hacia tipos de Hubble más tardíos.



 Blanton MR, Moustakas J. 2009.
Annu. Rev. Astron. Astrophys. 47:159–210

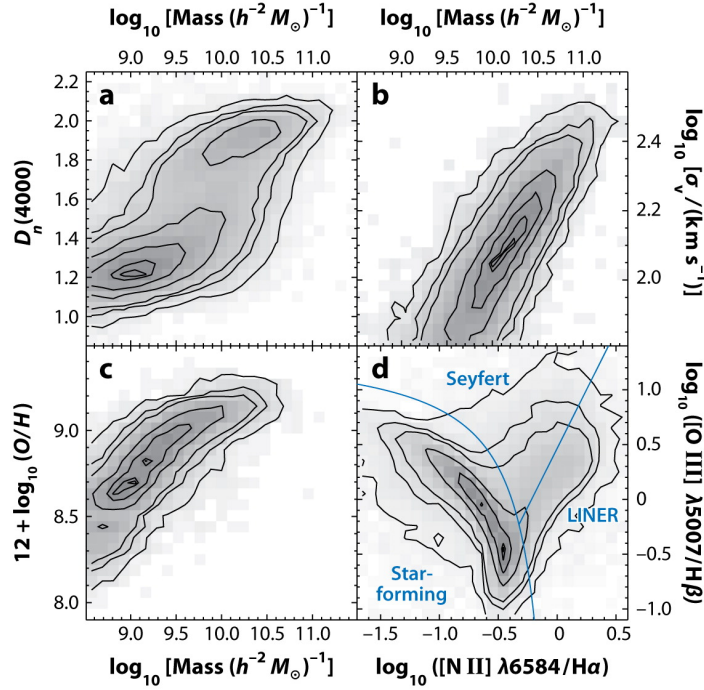
Figura 3.7: Distribuciones de propiedades globales de galaxias del SDSS, obtenidas a partir de indicadores fotométricos: masa estelar, índice de color ($g - r$), índice de Sérsic (n), radio efectivo.

3.3.1. Galaxias con SED peculiares

Hay galaxias que, de acuerdo a sus propiedades en cuanto a la emisión de energía, se consideran en distintas clases o grupos, independientemente de su clasificación morfológica. Es decir, las clases que describimos a continuación incluyen tanto E como S como Irr.

Galaxias activas

Incluyen a *galaxias Seyfert* (generalmente S), *radiogalaxias* (generalmente E), LINERS, cuasares y blazares. Son galaxias con un *núcleo activo* (AGN), que genera energía electromagnética, desde radio a X y γ , mediante acreción de materia en un agujero negro supermasivo (SMBH).



A Blanton MR, Moustakas J. 2009.
R Annu. Rev. Astron. Astrophys. 47:159–210

Figura 3.8: Relaciones entre propiedades espectroscópicas de galaxias en el SDSS.

Galaxias *starburst*

Galaxias cuya SED en el óptico-UV está dominada por un evento de formación estelar particularmente intenso (“estallido”).

Galaxias ultraluminosas en el infrarrojo

Las ULIRG también presentan eventos de formación estelar intensos, pero la emisión óptica-UV es reprocesada por el polvo, de modo que la emisión es particularmente intensa en el infrarrojo (bandas IRAS - Herschel).

3.4. Fotometría superficial

Las galaxias son objetos tridimensionales, pero las observamos proyectadas contra el “plano del cielo”. La imagen de una galaxia nos muestra entonces su **distribución de brillo superficial** (bidimensional). (Sólo en algunos casos particulares, a partir de ésta se puede reconstruir la densidad tridimensional de luminosidad.)

La simetría que presentan muchas galaxias nos permite caracterizar esta distribución bidimensional con una función unidimensional, ya sea a través de un corte a lo largo de uno de los ejes principales, o tomando promedios sobre anillos circulares o elípticos. Esta función unidimensional es el **perfil de brillo superficial** (SBP) de la galaxia.

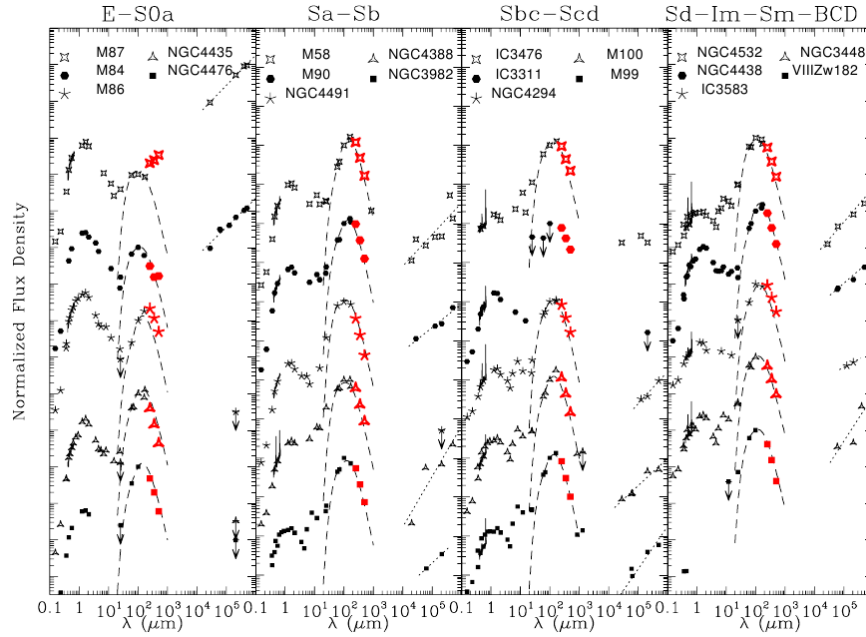


Figura 3.9: Distribuciones espectrales de energía (SED), desde ultravioleta a radio, para galaxias de distintos tipos de Hubble (Boselli et al., 2010).

3.4.1. Brillo superficial del cielo nocturno

El brillo superficial en las regiones centrales de las galaxias alcanza $\mu_B \approx 18 \text{ mag arcsec}^{-2}$ o $\mu_R \approx 16 \text{ mag arcsec}^{-2}$ a lo sumo, mientras que los discos estelares son mucho más débiles (la Ley de Freeman dice que para los discos $\mu_{0(B)} \approx 21.7 \text{ mag arcsec}^{-2}$).

La Tabla 3.2 muestra que desde la superficie terrestre buena parte de cualquier galaxia se halla por debajo del brillo del cielo nocturno (aun en una noche oscura en un sitio astronómico).

Para el IR cercano (bandas J , H , K) **toda** la galaxia está siempre muy por debajo del brillo del cielo nocturno. Esto se debe a la emisión de las moléculas del aire. La emisión depende de la actividad solar, y es variable con el tiempo a distintas escalas (horas – años).

Para realizar fotometría superficial de galaxias es indispensable la correcta sustracción del brillo superficial del cielo.

3.4.2. Definiciones

Intensidad o brillo superficial (SB): es el flujo luminoso por unidad de ángulo sólido en la imagen. Se debería medir entonces en unidades de flujo / stereo radianes. En fotometría superficial (óptica) de galaxias no usamos stereo radianes, sino alguna otra unidad de ángulo sólido, como arcsec^2 , o bien una medida relacionada con la escala del detector (ej.: pixel^2). En general tampoco usamos unidades convencionales de flujo (ej.: W m^{-2}), sino magnitudes o unidades instrumentales (ej.: adu).

Isofota: Curva cerrada simple sobre la imagen proyectada de una galaxia, de intensidad (o brillo superficial) constante.

Tabla 3.2: Brillo superficial del cielo nocturno, en mag arcsec⁻².

Banda	Long. de onda	Desde el espacio	Cielo oscuro	Luna llena
	1500 Å	25.0	—	—
	2000 Å	26.0	—	—
	2500 Å	25.6	—	—
<i>U</i>	3700 Å	23.2	22.0	—
<i>B</i>	4400 Å	23.4	22.7	19.4
<i>V</i>	5500 Å	22.7	21.8	19.7
<i>R</i>	6400 Å	22.2	20.9	19.9
<i>I</i>	8000 Å	22.2	19.9	19.2
<i>J</i>	1.2 μm	20.7	15.0	15.0
<i>H</i>	1.6 μm	20.9	13.7	13.7
<i>K</i>	2.2 μm	21.3	12.5	12.5
<i>K'</i>	2.2 μm	21.3	13.7	13.7

En general se usa el mismo término para referirse a una **isofota elíptica**, o sea la elipse que mejor ajusta a una isofota dada.

Parámetros que definen forma, tamaño e intensidad de las isofotas de una galaxia

- a : Semieje mayor (SMA) de una isofota dada.
- b : Semieje menor de una isofota dada.
- ϵ : Elipticidad. $\epsilon = 1 - b/a$
- r : Radio equivalente. $r = a \sqrt{b/a} = a \sqrt{1 - \epsilon}$.
- $I(a)$: SB de la isofota de SMA a , en unidades de flujo / ángulo sólido (ej.: adu/pix²).
- $I(r)$: SB de la isofota de radio equivalente r , en unidades de flujo / ángulo sólido (ej.: adu/pix²).
- $\mu(r)$: SB de la isofota de radio equivalente r , en magnitudes / ángulo sólido (normalmente: mag/arcsec²).

En general, la variable independiente en el SBP puede ser r o a .

Para una imagen CCD, normalmente se obtiene el perfil instrumental $I(a)$ en adu/pix² (es lo que hace la tarea ELLIPSE de IRAF), del que se puede obtener inmediatamente el perfil $I(r)$.

La transformación al perfil estándar en mag/arcsec² es:

$$\mu(r) = C_0 - 2.5 \log \frac{I(r)}{t_{\text{exp}} E^2}, \quad (3.1)$$

donde t_{exp} es el tiempo de exposición, E es la escala del detector en arcsec/pix, y C_0 es la constante de transformación al sistema estándar (incluyendo la corrección por masa de aire, términos de color, etc.).

Parámetros globales que se obtienen del SBP

Los siguientes parámetros pueden obtenerse tanto del SBP observado como de la fórmula usada para ajustarlo (ver §3.4.3). El grado de coincidencia entre unos y otros dependerá de cuán bien el modelo representa al perfil real, y de la bondad del ajuste.

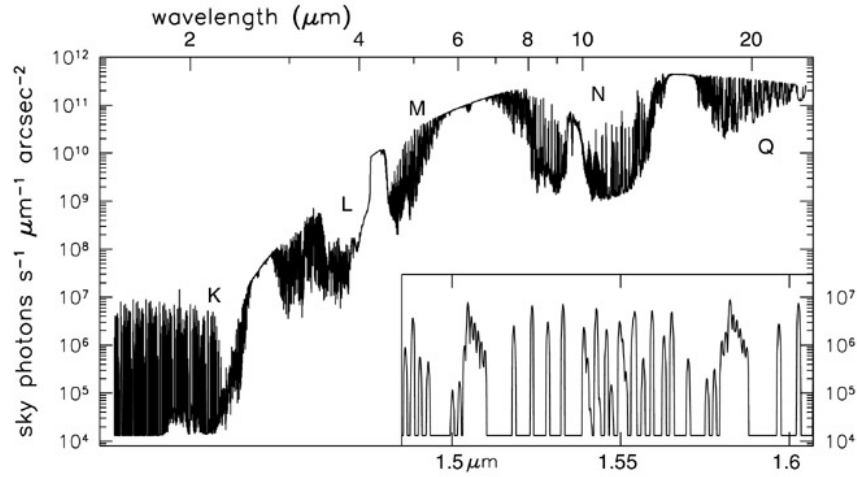


Fig 1.15 (Gemini) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 3.10: Emisión del cielo nocturno en el infrarrojo, para Mauna Kea, Hawai (4000 m snm). El inserto muestra que el brillo del cielo consiste mayormente en líneas de emisión muy cercanas entre sí.

- r_e : Radio efectivo. Es el radio de la isofota que encierra la mitad del flujo integrado.
- $I(r_e) = I_e$: SB de la isofota de radio $r = r_e$ (flujo/SR).
- μ_e : Idem, en mag/arcsec².
- $\langle I(r_e) \rangle = \langle I_e \rangle$: SB promedio **dentro** de la isofota de radio $r = r_e$ (flujo/SR).
- $\langle \mu_e \rangle$: Idem, en mag/arcsec².
- r_{25} : Radio de la isofota de $\mu_B = 25$ mag arcsec⁻². En general, r_{XX} será el radio de la isofota de $\mu = XX$ mag arcsec⁻² en una banda determinada.

De acuerdo a las definiciones anteriores, si F es el flujo integrado:

$$\langle I_e \rangle = \frac{F}{2\pi r_e^2}; \quad \langle \mu_e \rangle = m + 2.5 \log(2\pi r_e^2) \quad (3.2)$$

donde $m = C_0 - 2.5 \log(F)$ es la magnitud integrada.

3.4.3. Ajuste de perfiles: La Ley de Sérsic

Se han usado muchas fórmulas distintas para ajustar SBPs de sistemas estelares. Actualmente el modelo de **King** sigue usándose para cúmulos globulares (no nos ocuparemos de este modelo aquí), mientras que se solían usar la Ley de **de Vaucouleurs** (LdV) ó $r^{\frac{1}{4}}$ para galaxias E y el modelo **exponencial** (LE) para S y dE (ver pág. 76).

En años recientes comenzó a difundirse el uso de la **Ley de Sérsic**, que engloba a las dos últimas. Por lo tanto trataremos en detalle la Ley de Sérsic (LS), considerando a la LdV y la LE como casos particulares.

La LS fue propuesta originalmente por el astrónomo argentino José Luis Sérsic (1968) en la forma

$$I(r) = I_e \exp \left\{ -b_n \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{\frac{1}{n}} - 1 \right] \right\} \quad (3.3)$$

con tres parámetros libres: I_e y r_e según lo ya definido, y n (*índice de Sérsic*) como el parámetro que determina la forma del perfil ($n > 0$). La constante b_n depende de n y toma el valor necesario para que I_e sea el SB efectivo (notar que para $r = r_e$, queda $I(r) = I_e$).

En unidades de mag arcsec^{-2} :

$$\mu(r) = \mu_e + 1.0857 b_n \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{\frac{1}{n}} - 1 \right]. \quad (3.4)$$

El flujo total se calcula integrando el modelo (3.3) entre $r = 0$ e infinito (ver Prácticas), obteniéndose:

$$F = 2\pi r_e^2 b_n^{-2n} e^{b_n} I_e n \Gamma(2n), \quad (3.5)$$

donde $\Gamma(x) = \int_0^\infty e^{-t} t^{x-1} dt$ es la función Gamma (ver Abramowitz & Stegun, 1972, pp. 256-257). $\Gamma(m) = (m-1)!$ para m entero positivo.

Por otra parte, de 3.2 y 3.5:

$$\langle I_e \rangle = \frac{2\pi r_e^2 b_n^{-2n} e^{b_n} I_e n \Gamma(2n)}{2\pi r_e^2} = b_n^{-2n} e^{b_n} n \Gamma(2n) I_e. \quad (3.6)$$

El flujo en función del radio se obtiene integrando la Ec. 3.3 hasta un radio genérico r , obteniéndose (ver Prácticas):

$$F(r) = 2\pi r_e^2 b_n^{-2n} I_e n e^{b_n} \gamma\left(2n, b_n \left(\frac{r}{r_e}\right)^{\frac{1}{n}}\right), \quad (3.7)$$

donde $\gamma(a, z) = \int_0^z e^{-x} x^{a-1} dx$ es la función Gamma Incompleta (ver Abramowitz & Stegun, 1972, pp. 255-263).

Aplicando la definición de radio efectivo y usando 3.5 y 3.7, se obtiene la relación entre los parámetros n y b_n (ver Práctica):

$$\frac{\Gamma(2n)}{2} = \gamma(2n, b_n). \quad (3.8)$$

Forma alternativa de la Ley de Sérsic

Una forma alternativa de escribir la Ley de Sérsic (LS) es:

$$I(r) = I_0 e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^N} \quad (3.9)$$

donde I_0 es el SB central, r_0 es un parámetro de (seudo)escala, y $N = 1/n$. Esta es la forma originalmente usada en trabajos sobre galaxias enanas.

En unidades de mag arcsec^{-2} :

$$\mu(r) = \mu_0 + 1.0857 \left(\frac{r}{r_0} \right)^N. \quad (3.10)$$

Igualando 3.3 y 3.9:

$$\begin{aligned} I_e e^{-b_n \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{\frac{1}{n}} - 1 \right]} &= I_0 e^{-\left(\frac{r}{r_0} \right)^N} \\ e^{b_n} I_e e^{-b_n \left(\frac{r}{r_e} \right)^{\frac{1}{n}}} &= I_0 e^{-\left(\frac{r}{r_0} \right)^N}. \end{aligned}$$

Para $r = 0$, se obtiene:

$$I_0 = e^{b_n} I_e, \quad (3.11)$$

y luego:

$$r_0 = b_n^{-n} r_e. \quad (3.12)$$

El flujo integrado es:

$$F = 2\pi r_0^2 I_0 N^{-1} \Gamma(2/N). \quad (3.13)$$

Notar que el ajuste podría también hacerse sobre el perfil según el semieje mayor:

$$I(a) = I_0 e^{-\left(\frac{a}{\alpha}\right)^N} \quad (3.14)$$

donde $\alpha = \frac{r_0}{\sqrt[1-\epsilon]{1-\epsilon}}$. En este caso, el flujo integrado es:

$$F = 2\pi \alpha^2 (1 - \epsilon) I_0 N^{-1} \Gamma(2/N). \quad (3.15)$$

Caso particular: Ley de de Vaucouleurs

La LS es una modificación con exponente variable de la ley $r^{1/4}$ originalmente propuesta por de Vaucouleurs (1948):

$$I(r) = I_e \exp \left\{ -7.67 \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{\frac{1}{4}} - 1 \right] \right\} \quad (3.16)$$

que, por tener sólo 2 parámetros libres, es más sencilla aunque no tan versátil.

Lo que sigue surge de reemplazar $n = 4$ para la LS.

El factor 7.67 corresponde a $b = b_4$ (ver 3.8):

$$\gamma(8, b) = \frac{\Gamma(8)}{2} = \frac{7!}{2} = 2520,$$

que se resuelve numéricamente. Un valor más preciso es $b = 7.66925$.

Procediendo análogamente a lo hecho en la §3.4.3:

$$I_0 = e^b I_e = 2141.5 I_e \quad r_0 = b^{-4} r_e = (3459.5)^{-1} r_e.$$

El flujo integrado (ver práctica):

$$F = 8\pi r_e^2 e^b I_e b^{-8} \Gamma(8) = 22.665 r_e^2 I_e \quad (3.17)$$

y de 3.6:

$$\langle I_e \rangle = b^{-8} e^b 4 \Gamma(8) I_e = 3.607 I_e. \quad (3.18)$$

Caso particular: Ley Exponencial

La Ley Exponencial fue originalmente aplicada a perfiles de discos de galaxias S y S0 (Freeman, 1970), puede verse como el caso particular con $N = 1$ de la LS:

$$I(r) = I_0 e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)}. \quad (3.19)$$

En este caso, $b_1 = 1.678347$, con lo que:

$$I_0 = 5.356693 I_e; \quad r_0 = 0.595824 r_e. \quad (3.20)$$

En este caso se llega a expresiones más sencillas trabajando directamente con 3.19. Para el flujo integrado (hasta infinito):

$$F = 2\pi I_0 r_0^2, \quad (3.21)$$

y para el flujo integrado hasta el radio efectivo:

$$\frac{F}{2} = 2\pi I_0 r_0^2 \left[1 - e^{-\frac{r_e}{r_0}} \left(1 + \frac{r_e}{r_0} \right) \right], \quad (3.22)$$

y de aquí:

$$\left(1 + \frac{r_e}{r_0} \right) e^{-\frac{r_e}{r_0}} = \frac{1}{2}, \quad (3.23)$$

de donde se obtiene (numéricamente): $\frac{r_e}{r_0} = 1.678347$ (comparar con 3.20).

Relaciones brillo superficial - magnitud integrada

Pasando 3.13 a magnitudes, y usando $n = N^{-1}$

$$m = C_0 - 2.5 \log \left(2\pi r_0^2 I_0 n \Gamma(2n) \right), \quad (3.24)$$

y desarrollando:

$$m = \mu_0 - 1.995450 - 5 \log(r_0) - 2.5 \log [n \Gamma(2n)] . \quad (3.25)$$

Se ve que para n y r_0 fijos, hay una relación lineal entre la magnitud integrada (m) y el brillo superficial central (μ_0). En un gráfico de μ_0 contra m , se pueden dibujar rectas (paralelas entre sí) de $r_0 = \text{cte}$ para cada valor de n .

Considerando ahora una dada isofota de brillo superficial μ_{iso} y radio r_{iso} :

$$\mu_{\text{iso}} = \mu_0 + 1.0857 \left(\frac{r_{\text{iso}}}{r_0} \right)^{1/n}$$

de donde

$$r_0 = r_{\text{iso}} \left(\frac{1.0857}{\mu_{\text{iso}} - \mu_0} \right)^n. \quad (3.26)$$

Reemplazando r_0 de la 3.26 en 3.25:

$$m = \mu_0 - 1.995450 - 5 \log(r_{\text{iso}}) + 5 n \log \left(\frac{\mu_{\text{iso}} - \mu_0}{1.0857} \right) - 2.5 \log (n \Gamma(2n)). \quad (3.27)$$

Con esto se pueden dibujar (en un gráfico de μ_0 contra m) las curvas de radio isofotal constante para una dada isofota. Habrá una familia de curvas para cada valor de n . En particular, para $n = 1$ el término que depende de n vale cero (ver Fig. 3.11).

Usando 3.11 y 3.12 (o bien, partiendo de 3.5 y de 3.4) se obtienen relaciones similares en función de los parámetros efectivos μ_e y r_e :

$$m = \mu_e - 1.995450 - 5 \log(r_e) - 1.0857 b_n - 2.5 \log \left[b_n^{-2n} n \Gamma(2n) \right] ; \quad (3.28)$$

$$m = \mu_e - 1.995450 - 5 \log(r_{\text{iso}}) + 5 n \log \left(\frac{\mu_{\text{iso}} - \mu_e}{1.0857 b_n} + 1 \right) - 1.0857 b_n - 2.5 \log \left(b_n^{-2n} n \Gamma(2n) \right). \quad (3.29)$$

En un gráfico como el de la Fig. 3.11, toda galaxia a la izquierda de la curva correspondiente a la Ec. 3.27 (o su equivalente 3.29) tendrá un radio isofotal menor que r_{iso} . Si, por ejemplo, un dado relevamiento permite únicamente detectar galaxias que tengan radios isofotales $r_{\text{iso}} \geq 5''$ para la isofota de $\mu_{\text{iso}} = 26 \text{ mag arcsec}^{-2}$, todas las galaxias detectadas estarán a la derecha de la curva dada por la Ec. 3.27, con $r_{\text{iso}} = 5$ y $\mu_{\text{iso}} = 26 \text{ mag arcsec}^{-2}$.

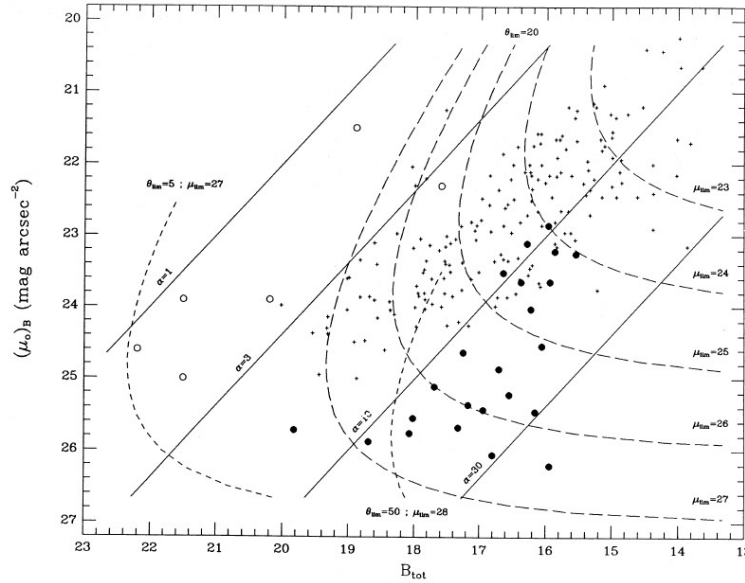


Figura 3.11: Brillo superficial central contra magnitud integrada (banda B) para galaxias enanas en el Cúmulo de Virgo. Las rectas corresponden a perfiles exponenciales con parámetro de escala (o radio efectivo) constante (r_0 crece hacia abajo-derecha). Las curvas de trazos corresponden a perfiles exponenciales con radio isofotal constante para una dada isofota límite (Impey et al., 1988).

Perfil truncado

Si se mide la magnitud de una galaxia hasta una dada isofota límite μ_L (es decir, se aproxima la magnitud total por la isofotal, p. ej. con SExtractor), se está produciendo un truncamiento del perfil, con la consiguiente subestimación del flujo integrado y del radio efectivo.

Se puede cuantificar el efecto sobre los parámetros efectivos considerando un perfil de Sérsic truncado hasta el radio límite r_L (ver Ec. 3.7) correspondiente a μ_L .

El flujo medido hasta el radio límite es:

$$F(r_L) = 2\pi r_e^2 b_n^{-2n} I_e n e^{b_n} \gamma\left(2n, b_n \left(\frac{r_L}{r_e}\right)^{\frac{1}{n}}\right), \quad (3.30)$$

y, usando 3.5, la fracción del flujo total que “se pierde” más allá del r_L es (ver Fig. 3.12):

$$f(r_L) = \frac{F - F(r_L)}{F} = 1 - \frac{\gamma\left(2n, b_n \left(\frac{r_L}{r_e}\right)^{\frac{1}{n}}\right)}{\Gamma(2n)}. \quad (3.31)$$

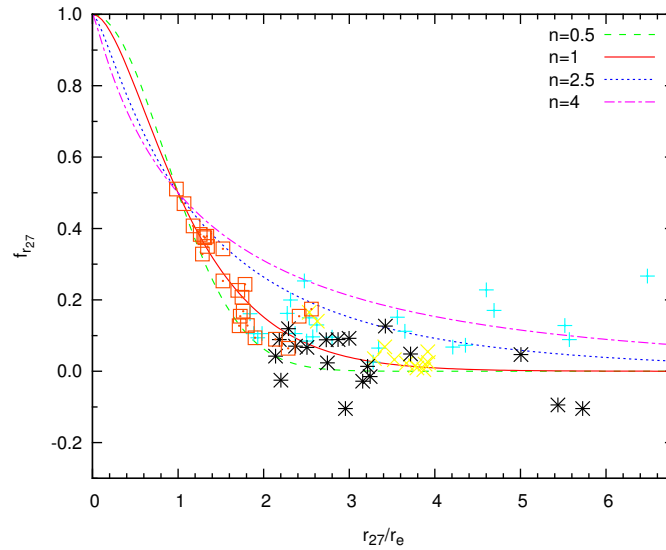


Figura 3.12: Fracción del flujo total que “se pierde” al truncar el perfil en un radio límite r_L . Las curvas corresponden a modelos de Sérsic con distintos índices: $n = 4.0$ (de Vaucouleurs), $n = 2.5$, $n = 1$ (exponencial), y $n = 0.5$. Los símbolos corresponden a galaxias de distintos tipos en el Grupo de NGC 5044.

También estaremos midiendo un radio efectivo truncado r_{ex} que contiene a la mitad de $F(r_L)$, es decir:

$$\begin{aligned} \frac{F(r_L)}{2} &= \pi r_e^2 b_n^{-2n} I_e n e^{b_n} \gamma\left(2n, b_n \left(\frac{r_L}{r_e}\right)^{\frac{1}{n}}\right) = \\ &= 2\pi r_e^2 b_n^{-2n} I_e n e^{b_n} \gamma\left(2n, b_n \left(\frac{r_{ex}}{r_e}\right)^{\frac{1}{n}}\right), \end{aligned} \quad (3.32)$$

de donde se obtiene:

$$\gamma\left(2n, b_n \left(\frac{r_L}{r_e}\right)^{\frac{1}{n}}\right) = 2 \gamma\left(2n, b_n \left(\frac{r_{ex}}{r_e}\right)^{\frac{1}{n}}\right). \quad (3.33)$$

A partir de 3.33 se puede calcular (numéricamente) la relación entre r_{ex} y r_e (fracción en que se trunca el r_e) dados r_L y n .

3.5. La corrección K

El espectro observado de una galaxia difiere del espectro emitido debido al corrimiento al rojo de la radiación electromagnética provocado por la expansión del Universo.

El efecto es significativo a alto z .

Además, si se quiere comparar el espectro con el de una galaxia del Universo local ($z = 0$), hay que considerar la *evolución* de la población estelar.

- La corrección K tiene en cuenta el efecto cosmológico (expansión del Universo), y comprende 2 términos:
 - Un detector de long. de onda efectiva λ_{eff} estará midiendo el flujo emitido a $\frac{\lambda_{\text{eff}}}{1+z}$. Si el espectro no es plano (es decir, si $F(\lambda) \neq F(\frac{\lambda}{1+z}) \forall \lambda$), el flujo medido será distinto al de una fuente idéntica a $z = 0$.
 - El ancho de banda efectivo del detector diferirá entre el marco de referencia de la galaxia y una galaxia en reposo por un factor $(1 + z)$.
- La corrección evolutiva (EC) tiene en cuenta la evolución de las poblaciones estelares de la galaxia desde el instante en que se emitió la luz (z) y el de observación ($z = 0$), a fin de poder comparar galaxias en estados evolutivos similares. Requiere modelos de evolución de poblaciones estelares.

$E(\lambda, t)$: luminosidad monocromática emitida en el marco de referencia de la fuente.

F_{λ_0} : flujo observado dentro de la banda con long. de onda efectiva λ_0 .

t_e : instante en el que se emitió la luz.

t_0 : instante de la observación ($t_0 > t_e$).

$S(\lambda)$: función de transmisión del filtro + detector.

d_L : distancia de luminosidad, depende del modelo de Universo adoptado (ver 1.2.3).

$$F(\lambda) \Delta\lambda = \frac{E(\lambda_e, t_e) \Delta\lambda_e}{4\pi d_L^2} \Rightarrow F(\lambda) = \frac{E(\lambda_e, t_e)}{4\pi d_L^2 (1+z)}$$

$$F_{\lambda_0} = \int_0^\infty F(\lambda) S(\lambda) d\lambda = \frac{1}{4\pi d_L^2 (1+z)} \int_0^\infty E\left(\frac{\lambda}{1+z}, t_e\right) S(\lambda) d\lambda.$$

Este es el espectro de la galaxia no evolucionada, emitido (en t_e), corrido al rojo, e integrado dentro de la banda del detector. El $(1 + z)$ en el denominador es por la conversión del $d\lambda$, y corresponde al cambio en el ancho de banda efectivo.

Multiplicando y dividiendo por los factores adecuados, se tiene:

$$F_{\lambda_0} = \frac{\int_0^\infty E(\lambda, t_0) S(\lambda) d\lambda}{4\pi d_L^2 (1+z)} \cdot \frac{\int_0^\infty E\left(\frac{\lambda}{1+z}, t_0\right) S(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty E(\lambda, t_0) S(\lambda) d\lambda} \cdot \frac{\int_0^\infty E\left(\frac{\lambda}{1+z}, t_e\right) S(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty E\left(\frac{\lambda}{1+z}, t_0\right) S(\lambda) d\lambda}.$$

Pasando a magnitudes:

$$m_{\lambda_0} = -2.5 \log(F_{\lambda_0}) + \text{cte.}$$

$$m_{\lambda_0} = M(\lambda_0, t_0) + 5 \log(d_L) + \text{cte.} + \left[2.5 \log(1+z) + 2.5 \log \left(\frac{\int_0^\infty E(\lambda, t_0) S(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty E\left(\frac{\lambda}{1+z}, t_0\right) S(\lambda) d\lambda} \right) \right] +$$

$$+ 2.5 \log \left(\frac{\int_0^\infty E\left(\frac{\lambda}{1+z}, t_0\right) S(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty E\left(\frac{\lambda}{1+z}, t_e\right) S(\lambda) d\lambda} \right)$$

En esta última expresión:

- $M(\lambda_0, t_0)$ es la magnitud absoluta de la galaxia *evolucionada*, tal como se observa en el *marco de referencia del observador*.
- El término entre corchetes es la corrección K , que incluye el término por el cambio de ancho de banda, más la diferencia de magnitudes entre el flujo observado de la galaxia a redshift z (λ_e) y una galaxia idéntica a $z = 0$ (λ_0), ambas de edad t_0 .
- El último término es la EC, o sea la diferencia de magnitudes entre el flujo de la galaxia de edad t_e a redshift z (λ_e), y el flujo de la misma galaxia a redshift z (λ_e) pero evolucionada a edad t_0 .

3.6. Función de luminosidad

Al igual que lo que ocurre con las estrellas, hay muchas más galaxias chicas y débiles que galaxias grandes y luminosas. De hecho, las galaxias más luminosas, las cD, son raras, y se encuentra únicamente una cD en el centro de cúmulos ricos.

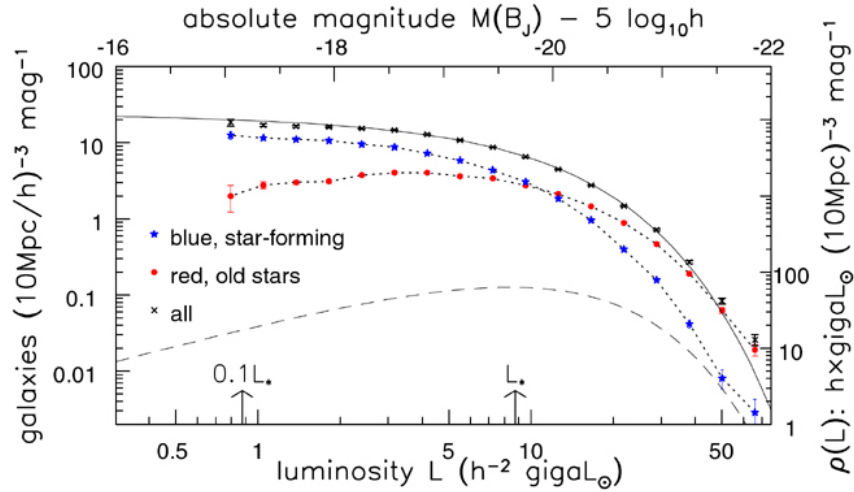


Fig 1.16 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 3.13: Función de luminosidad: número de galaxias $\Phi(M)$ entre M_B y $M_B + 1$, por cubo de 10 Mpc de lado (línea llena y líneas de puntos, escala izquierda). Distribución de densidad de luminosidad $\rho(L) = \Phi(M) \times L/L^*$ (línea de trazos, escala derecha).

La *función de luminosidad* da el número de galaxias en cada intervalo de luminosidad o de magnitud absoluta. La Fig. 3.13 muestra el número de galaxias por intervalo de magnitud absoluta en un cubo de

10 Mpc de lado para un cierto relevamiento. La línea llena es un ajuste según la *función de Schechter*:

$$\Phi(\mathcal{L})\Delta\mathcal{L} = n_{\star} \left(\frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}^{\star}} \right)^{\alpha} e^{-\frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}^{\star}}} \frac{\Delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}^{\star}}, \quad (3.34)$$

donde $n_{\star}$ es la densidad de galaxias y los dos parámetros libres del ajuste son: $\mathcal{L}^{\star}$, que es una luminosidad característica, y α , que es la pendiente de la parte de bajas luminosidades de la función.

El número de galaxias más luminosas que $\mathcal{L}^{\star}$ cae muy rápidamente. En general, se considera como “gigante” o “luminosa” a una galaxia con $\mathcal{L} \gtrsim 0.1 \mathcal{L}^{\star}$, en contraposición a galaxias “enanas”. En el ajuste de la figura 3.13, $\mathcal{L}^{\star} \simeq 8.8 \times 10^9 h^{-2} \mathcal{L}_{\odot}$, que corresponde a $M_R^{\star} = -20.3 + 5 \log h$ [donde $h = H_0/(100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$ es el parámetro que absorbe la incerteza en la constante de Hubble; ver Sec. 1.1.1]. Tomando $h = 0.75$, tenemos $\mathcal{L}^{\star} \simeq 1.6 \times 10^{10} \mathcal{L}_{\odot}$, que es aproximadamente la luminosidad de la VL.

Para $\mathcal{L} < \mathcal{L}^{\star}$ el número de galaxias en cada intervalo unitario de magnitud absoluta es casi constante (la curva de la figura es para $\alpha = -0.7$). La función de Schechter sobreestima la densidad de galaxias muy débiles; para $\alpha \leq -1$ incluso predice que el número total de galaxias

$$\int_{\mathcal{L}}^{\infty} \Phi(\mathcal{L}) d\mathcal{L}$$

crecería en forma ilimitada para $\mathcal{L} \rightarrow 0$.

Pero la curva de trazos en la Fig. 3.13 (distribución densidad de luminosidad) muestra que la mayor parte de la luz proviene de galaxias con luminosidades cercanas a $\mathcal{L}^{\star}$.

Integrando la Ecuación 3.34, se puede estimar la densidad de luminosidad total:

$$\mathcal{L}_t = \int_0^{\infty} \mathcal{L} \Phi(\mathcal{L}) d\mathcal{L} = n_{\star} \mathcal{L}^{\star} \Gamma(\alpha + 2) \approx 1.4 \times 10^8 h \mathcal{L}_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}, \quad (3.35)$$

donde $\Gamma(x)$ es la función Gamma, y se usaron los valores de la curva de la Fig. 3.13: $\alpha = -0.7$, $n_{\star} = 0.019 h^3 \text{ Mpc}^{-3}$.

Notar que $\alpha \rightarrow -2 \Rightarrow \Gamma(0) \rightarrow \infty \Rightarrow \mathcal{L}_t \rightarrow \infty$.

En magnitudes:

$$\Phi(M) dM = 0.4 \ln(10) n_{\star} 10^{0.4(\alpha+1)(M^{\star}-M)} \exp(-10^{0.4(M^{\star}-M)}) \quad (3.36)$$

Valores típicos:

- $M_B^{\star} \sim -20.5$
- $\mathcal{L}^{\star} \sim 2 \times 10^{10} \mathcal{L}_{\odot}$ ($\sim \text{MW}$)
- $\alpha \sim -1 \rightarrow -1.5$

La función de Schechter es una descripción paramétrica. $M^{\star}$ y α están correlacionados.

Bibliografía del capítulo:

- *Galaxies in the Universe: An Introduction*, Linda S. Sparke & John S. Gallagher III (Cambridge University Press, 2nd. Edition, 2000).
- *Galactic Astronomy*, J. Binney & M. Merrifield (Princeton University Press, 1998).
- *Galaxy Morphology*, Ronald J. Buta, 2011. Planets, Stars, and Stellar Systems, Vol. 6
- *K and evolutionary corrections from UV to IR*, Poggianti 1997, A&AS, 122, 399

Capítulo 4

Galaxias espirales y lenticulares

*Un torbellino a tu alrededor
Átomos y estrellas giran sin parar
(La pared rojo lacre – Skay Beilinson)*

4.1. Distribución de brillo superficial

La estructura espiral que define a las galaxias S es conspicua en el óptico, particularmente azul-UV, pero como se dijo no es estructura dominante en masa.

La distribución espectral de energía (SED) de una S, sin embargo, está dominada en long. de onda largas ($\sim 1 \mu\text{m}$) debido a estrellas K gig.

Buena parte de la luz azul es absorbida por el polvo y reemitida en el IR lejano ($\gtrsim 10 \mu\text{m}$).

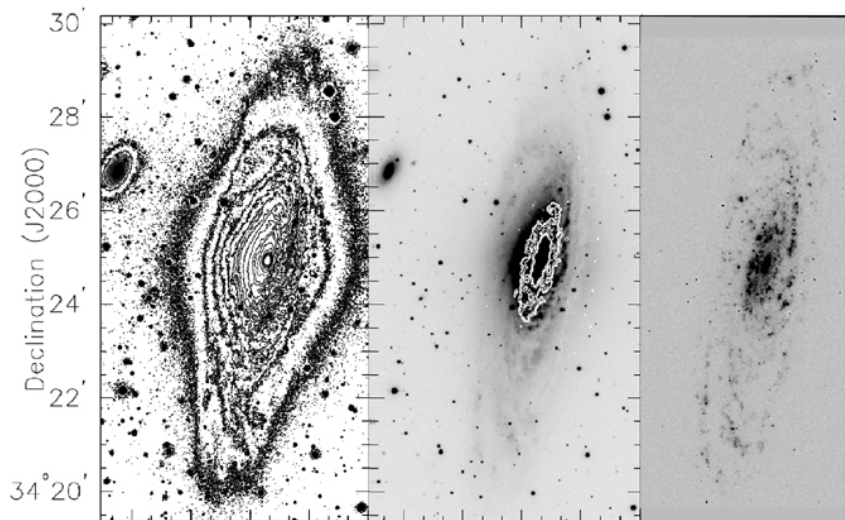


Fig 5.3 (Ferguson, Thornley) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.1: NGC 7331 (Sb). Imagen R (izq.); R + contornos CO (centro); $H\alpha$ (der.).

Panel izquierdo de la Fig. 4.1: notar las isofotas más circulares en el bulge y más achatadas en el disco + irregularidades debidas a los brazos espirales.

Disco circular y muy delgado $\rightarrow$ elipse con $\frac{b}{a} \sim \cos i$,
donde i es la inclinación resp. de la visual.

Más precisamente, hay que considerar el espesor no nulo del disco (Courteau, 1997):

$$\cos^2(i) = \frac{(1 - \epsilon)^2 - q_0^2}{1 - q_0^2}.$$

NGC 7331: $1 - \epsilon = \frac{b}{a} = 0.35 \Rightarrow i \simeq 70 - 75^\circ$.

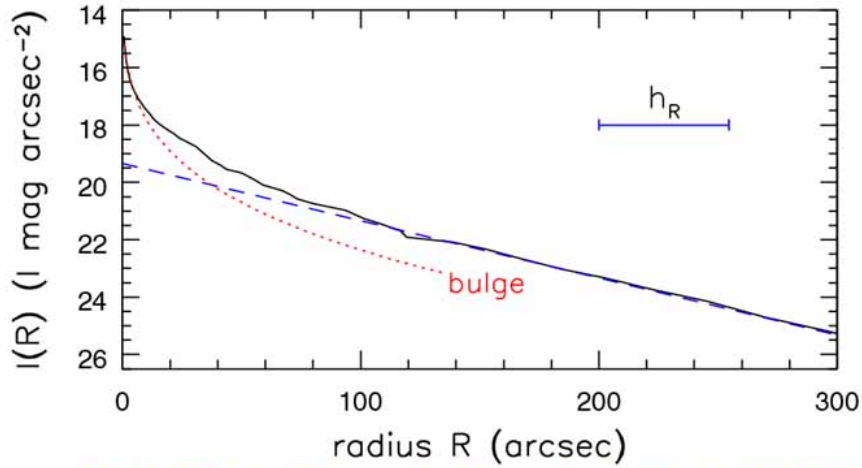


Fig 5.4 (R. Peletier) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.2: NGC 7331 (Sb). Perfil banda I ($\sim 8000 \text{ \AA}$); trazos: ajuste exponencial ($r_0 = 55''$); puntos: exceso de luz (bulbo).

Interesa identificar las dos principales componentes estructurales, es decir, descomponer el perfil en bulbo-disco.

Práctica usual hasta fines S XX:

bulbo: Ley de de Vaucouleurs (LdV)

$$I_B(r) = I_e \exp \left\{ -7.67 \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{\frac{1}{4}} - 1 \right] \right\}$$

disco: Ley exponencial

$$I_D(r) = I_0 e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)}$$

$$\mu(r) = -2.5 \log [I_B(r) + I_D(r)] + \text{cte.}$$

Problema: la LdV produce perfiles muy “empinados”, demasiado para los bulbos (que son estructuralmente similares a galaxias E de baja luminosidad, ver Cap. 6). Esto llevaba a tener que ajustar discos exponenciales con un “agujero” central (sin sentido físico).

Para los bulbos, en vez de la LdV, actualmente se usa la Ley de Sérsic:

$$I(r) = I_e e^{-b_n \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{\frac{1}{n}} - 1 \right]} \quad (4.1)$$

que con exponente (*índice de Sérsic*) $n < 4$ da perfiles menos empinados.

Valores típicos: r_e (bulbo)/ r_0 (disco) ≈ 0.1 ; $\sim 10 \text{ pc} \lesssim r_e \lesssim 10^3 \text{ pc}$ (galaxia Sombrero: $r_e = 4 \text{ kpc}$).

Ejemplo 1: para NGC 7331 (Sb), $d = 15.1 \text{ Mpc}$ (Fig. 4.2)

$$\begin{aligned} \text{banda } I &\rightarrow \mu(r=0) \approx 15 \text{ mag arcsec}^{-2} \cong 1.7 \times 10^4 \mathcal{L}_{\odot} \text{ pc}^{-2} \\ &\mu(r=300'' \equiv 22 \text{ kpc}) \approx 25 \text{ mag arcsec}^{-2} \cong 1.7 \mathcal{L}_{\odot} \text{ pc}^{-2} \end{aligned}$$

(ver Práctica.)

$$\begin{aligned} \mu_{\text{cielo}} &\approx 19.9 \text{ mag arcsec}^{-2} \\ I(r=0) &\approx 100 \times I_{\text{cielo}} \\ I(r=300'') &\approx 0.01 \times I_{\text{cielo}} \end{aligned}$$

Ejemplo 2: densidad estelar en la Vía Láctea

$$n(R, z, S) = n(0, 0, S) e^{-\frac{R}{r_0(S)}} e^{-\frac{|z|}{h_z(S)}}$$

Barras, anillos y lentes

Son componentes más complicadas de modelar. En particular, la barra no tiene simetría axial, por lo que requiere un modelo bidimensional.

Freeman (1966) propone para una *barra elíptica*:

$$I_{\text{bar}}(x, y) = I_{0,\text{bar}} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{a_{\text{bar}}} \right)^2 - \left(\frac{y}{b_{\text{bar}}} \right)^2}, \quad (4.2)$$

donde los parámetros a ajustar son el brillo superficial central de la barra ($I_{0,\text{bar}}$), y las longitudes de escala a lo largo de los semiejes mayor (a_{bar}) y menor (b_{bar}). El eje x está a lo largo del eje mayor, con origen en el centro, y el eje y es normal a aquél. La ecuación es válida para $x \leq a_{\text{bar}}$, $y \leq b_{\text{bar}}$.

Para *barras planas*, Prieto et al. (1997) proponen:

$$I_{\text{bar}}(r) = \frac{I_{0,\text{bar}}}{1 + e^{\frac{r-\alpha}{\beta}}}, \quad (4.3)$$

donde α y β son constantes que suavizan el extremo de la barra.

Duval & Athanassoula (1983) proponen para *lentes*:

$$I_{\text{lens}}(r) = I_{0,\text{lens}} \left[1 - \left(\frac{r}{r_{0,\text{lens}}} \right)^2 \right] \quad (r \leq r_{0,\text{lens}}). \quad (4.4)$$

Los *anillos* se suelen ajustar con gaussianas:

$$I_{\text{ring}}(r) = I_{0,\text{ring}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{r-r_{0,\text{ring}}}{\sigma} \right)^2}. \quad (4.5)$$

4.1.1. El disco

En la mayoría de los discos

- $1 \text{ kpc} \lesssim r_0 \lesssim 10 \text{ kpc}$
- $r_0(B) \approx 1.2 r_0(I) \Rightarrow$ gradiente de color

↓

las zonas externas de los discos tienen:

- estrellas de menor edad promedio
- estrellas de menor metalicidad promedio
- están menos enrojecidas por polvo.

La parte exponencial del perfil de la mayoría de las S parece terminar a un radio $10 \lesssim r_{\text{max}} \lesssim 30 \text{ kpc}$ ($\cong 3 - 5 r_0$). Para $r > r_{\text{max}}$ el perfil cae más rápidamente, pero la galaxia no termina (H_I, estrellas).

Espesor del disco: si z es la coordenada perpendicular al plano:

$$I(r, z) = I(r) e^{-\frac{|z|}{h_z}} \quad (h_z \approx 0.1 r_0). \quad (4.6)$$

Algunas Sc y Sd son “superdelgadas”, mientras que en las Sm e Irr el disco es bastante grueso y “esponjoso” (Fig.4.3).

Otras galaxias (ej: MW) tienen un *disco grueso*: el brillo superficial cae más lentamente según la coordenada vertical que lo que dice la Ec. 4.6.

La ley de Freeman

Freeman (1970) encontró para 28/36 galaxias S (RC):

$$\mu_{0(B)} \approx 21.7 \text{ mag arcsec}^{-2}$$

con muy poca dispersión.

¿Astrofísica o efecto de selección?

Se puede demostrar (ver Práctica) que para una dada magnitud integrada (i.e. *masa estelar*) del disco, existe un brillo superficial central que maximiza la isofota límite de un dado relevamiento. P. ej., la Fig. 4.4 muestra que r_{24} es máximo para $\mu_0 \lesssim 22 \text{ mag arcsec}^{-2}$.

Relevamientos más profundos (i.e., alcanzando una isofota límite más débil) han mostrado la existencia de galaxias de *bajo brillo superficial* (LSB).

Una de las más grandes es Malin 1, descubierta por Bothun et al. (1987) con técnicas de ampliación fotográfica (Fig. 4.5). Su disco tiene un brillo superficial central, en la banda B , $\mu_{0(B)} \approx 25.5 \text{ mag arcsec}^{-2}$ (Fig. 4.6), o sea $10^{0.4(25.5-22)} \approx 25$ veces más débil que la media para galaxias “normales” (es decir, que cumplen la ley de Freeman), y unas 10 veces más débil que el brillo del cielo nocturno (Tabla 3.2).

El bulbo es más o menos normal, pero el disco tiene una longitud de escala enorme: $r_0 = 55 h^{-1} \text{ kpc}$, lo que da una luminosidad alta: $\mathcal{L} \approx 3 \times 10^{10} h^{-2} \mathcal{L}_\odot$.

Malin 1 parece ser un caso raro (hay un puñado de galaxias similares).

La mayoría de las galaxias LSB son de baja luminosidad, tamaño pequeño y alta proporción de H_I (Fig. 4.7). Esto indica formación estelar poco eficiente (similar Im).

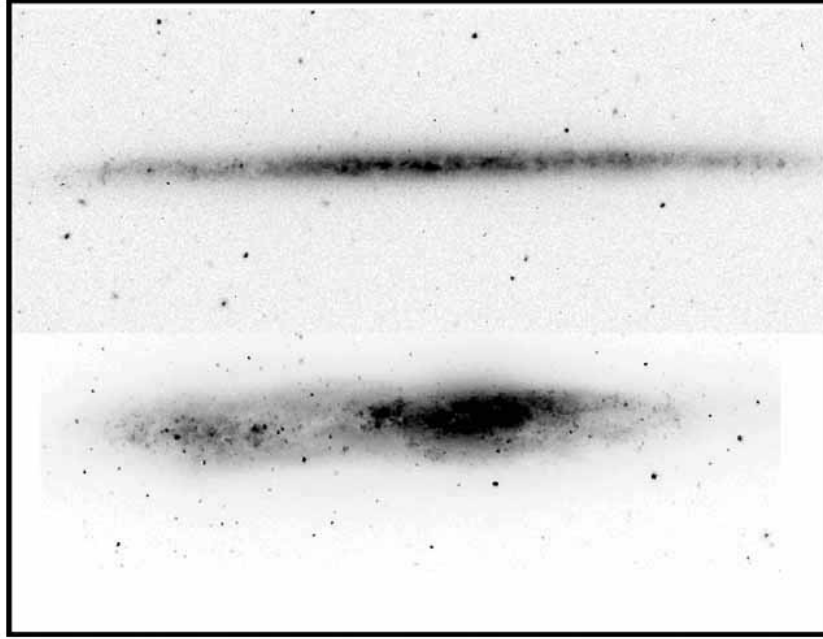


Fig 5.7 (Matthews, Ferguson)'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.3: UGC 7321 (Sd) (“superdelgada”, arriba). NGC 55 (SBm, abajo).

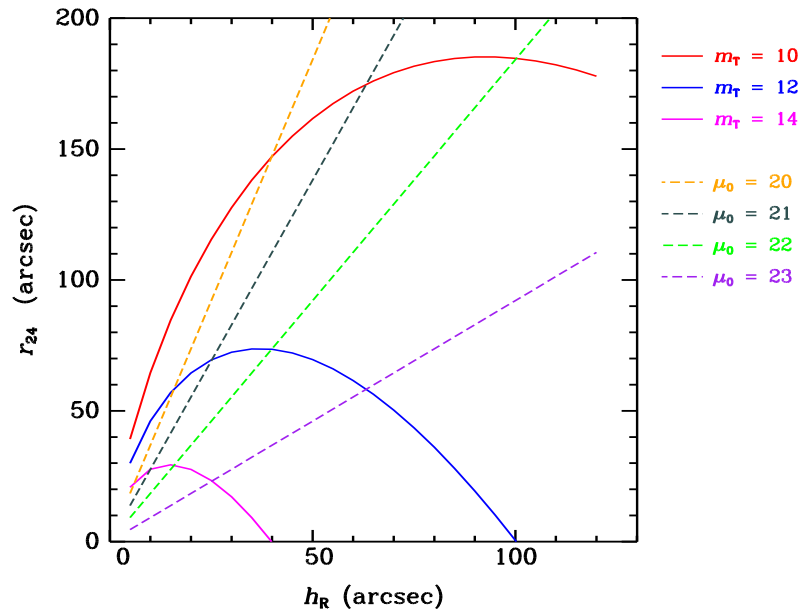


Figura 4.4: Radio isofotal contra longitud de escala, para perfiles exponenciales con valores constantes del brillo superficial central (trazos) y de la magnitud aparente integrada (línea continua).

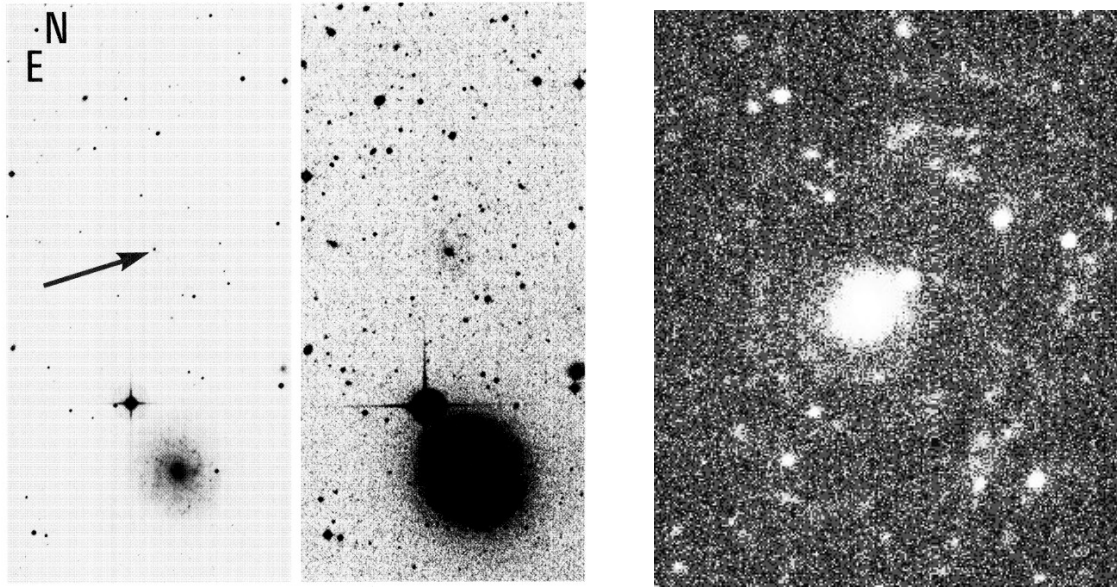


Figura 4.5: Imágenes del descubrimiento de Malin 1 (Bothun et al., 1987).

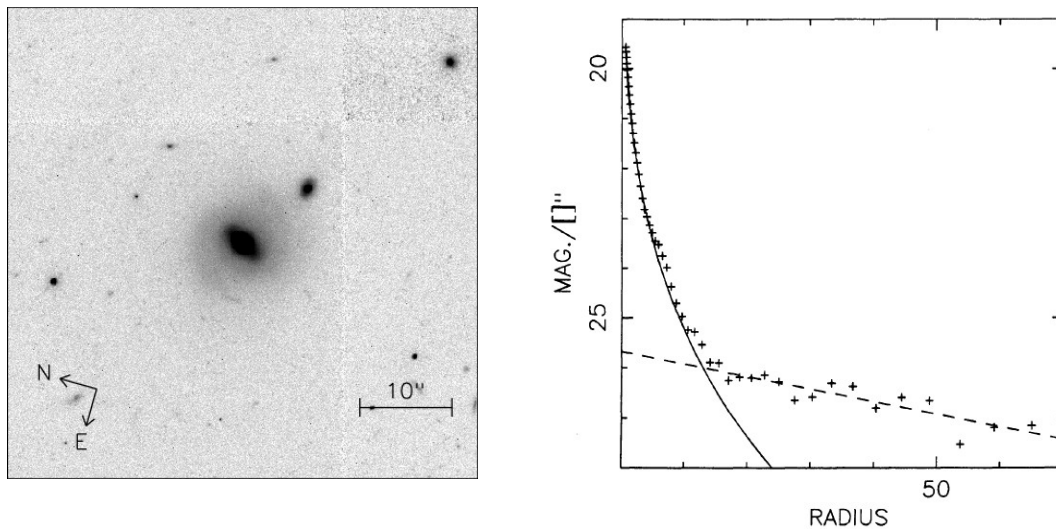


Figura 4.6: Imagen (Barth, 2007) y SBP de Malin 1 (Bothun et al., 1987).

4.1.2. El bulbo

Los bulbos están entre los sistemas estelares más densos.

Notar el incremento de brillo superficial hacia el centro de NGC 7331, debido al bulbo (Fig. 4.2, ver Práctica).

- Algunos bulbos (Fig. 4.8) son elipsoides bastante redondos.
- Otros son bastante achatados, casi como discos centrales brillantes.
- Algunos (MW, M 31) tienen apariencia de barra: serían elipsoides triaxiales.
- En galaxias SB0, SBa, SBb: un bulbo importante coexiste con una barra (Fig. 4.9, *der.*).

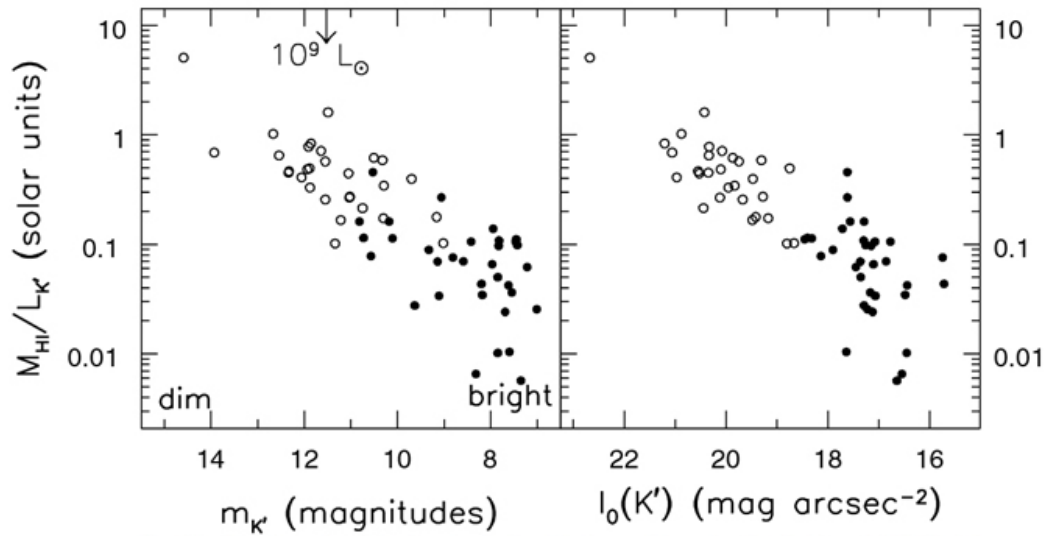


Fig 5.8 (M. Verheijen) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.7: Izq.: relación M_{HI}/L en la banda K' para galaxias en el grupo de la Osa Mayor. Der.: las galaxias más débiles tienen mayor proporción de H I y sus discos tienen brillos superficiales centrales más débiles. Los círculos vacíos son galaxias LSB con $\mu_{0(K')} > 19.5 \text{ mag arcsec}^{-2}$.

Vistos de canto, la mayoría de los bulbos se ven elípticos, pero un 20 % tienen forma “de maní”. La cinemática sugiere que estos últimos pueden ser barras.

Orígenes de los bulbos

La cinemática y los estudios de pob. estelares muestran que los bulbos más achatados serían en realidad *seudo-bulbos*, originados por randomización de las velocidades de estrellas del disco.

Por el contrario, los *bulbos clásicos* tendrían un origen similar al de las galaxias E, es decir por fusiones de galaxias menores.

Cinemática y poblaciones estelares de los bulbos

Los bulbos están formados por estrellas de mayor metalicidad y edad (i.e., colores más rojos) que el disco. Los colores de los bulbos van de $B - R \approx 1.2$ (F tardía) a $B - R \approx 1.8$ (G tardía).

MW y M 31: las estrellas del bulbo tienen varios Gyr de edad (se supone lo mismo para otros bulbos, no resueltos).

Son pobres en gas, excepto las regiones más centrales.

Las estrellas tienen un sentido común de rotación, pero también tienen relativamente alta dispersión de velocidades: $v/\sigma \sim 1$ (ver Cap. 5).

4.2. La secuencia de las galaxias de disco

En general, las galaxias tienden a ser más azules y débiles a lo largo de la secuencia $S0 \rightarrow Sd, Sm$. La Fig. 4.10 muestra magnitudes y colores contra tipos morfológicos para galaxias del grupo de la Osa Mayor ($d = 15.5 \text{ Mpc}$).

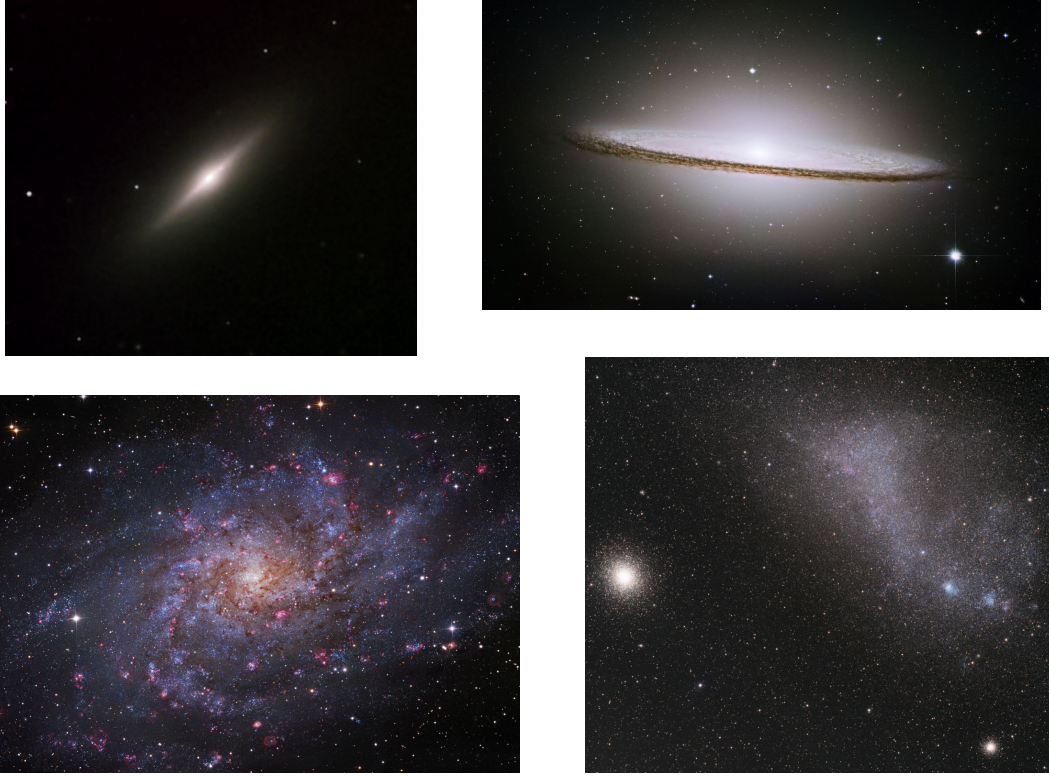


Figura 4.8: *Arriba-izq.*: NGC 3115 (S0). *Arriba-der.*: M 104 (*Sombrero*). *Abajo-izq.*: M 33 (Sc). *Abajo-der.*: SMC (Im).



Figura 4.9: *Izq.*: NGC 5054 (Sb); *der.*: NGC 1365 (SBbc).

Todas las S0, Sa, Sb y Sc tienen $\mathcal{L} > 10^9 \mathcal{L}_\odot$ (flecha). Las espirales más débiles son todas de tipos Scd, Sd y Sm.

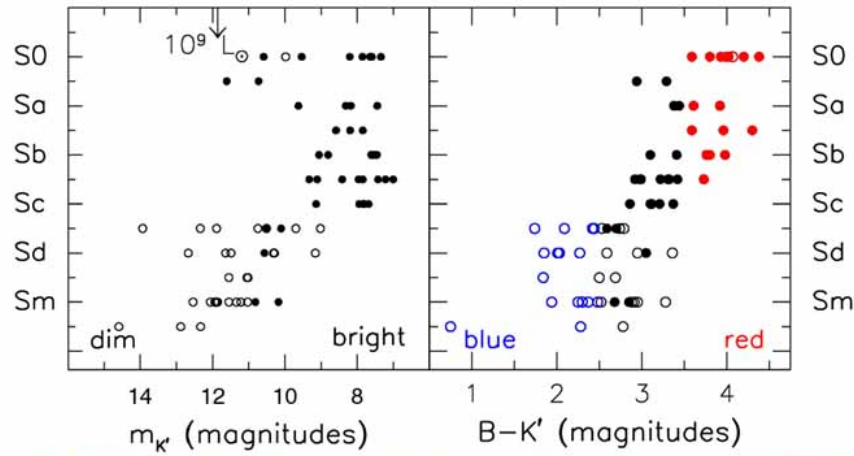


Fig 5.6 (M. Verheijen) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.10: Magnitudes aparentes $m_{K'}$, banda de $2.2\mu\text{m}$ (izq.) y colores $B - K'$ (der.) de galaxias del grupo de la Osa Mayor, contra tipo morfológico. Los círculos abiertos indican galaxias con $\mu_{0(K')} > 19.5 \text{ mag arcsec}^{-2}$.

El color de las S0 es aprox. el de una gigante K (pob. vieja $\rightarrow \mathcal{L}$ dominada por RGB y AGB). Las Sd y Sm tienen colores más azules porque tienen mayor fracción de estrellas jóvenes (F tardía - G).

Tabla 4.1: La secuencia de galaxias de disco luminosas

Característica	S0 – Sa	Sd – Sm
Brazos espirales	¡ o apretados	abiertos
Color – TE	rojo: ★ G tardía	azul: ★ F tardía
$B - V$	$0.7 \rightarrow 0.9$	$0.4 \rightarrow 0.8$
Estrellas jóvenes	pocas	relativ. muchas
Regiones HII	pocas, pequeñas	muchas, luminosas
Gas	poco	mucho
$\mathcal{M}(\text{H I})/\mathcal{L}_B$	$\lesssim 0.05 \rightarrow 0.1$	$\sim 0.25 \rightarrow > 1$
$\mathcal{L}_B$	$(1 \rightarrow 4)10^{10} \mathcal{L}_\odot$	$(< 0.1 \rightarrow 2)10^{10} \mathcal{L}_\odot$
I_0	alto	bajo
$\mathcal{M}(< R)$	$(0.5 \rightarrow 3)10^{11} \mathcal{M}_\odot$	$(< 0.2 \rightarrow 1)10^{11} \mathcal{M}_\odot$
Rotación	$\frac{dV(R)}{R}$ alta	$\frac{dV(R)}{R}$ baja
B/D	alta	baja

La clasificación original de Hubble se basaba casi exclusivamente en la apariencia de los brazos, con alguna mención a lo que entonces llamaba “núcleos” y hoy denominamos bulbos.

La Tabla 4.1 lista propiedades de las S y cómo cambian entre los subtipos tempranos (Sa, Sb) y los tardíos (Sd, Sm). Muchas de estas propiedades están relacionadas directamente con los brazos espirales (ej.: pob. estelar joven, reg.-HII, etc.).

Notar también (Fig 4.7) que las espirales menos luminosas (que también son las de menor brillo superficial y morfología más tardía) tienen mayor contenido proporcional de H I.

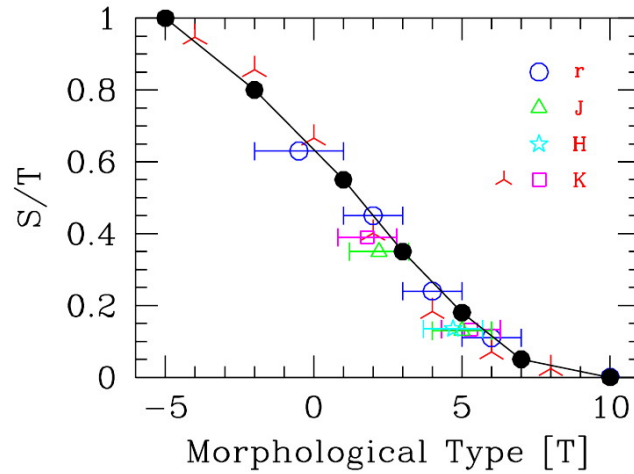


Figura 4.11: Relación de luminosidades esferoide/total para la secuencia de Hubble. Círculos llenos: valores teóricos (Buzzoni, 2005).

De alguna forma, las propiedades morfológicas están directamente relacionadas con la luminosidad (masa estelar) de las S.

Sin embargo, la Fig. 4.10 puede ser algo engañosa: las S0 abarcan todo el rango de luminosidades y brillos superficiales cuando se incluye a las enanas.

Por otra parte, las Sc abarcan un rango de luminosidades muy amplio ($\sim 200\times$).

Todo esto hace muy complejo el desarrollo de modelos teóricos convincentes.

4.2.1. Espectros ópticos

La Fig. 2.2 muestra espectros UV-óptico-IR de galaxias cubriendo toda la secuencia de galaxias de disco.

Notar los cambios en:

- distribución de flujo en el continuo
- líneas y bandas de absorción
- líneas de emisión

A tener en cuenta también: absorciones y emisiones debidas a la atmósfera terrestre (Fig. 2.3)

Las Figs. 4.12-4.16 muestran espectros, restringidos al rango óptico, para toda la secuencia S0-Sa-Sb-Sc-Sm.

Notar, entre otros rasgos:

- la ausencia de emisiones y la fuerte caída del continuo azul en la S0,
- la aparición de $H\alpha$ en emisión en la Sa,
- las absorciones “rellenadas” en líneas de Balmer en las Sb y Sc,
- el espectro dominado por emisiones de líneas prohibidas en la Sm.

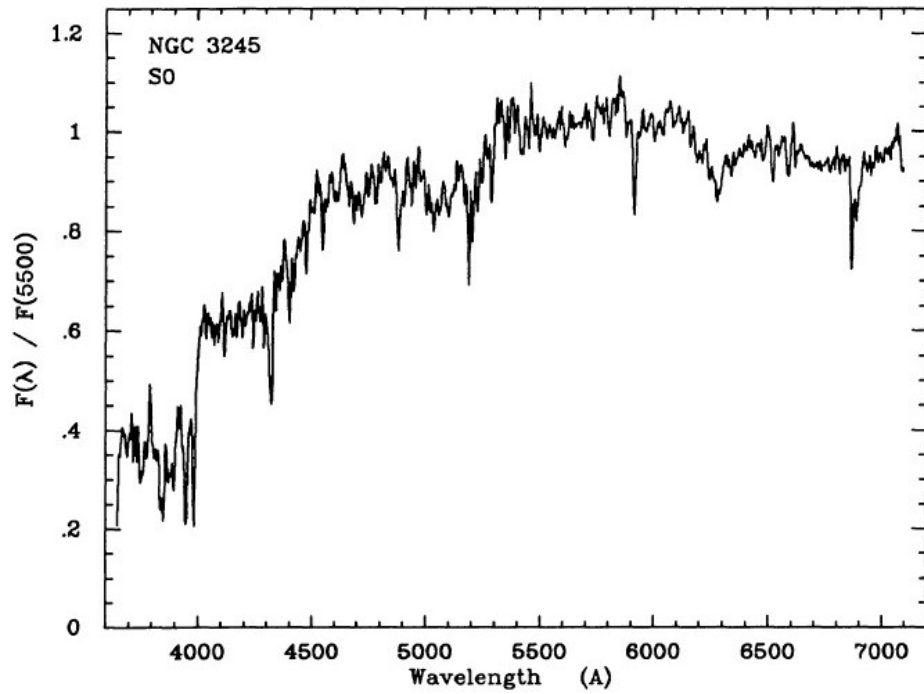


Figura 4.12: Espectro óptico de una galaxia S0 (NGC 3245; Kennicutt, 1992).

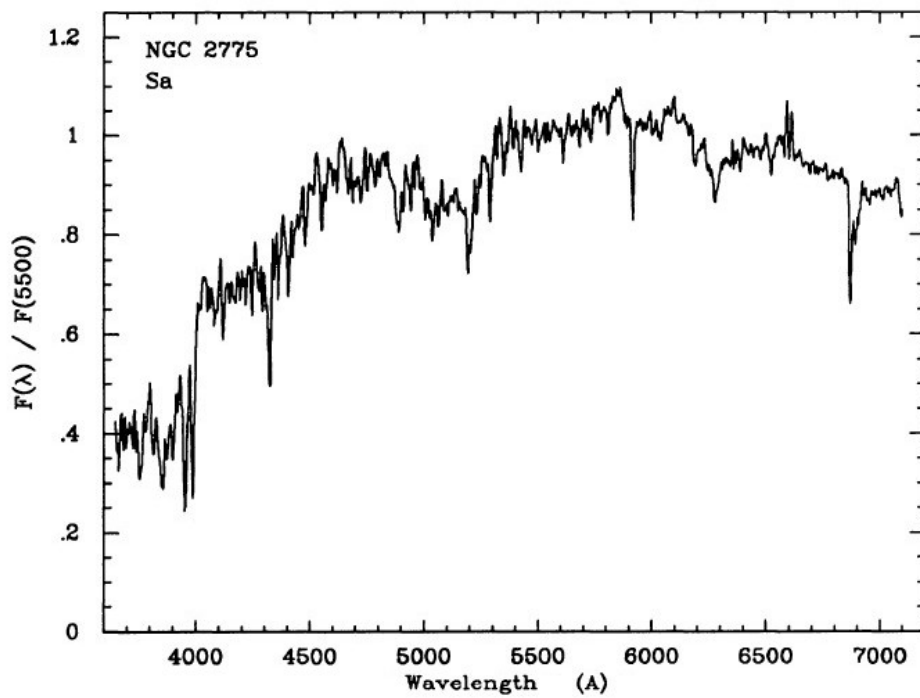


Figura 4.13: Espectro óptico de una galaxia Sa (NGC 2775; Kennicutt, 1992).

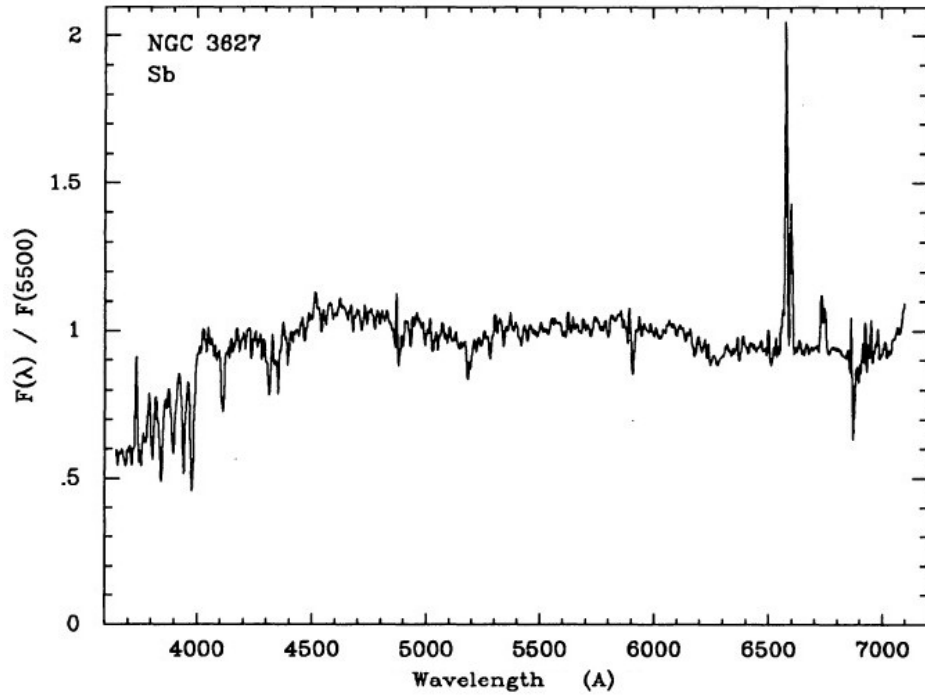


Figura 4.14: Espectro óptico de una galaxia Sb (NGC 3627; Kennicutt, 1992).

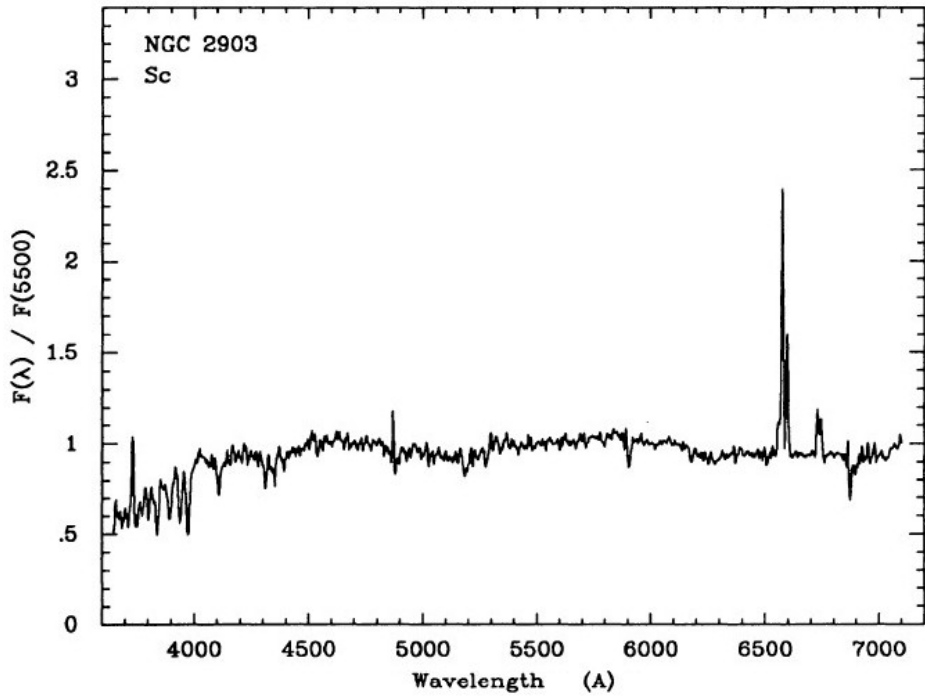


Figura 4.15: Espectro óptico de una galaxia Sc (NGC 2903; Kennicutt, 1992).

4.2.2. Galaxias lenticulares

Se ha propuesto (Cappellari et al., 2011, y referencias allí citadas) una clasificación cinemática, diferenciando entre “rotadores lentos” y “rotadores rápidos”. Esto se esquematiza en la Fig. 4.17, donde

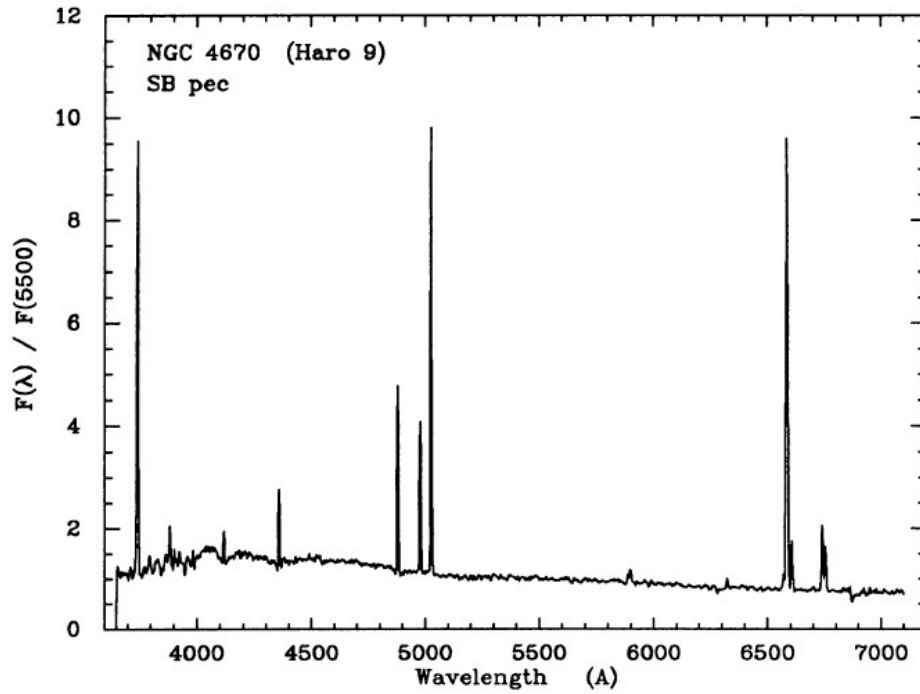


Figura 4.16: Espectro óptico de una galaxia Sm (NGC 4670; Kennicutt, 1992).

las lenticulares aparecen divididas en subtipos “a”, “b”, y “c”, según la importancia relativa de la componente de disco, en forma análoga a las S. La secuencia de las galaxias “A” se refiere a espirales “anémicas”, como un estado intermedio entre espirales (S) y lenticulares (S0).

Para las elípticas, se plantea a las *E disk* como vinculadas a los rotadores rápidos (ver Cap. 5).

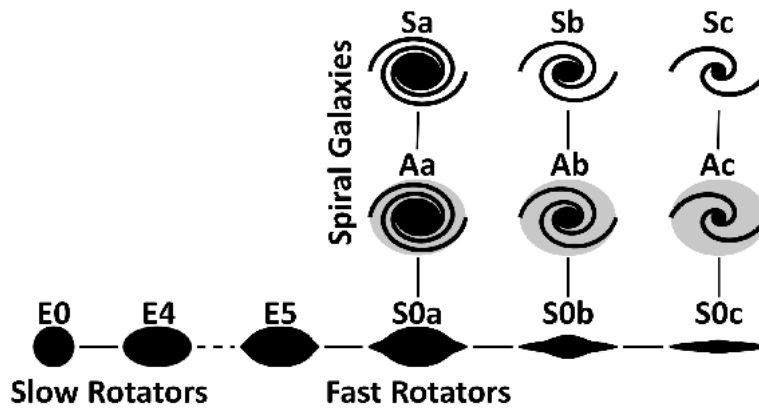


Figura 4.17: Clasificación cinemática en “rotadores lentos” y “rotadores rápidos” (Cappellari et al., 2011).

Esta clasificación intenta ser útil para el estudio evolutivo $S \rightarrow S0$, basado en la relación morfología-densidad (ver Cap. 9).

4.3. Distribución de poblaciones estelares

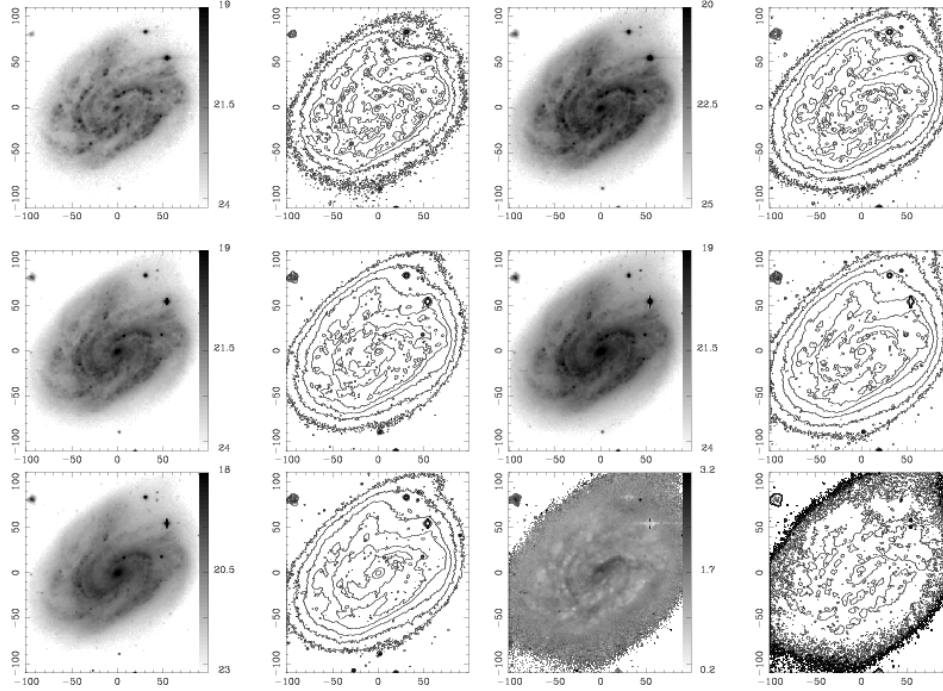


Figura 4.18: NGC 157 (SABbc). De izq. a der. y de arriba a abajo, imágenes y contornos: U , B , V , R , I , $B - I$ (del Río & Cepa, 2003).

El aspecto de una galaxia S cambia dramáticamente con la long. de onda en que se observa. Las Figs. 4.18 y 4.19 muestran dos galaxias en distintas long. de onda. Notar que en el U y B los brazos espirales aparecen bien delineados y discontinuos, por las regiones de formación estelar más reciente. Muy poca contribución al U fuera de los brazos. En el I (banda del infrarrojo óptico, $\lambda \sim 800$ nm) los brazos siguen viéndose, aunque mucho más suaves y continuos.

El IR cercano (banda K , $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$) traza la pob. estelar vieja, revelando la barra de M 100 (Fig. 4.20), sin contribución apreciable de los brazos espirales ni absorción por el polvo (que sí son evidentes en las imágenes ópticas de banda ancha y $H\alpha$).

4.3.1. Observaciones en ultravioleta lejano

En el ultravioleta lejano la contribución al flujo observado proviene exclusivamente de estrellas jóvenes de alta masa y estrellas de la HB. La contribución de otras fases es despreciable.

Trazador de formación estelar reciente (actual).

Fig. 4.21: imágenes de galaxias S en el óptico y UV lejano ($\lambda = 1521 \text{ \AA}$), estas últimas con el *Ultraviolet Imaging Telescope* (UIT), un telescopio orbital de 38 cm transportado por el *Space Shuttle* en 1990 y 1995, que obtuvo imágenes en dos bandas: NUV ($\lambda = 1900 - 2500 \text{ \AA}$) y FUV ($\lambda = 1300 - 1800 \text{ \AA}$).

Fig. 4.22: imágenes de la galaxia Sab M 94 (Waller et al., 2001):

- en el óptico (notar bulbo y disco),
- en UV cercano (NUV, $\lambda = 2300 \text{ \AA}$), tomada con HST; se hace evidente la estructura espiral,

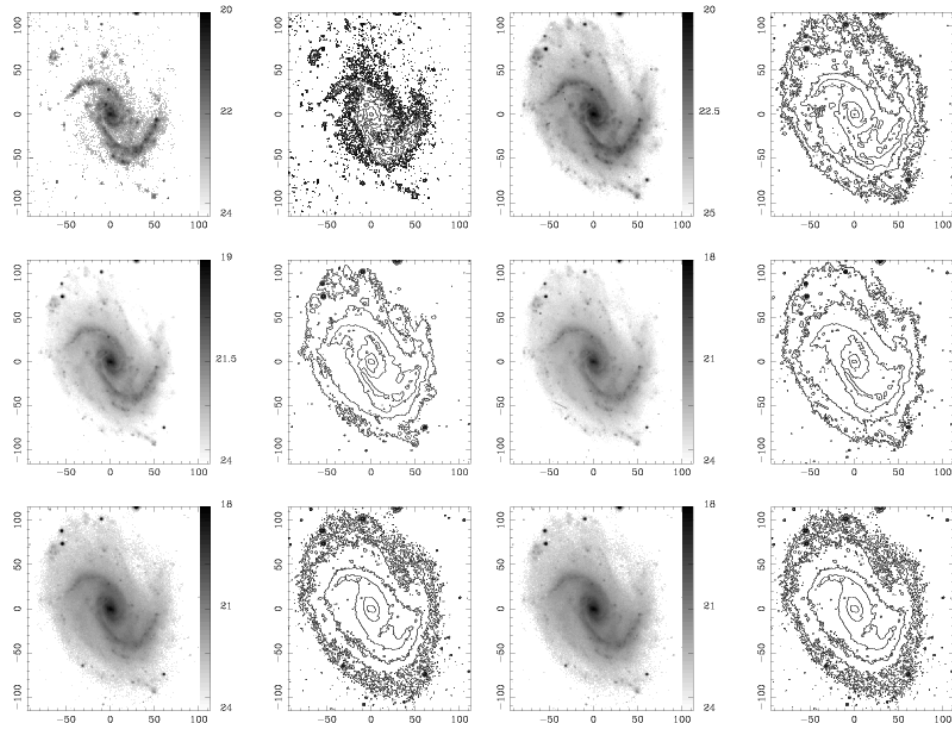


Figura 4.19: NGC 895 (Scd). De izq. a der. y de arriba a abajo, imágenes y contornos: U , B , V , R , I , $B - I$ (del Río & Cepa, 2003).

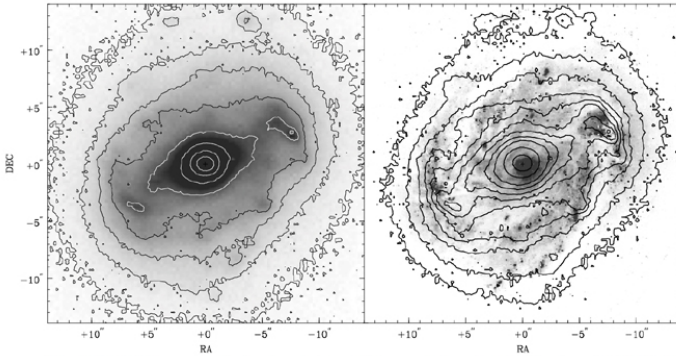


Fig 5.9 (J. Knapen) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.20: Región central de M 100 (NGC 4321) en óptico (HST, *izq.*) en banda K ($2.2 \mu\text{m}$) (*centro*) y en $H\alpha$ + contornos K (*der.*).

- en FUV ($\lambda = 1521 \text{ \AA}$), se evidencia una zona circumnuclear de formación estelar y dos *hot-spots*, relacionados con la estructura espiral, posiblemente requieren algún proceso dinámico particular.

Al observar galaxias a $z \gtrsim 1$ estamos viendo en el óptico la luz emitida en el NUV-FUV.
No se pueden comparar directamente con imágenes ópticas a $z = 0$.

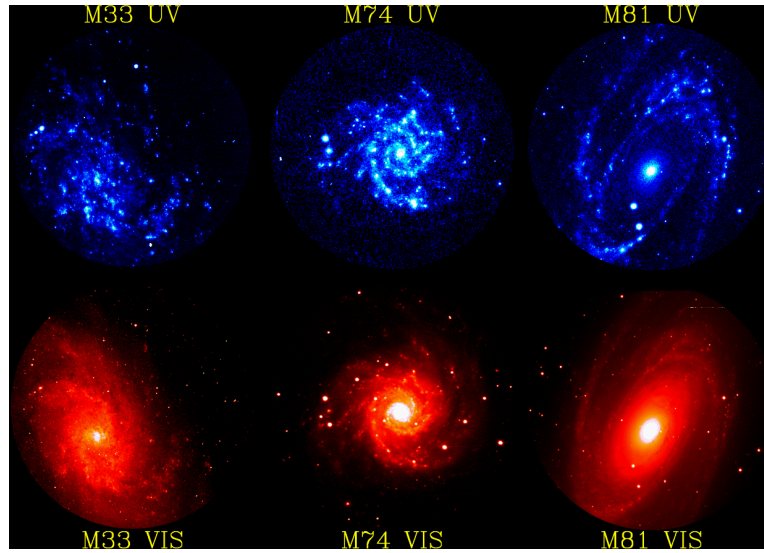


Figura 4.21: Galaxias S en el óptico y UV lejano (*Ultraviolet Imaging Telescope* –UIT–, $\lambda = 1521 \text{ \AA}$). M 33 (Scd), M 74 (Sc), M 81 (Sab).

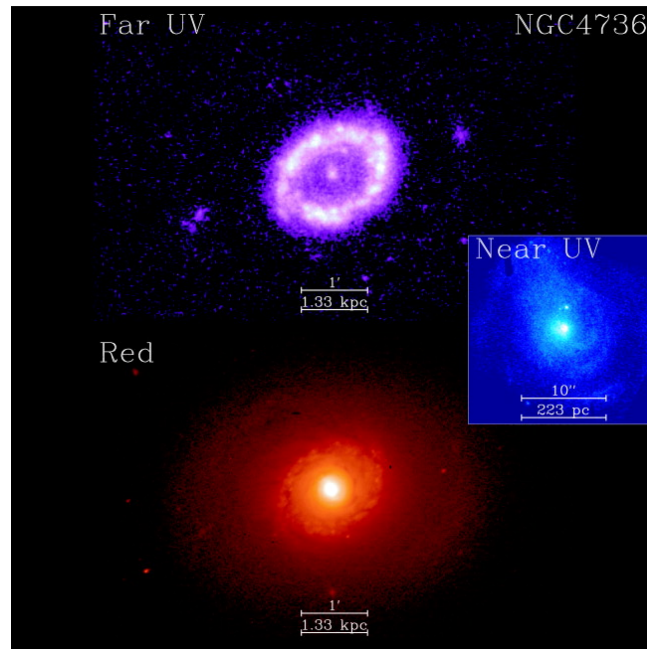


Figura 4.22: M 94 (Sab) en visible, NUV (HST, $\lambda = 2300 \text{ \AA}$) y FUV (UIT, $\lambda = 1521 \text{ \AA}$). Waller et al. (2001).

4.3.2. Observación del gas ionizado

Mecanismos de ionización del gas:

- radiación ultravioleta de estrellas de alta T
- ondas de choque

- radiación ultravioleta de disco de acreción.

Regiones de formación estelar

La emisión en $H\alpha$ traza las regiones de formación estelar (Figs. 4.23, 4.24, 4.25, y 4.26).

Para el mapeo espacial de la emisión, se usa un filtro de banda angosta (interferencial) centrado en la línea (ojo, depende de z) y un filtro para el continuo, que puede ser de banda ancha (R). La diferencia da la emisión en la línea.

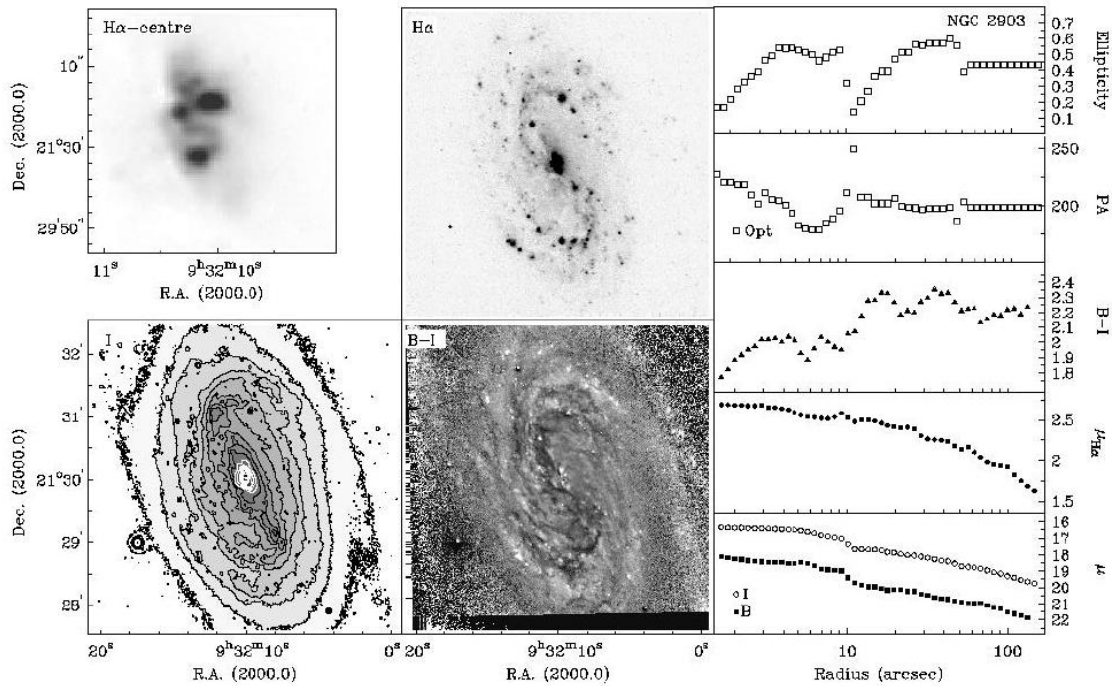


Figura 4.23: NGC 2903 (SBd): banda ancha y $H\alpha$. *Panel derecho*: perfiles de elipticidad, ángulo de posición, índice de color, y brillo superficial en $H\alpha$ y banda ancha (Knapen et al., 2002).

La luminosidad de la emisión $H\alpha$ es indicadora de la tasa de formación estelar actual.

$\mathcal{L}_{H\alpha}$ se puede medir de la imagen en banda angosta, o bien se cuantifica a través del ancho equivalente W_λ de la línea de emisión.

Por lo tanto, correlaciona con el tipo de Hubble (Fig. 4.27-izq.). También correlaciona muy bien con la emisión en el infrarrojo lejano (FIR), región del espectro en la que se reemite la energía correspondiente a la radiación UV de las estrellas calientes absorbida por el polvo (Fig. 4.27-der.).

Problema: salvo para alta resolución espectral (infrecuente en observaciones de galaxias), la emisión $H\alpha$ ($\lambda = 656.8$ nm) está contaminada por la emisión de $[NII]$ ($\lambda = 658.36$ nm). Hay que modelarla y descontarla.

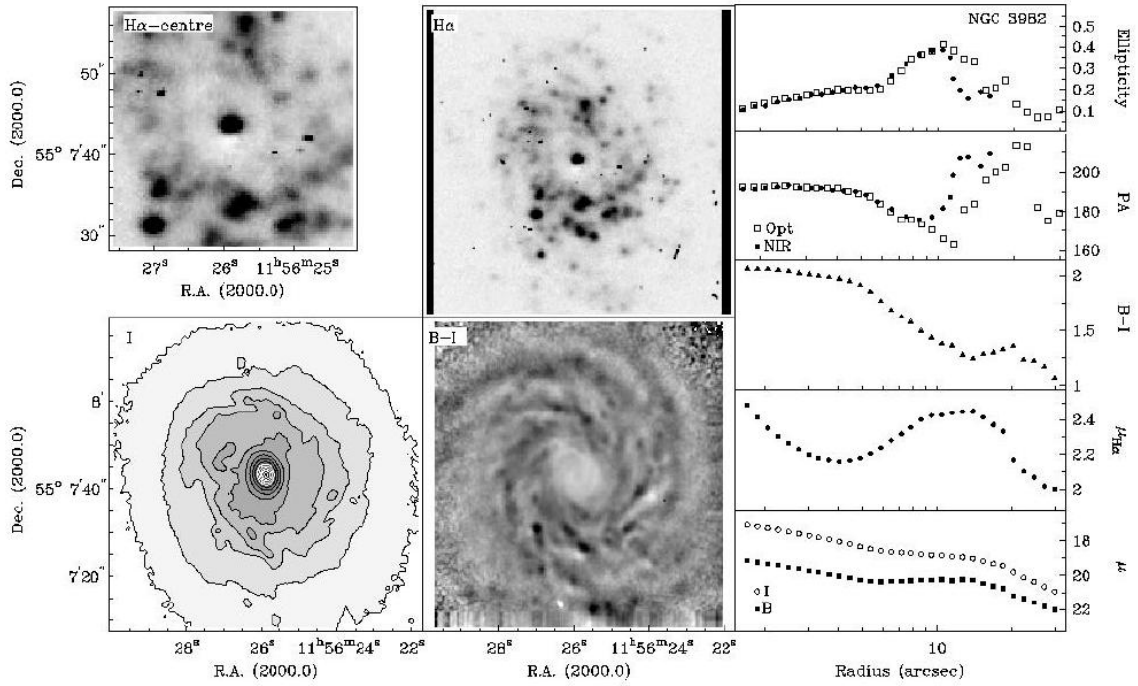


Figura 4.24: NGC 3982 (SABb): ídem Fig. 4.23 (Knapen et al., 2002).

4.4. Gas neutro y molecular

4.4.1. Emisión en ondas de radio y milimétricas

Tipo de emisión: (ver Fig. 4.28)

- Continuo
 - térmico (cuerpo negro, libre-libre): Sol (fotosfera), *shocks*, recombinación en reg. HII, CMB (dominan a λ corta)
 - no térmico (sincrotrón, maser): Sol (flares), SNR, AGN, pulsars (dominan a λ larga)
- Línea (gas frío)
 - H atómico ($\lambda = 21$ cm)
 - moléculas (CO, OH, etc. – rangos cm y mm)

El poder resolvente de un telescopio se estima:

$$\theta \simeq \frac{\lambda}{D}$$

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{radio}} &\sim 10^{-1} \text{ m} \\ \lambda_{\text{óptico}} &\sim 5 \times 10^{-7} \text{ m} \end{aligned}$$

para $\lambda = 21$ cm:

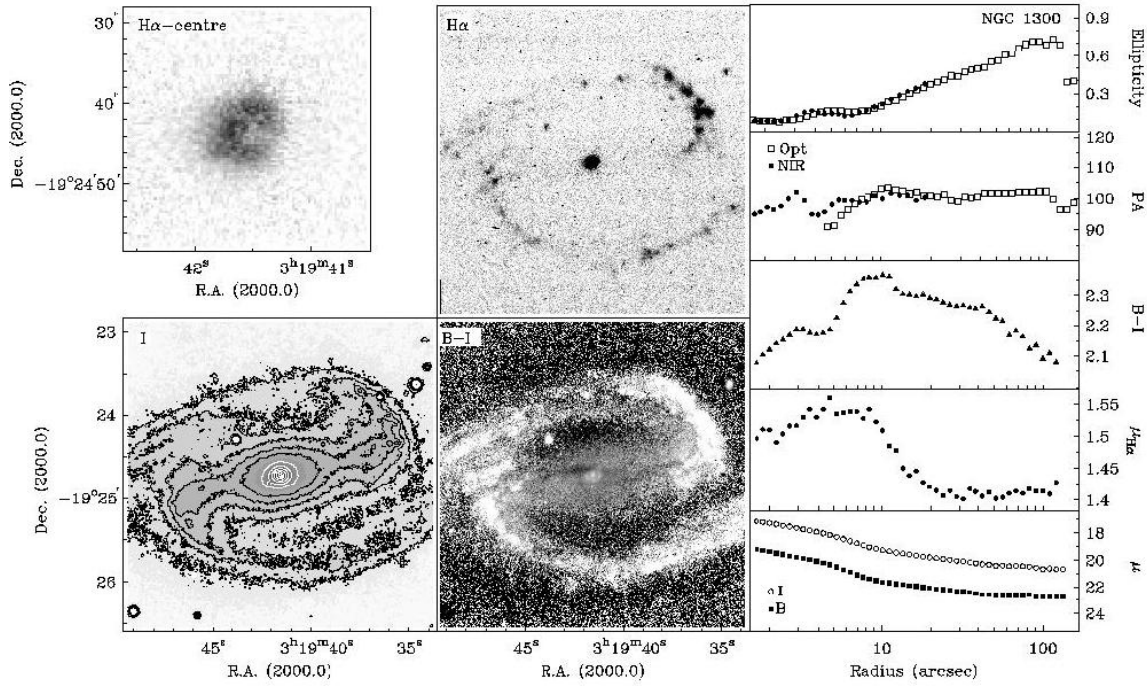


Figura 4.25: NGC 1300 (SBbc): ídem Fig. 4.23 (Knapen et al., 2002).

Nombre	D (m)	θ (arcmin)
IAR	30	24
Efflesberg	100	7
Arecibo	300	2

Para $\theta = 1'' \rightarrow D \sim 40$ km.

Síntesis de abertura: Considerando una onda electromagnética cuyo campo eléctrico está dado por $E \propto \cos(2\pi ct/\lambda)$, el voltaje inducido en el foco de un radiotelescopio es proporcional al valor instantáneo de E .

Las señales en los receptores de los dos radiotelescopios de la Fig. 4.29 (*izq.*) son, respectivamente:

$$S_1 \propto \cos \frac{2\pi ct}{\lambda} \quad S_2 \propto \cos \left(2\pi \frac{ct - d \cos(h)}{\lambda} \right).$$

Las señales S_1 y S_2 se multiplican en un *correlador* y la salida se filtra para eliminar oscilaciones rápidas. El resultado es un *patrón de interferencia*: una señal $S \propto \cos(2\pi d \cos(h)/\lambda)$ que varía lentamente, al variar h con la rotación terrestre.

La diferencia entre los patrones de interferencia de dos fuentes A y B será:

$$S_A - S_B \propto \cos \left(\frac{2\pi d \cos(h_A)}{\lambda} \right) - \cos \left(\frac{2\pi d \cos(h_B)}{\lambda} \right)$$

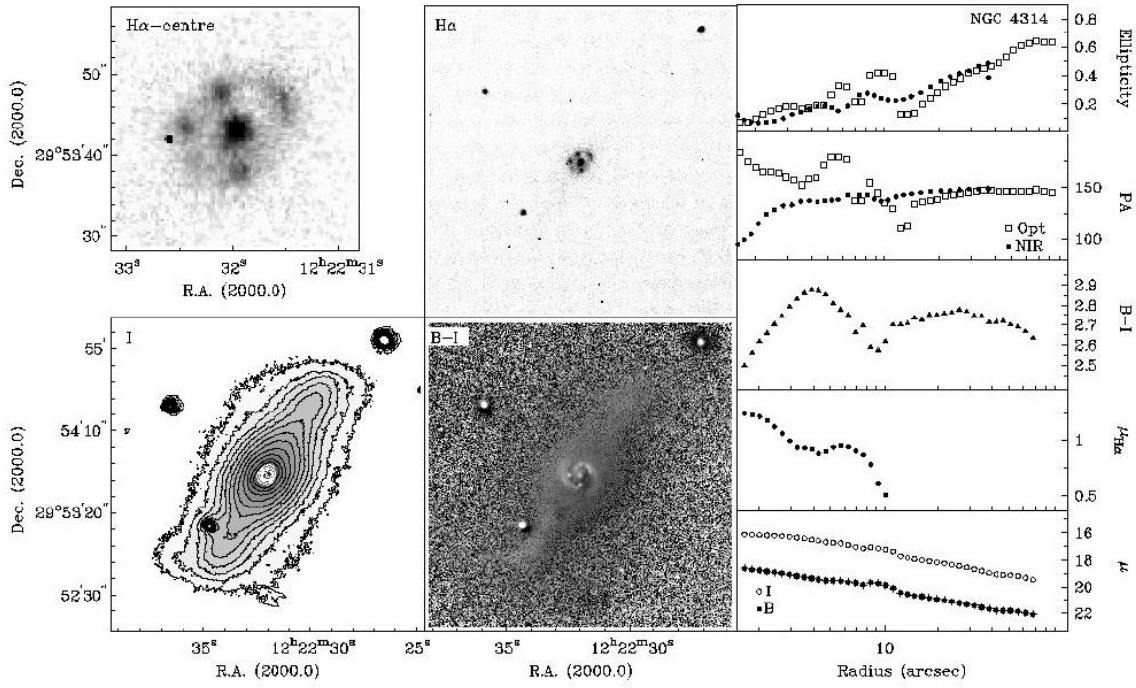


Figura 4.26: NGC 4314 (SBa): ídem Fig. 4.23 (Knapen et al., 2002).

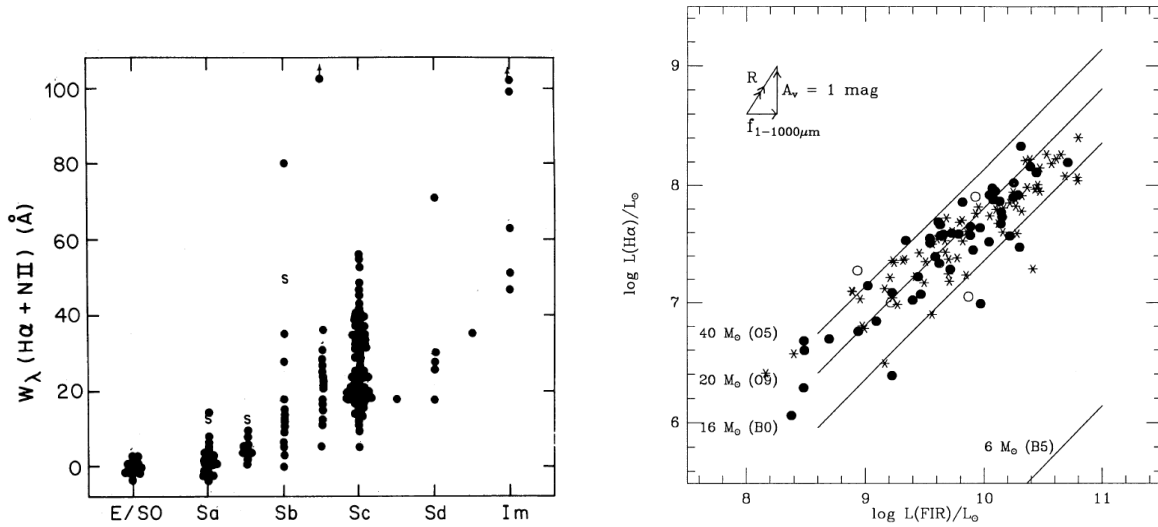


Figura 4.27: Relación entre el ancho equivalente de la línea H α con tipo morfológico (*izq.*, Kennicutt & Kent, 1983), y entre las luminosidades en H α y el infrarrojo lejano $\mathcal{L}_{FIR}$ (*der.*, Devereux & Young, 1990).

que es máxima cuando

$$\frac{2\pi d \cos(h_A)}{\lambda} - \frac{2\pi d \cos(h_B)}{\lambda} = \frac{2\pi d}{\lambda} \Delta \cos h = (2k + 1)\pi,$$

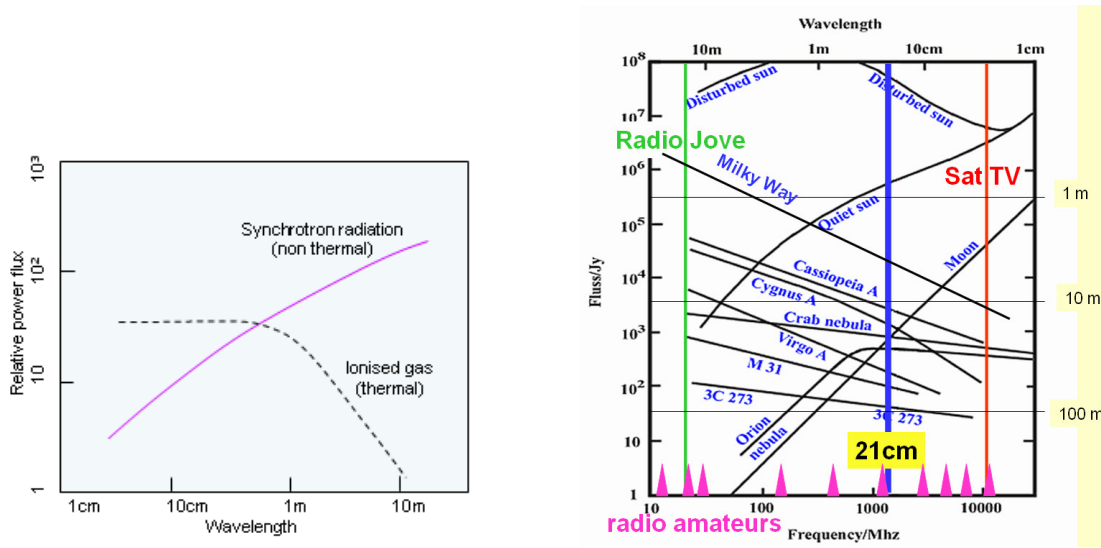


Figura 4.28: Comparación de espectros de fuentes térmicas y no térmicas.

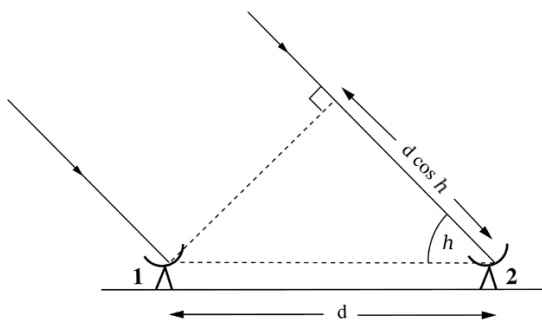


Fig 5.11 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007



Figura 4.29: Síntesis de abertura.

con k entero.

La mínima separación es para $k = 0$, o sea dos fuentes separadas en el cielo por $\Delta \cos(h) = \lambda/(2d) \rightarrow \sin(h) \Delta h = \lambda/(2d)$.

De modo que el poder resolvente resulta

$$\theta = 2\Delta h = \frac{\lambda}{d \sin(h)}.$$

O sea el poder resolvente equivale al de un instrumento de diámetro $d \sin(h)$ (notar que la *sensibilidad* será proporcional al área colectora total).

Interferómetro: se utiliza un número n de antenas c/u de diámetro D , y se aprovecha la rotación terrestre para cubrir una mayor línea de base.

Sup. dist. mínima entre antenas sea $d_{\min}$ (notar que $d_{\min} \geq D$):

- cada antena recibe radiación de un sector de cielo de diámetro angular $\lambda/D \rightarrow$ para mapear un campo hay que hacer “barridos”

- fuentes más extendidas que $\lambda/d_{\min}$ no serán detectadas.

Hidrógeno neutro

Condiciones físicas:

- línea 21 cm del H I es *ópticamente delgada*
 $\rightarrow$ no hay auto-absorción $\rightarrow M_{\text{gas}} \propto F_{21\text{ cm}}$
- densidad de columna de H I similar en promedio $\forall S$
 se debe al *auto apantallamiento*:
 $N_{\text{H I}} \gtrsim 4 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ absorbe todos los fotones U
 $\rightarrow$ se forman moléculas H_2

Provee información:

- espectral (velocidad radial)
- distribución espacial.

Se detecta hasta niveles $N_{\text{H}} \simeq 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, que corresponde a $0.1 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$.

4.4.2. Distribución espacial del gas

Hidrógeno neutro (atómico)

- Confinado al disco
- gas distribuido más uniformemente que la luz estelar
- disco gaseoso más extendido que el disco estelar.

Poco H I en la zona central, mayor densidad en anillo de varios kpc de espesor (Fig. 4.30).

El H I se extiende algo más que la luz estelar, y está distribuido más uniformemente que esta (comparar con Fig. 4.2).

Normalmente el disco de H I se extiende hasta cerca del doble del radio r_{25} del disco estelar.

La Fig. 4.31 (*izq.*) muestra la distribución de H I en la galaxia Sc NGC 891: la mayor densidad de gas está en el plano, pero hay H I difuso extendiéndose hasta 5 kpc a cada lado del plano. Este es un caso algo extremo, pero todas las S tienen gas alejado del plano (quizás expulsado por formación estelar intensa –vientos, SN–).

La Fig. 4.31 (*centro*) muestra la distribución de la emisión $\text{H}\alpha$, que traza la formación estelar. Los contornos muestran la emisión en el continuo de radio ($\lambda = 21 \text{ cm}$); parte de esta es emisión libre-libre del gas ionizado, y parte es sincrotrón en RSN. Hay emisión difusa lejos del plano, por los fotones UV y electrones que escapan de las regiones de formación estelar en el plano.

Hidrógeno molecular

La molécula H_2 es simétrica: no tiene transiciones dipolares, solo rotacionales. La de menor energía en $\sim 20 \mu\text{m}$. No radía prácticamente nada, salvo a muy altas temperaturas ($T \sim 1000 \text{ K}$).

Se usa la molécula de CO como trazadora.

Problemas:

- emite en región milimétrica (receptores más complicados)

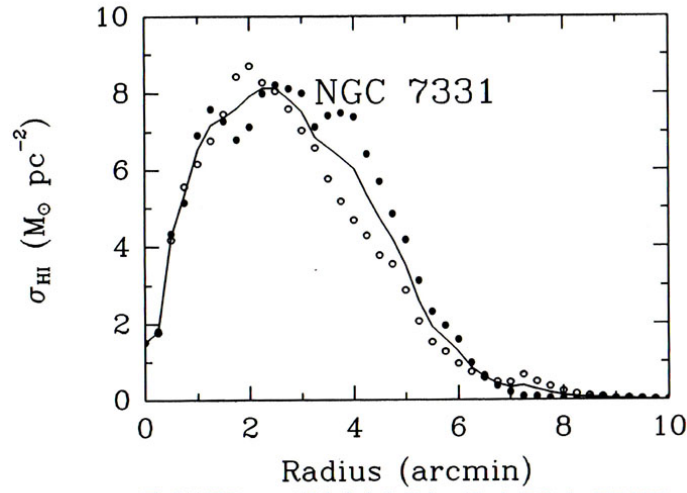


Fig 5.14 (K. Begeman) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.30: NGC 7331 (Sb): perfil radial de H_I. Notar que el perfil óptico (banda *I*) de la Fig. 4.2 se extiende hasta $r \approx 5$ arcmin.

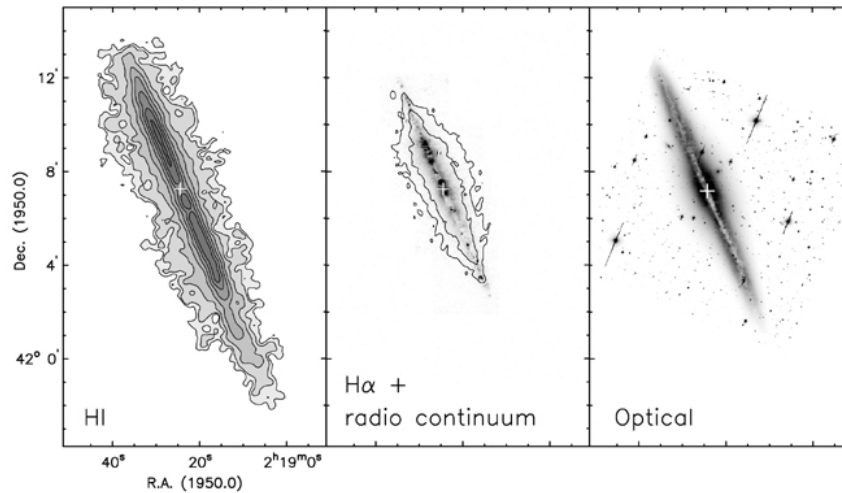


Fig 5.16 (Swaters & Rand) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.31: NGC 891 (Sc): contornos de H_I (*izq.*); imagen H α + contornos continuo de radio en 20 cm (*centro*); imagen *R* (*der.*).

- baja cantidad ($\frac{n_{\text{CO}}}{n_{\text{H}_2}} \sim 10^{-5}$)

Ventaja:

- mejor resolución (menor λ).

Algunas S tienen anillo de CO (como la MW); en otras el CO es máximo en el centro.

El contenido total de gas se suele referir a la luminosidad óptica: $\mathcal{M}(\text{H}_1)/\mathcal{L}_B \sim 0.05 - 0.1 \mathcal{M}_{\odot}/\mathcal{L}_{B,\odot}$ para galaxias S0 y Sa. Es unas 10 veces mayor en Sc, Sd.

Las espirales tardías han estado consumiendo su gas en forma lenta → tasa de formación estelar constante o levemente decreciente.

Las S0 apenas tienen gas.

- agotado por formación estelar intensa
- barrido por procesos externos (o internos).

Unas pocas S0 (y E) tienen $\gtrsim 10^{10} M_{\odot}$ de H I (tanto como una S rica en gas). Usualmente no está en el disco ni comparte su cinemática sino que forma un anillo inclinado.

En algunos casos forma un *anillo polar* perpendicular al disco, como en UGC 7576 (Fig. 4.32), que tiene $5 \times 10^9 M_{\odot}$ de H I en el anillo polar, pero casi nada en el disco.

Se supone que son resultado de capturas.

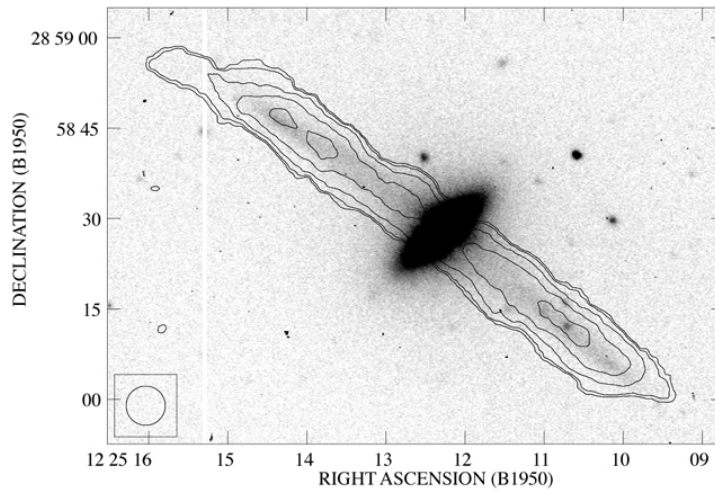


Fig 5.17 (A. Cox) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.32: UGC 7576 (S0): imagen V y contornos de H I: notar el anillo de estrellas, gas y polvo perpendicular al disco.

4.4.3. Cinemática / dinámica del gas

La relación entre la velocidad circular del gas $v(r)$ y la masa contenida dentro del radio r , $M(r)$ es:

$$\frac{v^2(r)}{r} = \frac{G M(r)}{r^2}. \quad (4.7)$$

La velocidad $v(r)$ usualmente se mantiene constante hasta el límite del disco de H I ⇒ la masa contenida sigue creciendo.

La curva de rotación

El movimiento del gas en el disco de una S es básicamente circular; la componente aleatoria alcanza apenas $8 - 10 \text{ km s}^{-1}$, menos aún que para estrellas.

De acuerdo a la Fig. 4.33, suponiendo rotación pura, la velocidad radial observada es:

$$v_{\text{rad}}(r, i) = v_{\text{sis}} + v(r) \sin(i) \cos(\phi)$$

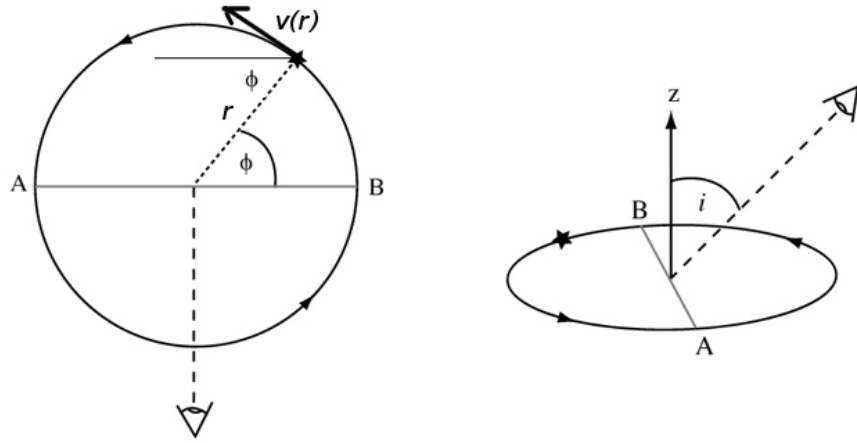


Fig 5.18 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.33: Esquema para la curva de rotación. $\overline{AB}$ es la línea de los nodos.

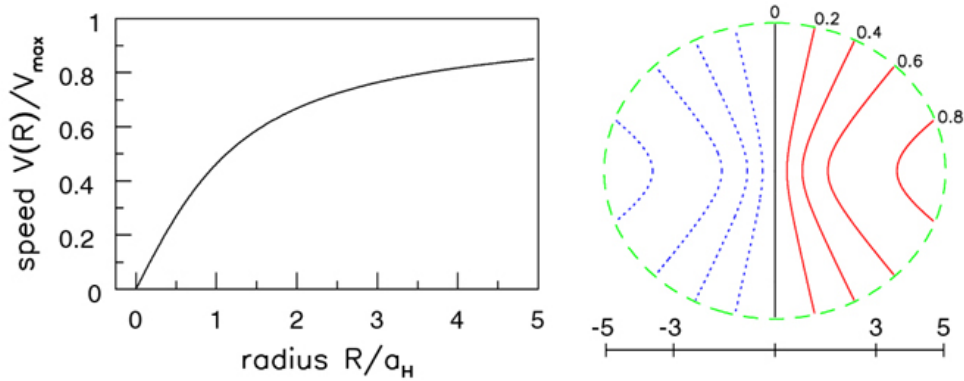


Fig 5.19 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.34: *Izq.*: curva de rotación para un potencial de “halo oscuro” en unidades de $v_H = v_{\max}$. *Der.*: diagrama de *araña* de la v_{rad} para un disco observado con una $i = 30^\circ$; contornos en unidades de $v_H \sin 30^\circ$; velocidades negativas en punteado (azul).

Los contornos de v_{rad} constante sobre el disco de la galaxia conectan puntos con igual valor de $v(r) \cos(\phi)$, formando un *diagrama de araña* (Fig. 4.34). El eje mayor cinemático (horizontal) corresponde al $\overline{AB}$ (línea de los nodos) en la Fig. 4.33. Sobre este eje se alcanzan las máximas diferencias entre v_{rad} y v_{sis} .

En las zonas centrales $v(r) \propto r$ aprox. $\rightarrow$ contornos $\sim$ paralelos al eje menor.

Para r grande, $v(r) \sim \text{cte.}$ $\rightarrow$ contornos en dirección $\sim$ radial.

Si la curva de $v(r)$ cae a partir de un cierto $r \rightarrow$ los contornos se cierran sobre sí mismos.

Sea $v_{\max}$ el pico de la curva de rotación: el rango entre los valores extremos de velocidad radial medida es $W = 2 v_{\max} \sin i$.

Distorsiones en el diagrama de araña:

parte externa del diagrama rotada respecto de la interna	<i>warp</i> (alabeo)
$v_{\text{rad}} \neq 0$ en eje menor	movimiento radial del gas, hacia adentro o hacia afuera (barra)
contornos distorsionados	movimientos no circulares (aleatorios) del gas

De todas formas, el diagrama de araña se reconoce fácilmente en las observaciones (Fig. 4.35). El diagrama de araña de la Fig. 4.34 se dibuja conociendo la curva de rotación (ver Trabajos Prácticos). Observacionalmente, se procede a la inversa: a partir del diagrama de araña observado, se trata de obtener la curva de rotación $v(r)$ y la inclinación i que mejor reproducen el diagrama observado.

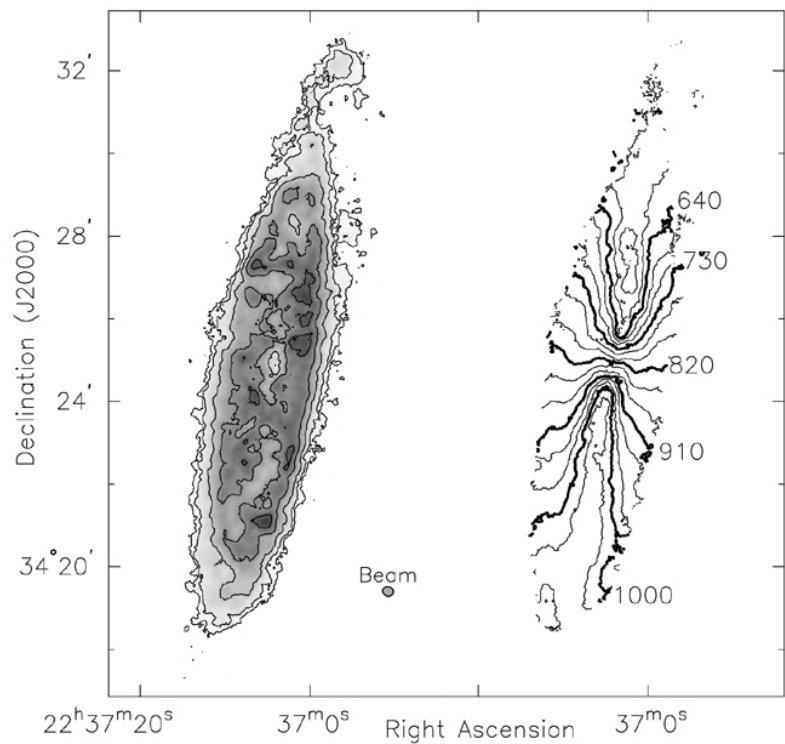


Fig 5.13 (Thornley & Bambic) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.35: NGC 7331 (Sb): densidad superficial de H I obtenida con VLA (*izq.*); contornos de la velocidad del gas (*diagrama de araña*), espaciados por 30 km s^{-1} (*der.*).

La Fig. 4.36 muestra la curva de rotación de NGC 7331 a partir de observaciones de H I y de CO. Notar crecimiento rápido y luego estabilización.
La velocidad angular $\omega(r) = \frac{v(r)}{r}$ resulta siempre decreciente con el radio (rotación diferencial).

Masa total

- Componente estelar (bulbo y disco): se adopta relación $M/\mathcal{L}$
- Gas: multiplicar densidad superficial observada de H I $\times 1.4$ (hay $\sim 40 \%$ en masa de He)

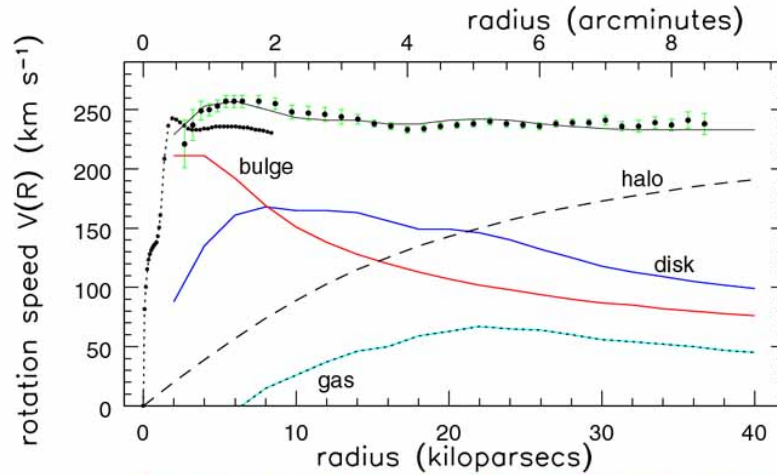


Fig 5.20 (Begeman, Sofue) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.36: Curva de rotación de NGC 7331 (*círculos llenos*), a partir del mapa de H I de la Fig. 4.35, y observaciones de CO (*línea de puntos*), que tienen mayor resolución espacial. Las líneas llenas son las contribuciones modeladas de las distintas componentes estructurales, más el halo oscuro (*trazos*).

Bulbo: sup. esférico, se puede aplicar la Ec. 4.7.

Disco: como es un sistema achatado, la fuerza puede apuntar tanto hacia adentro como hacia afuera. Para $r \lesssim 6$ kpc la fuerza ejercida por el disco de gas es hacia afuera $\rightarrow$ contribución negativa a $v(r)$. En la Fig. 4.36 M/L fue ajustada tal que la contribución de estrellas y gas sea la máxima posible $\rightarrow$ modelo de *disco máximo*.

Con esto, $v(r)$ debería empezar a caer para $r \gtrsim 20$ kpc. Hay que agregar un hipotético “halo de materia oscura” (con $\gtrsim 75\%$ de la masa total) para reproducir la curva de rotación observada usando dinámica Newtoniana.

Curvas de rotación para distintos tipos de galaxias de disco

La forma de la curva de rotación depende del tipo morfológico:

- las S más luminosas (Sa, Sb) rotan más rápido (son más luminosas $\rightarrow$ de mayor masa; ver relación T-F) y tienen curvas con crecimiento más abrupto.
- en las Sd, Sm la curva de rotación crece más suavemente
- LSB: rotadores lentos, curva de rotación similar Sd, Sm

Proporción DM: $\sim 50\%$ en Sa $\rightarrow 80 - 90\%$ en Sd, Sm.

Relación Tully-Fisher: ver Sistemas Estelares.

En la Fig. 4.37 las galaxias LSB siguen la misma relación de Tully-Fisher con pendiente $\mathcal{L} \propto v_{\max}^4$ que las galaxias “normales” o de alto brillo superficial (HSB).

Se puede demostrar (Trabajos Prácticos) que para que las galaxias LSB sigan la misma relación T-F que las HSB, las LSB deben tener mayor relación $\left(\frac{M}{\mathcal{L}}\right)$.

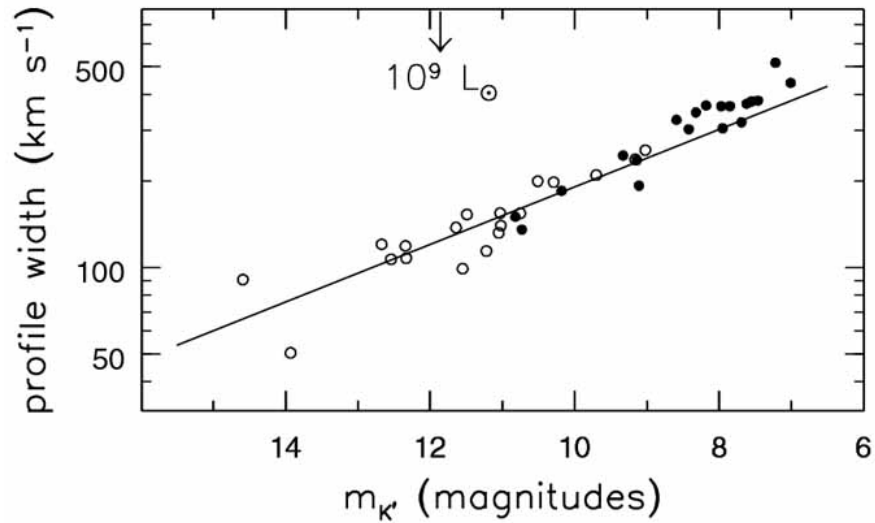


Fig 5.23 (M. Verheijen) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.37: Relación de Tully-Fisher para galaxias en el grupo de la Osa Mayor. Ordenadas: $W/\sin i \approx 2 v_{\max}$, obtenido del perfil de H α ; abscisas: mag. aparente K' . Círculos vacíos: galaxias LSB; círculos llenos: galaxias “normales”.

La relación T-F es difícil de entender si se acepta la existencia de “materia oscura” (DM), dado que esta determina la dinámica, mientras que la luminosidad depende de la componente estelar. Se requiere un mecanismo de acople entre una y otra.

4.5. La estructura espiral

Propiedades necesarias para estructura espiral:

- rotación diferencial
- auto gravitación
- (gas)

Barras:

- no requieren gas
(S0: puede ser barrada a pesar de no tener gas ni brazos espirales)

4.5.1. Tipos de espirales - Teorías de estructura espiral

La Fig. 4.38 ejemplifica los dos tipos básicos distintos de espirales:

flocculent: Varios fragmentos de brazos (NGC 6744 - Sbc)

grand design: dos brazos bien definidos (NGC 2997 - Sc)



Figura 4.38: *Izq.*: NGC 6744 (Sbc, tipo “grumoso”); *der.*: NGC 2997 (Sc, tipo “gran diseño”).

Espirales tipo “grumoso” (*flocculent*)

Formación estelar estocástica autopropagada (SSPSF).

Gerola & Seiden (1978): modelo que produce estructura espiral a partir de:

- rotación diferencial
- formación estelar propagada estocásticamente a regiones (celdas) vecinas

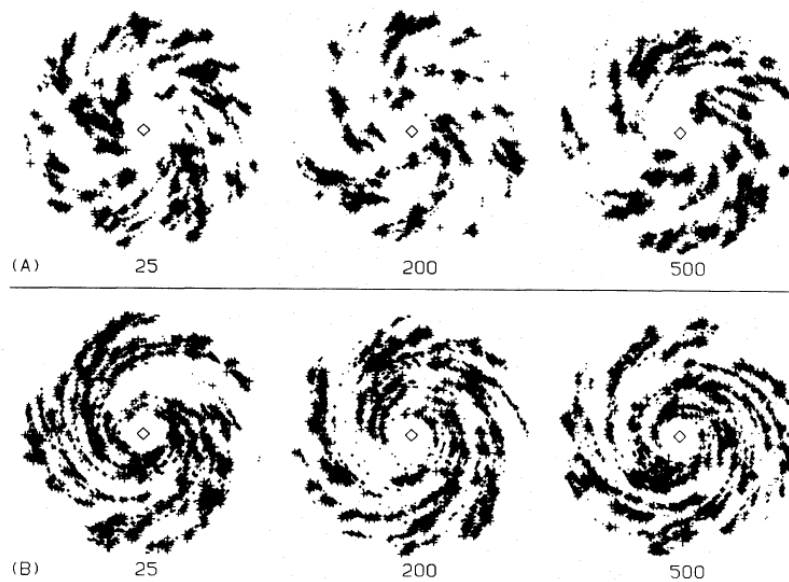


Figura 4.39: Estructura espiral con modelos de SSPSF.

Sirve únicamente para brazos fragmentarios (ej.: M 33, Figs. 4.8 y 4.21), no para espirales *grand design*.

Espirales tipo “gran diseño” (*grand design*)

(R, ϕ) : coordenadas polares galactocéntricas.

m : cantidad de brazos.

$$\cos \{m[\phi + f(R, t)]\} = 1 \quad (4.8)$$

$f(R, t)$ describe qué tan apretada es la espiral.

Si $\left| \frac{\partial f}{\partial R} \right|$ es grande, los brazos están fuertemente apretados; si es chico, son abiertos.

El “ángulo de ataque” (*pitch angle*) es el ángulo entre el brazo y la tangente al círculo de radio R :

$$\frac{1}{\tan i} = \left| R \frac{\partial \phi}{\partial R} \right| = \left| R \frac{\partial f}{\partial R} \right| \quad (4.9)$$

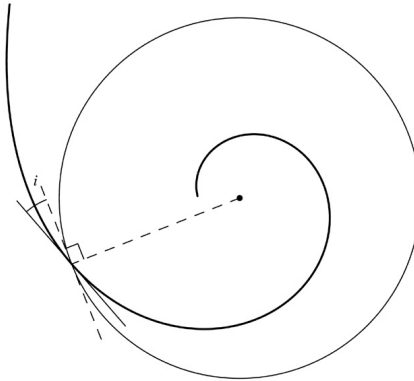


Fig 5.28 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.40: *Pitch angle* de la estructura espiral.

Sa: $\langle i \rangle \simeq 5^\circ$

Sc: $10 < i < 30^\circ$

Los brazos espirales no pueden ser estructuras materiales (formados siempre por las mismas estrellas) porque la rotación diferencial los enrollaría muy rápidamente (Fig. 4.41).

Sup. a $t = 0$ una distribución radial de estrellas $\phi = \phi_0$. Cada estrella se mueve en su órbita con velocidad angular $\Omega(R) = v(R)/r$; al cabo de un tiempo t , las estrellas se distribuyen en una espiral dada por: $\phi(t) = \phi_0 + \Omega(R)t$.

De acuerdo a la Ec. 4.8: $f(R, t) = -\phi_0 - \Omega(R)t$.

Dado que $\Omega(R)$ decrece con R , tomando $\Omega(R) > 0 \Rightarrow f(R, t)$ crece para R mayor, por lo que ϕ tiene que disminuir. Tenemos entonces una espiral *trailing*, que se va apretando con el transcurso del tiempo.

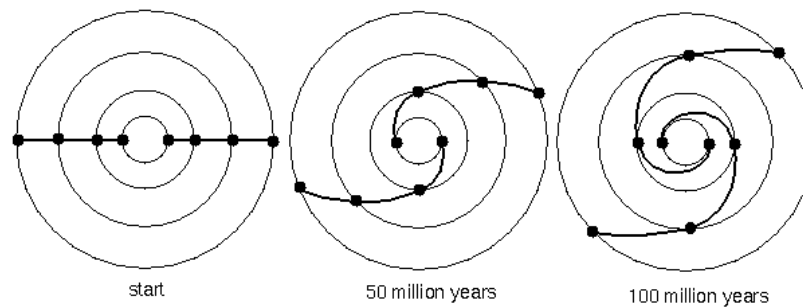
Por ej., en la MW, para $R = R_0 \approx 8 \text{ kpc} \rightarrow v(R) \approx 200 \text{ km s}^{-1}$.

De la Ec. 4.9:

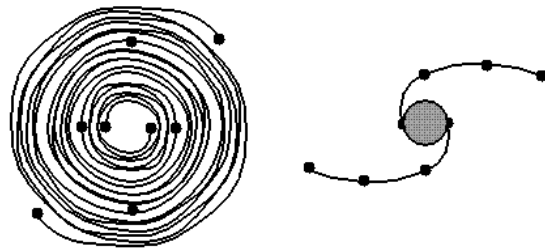
$$\frac{1}{\tan i} = R \left| \frac{d\Omega(R)}{dR} \right| t = 2A t \quad (4.10)$$

donde $A \simeq 15 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} \simeq 15 \text{ Gyr}^{-1}$ es la constante de Oort.

$$\therefore \frac{1}{\tan i} \simeq 30 \text{ Gyr}^{-1} t \Rightarrow i \approx 2^\circ \left(\frac{1 \text{ Gyr}}{t} \right). \quad (4.11)$$



Differential rotation: stars near the center take less time to orbit the center than those farther from the center. Differential rotation can create a spiral pattern in the disk in a short time.



Prediction: 500 million years

Observation: 15,000 million years

The “winding problem”: because of differential rotation, the spiral arms should be so wound up after a short time that the spiral structure has disappeared. Observation contradicts the prediction. What keeps the spirals loose?

Figura 4.41: Esquema de cómo se enrollaría la estructura espiral si se tratara de estructuras materiales. (Copyrighted, 1998 - 2006 by Nick Strobel.)

Es decir, en 1 Gyr la distribución radial original pasa a ser una espiral más apretada que la de una Sbc como la MW.

Espiral cinemática

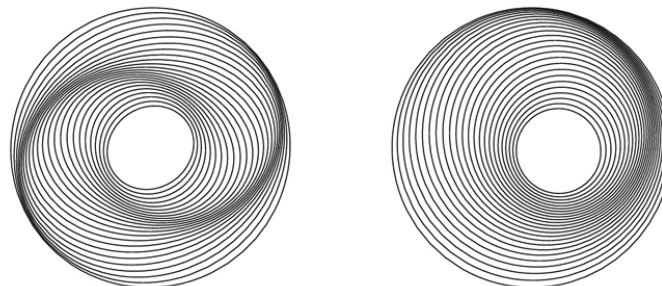


Fig 5.29 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.42: Espiral cinemática.

Considerar estrellas en movimiento no estrictamente circular, con órbitas levemente excéntricas convenientemente dispuestas.

Este movimiento se puede describir como la suma de un movimiento circular de un centro guía a un radio R_g y de una oscilación epicíclica (ver *Dinámica Estelar*).

El centro se mueve con vel. angular constante $\Omega(R_g) \rightarrow$ su acimut es $\phi_g = \Omega(R_g)t$.

La coordenada radial de la estrella varía como:

$$R = R_g + x = R_g + X \cos(\kappa t + \psi) \quad (4.12)$$

donde:

X : amplitud del movimiento radial

κ : frecuencia epicíclica

ψ : determina el radio inicial

Inicialmente: estrellas con centros guía distribuidos en círculo de radio R_g , y con $\psi = 2\phi_g(0)$ c/u $\rightarrow$ forman un óvalo con eje mayor alineado con $\phi = 0$.

A un tiempo posterior t los centros guía se movieron: $\phi_g(t) = \phi_g(0) + \Omega t$, y las estrellas se desplazaron sobre el epiciclo: $R = R_g + x$, donde:

$$x = X \cos \left\{ \kappa t + 2 \left[\phi_g(t) - \Omega t \right] \right\} = X \cos \left[(2\Omega - \kappa) t - 2\phi_g(t) \right]. \quad (4.13)$$

El eje mayor del óvalo apunta ahora a una dirección tal que:

$$(2\Omega - \kappa) t - 2\phi = 0 \Rightarrow \phi = \left(\Omega - \frac{\kappa}{2} \right) t \equiv \Omega_p t \quad (4.14)$$

Esto define la “velocidad del patrón” (*pattern speed*) Ω_p (notar que $\Omega_p < \Omega$): el patrón o diseño generado por las estrellas con centro guía R_g volverá a su estado inicial en un tiempo $\frac{2\pi}{\Omega_p}$, aun cuando las estrellas individuales completan sus órbitas en un tiempo menor $\frac{2\pi}{\Omega}$.

El dibujo izq. de la Fig. 4.42 es una espiral cinemática de dos brazos hecha con óvalos anidados con distintos radios guía R_g , según la expresión $R = R_g \left\{ 1 + 0.075 \cos \left[2(5 - 5R_g + \phi) \right] \right\}^{-1}$, con $0.3 < R_g < 1$.

La derecha es una espiral de un brazo, con $R = R_g \left[1 + 0.15 \cos(5 - 5R_g + \phi) \right]^{-1}$.

Para una espiral de m brazos: $\psi = m\phi_g(0)$ en la Ec. 4.13; resulta $\Omega_p = \Omega - \frac{\kappa}{m}$.

Dado que Ω_p varía con R_g , la espiral termina enrollándose, aunque lentamente ($\frac{\Omega_p}{\Omega} \sim 0.3$ cuando la curva de rotación es plana).

La onda de densidad

Brazos espirales trazados por

- radiación UV
- emisión $H\alpha$

$\Rightarrow$ estrellas de corta vida (~ 10 Myr)

Estos 2 hechos:

- la rotación diferencial los enrollaría
- los objetos que los trazan son de corta vida

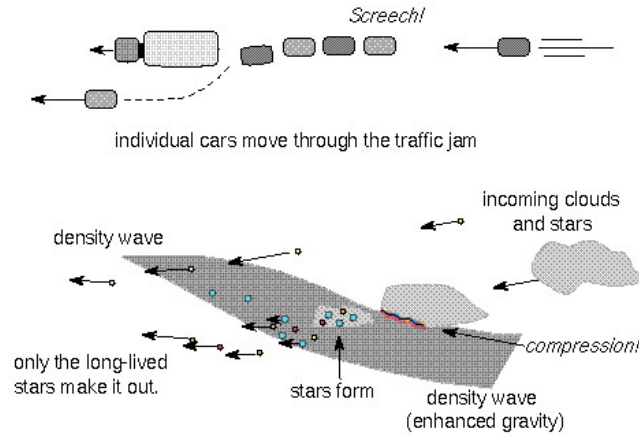


Figura 4.43: Onda de densidad: analogía con embotellamiento de tránsito.

no dejan dudas de que los brazos espirales son *ondas de densidad* donde el gas se comprime y se desencadena la formación estelar.

La teoría de las ondas de densidad para estructura espiral se basa en la premisa de que la atracción mutua de estrellas y gas a distintos radios puede revertir la tendencia de la espiral cinemática a enrollarse, causando el crecimiento de un patrón que rota rígidamente con una única velocidad Ω_p .

Una estrella a un radio R cruza un brazo de un patrón espiral de m brazos con una frecuencia $m[\Omega_p - \Omega(R)]$. Para calcular el efecto sobre los movimientos estelares se agrega un término de forzado a las ecuaciones epicyclicas (ver Binney & Tremaine, 2008).

El cálculo para ver cómo afectan todas las estrellas al potencial del disco es complejo. Para espirales apretadas, resulta que la onda espiral se refuerza solo si la frecuencia perturbadora $m|\Omega_p - \Omega(R)|$ es más lenta que la frecuencia epicyclica $\kappa(R)$ para ese radio.

Por lo tanto, una onda espiral continua se puede propagar solo en la región entre la *resonancia de Lindblad interna* ($\Omega_p = \Omega - \frac{\kappa}{m}$) y la *resonancia de Lindblad externa* ($\Omega_p = \Omega + \frac{\kappa}{m}$).

La Fig. 4.44 muestra las posiciones de las resonancias de Lindblad para $m = 2$ para un potencial de Plummer.

Las espirales con dos o más brazos siempre tienen una resonancia de Lindblad externa, pero si Ω_p es alta, puede no haber resonancias de Lindblad internas.

Las estrellas más allá de la resonancia externa, o entre las dos internas, sufren un tirón periódico por parte de la espiral que es más rápido que sus frecuencias epicyclicas $\kappa \rightarrow$ no responden reforzando la espiral y la onda se desvanece.

$\therefore$ se esperaría ver una espiral continua solo entre las resonancias de Lindblad interna y externa.

Las estrellas del disco pueden reforzar la onda espiral, solo si tienen movimientos no circulares chicos (se apartan poco del brazo). En simulaciones, la estructura espiral desaparece cuando el disco se “calienta”.

¿Qué es lo que mantiene la onda?

- energía extraída de la rotación del disco (no está claro cómo se podría transferir la energía a la onda)
- fuerza interna debida a barra (o bulbo no esférico) en rotación
- galaxia compañera (Fig.4.9, izq.)

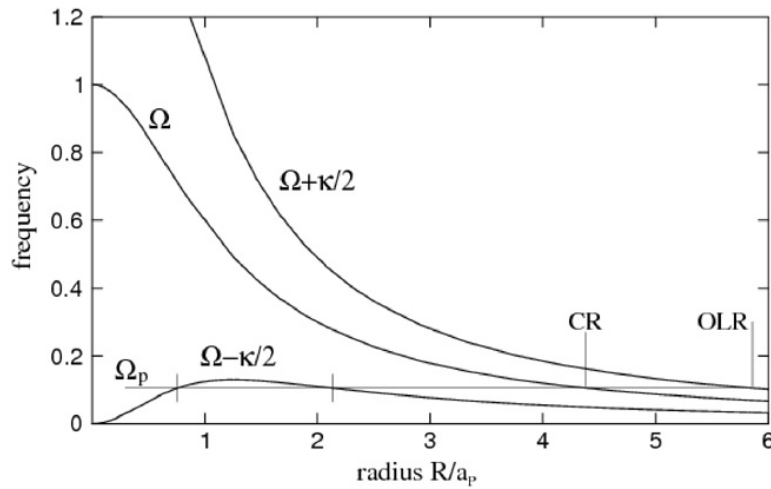


Fig 5.30 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.44: Frecuencias $\Omega(R)$ y $\Omega \pm \frac{\kappa}{2}$ en un potencial de Plummer. Para el patrón Ω_p se indican con marcas verticales las resonancias de Lindblad internas para $m = 2$, la corrotación (CR), y la resonancia de Lindblad externa (OLR).

¿Trailing o leading? casi siempre que se puede determinar resulta *trailing*.

Bandas de polvo del lado interior (cóncavo) de los brazos $\rightarrow$ el gas (al que acompaña el polvo) resulta comprimido en ese lugar.

trailing: parte interna del disco ejerce torque sobre el disco externo $\rightarrow$ transfiere momento angular hacia afuera

leading: se requiere energía externa (pasaje cercano)

Fig. 4.45: imágenes y mapas de color óptico-infrarrojos de M 100 (Sbc, $5' \equiv 23$ kpc). Notar bandas de polvo (claro en estos negativos) en los lados internos (cóncavos) de los brazos.

En los mapas de color (abajo) los tonos claros indican colores azules —debidos a estrellas calientes (jóvenes, de alta masa)—, y los tonos oscuros indican colores rojos —debidos al enrojecimiento por el polvo—.

Los contornos indican $H\alpha$ (*abajo-izq*) y $H\text{I}$ (*abajo-der*), ambos concentrados en los brazos, y evitando el centro.

$$\sigma_V(\text{gas}) < \sigma_V(\text{estrellas})$$

El gas es más afectado que estrellas por efecto del brazo

$$R < R_{CR} \rightarrow v = R [\Omega(R) - \Omega_p] > v_{\text{son}}$$

La velocidad con que el gas (y estrellas) entran al brazo es *supersónica*.

$\rightarrow$ ondas de choque comprimen el gas

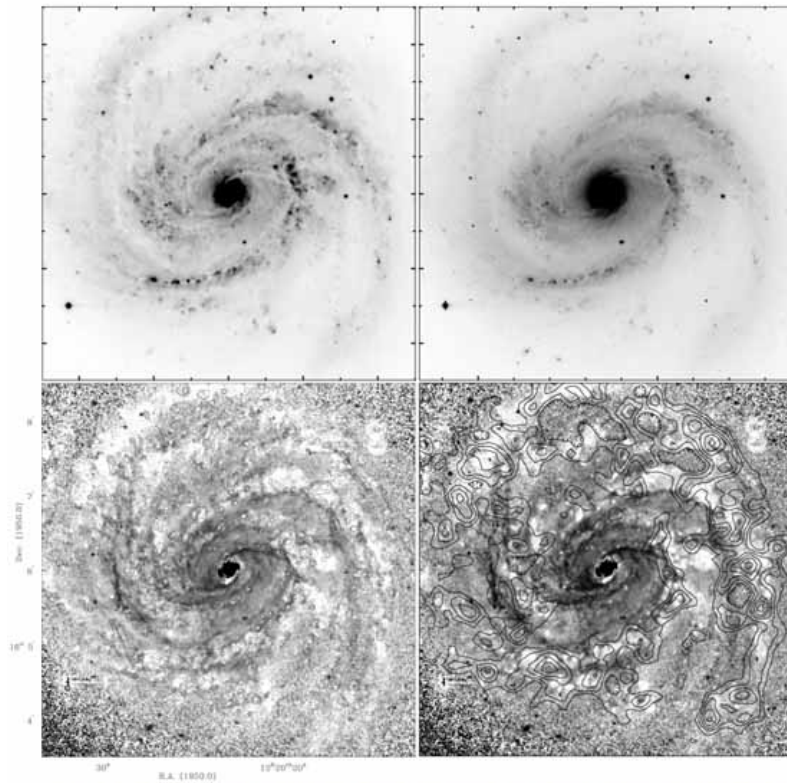


Fig 5.26 (J. Knapen) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.45: M 100: B (arr-izq), I (arr-der), $B - K$ (abajo), $H\alpha$ (contornos, abajo-izq), $H\text{I}$ (contornos, abajo-der).

$\Rightarrow$ formación estelar ($\sim 10^7$ años después) $\rightarrow$ emisión $H\alpha$ después de la banda de polvo (Fig. 4.45).

La emisión de $H\text{I}$ es mayor en el brazo porque la radiación UV de las estrellas jóvenes de alta masa disocia la molécula H_2 .

4.6. Barras

Aprox. la mitad de las galaxias de disco tienen barra ($\sim \frac{1}{3} \mathcal{L}_{\text{tot}}$).

Barra: $b/a \lesssim 1 : 5$

En galaxias vistas de canto no se ven estructuras que pudieran corresponder a barras gruesas $\Rightarrow$ las barras tienen el espesor del disco.

La barra no es onda de densidad.

- puede persistir aun en disco sin gas (S0)
- formada por estrellas con órbitas cerradas sobre sí mismas (en sistema rotante con Ω_p)
- confinada a $R < R_{\text{CR}}$

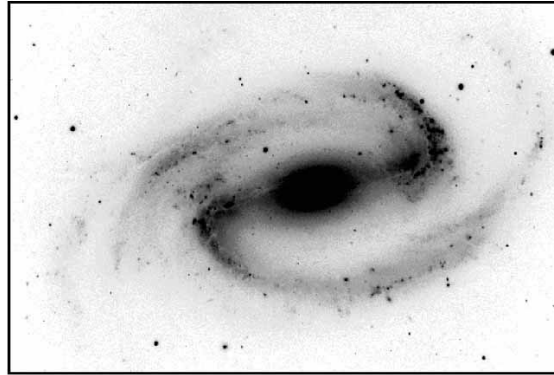


Fig 5.32 (WIYN) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.46: NGC 1300.

- permite movimiento radial de gas.

NGC 1300 (SBb ó SBbc, Fig. 4.46) y NGC 1365 (Sbc, Fig. 4.9 *der.*) son espirales barradas, ambas *trailing*, notar las bandas de polvo en el borde de ataque de las barras.

Para $R < R_{CR}$ la velocidad angular de la barra es $\Omega_p < \Omega(R)$; allí existe familia de órbitas cerradas alineadas con el eje mayor de la barra. Si la barra es estable la mayoría de las estrellas permanece cerca de estas órbitas.

Para $R > R_{CR}$ todas las órbitas cerradas son perpendiculares a la barra. $\therefore$ barra confinada a $R < R_{CR}$.

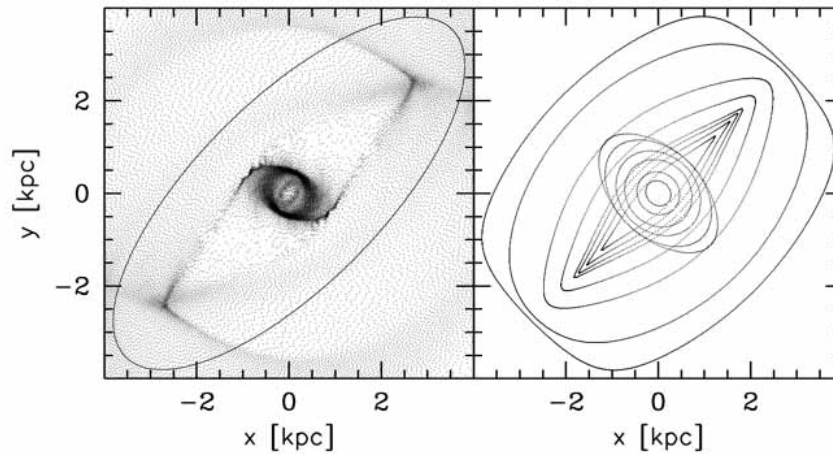


Fig 5.33 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 4.47: *Izq.*: densidad del gas en una simulación del flujo en una barra; el contorno sólido representa la barra, que rota en sentido horario. *Der.*: órbitas que se cierran sobre sí mismas en un marco que rota con la barra. El flujo de gas es comprimido en choques a lo largo del borde de ataque de la barra.

Simulación (Fig. 4.47): dentro de la barra el gas permanece cerca de las órbitas alineadas. En los extremos el flujo converge abruptamente $\rightarrow P$ alta $\rightarrow$ se forman choques que comprimen el gas (y acumulan polvo) a lo largo del borde de ataque de la barra.

Parte de la energía orbital del gas se transforma en calor (*disipación de energía* → el gas cae a órbitas más internas).

Al alcanzar las órbitas más redondas el influjo de gas se detiene → se forma anillo central.

Los brazos parecen surgir de los extremos de la barra, lo que implicaría velocidades de patrón iguales para barra y brazos.

Pero no necesariamente ese es el caso; es el ojo el que une los brazos a la barra (Fig. 4.9, *der.*).

Bibliografía del capítulo:

- *Galaxies in the Universe: An Introduction*, Linda S. Sparke & John S. Gallagher III (Cambridge University Press, 2nd. Edition, 2000).
 - *Galactic Astronomy*, J. Binney & M. Merrifield (Princeton University Press, 1998).
-

Capítulo 5

Galaxias elípticas

*Me crucé con el torito Chas-Chas
“oime colega” —dijo— “esto es así . . .
Al morir crecemos mucho más
que todas las galaxias”.*

(¿Por qué será que Dios no me quiere? – Indio Solari)

5.1. Introducción

Las galaxias elípticas parecen objetos simples y aburridos:

- isofotas regulares (circulares o elípticas)
- distribución suave de luz
- sin regiones de formación estelar y polvo
- casi sin H α
- sin discos prominentes

Esta simplicidad es solo aparente:

- las E cubren un rango enorme de $\mathcal{L}$ y concentración
- algunas rotan rápido, otras casi nada
- algunas serían oblongas, otras triaxiales
- algunas son fuertes emisores en X y/o continuo de radio

Es un error pensar que las E están en estado de equilibrio. Los sistemas estelares tienen memoria larga. La mayoría de las estrellas de una galaxia ha completado menos de 100 órbitas desde la formación de la galaxia: el *tiempo de relajación* necesario para randomizar los movimientos estelares es mucho mayor que la edad del Universo.

La variedad entre las galaxias E sugiere diferentes orígenes.

Las E del Universo local son “fósiles” del Universo temprano.

5.2. Distribución de brillo superficial

Rango en $\mathcal{L}$: las galaxias más brillantes del Universo son E, y también son E las más débiles. Las únicas características en común son las citadas al principio de este capítulo.

Elípticas gigantes: $\mathcal{L} \gtrsim \mathcal{L}^* \approx 2 \times 10^{10} \mathcal{L}_\odot (\equiv M_B \approx -20, \text{ ver Secc. 3.6})$

Elípticas de luminosidad intermedia: $\mathcal{L}^* \gtrsim \mathcal{L} \gtrsim 3 \times 10^9 \mathcal{L}_\odot$, o sea $-20 \lesssim M_B \lesssim -18$

Elípticas enanas: $\mathcal{L} \lesssim 3 \times 10^9 \mathcal{L}_\odot$, o sea $M_B \gtrsim -18$.

5.2.1. Perfiles de brillo

Como los bulbos de las S, las E tienen perfiles de brillo con gran contraste entre la zona central y las isofotas más débiles.

Actualmente se usa la ley de Sérsic para ajustar perfiles de galaxias E.

La Fig. 5.1 muestra los perfiles de brillo de una E normal (G675 del cúmulo de Abell2572) y de la galaxia cD NGC 1399, el objeto dominante del Cúmulo de Fornax.

Notar que con la escala del eje horizontal: $(r/r_e)^{1/4}$, un perfil de de Vaucouleurs es una recta.

Se ve por qué la ley de de Vaucouleurs fue tan popular: son casi rectas. Ojo: esta representación no lineal del radio pone mucho énfasis en las regiones centrales en detrimento de las externas.

También se ve que el perfil de NGC 1399 se aparta de una recta, resultando más cóncavo $\rightarrow$ se ajusta con $n > 4$.

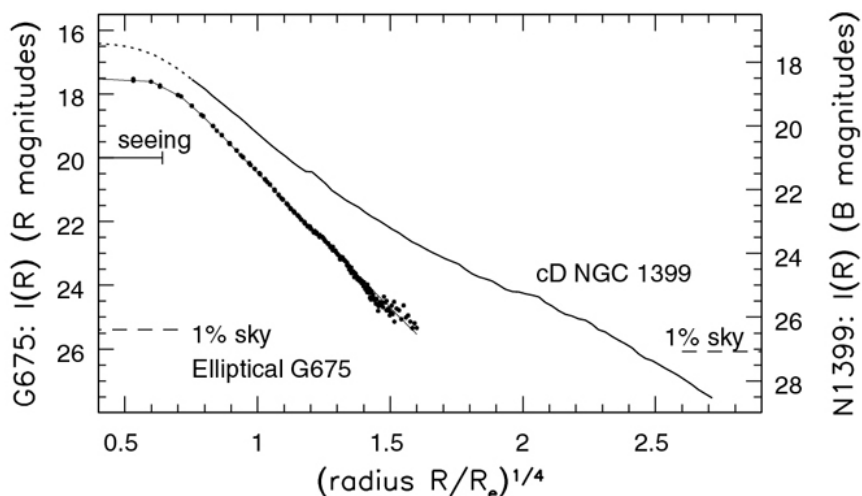


Fig 6.3 (Saglia, Caon) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 5.1: Perfiles de la galaxia elíptica G675 ($\mathcal{L}_V \approx 2 \times 10^{10} \mathcal{L}_\odot$) del cúmulo de Abell2572 y de NGC 1399 ($\mathcal{L}_V > 4 \times 10^{10} \mathcal{L}_\odot$), galaxia cD dominante del Cúmulo de Fornax.

Las elípticas enanas (dE) tienen $n \approx 1$ (Fig. 5.2).

Existe una relación $\mathcal{L} - n$ que se extiende a lo largo de todo el rango de luminosidades de las galaxias E.

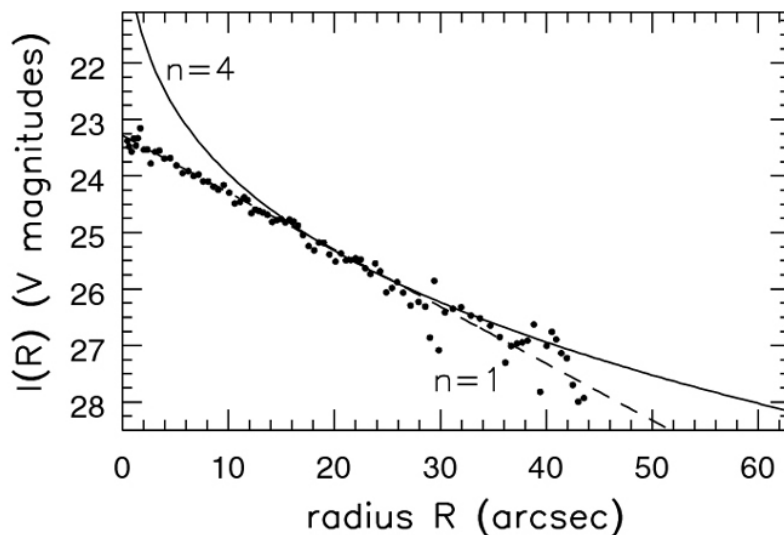


Fig 6.2 (H. Jerjen) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 5.2: Perfil de la dE VCC 753 en el Cúmulo de Virgo ($\mathcal{L} \approx 1.1 \times 10^8 \mathcal{L}_\odot$).

5.2.2. Galaxias cD

Las galaxias cD como NGC 1399 son las más luminosas ($\mathcal{L} \approx 5 \mathcal{L}^*$).

Sus perfiles se ajustan bien con un Sérsic de $n \gtrsim 4$ hasta $r \sim 20 r_e$ y luego sigue una envoltura típica de las cD, posiblemente relacionado con la luz difusa intergaláctica, o *intra-cluster light* (ICL), como pasa con M 87, donde la ICL se extiende hasta $\gtrsim 70$ kpc. (Fig. 5.3).

Galaxias cD: se definen como galaxias E muy brillantes inmersas en un halo amorfo y extendido de bajo brillo superficial (Fig. 5.4).

Usualmente se las encuentra en el centro de cúmulos de galaxias densos y regulares (clase-I de Bautz-Morgan o tipo *cD* de Rood-Sastry; ver *Sistemas Estelares*). $\sim 20\%$ de los cúmulos ricos tienen galaxias cD.

Las cD son extremadamente luminosas: $\langle M_V \rangle_{cD} \approx -23$ mag ($\equiv 1.4 \times 10^{11} \mathcal{L}_\odot \approx 10 \mathcal{L}_{MW}$).

En gral. son ~ 1 mag más brillantes que la siguiente galaxia más brillante del cúmulo al que pertenecen. Estadísticamente, las magnitudes de las cD no se corresponden con la función de luminosidad del cúmulo.

Tamaños: $\langle r_e \rangle_{cD} \approx 2 r_e$ de E luminosas. Además, las cD en cúmulos ricos tienen un halo extendido de bajo brillo superficial (puede extenderse hasta ~ 1 Mpc del centro de la galaxia).

Masas: valor típico $M \approx 10^{13} M_\odot$, aunque es difícil separarla de la masa del cúmulo (distribuida).

Propiedades estructurales y cinemáticas particulares $\Rightarrow$ las cD se formaron o modificaron por procesos dinámicos en cúmulos.

5.2.3. Luz intra-cúmulo

Sin estar clasificada como cD, M 87 (galaxia central del Cúmulo de Virgo) también tiene un halo extendido, que de alguna forma se “mezcla” con la luz intra-cúmulo (ICL), posiblemente originada en estrellas arrancadas de las galaxias por efectos dinámicos.



Fig 6.4 (CFHT/J.-C. Cuillandre/Coelum) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

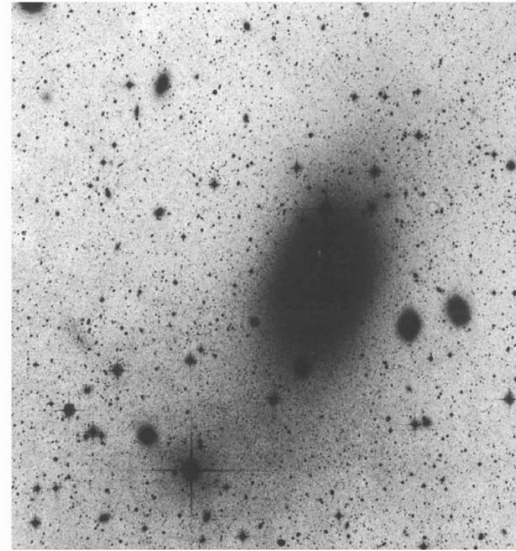


Fig 6.4 (D. Malin) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 5.3: Galaxia E dominante del Cúmulo de Virgo, M 87.

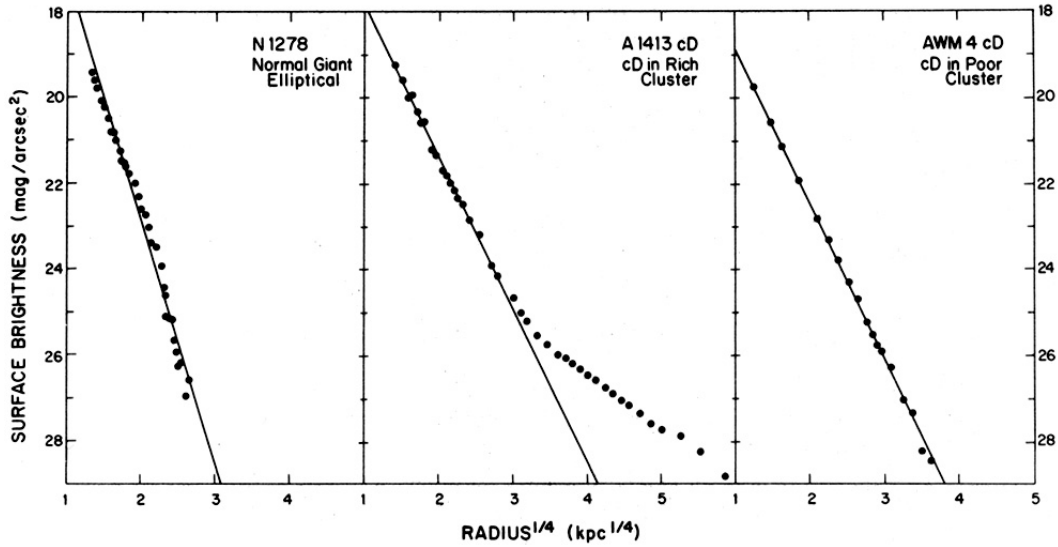


Figura 5.4: Perfil de brillo superficial de una galaxia E normal (izq.), una galaxia cD en un cúmulo rico (centro), y una galaxia cD en un cúmulo pobre (der.). Las rectas son ajustes de de Vaucouleurs.

5.2.4. Formas de las galaxias elípticas

La relación entre achatamientos observado (q) e intrínseco (Q) es (ver *Sistemas Estelares*):

$$Q^2 \sin^2 i + \cos^2 i = \begin{cases} q^2 & (\text{obl.}) \\ 1/q^2 & (\text{prol.}) \end{cases} \quad (5.1)$$

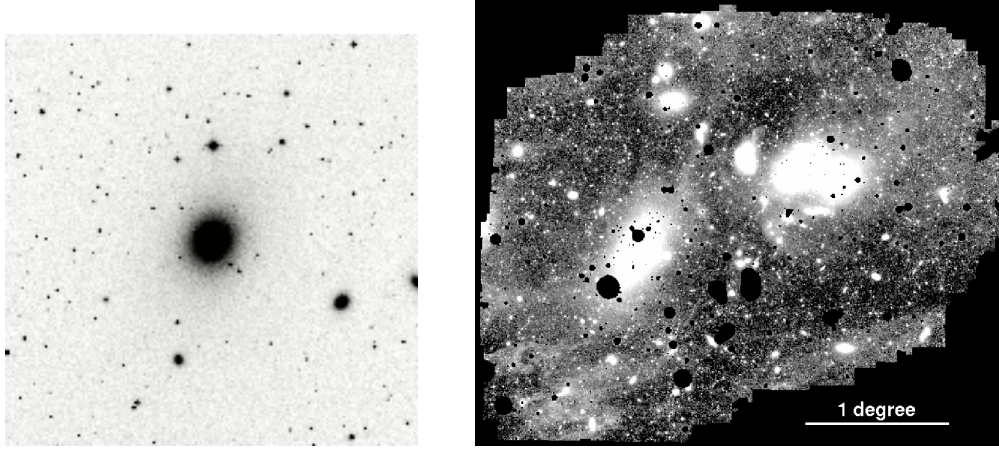


Figura 5.5: Imagen “normal” de M87 (25' de lado, *izq.*), e imagen muy profunda y de gran campo (*der.*), que revela la luz intra-cúmulo en la zona central del Cúmulo de Virgo (M87 es la galaxia de la izquierda).

Definiciones para una elipse, dada la razón de semiejes $q = \frac{b}{a}$:

Excentricidad: $e = \sqrt{1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2}$

Elipticidad: $\epsilon = 1 - \left(\frac{b}{a}\right)$

En promedio, las E más débiles son más elongadas que las luminosas.

- E de luminosidad intermedia ($M_B \gtrsim -20$) $\rightarrow \langle q \rangle \approx 0.75 \Rightarrow 0.55 \lesssim Q \lesssim 0.7$ (si son oblongas).
- E de alta luminosidad ($\mathcal{L} \gtrsim \mathcal{L}^*$ o sea $M_B \lesssim -20$) $\rightarrow \langle q \rangle \approx 0.85$. Muy pocas se ven circulares ($q \approx 1$) $\Rightarrow$ ninguna distribución de elipsoides oblongos reproduce la distribución observada de $q \Rightarrow$ sistemas triaxiales.

Rotación de isofotas

La Fig. 5.6 muestra una analogía en 2-D a la rotación de isofotas: una serie de elipses sobre una superficie plana se observan desde abajo-izquierda (panel sup.). La proyección no altera el ángulo del eje mayor de la elipse más elongada, pero sí afecta el de la elipse central menos elongada. Se observa rotación de isofotas aun cuando los ejes principales de las distintas elipses se mantienen alineados. Muchas E son sistemas triaxiales, y la rotación de isofotas surge por efectos de proyección (Fig. 3.3-b).

Isofotas *disky* y *boxy*

***disky*:** luz extra a lo largo del eje mayor, como si tuviera un disco subyacente (Fig. 3.3-c; Fig. 5.7-arriba).

***boxy*:** luz extra en las “esquinas” de la elipse, que se hace más “rectangular” (con forma de maní, ver Fig. 5.7-abajo).

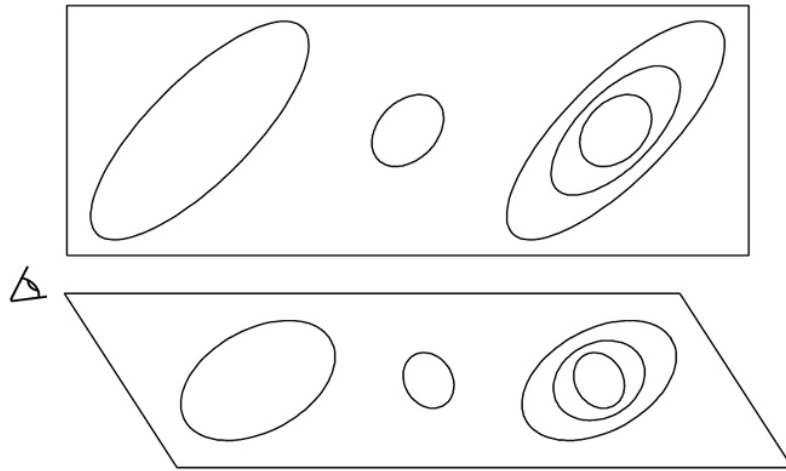


Fig 6.10 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 5.6: Analogía en 2-D a la rotación de isofotas.

FIGURE 3. — Distribution of the ellipticity classes for all observed elliptical galaxies.

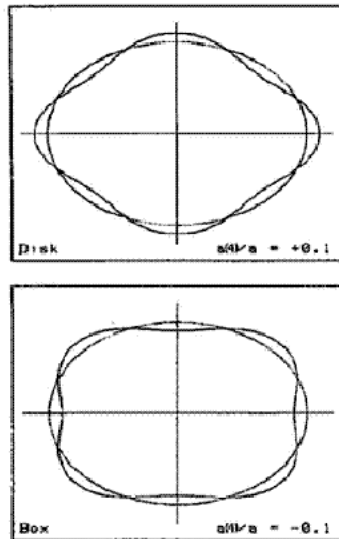


FIGURE 5. — Schematic drawing illustrating isophotes with $a(4)/a = +0.1$ and $a(4)/a = -0.1$.

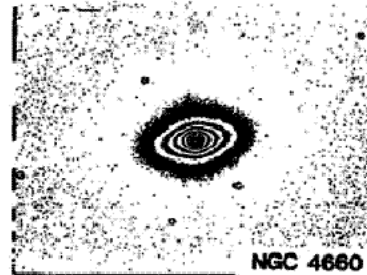


FIGURE 6. — R-image of NGC 4660, an elliptical galaxy with a disk-component in the isophotes ($a(4)/a \sim +0.03$).

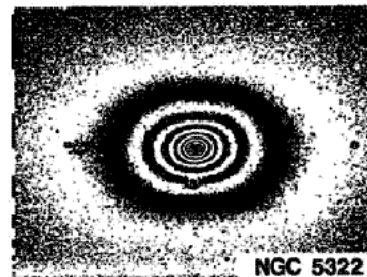


FIGURE 7. — R-image of NGC 5322, an elliptical galaxy with box-shaped isophotes ($a(4)/a \sim -0.01$).

Figura 5.7: Isofotas *disky* y *boxy*.

Estas distorsiones se pueden cuantificar si se escribe la ecuación de la elipse como:

$$x = a \cos t ; \quad y = b \sin t \quad (5.2)$$

donde a y b son los semiejes mayor y menor, respectivamente, y t es un parámetro que describe el ángulo ($0 \leq t < 360^\circ$).

Sean $\Delta r(t)$ los residuos entre la elipse ajustada y la isofota, medidos en dirección radial. Haciendo un análisis de Fourier de la distribución de residuos:

$$\Delta r(t) \simeq \sum_{k \geq 3} a_k \cos(kt) + b_k \sin(kt). \quad (5.3)$$

- Los términos con $k = 0, 1, 2$ son cero por haber ajustado la mejor elipse.
- a_3 y b_3 serían significativos para isofotas con forma ovoide (i.e., con un solo eje de simetría), cosa que no ocurre en galaxias E (excepto por efecto de bandas de polvo).
- $b_4 \neq 0$ implicaría también una distorsión asimétrica respecto de los ejes principales, por lo que generalmente $b_4 \simeq 0$. Todos los b_n corresponden a distribuciones de residuos sin simetría biaxial (deberían ser despreciables).
- a_4 es el término que nos interesa:
 - $a_4 > 0 \rightarrow$ isofota *disky*
 - $a_4 < 0 \rightarrow$ isofota *boxy*.

5.3. Cinemática

Espectros de galaxias E:

- no hay emisiones (ni óptico ni 21 cm).
- dominado por RGB (ver Sec. 2.5) $\rightarrow$ gigantes G y K.
- absorciones: superposición de millones de estrellas con $\neq v_R \rightarrow$ líneas ensanchadas por dispersión de velocidades.

Observaciones:

- Ranura larga $\rightarrow v_R$ y σ_v en función del radio + cielo.
- Resolución: $R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} \gtrsim 5000 \Rightarrow \lesssim 60 \text{ km s}^{-1}$.
- Observar gigantes G y K como “*templates*”.
- Hay que llegar a medir continuo y absorciones en regiones de muy bajo brillo superficial.

Fig. 5.8: curvas de v_R y σ_v a lo largo del semieje mayor (hasta $\approx 5 r_e$) para NGC 1399, la galaxia central del cúmulo de Fornax.

Notar que el máximo en $|v_R - v_{\text{sys}}| \ll \sigma_v$.

En cambio, en galaxias S: $v_{\text{rot}} \sim 10 \sigma_v$.

5.3.1. Rotación

Usamos una forma tensorial del T. del virial:

$$2\langle \mathcal{T}_{xx} \rangle = \langle \Omega_{xx} \rangle, \quad 2\langle \mathcal{T}_{yy} \rangle = \langle \Omega_{yy} \rangle, \quad 2\langle \mathcal{T}_{zz} \rangle = \langle \Omega_{zz} \rangle. \quad (5.4)$$

Es decir, no solo debe haber balance entre las energías cinética y potencial promedios, sino que deben balancearse por separado las contribuciones en las diferentes direcciones.

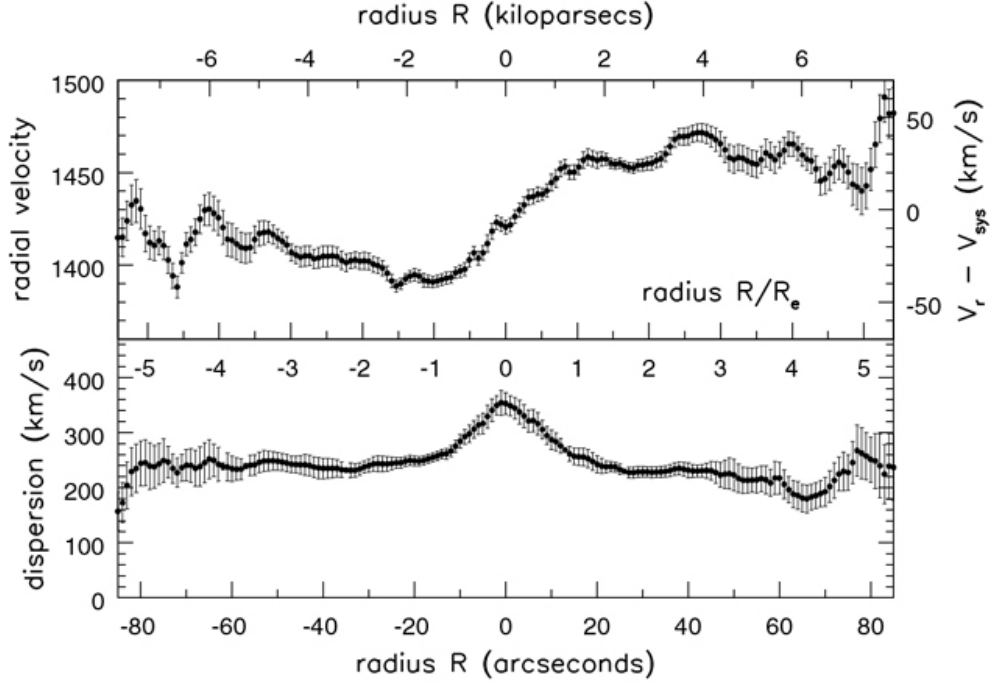


Fig 6.12 (A. Graham) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 5.8: Curvas de v_R y σ_v observadas en función del semieje mayor para la galaxia cD NGC 1399.

Sup. galaxia E con simetría axial (oblonga), con densidad estelar descrita por:

$$\rho(x) = \rho(m^2), \text{ con } m^2 = \frac{x^2 + y^2}{A^2} + \frac{z^2}{B^2} \quad (A \geq B > 0),$$

rotando alrededor del eje de simetría z (con el eje y sobre el plano del cielo).

Descomponemos la energía cinética en la dirección x en dos componentes: rotacional y al azar, y suponemos que la velocidad de rotación (v) y las dispersiones de velocidad (σ_x, σ_z) son constantes en toda la galaxia.

Luego, de la 5.4:

$$\frac{\langle \Omega_{zz} \rangle}{\langle \Omega_{xx} \rangle} = \frac{\langle \mathcal{T}_{zz} \rangle}{\langle \mathcal{T}_{xx} \rangle} \approx \frac{\sigma_z^2}{\frac{1}{2} v^2 + \sigma_x^2}, \quad (5.5)$$

porque la energía cinética de rotación se divide en partes iguales en las direcciones x e y .

Como $\Omega = GM/r_e$ y $\mathcal{M} \propto r_e^2$ (ver Problemas), resulta que el cociente de energías potenciales depende de la razón de semiejes B/A , obteniéndose:

$$\frac{\langle \Omega_{zz} \rangle}{\langle \Omega_{xx} \rangle} \approx \left(\frac{B}{A} \right)^{0.9} = (1 - \epsilon)^{0.9}.$$

La velocidad de rotación se obtiene corrigiendo la velocidad radial medida $v_{\max}$ (que es un promedio): $v \approx \frac{4}{\pi} v_{\max}$. Y suponiendo movimientos al azar **isótropos** ($\sigma_x = \sigma_z = \sigma$), de la 5.5 llegamos a:

$$\frac{v_{\max}}{\sigma} = \left(\frac{v}{\sigma} \right)_{\text{iso}} = \frac{\pi}{4} \sqrt{2[(1 - \epsilon)^{-0.9} - 1]} \quad (5.6)$$

que se puede aproximar por $\sqrt{\epsilon/(1-\epsilon)}$ para ϵ chico.
Es decir, aun galaxias no muy achatadas deberían rotar rápido.

La inclinación

La Ec. 5.1 da la relación entre achatamientos intrínseco ($Q = \frac{B}{A}$) y observado ($q = \frac{b}{a}$).
Para el caso oblongo se puede escribir:

$$\left(\frac{b}{a}\right)^2 = \left(\frac{B}{A}\right)^2 \sin^2 i + 1 - \sin^2 i = \left[\left(\frac{B}{A}\right)^2 - 1\right] \sin^2 i + 1 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow e^2 = 1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2 = \left[1 - \left(\frac{B}{A}\right)^2\right] \sin^2 i.$$

Aparte,

$$e^2 = 1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2 = 1 - (1 - \epsilon)^2 = 1 - (1 - 2\epsilon + \epsilon^2) \approx 2\epsilon \quad (\text{si } \epsilon \ll 1).$$

O sea:

$$2\epsilon \approx \left[1 - \left(\frac{B}{A}\right)^2\right] \sin^2 i.$$

Vemos que ambos miembros de la Ec. 5.6 crecen aproximadamente con la inclinación, según $\sin i$.
Por lo tanto, en un gráfico como el de la Fig. 5.9 se pueden representar los datos sin corregir por inclinación.

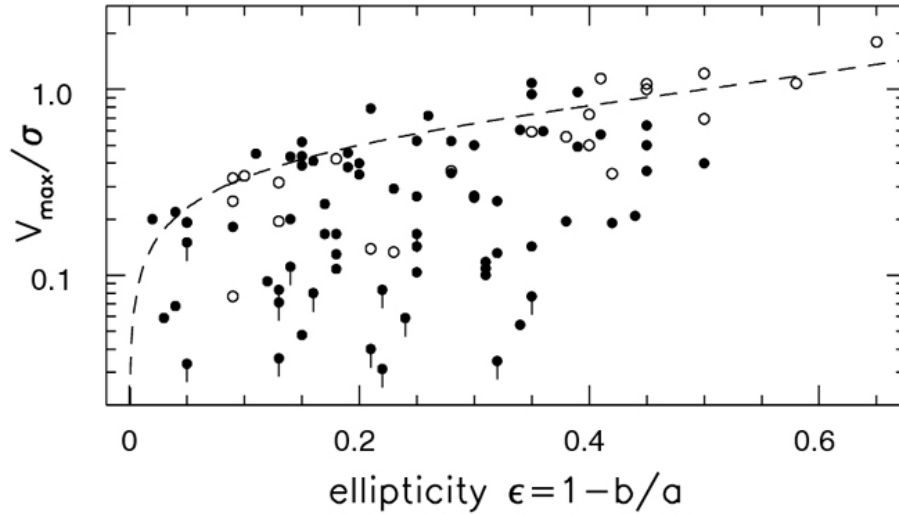


Fig 6.14 (R. Bender) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 5.9: Razón entre velocidad máxima de rotación y dispersión de velocidades, contra elipticidad aparente, para galaxias E luminosas ($M_B < -19.5$, círculos llenos) e intermedias (círculos vacíos). La línea de trazos da $\left(\frac{v}{\sigma}\right)_{\text{iso}}$, que es la máxima rotación esperada para cada valor de ϵ , si las dispersiones de velocidades son isótropas (Ec. 5.6).

Se ve en la Fig. 5.9 que muchas E tienen $\frac{v_{\text{max}}}{\sigma} < \left(\frac{v}{\sigma}\right)_{\text{iso}} \Rightarrow$ rotan mucho más lentamente que lo que deberían si sus dispersiones de velocidades fueran isótropas.

La Ec. 5.5 indica que la baja rotación debe ser compensada por una mayor dispersión de velocidades sobre el eje mayor $\Rightarrow \sigma_x \gg \sigma_z \rightarrow$ el achatamiento de esas galaxias se debe a **anisotropía de velocidades**.

Relación entre cinemática y morfología

La cinemática de una galaxia E se puede caracterizar entonces por el cociente

$$\left(\frac{v}{\sigma}\right)_\star = \frac{\left(\frac{v_{\max}}{\sigma}\right)}{\left(\frac{v}{\sigma}\right)_{\text{iso}}}$$

con valores cercanos a 1 para rotadores rápidos.

La Fig. 5.10 muestra que las E de luminosidad intermedia ($-18 \gtrsim M_B > -19.5$ mag) tienden a ser rotadores rápidos, aunque también los hay entre las E luminosas. La separación por cinemática es mucho más clara entre galaxias *disky* y *boxy*.

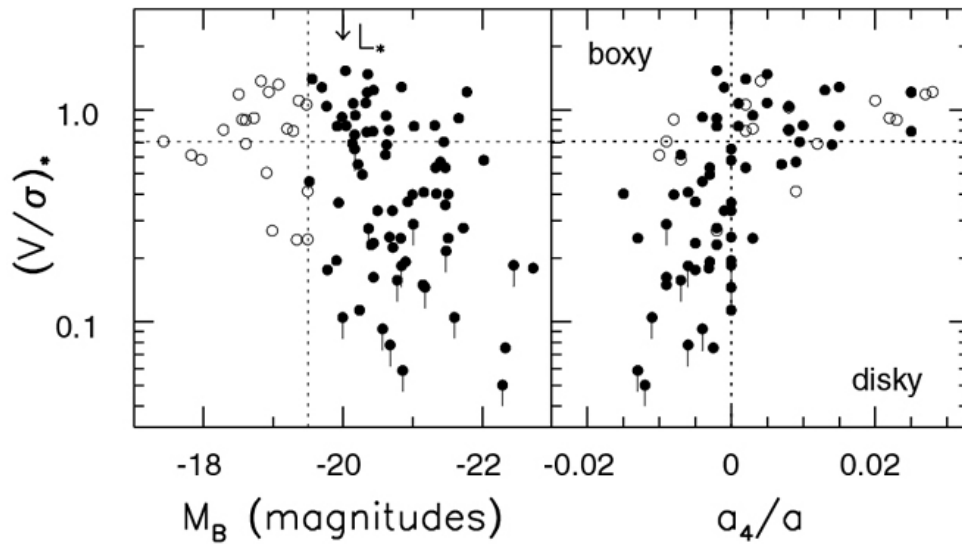


Fig 6.15 (R. Bender) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 5.10: Relaciones entre el indicador cinemático $\left(\frac{v}{\sigma}\right)_\star$ con la magnitud absoluta (*izq.*) y con el coeficiente a_4 (*der.*).

En este sentido las E *disky* serían una clase intermedia entre E y S0.

La Tabla 5.1 da propiedades que valen en promedio para galaxias E de acuerdo a su luminosidad.

5.4. El plano fundamental

Parámetros estructurales básicos de las galaxias E:

- Definen o dependen de la forma: ϵ , $\frac{a_4}{a}$, $\frac{v_{\max}}{\sigma}$.
- Independientes de la forma: $\mathcal{L}_X$ (para cualquier banda X), R_e (kpc), I_e , σ_0 , poblaciones estelares ($\langle B - V \rangle$, M_{g_2} , etc.).

Tabla 5.1: Propiedades genéricas de distintos tipos de galaxias E.

E luminosas	E intermedias
<i>boxy</i>	<i>disky</i>
triaxiales, rotación de isofotas	
baja rotación	alta rotación
alta emisión en X	baja emisión en X
alta emisión en radio (continuo)	baja emisión en radio

Veremos relaciones entre algunas de las segundas.

Notar que algunas pueden medirse independientemente de la distancia, mientras que otras no $\Rightarrow$ indicadores de distancia.

5.4.1. Relaciones fotométricas

En las E, a diferencia de los discos, el brillo superficial central está fuertemente ligado a la luminosidad.

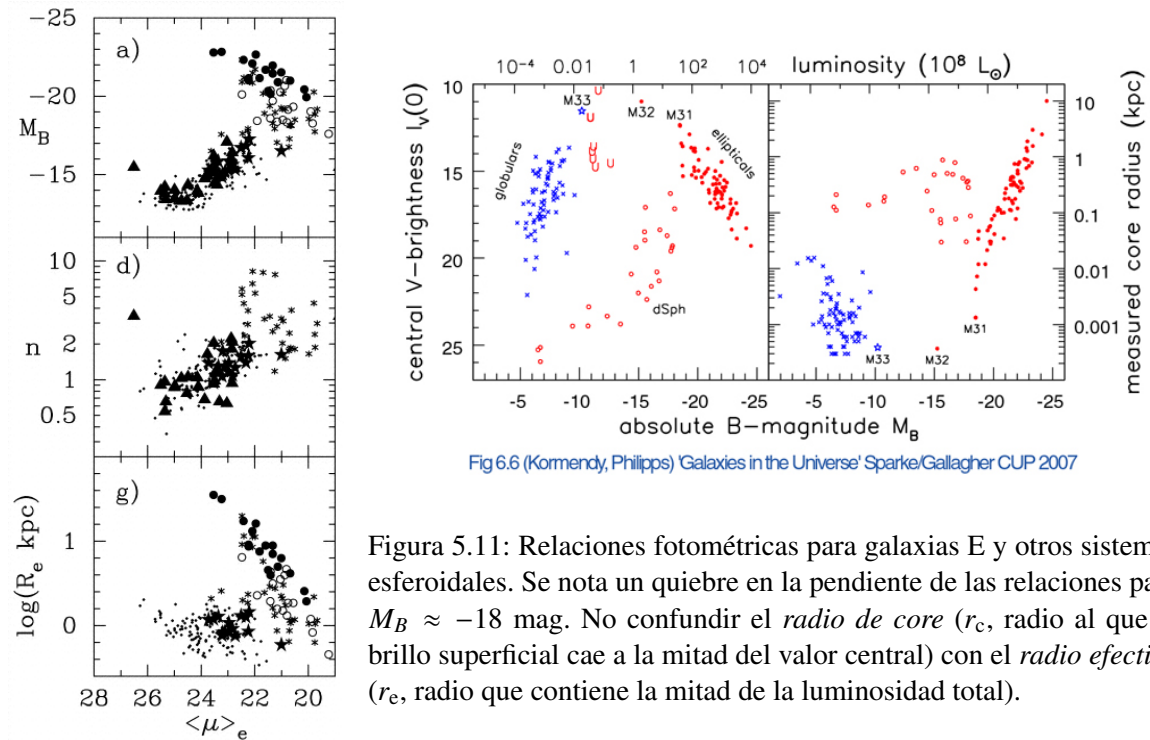


Fig 6.6 (Kormendy, Philipps) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 5.11: Relaciones fotométricas para galaxias E y otros sistemas esferoidales. Se nota un quiebre en la pendiente de las relaciones para $M_B \approx -18$ mag. No confundir el *radio de core* (r_c , radio al que el brillo superficial cae a la mitad del valor central) con el *radio efectivo* (r_e , radio que contiene la mitad de la luminosidad total).

La Fig. 5.11 muestra relaciones fotométricas para galaxias E y otros sistemas esferoidales.

En particular, la relación entre R_e e I_e (o, mejor, $\langle \mu_e \rangle$, ver panel inf. izq. de la figura) muestra que para las E luminosas, a mayor tamaño corresponde brillo superficial efectivo más débil (Kormendy, 1977).

La regresión media es (Djorgovski & Davis, 1987):

$$R_e \propto \langle I_e \rangle^{-0.83 \pm 0.08}. \quad (5.7)$$

Dado que

$$\frac{\mathcal{L}}{2} = \pi \langle I_e \rangle R_e^2 \quad (5.8)$$

entonces

$$\mathcal{L} \propto \langle I_e \rangle^{-\frac{2}{3}} \Rightarrow \langle I_e \rangle \propto \mathcal{L}^{-\frac{3}{2}}. \quad (5.9)$$

Es decir, a mayor luminosidad corresponde brillo superficial efectivo más débil.

Distintos tipos de sistemas estelares ocupan regiones bien definidas en los diagramas.

Las E brillantes y de $\mathcal{L}$ intermedia tienen I_0 más débil y r_c mayor a mayor $\mathcal{L}$, mientras que las enanas siguen relaciones inversas.

Los centros difusos de las E más luminosas pueden ser debidos a las fusiones (*mergers*) que aumentan la dispersión de velocidades.

- $\mathcal{L} \lesssim \mathcal{L}^*$ (no dE) $\rightarrow$ “picos” (*cusps*) centrales
- $\mathcal{L} > \mathcal{L}^*$ $\rightarrow$ *cores* centrales.

Notar que a $M_B \sim -16$ hay dos tipos distintos de elípticas enanas:

- compactas (tipo M32)
- difusas (dE - dSph, abundantes en cúmulos).

A diferencia de las estrellas, cuyas posiciones en el diagrama HR se explican de acuerdo a la astrofísica, y dependen básicamente de la masa, metalicidad y edad, no es fácil explicar la ubicación de las galaxias en la Fig. 5.11: debería depender de las condiciones de formación (y eventualmente de interacciones con el medio).

5.4.2. La relación Faber-Jackson y el plano fundamental

Igual que en galaxias S (rel. Tully-Fisher, Fig. 4.37) las estrellas se mueven más rápido en las galaxias E más luminosas. Solo que en vez de rotación, en las E domina la dispersión de velocidades.

Existe entonces una relación entre la luminosidad y la dispersión de velocidades central (σ_0), conocida como relación de Faber-Jackson (Faber & Jackson, 1976, Fig.5.12): $\mathcal{L} \propto \sigma_0^4$.

Notar que la dispersión de velocidades medida de un espectro integrado corresponde a la zona central de las galaxias, que es la que domina el brillo superficial.
Es decir, salvo que se obtenga un espectro con resolución espacial (ranura larga), lo que se mide es σ_0 .

Con las unidades adecuadas:

$$\frac{\mathcal{L}_V}{2 \times 10^{10} \mathcal{L}_\odot} \approx \left(\frac{\sigma_0}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^4.$$

Notar que en los centros de las E más luminosas $\sigma_0 \lesssim 400 \text{ km s}^{-1}$, mientras que en E menos luminosas $\sigma_0 \approx 50 \text{ km s}^{-1}$.

Como $\mathcal{L}$ también correlaciona con $R_e \Rightarrow \sigma_0$ también correlaciona con R_e .

Notar que $\mathcal{L}$ es función del radio efectivo y el brillo superficial efectivo medio a través de la Ec. 5.8 $\Rightarrow$ podemos considerar 3 parámetros (en principio) independientes: $\langle I_e \rangle$, R_e , y σ_0 .

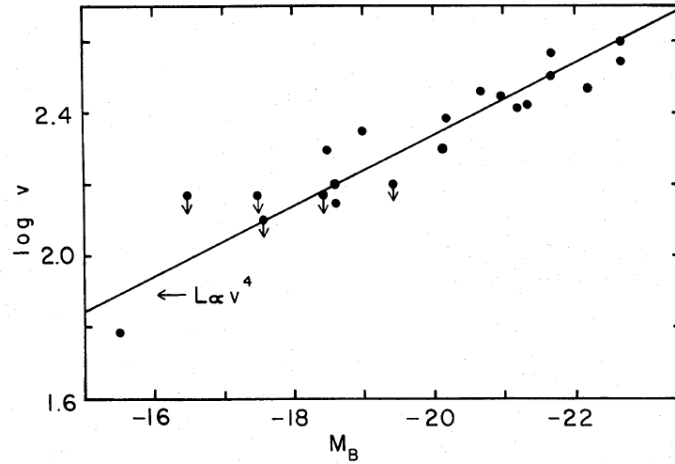


FIG. 16.—Line-of-sight velocity dispersions versus absolute magnitude from Table 1. The point with smallest velocity corresponds to M32, for which the velocity dispersion (60 km s^{-1}) was taken from Richstone and Sargent (1972).

Figura 5.12: Relación de Faber-Jackson, del trabajo original: dispersión de velocidades (central) contra magnitud absoluta. La galaxia de menor luminosidad es M 32.

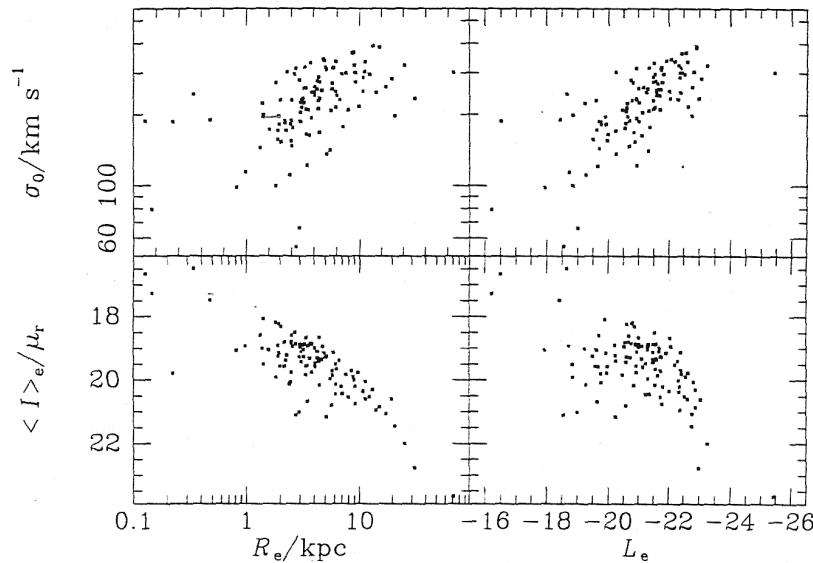


Figura 5.13: Relaciones entre parámetros de galaxias elípticas que determinan el plano fundamental.

La Fig. 5.13 muestra correlaciones entre distintos pares de parámetros (con $\mathcal{L}$ en magnitudes, y brillo superficial en mag arcsec^{-2}), en base a datos de Djorgovski & Davis (1987).

Estas correlaciones lineales entre pares de parámetros del conjunto ($\log \langle I_e \rangle$, $\log R_e$, $\log \sigma_0$) tienen una dispersión de origen astrofísico (“*cosmic scatter*”), es decir, mayor que la producida por los errores observacionales solamente.

Es más: los residuos con respecto a la regresión entre dos parámetros, correlacionan con el otro parámetro.

El Plano Fundamental

Consideremos cada galaxia E representada por un punto en un espacio 3-D, cuyas coordenadas cartesianas corresponden a $(\langle\mu_e\rangle, \log R_e, \log \sigma_0)$.

Se podrían considerar los siguientes casos:

- ninguna correlación $\rightarrow$ puntos distribuidos al azar en volumen
- dos variables independientes $\rightarrow$ puntos distribuidos sobre un plano
- una sola variable independiente $\rightarrow$ puntos distribuidos sobre una recta.

Mediante un análisis de componentes principales, se puede encontrar que los datos de la Fig 5.13 están confinadas a un plano, apartándose del mismo solo por errores observacionales. Este es el llamado Plano Fundamental (FP).

Ecuación aproximada del FP (con parámetros fotométricos en banda B):

$$-0.65 \log(R_e) + 0.22 \langle\mu_e\rangle + 0.86 \log(\sigma_0) = 0. \quad (5.10)$$

Se pueden ver proyecciones del FP en un plano (x, y) . Se elije un parámetro —p.e.: $\log(R_e)$ — como el eje x y se rota el espacio alrededor de ese eje hasta que el FP se vea de canto. Es decir, el eje y será la combinación lineal adecuada de los otros dos parámetros:

$$\log(R_e) = 0.34 \langle\mu_e\rangle + 1.3 \log(\sigma_0). \quad (5.11)$$

De aquí se puede escribir:

$$\begin{aligned} \log(R_e) &= -0.34 \times 2.5 \log\langle I_e \rangle + 1.3 \log(\sigma_0) = \log\left(\frac{\sigma_0^{1.3}}{\langle I_e \rangle^{0.85}}\right) \\ \Rightarrow (R_e)^{\frac{1}{1.3}} &= \frac{\sigma_0}{\langle I_e \rangle^{0.65}} \Rightarrow \log(R_e) = 1.3 \log\left(\frac{\sigma_0}{\langle I_e \rangle^{0.65}}\right), \end{aligned}$$

que es la recta graficada en la Fig. 5.14-der.

La relación $D_n - \sigma_0$

Dressler et al. (1987) definieron un parámetro fotométrico fácil de medir que correlaciona muy bien con σ_0 .

Se trata de D_n : definido como el diámetro de la isofota dentro de la cual el brillo superficial promedio es $\mu_n \equiv 20.75 \text{ mag arcsec}^{-2}$ (en banda B).

La buena correlación con σ_0 se debe al FP. De la definición:

$$\langle I_n \rangle = \frac{F\left(\frac{D_n}{2}\right)}{\pi D_n^2/4},$$

y suponiendo que las E se ajustan bien con una ley de Vaucouleurs (ver Ec. 3.7):

$$\langle I_n \rangle = 8 e^{b_4} b_4^{-8} I_e \left(\frac{r_e}{D_n}\right)^2 \gamma\left(8, b_4 \left(\frac{D_n}{r_e}\right)^{\frac{1}{4}}\right),$$

de donde se puede llegar a que $D_n \propto R_e I_e^{0.8}$. (Recordar: $\langle I_e \rangle = b^{-8} e^b 4 \Gamma(8) I_e = 3.6 I_e$.)

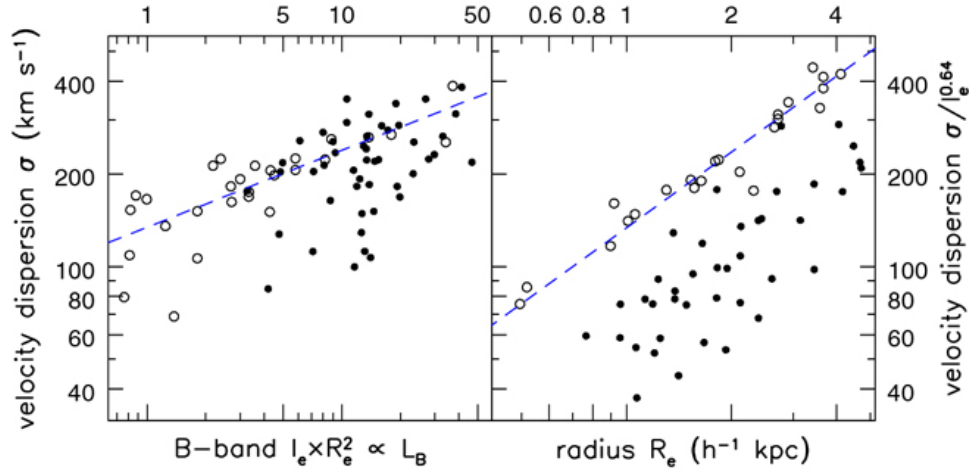


Fig 6.13 (T. Treu) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 5.14: Relación de Faber-Jackson (*izq.*) y plano fundamental (*der.*) para galaxias E en el cúmulo de Coma y cúmulos a $z \geq 0.39$ (círculos llenos).

Usando la Ec. 5.11 y como $\langle \mu_e \rangle = -2.5 \log(\langle I_e \rangle) + \text{cte.}$, tenemos que $R_e = \langle I_e \rangle^{-0.85} \sigma_0^{1.3} + \text{cte.}$, con lo cual:

$$D_n \propto \sigma_0^{1.3} \langle I_e \rangle^{-0.05}.$$

La débil dependencia de D_n con $\langle I_e \rangle$ explica la buena correlación con σ_0 .

5.5. Poblaciones estelares y material interestelar

Observamos estrellas individuales para E con $d \lesssim 20$ Mpc, y aun así limitados a las estrellas cerca del TRGB y en la AGB $\Rightarrow$ dependemos de espectros integrados.

Solamente las estrellas con $M \lesssim 1.5 M_\odot$ viven más de 1 Gyr, y emiten la mayor parte de su energía durante la fase de RG y etapas posteriores (HB, AGB); ver Sec. 2.2 y Fig. 2.5.

$\therefore$ espectro dominado por RGB (ver Sec. 2.5) $\rightarrow$ gigantes G y K. (ver Fig. 5.15).

5.5.1. Relación color-luminosidad

A semejanza con los bulbos, y a diferencia de los cúmulos globulares, las estrellas en las zonas centrales de las E (luminosas) son de metalicidad $\gtrsim$ solar.

Las E menos luminosas tienen metalicidad sub-solar.

Esta sería la principal causa de la relación color-luminosidad (Fig. 5.16).

Relación similar entre índices espectrales (ver 2.5.1) y dispersión de velocidades $\rightarrow$ sistemas de mayor masa pueden retener gas enriquecido.

E luminosas: mezcla de elementos no-solar $\rightarrow$ sobreabundancia elementos- α respecto del Fe.

E intermedias: mezcla de elementos $\sim$ solar.

Hay también gradientes de color (metalicidad) en las E luminosas $\rightarrow$ color + azul (menor [Fe/H]) a mayor radio.

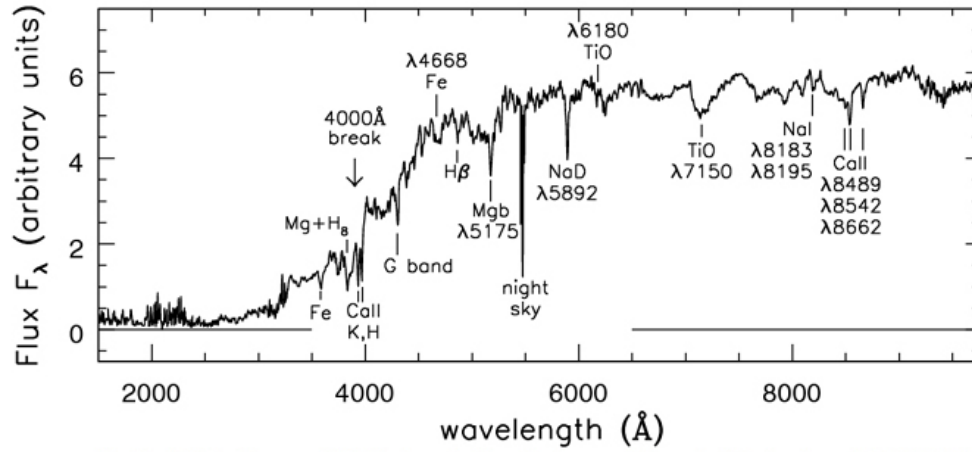


Fig 6.17 (A. Kinney) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 5.15: Espectro óptico de una galaxia E; se indican las principales líneas y bandas.

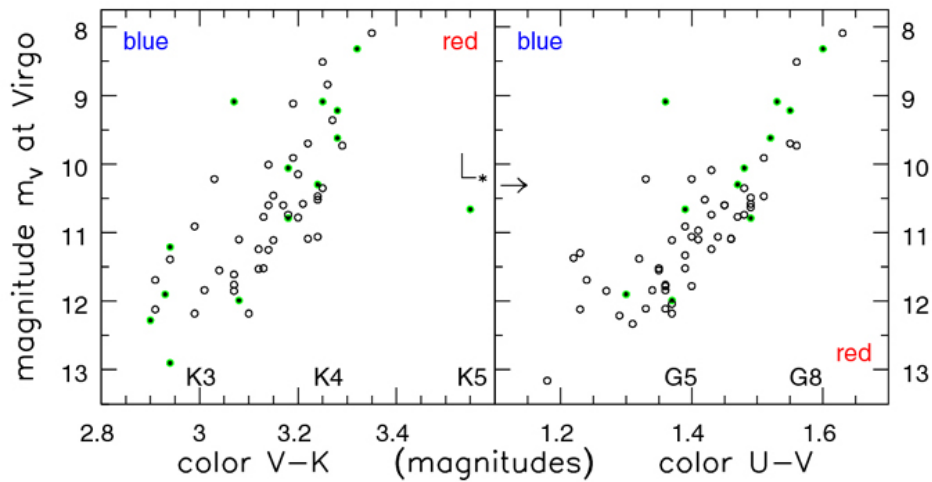


Fig 6.19 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 5.16: Relaciones color-luminosidad para galaxias E en Virgo (círculos vacíos) y en Coma (círculos llenos), estas últimas corregidas por $\Delta m = 3.6$ mag, por la diferencia en distancias.

Efectos de edad

Parte de la relación color-luminosidad puede deberse a efectos de edad (recordar degeneración edad-metalicidad en colores integrados, Sec. 2.5.1).

Hay elípticas con absorciones Balmer en sus espectros (típicas de estrellas A) $\rightarrow$ son galaxias E+A. Se supone que tuvieron un brote de formación estelar hace ~ 100 Myr.

Se observan galaxias E luminosas a $z \sim 3 \Rightarrow \sim 80\%$ de la edad del Universo (~ 10 Gyr). Las E menos luminosas tendrían edades promedio varios Gyr menores.

5.5.2. Gas y polvo

Excepto por las zonas centrales, la mayoría de las E carecen de polvo.

$\sim 5 - 10\%$ E normales tienen gas atómico o molecular detectable $\Rightarrow \lesssim 10^8 - 10^9 M_\odot$ de gas frío (comparar con Sc: $\sim 10^{10} M_\odot$ de gas frío).

Anillos de polvo en E: generalmente asociados a galaxias peculiares, como NGC 5128 (Fig. 5.17); se originarían en interacciones o fusiones.

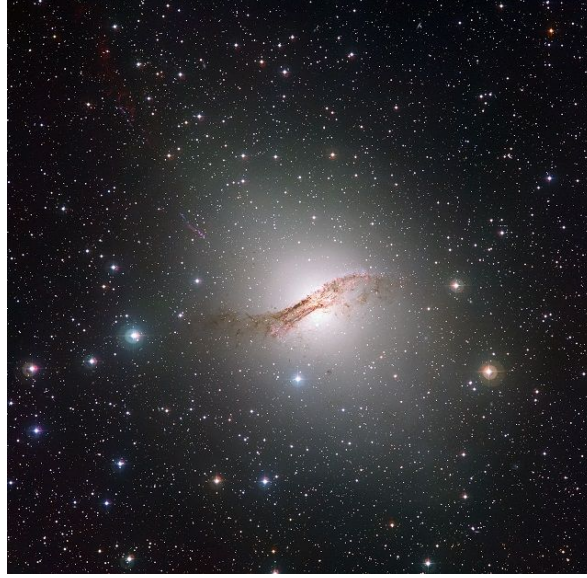


Figura 5.17: NGC 5128 $\equiv$ radiofuente Cen A.

Las E luminosas tienen gran cantidad de gas caliente ionizado.

Se origina en la pérdida de masa de estrellas en fases RGB y AGB: $\sim 1 - 2 M_\odot \text{ año}^{-1}$ cada $10^{10} \mathcal{L}_\odot$.

Gas muy difuso para radiar en óptico o radio. $T \sim 1 - 3 \times 10^7 \text{ K} \Rightarrow$ emite en rayos-X (emisión libre-libre o *bremsstrahlung*). Calentado por choques entre nubes de gas a distintas velocidades.

E + luminosas: $10^9 - 10^{11} M_\odot$ de gas caliente hasta $r \gtrsim 30 \text{ kpc}$.

E – luminosas: no pueden retener gravitatoriamente el gas.

Ej.: M 87 emite $10^9 \mathcal{L}_\odot$ en X.

Tiempo de enfriamiento

Luminosidad en X por unidad de volumen:

$$\mathcal{L} = n_e n_p \Lambda(T) \quad (5.12)$$

donde n_e y n_p son las densidades de electrones y protones, respectivamente (que son prácticamente idénticas), y $\Lambda(T) \propto T^{\frac{1}{2}}$ para radiación libre-libre.

El tiempo de enfriamiento será la razón entre la densidad de energía del gas y su luminosidad por unidad de volumen:

$$t_{\text{cool}} \approx \frac{\frac{3}{2} (n_e + n_p) k T}{n_e n_p \Lambda(T)}. \quad (5.13)$$

Para radiación libre-libre $t_{\text{cool}} \propto n_e^{-1} T^{\frac{1}{2}}$.

Es decir, si la densidad es alta (zonas centrales de las galaxias E) el gas puede perder energía por radiación; salvo que haya un mecanismo de inyección de energía (supernovas), el gas se enfría → puede formar estrellas. Zonas externas: gas difuso, no alcanza a enfriarse.

(Determinación de masas: ver *Sistemas Estelares*.)

5.6. Agujeros negros supermasivos centrales

MW: evidencia dinámica de un agujero negro supermasivo (SMBH) central ($M \approx 3.6 \times 10^6 M_\odot$).

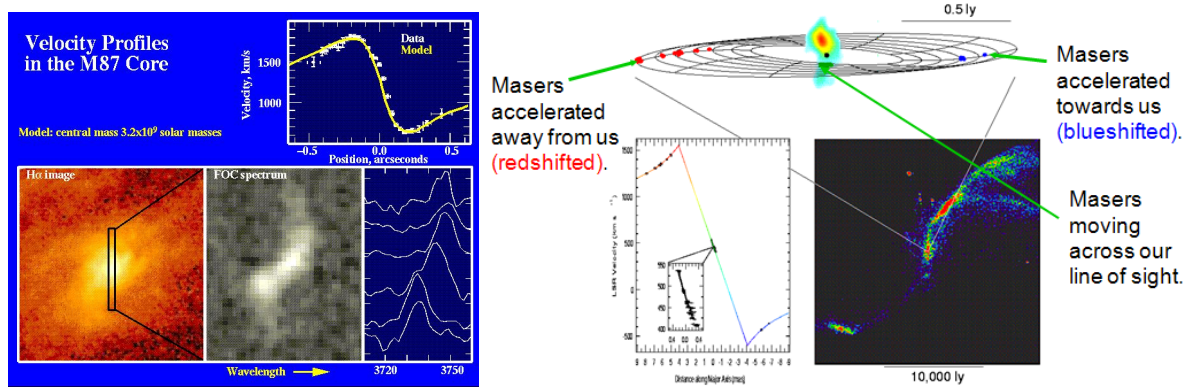


Figura 5.18: *Izq.*: curva de rotación de la zona interna de M 87. Imagen $H\alpha$, espectro óptico bidimensional, espectros unidimensionales, datos de v_R y modelo con SMBH de $3.2 \times 10^9 M_\odot$. *Der.*: curva de rotación de NGC 4258 obtenida mediante observaciones de máseres. La curva roja es un ajuste con SMBH.

Hay evidencias dinámicas de SMBH en muchas galaxias E y bulbos de S, tanto con datos ópticos como en radio (Fig. 5.18).

P. ej., en M 32 (LG) la dinámica estelar requiere una masa extra de $2 \times 10^6 M_\odot$ dentro del parsec central, mientras que en M 87 (galaxia central del Cúmulo de Virgo, ver Secc. 5.2.2) el exceso es de $\sim 3 \times 10^9 M_\odot$ dentro de 20 pc. Esto último se confirma con la detección de un disco de gas en rotación alrededor del núcleo (Fig. 5.18-*izq.*).

Si bien un SMBH es la mejor explicación para estos comportamientos, la prueba definitiva requeriría mediciones a unos pocos radios de Schwarzschild del centro ($R_S \approx 3 \times 10^{-4}$ pc para $M_\bullet = 3 \times 10^9 M_\odot$), fuera del alcance de las posibilidades técnicas actuales.

En otros casos, la detección y medición de la masa de un SMBH es indirecta, a través de la actividad central (ver Cap. 7).

De hecho, la mayoría de las E con $\mathcal{L} \gtrsim \mathcal{L}^*$ son radiofuentes, que emiten con una potencia $P \gtrsim 10^{20} \text{ W Hz}^{-1}$ en continuo $\lambda = 20 \text{ cm}$. Esto equivale a unas $100 \mathcal{L}_{\text{bol}\odot}$, que es ~ 10 veces la emisión esperada de regiones HII y RSN. La morfología de esta emisión suele presentar una concentración central (*core*) de unos pocos parsecs de tamaño, mientras que las galaxias con radioemisión más intensa ($P \gtrsim 10^{23} \text{ W Hz}^{-1}$) suelen mostrar una estructura de doble lóbulo, versión en “miniatura” de las radiogalaxias descriptas en el Cap. 7 (ver p. 175).

Habría masas centrales de $10^6 - 10^9 M_\odot$ en toda E (y bulbo de S) con $\mathcal{L} \gtrsim \mathcal{L}^*$.

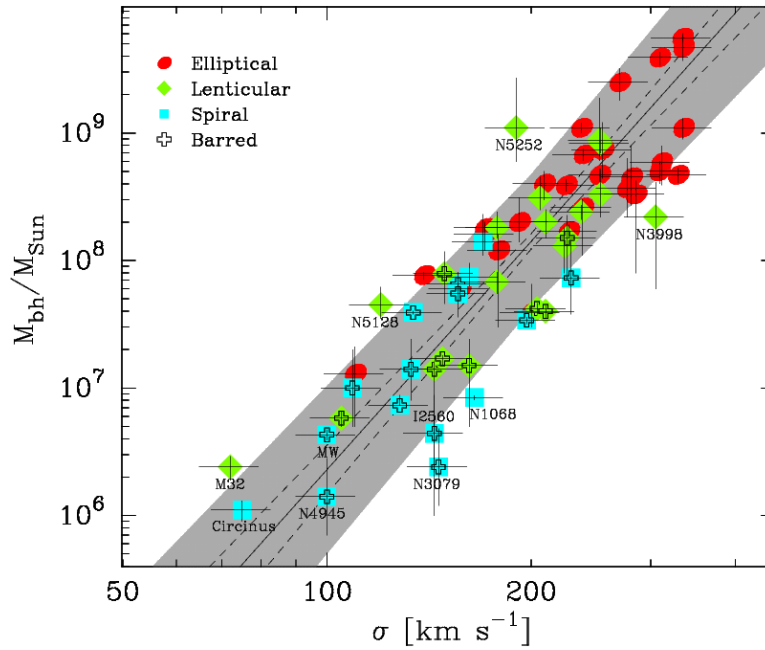


Figura 5.19: Relación entre la masa del SMBH central ($M_{\bullet}$) y la dispersión de velocidades estelares, que es trazador de la masa del esferoide (M_{sph}).

5.6.1. Relación $M_{\bullet} - M_{\text{sph}}$

La masa del SMBH central ($M_{\bullet}$) correlaciona con la dispersión de velocidades estelares de la galaxia (Fig. 5.19) o del bulbo, en caso de las espirales. Sin embargo, en estas últimas, $M_{\bullet}$ no correlaciona con la masa del disco, ni con la del seudo-bulbo (Kormendy et al., 2011), que es la componente esferoidal originada a partir de estrellas del disco (ver p. 89).

Esto sugiere dos mecanismos distintos para el crecimiento de SMBH:

- En bulbos y galaxias E los SMBH crecen rápidamente, alcanzando las masas más grandes, en eventos de fusión que producen infuljos de gas que dan lugar a eventos tipo cuasar. La masa del SMBH evoluciona en forma conjunta con la del esferoide (bulbo o galaxia E), a través de procesos globales, como ser la regulación provista por el mecanismo de realimentación (la energía del núcleo activo interrumpe la formación estelar).
- En seudo-bulbos y espirales sin bulbo el crecimiento del SMBH se produce en forma estocástica por procesos locales (actividad tipo Seyfert, de baja luminosidad); la masa del SMBH evoluciona en forma independiente a la del disco o seudo-bulbo.

Bibliografía del capítulo:

- *Galaxies in the Universe: An Introduction*, Linda S. Sparke & John S. Gallagher III (Cambridge University Press, 2nd. Edition, 2000).
 - *Galactic Astronomy*, J. Binney & M. Merrifield (Princeton University Press, 1998).
-

Capítulo 6

Galaxias enanas, irregulares, y peculiares

*There is a moment, a chip in time
when leaving home is the lesser crime
when your eyes are blind with tears
but your heart can see
another life, another galaxy*

(Another galaxy – Paul Simon)

6.1. Galaxias enanas

¿Qué es una galaxia enana? No hay definición clara, excepto por un límite en luminosidad.

Generalmente (no siempre) se considera $M_B > -18$ ($\equiv 2.5 \times 10^9 \mathcal{L}_{B\odot}$) como el límite entre galaxias “enanas” y galaxias “normales” o luminosas.

Alternativamente, puede tomarse el límite en $M_B = -16$ ($\equiv 4 \times 10^8 \mathcal{L}_{B\odot}$). Esta última definición incluye como enana a la Nube Menor de Magallanes (SMC), con $M_B \simeq -15.8$, y excluye a la Nube Mayor (LMC), con $M_B \simeq -17.6$ (ver tamaños comparativos en Fig. 6.1). En este caso, en el rango $-16 > M_B > -18$ las galaxias de tipo temprano se pueden conocer como “elípticas de baja luminosidad” (*low-luminosity ellipticals*, LLE), mientras que las de tipo tardío son las irregulares y espirales magallánicas (ver Sec. 6.6).

En el extremo débil de la función de luminosidad, las galaxias enanas tienen luminosidades similares a los GC. Pero estos son mucho más compactos (Fig. 6.2). Se considera que la dinámica de las dSph, a diferencia de la de los GC, está dominada por materia “oscura” (DM).

6.1.1. Detección e importancia

El estudio de las galaxias ha permanecido restringido durante muchos años al de aquellos objetos que presentan un diámetro aparente notable en una placa fotográfica de larga exposición. Desde nuestra ubicación dentro de una galaxia relativamente brillante como lo es la Vía Láctea, a lo cual se agregan las contribuciones por luz dispersada en el Sistema Solar y en la atmósfera terrestre, el brillo del cielo nocturno alcanza alrededor de $\mu_{(B)} \simeq 21.5 \text{ mag arcsec}^{-2}$ para buenos sitios de observación. La detección de galaxias de bajo brillo superficial, o sea aquellas cuya luminosidad proviene en mayor parte, o totalmente, de zonas de brillo superficial por debajo de este nivel, se verá muy dificultada por el hecho de que sus isofotas quedarán sumergidas en el ruido del cielo.



Figura 6.1: Tres galaxias en la constelación de Andrómeda: una espiral Sb (M31) y dos galaxias enanas, la elíptica compacta M 32 (*arriba*) y la elíptica de bajo brillo superficial NGC 205 (*abajo*).

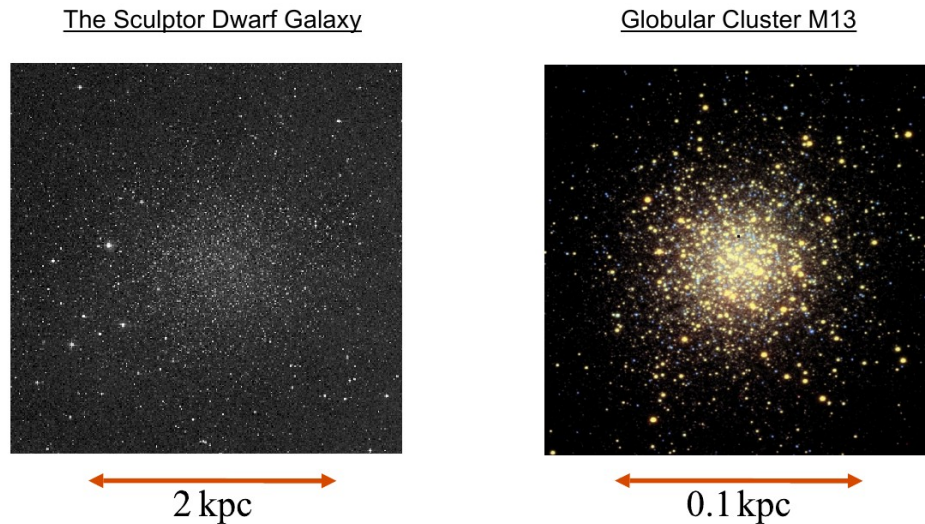


Figura 6.2: Comparación entre la galaxia dSph Sculptor y el cúmulo globular M 13. Tienen luminosidades similares ($M_V = -10.7 \equiv \mathcal{L}_V = 1.4 \times 10^6 \mathcal{L}_\odot$) pero tamaños muy diferentes.

Según Disney (1980), “... *somos como prisioneros en una celda iluminada tratando de discernir nuestros alrededores observando a través de una pequeña ventana hacia la oscuridad exterior. Podemos ver con suficiente facilidad las luces de la calle, y las ventanas iluminadas, pero  podemos ver, o inferir correctamente, las casas y los árboles?*”.

Tiempo atrás, Arp (1965) (ver también *Sistemas Estelares*, y Sec. 4.1.1 de este Apunte) ya había llamado la atención sobre los efectos de selección que dificultarían el descubrimiento de galaxias de

bajo brillo superficial, así como también, en el otro extremo, de galaxias suficientemente compactas como para no distinguirse de las estrellas. Justamente, las enanas son objetos, o bien de bajo brillo superficial, o bien compactos. El resultado es que las galaxias llamadas “normales” serían en realidad una muestra no muy representativa de la población total de objetos extragalácticos.

Con un entusiasmo envidiable, Impey et al. (1988) decían:

La humilde galaxia enana es uno de los objetos más interesantes en el Universo.

Y pasaban a explicar por qué:

- *las galaxias enanas pueden guardar la clave para muchas incógnitas sobre la formación, estructura y evolución de las galaxias*
- *se supone que trazan la masa en teorías jerárquicas de formación de galaxias*
- *pueden ser responsables de las numerosas líneas de absorción de baja metalicidad en quasares.*

Hoy diríamos que

- pueden jugar un papel importante en la historia de enriquecimiento químico del Universo
- la función de luminosidad en el extremo débil es un test para los modelos de formación jerárquica de galaxias.

Los modelos Λ CDM predicen un número de enanas que es órdenes de magnitud mayor que el observado.

6.1.2. Clasificación

Las enanas son sistemas de baja masa $\Rightarrow$ rotación lenta $\Rightarrow$ aun las que contienen gas no desarrollan estructura espiral.

Las llamadas “espirales enanas” son sistemas con $M_B \lesssim -16$ (técnicamente en la frontera), similares a la LMC pero con un bulbo.

Una clasificación gruesa, por lo tanto, separa a las enanas en dos grandes grupos (Fig. 6.3):

elípticas: (o “tempranas”) sin material interestelar ni formación estelar actual.

irregulares: (o “tardías”) con alta proporción de H I y zonas de formación estelar.

Sin embargo, esto es una simplificación excesiva. Por un lado, ni las enanas tempranas ni las tardías forman familias homogéneas: las primeras están constituidas por al menos dos grupos estructuralmente diferentes, mientras que las segundas también muestran variedad en sus características.

Por el otro lado, no está claro que todas las “elípticas” sean esferoides, y la distinción entre dE y dI se vuelve difusa en algunos casos.

Esto puede tener que ver con una variedad de orígenes para distintas enanas, y con las relaciones evolutivas entre los distintos tipos y subtipos.

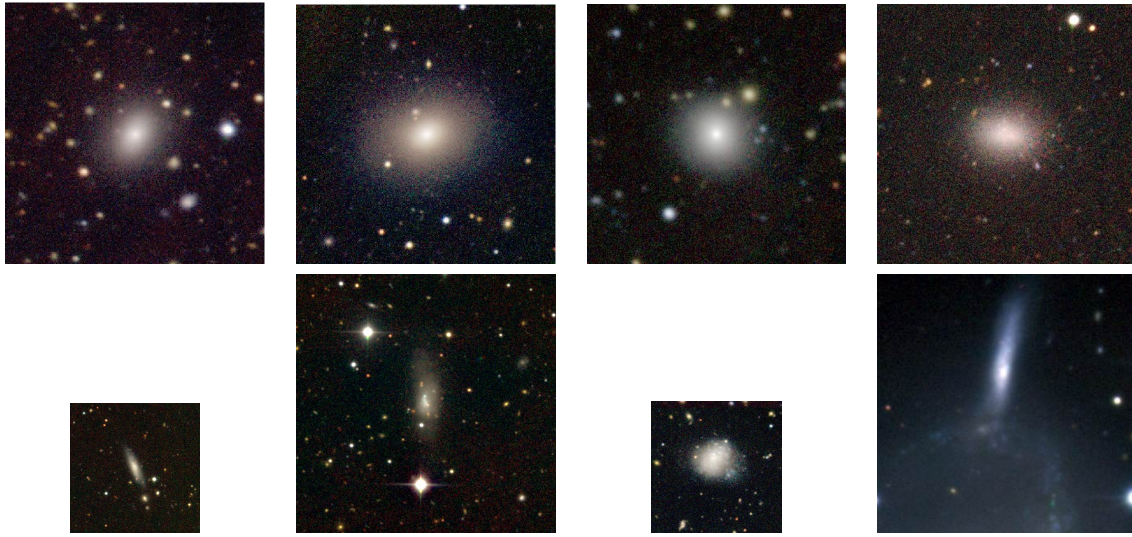


Figura 6.3: Comparación entre galaxias dE (fila superior: N34, N42, N75, N83) y dI (fila inferior: N31, N49, N134). Grupo de NGC 5044 (Cellone & Buzzoni, 2005).

6.2. Enanas elípticas

A bajas luminosidades ($M_B \gtrsim -18$) las galaxias elípticas se dividen en dos clases:

difusas: con brillos superficiales centrales bajos (ej.: NGC 205), y

compactas: con brillos superficiales centrales altos (ej.: M 32, ver Fig. 6.1).

En este apunte seguimos la convención de llamar dE (por *dwarf ellipticals*) a las primeras, y cE (por *compact ellipticals*) a las segundas, que son las más raras, y cuyo prototipo es M 32.

La clasificación dSph (por *dwarf spheroidals*) se reserva a las dE más débiles, detectadas principalmente en el Grupo Local (LG), aunque no está claro que sean diferentes estructuralmente a las dE, ni siquiera que sean esferoides.

Esta nomenclatura no es universalmente aceptada. Algunos investigadores (ej.: J. Kormendy) sostienen que las galaxias tipo M 32 son la verdadera extensión a bajas luminosidades de las E “normales”, por lo que deberían llamarse dE, mientras que las enanas elípticas difusas deberían llamarse dSph. Esta controversia sigue en pie.

En lo que sigue, adoptamos la siguiente convención:

E: galaxias elípticas de luminosidades medias y altas ($M_B \lesssim -18$)

dE: galaxias elípticas enanas difusas

cE: galaxias elípticas enanas compactas

dSph: galaxias esferoidales enanas (difusas, brillo superficial y luminosidad muy bajos).

6.2.1. Historia

Shapley (1938) descubre las primeras dE: Fornax y Sculptor, compañeras de la MW. Luego, algunas de las compañeras de M 31.

En 1944 Baade y Shapley resuelven en estrellas algunas dSph del LG → objetos de “población II”.

Baade nota que:

- las E de baja luminosidad son LSB
- son numerosas → la función de luminosidad crece hacia magnitudes débiles.

En los años 50 se identifican más enanas del LG mediante el Palomar Sky Survey.

En las décadas siguientes se detectan enanas LSB fuera del LG, generalmente concentradas alrededor de galaxias luminosas ⇒ población de cúmulo (prácticamente no hay dE aisladas).

Década del 80: relevamientos fotográficos (Virgo, Fornax, Antlia, NGC 5044, etc.). Posteriores estudios CCD y espectroscópicos. Gran cantidad de enanas elípticas en cúmulos: 1197 galaxias clasificadas como dE o dS0 en el cúmulo de Virgo; 243 enanas sobre 340 miembros en total en Fornax.

En el LG se siguieron detectando enanas durante los 90 y principios del siglo XXI. Con el SDSS se siguen detectando enanas “ultra débiles” (UFD: *Ultra-Faint Dwarf galaxies*) y “corrientes tidales”.

Por ser difusas (LSB), las dE en cúmulos cercanos son

- relativamente fáciles de diferenciar de galaxias de fondo (morfológicamente)
- difíciles de confirmar espectroscópicamente.

Para $cz \gtrsim 5000 \text{ km s}^{-1}$ ($d \gtrsim 70 \text{ Mpc}$) se complica mucho detectar dEs (a esa distancia: $M_B = -16 \Rightarrow B > 18$; $1 \text{ kpc} \cong 3 \text{ arcsec}$).

6.2.2. Teoría

Hay diferencias estructurales entre dE y E. No está claro si hay una continuidad de propiedades estructurales con la luminosidad, o si, por el contrario, hay una dicotomía que indicaría distintos procesos físicos controlando la evolución de unas y otras.

Panorama estándar: las enanas, al igual que las gigantes, se habrían formado a partir del colapso gravitacional de fluctuaciones de densidad primordiales. En los modelos jerárquicos, una vez que se especifican los parámetros cosmológicos y el espectro de fluctuaciones (ver Sec. 1.5.1), se puede calcular la evolución de los halos de DM no disipativa. Sin embargo, la aparición de galaxias como *entidades diferenciadas* en la jerarquía depende de la habilidad de los bariones en una dada región sobredensa para enfriarse y formar estrellas.

Colapso de una nube de gas - enfriamiento radiativo

El gas dentro del pozo de potencial es calentado por choques (*shocks*) durante la relajación violenta que acompaña a la formación del halo.

Si el gas puede disipar energía por enfriamiento radiativo más rápidamente de lo que es calentado por choques, se contraerá hacia el centro del halo, hasta que la contracción se detiene por la formación de un disco soportado rotacionalmente o por fragmentación en estrellas.

Las escalas de tiempo determinantes son:

t_{cool} tiempo de enfriamiento del gas

t_{dyn} tiempo requerido para el colapso gravitacional del sistema.

Hay 3 regímenes de interés para la formación de galaxias:

$t_{\text{cool}} < t_{\text{dyn}}$: el gas puede enfriarse; T cae rápidamente a 10^4 K y se contrae en forma isoterma, hasta ser detenido por soporte rotacional.

$t_{\text{dyn}} < t_{\text{cool}} < H_0^{-1}$: el gas puede enfriarse pero no dentro del tiempo dinámico; la nube se contrae cuasi-estáticamente, soportada por presión.

$t_{\text{cool}} > H_0^{-1}$: el gas no puede enfriarse dentro de un tiempo de Hubble.

Los mecanismos de enfriamiento son:

- enfriamiento Compton (fotones del CMB toman energía de los electrones por efecto Compton inverso $\rightarrow$ Sunyaev-Zeldovich); solo importante a alto corrimiento al rojo.
- radiación de frenado o *bremsstrahlung* (emisión libre-libre),
- recombinación,
- y emisión de líneas excitadas colisionalmente.

La tasa de enfriamiento para un gas a $T > 10^4$ K se puede escribir:

$$\Lambda(T) = \left(A_B T^{\frac{1}{2}} + A_R T^{-\frac{1}{2}} \right) \rho_b^2,$$

donde ρ_b es la densidad de bariones, A_B corresponde al *bremsstrahlung*, y A_R a recombinación+líneas. Para $T < 10^4$ K las colisiones ya no ionizan el H y la tasa de enfriamiento cae fuertemente.

El tiempo de enfriamiento característico (*cooling time*) es el tiempo necesario para radiar la energía cinética:

$$t_{\text{cool}} = \frac{E_K}{\dot{E}} = \frac{3 \rho_b k T}{2 \mu \Lambda(T)}.$$

Para una abundancia de helio $Y = 0.25$ y una cierta mezcla de metales, poniendo los valores adecuados de A_B y A_R da:

$$t_{\text{cool}} = 8 \times 10^6 \text{ años} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left[\left(\frac{T}{10^6 \text{ K}} \right)^{-\frac{1}{2}} + 1.5 f_m \left(\frac{T}{10^6 \text{ K}} \right)^{-\frac{3}{2}} \right]^{-1} \quad (6.1)$$

donde n es la densidad numérica de partículas del gas y f_m es una constante que depende de la composición del gas: $f_m \sim 1$ para distribución primordial de H y He, y $f_m \sim 30$ para abundancia solar.

El primer término del factor entre corchetes corresponde al *bremsstrahlung* (domina para $T > 10^6$ K, gas primordial) y el 2do. término corresponde a enfriamiento por líneas (domina para $10^4 < T < 10^6$ K; es el más importante para galaxias).

Se puede demostrar que cuando el gas está en equilibrio virial, su temperatura depende de la masa y del radio virial, de acuerdo a:

$$T_{\text{vir}} = 5.962 \times 10^7 \left(\frac{M}{10^{12} M_{\odot}} \right) \frac{1}{r_{\text{vir}}} \text{ K kpc}^{-1}. \quad (6.2)$$

Considerando que la masa de gas (bariones) es una fracción F de la masa total, el tiempo de enfriamiento t_{cool} depende solo de la densidad de bariones, mientras que el tiempo de caída libre t_{dyn} depende de la densidad de toda la materia:

$$t_{\text{dyn}} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{2GM}{r^3} \right)^{-\frac{1}{2}} \approx 1.5 \times 10^9 \left(\frac{M}{10^{12} M_{\odot}} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{r}{200 \text{ kpc}} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (6.3)$$

Suponiendo que el gas está distribuido uniformemente dentro de un radio $r_{\text{vir}} = \frac{r}{2}$, se pueden reemplazar T_{vir} y la densidad n en la ec. 6.1 (considerando además $T < 10^6 \text{ K} \Rightarrow$ domina enfriamiento por líneas):

$$\begin{aligned}
 T_{\text{vir}} &= 5.962 \times 10^5 \left(\frac{\mathcal{M}}{10^{12} \mathcal{M}_{\odot}} \right) \left(\frac{r}{200 \text{ kpc}} \right)^{-1} \text{ K.} \\
 \Rightarrow \left(\frac{T}{10^6 \text{ K}} \right) &= 0.5962 \left(\frac{\mathcal{M}}{10^{12} \mathcal{M}_{\odot}} \right) \left(\frac{r}{200 \text{ kpc}} \right)^{-1}. \\
 \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} &= \frac{m_{\text{H}} \frac{4}{3} \pi \left(\frac{r}{2} \right)^3 1 \text{ cm}^{-3}}{F \mathcal{M}} = \\
 &= \frac{1.673 \times 10^{-27} \text{ kg} \frac{4}{3} \pi \left(\frac{r}{200 \text{ kpc}} \right)^3 \left(\frac{6.171 \times 10^{23} \text{ cm}}{2} \right)^3 1 \text{ cm}^{-3}}{\left(\frac{F}{0.1} \right) 0.1 \left(\frac{\mathcal{M}}{10^{12} \mathcal{M}_{\odot}} \right) 1.99 \times 10^{42} \text{ kg}} = \\
 &= 1.034 \times 10^3 \left(\frac{r}{200 \text{ kpc}} \right)^3 \left(\frac{F}{0.1} \right)^{-1} \left(\frac{\mathcal{M}}{10^{12} \mathcal{M}_{\odot}} \right)^{-1}. \\
 t_{\text{cool}} &\approx 2.5 \times 10^9 f_m^{-1} \left(\frac{F}{0.1} \right)^{-1} \left(\frac{\mathcal{M}}{10^{12} \mathcal{M}_{\odot}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{r}{200 \text{ kpc}} \right)^{\frac{3}{2}} \text{ años.} \tag{6.4}
 \end{aligned}$$

Condición para límite superior a la función de masas de las galaxias

$$t_{\text{cool}} < t_{\text{dyn}} \Rightarrow \mathcal{M} < \mathcal{M}_{\text{lim}} \approx 6 \times 10^{11} \mathcal{M}_{\odot} f_m \left(\frac{F}{0.1} \right).$$

Esto caracteriza el límite superior a la distribución de masas de galaxias.

Para las escalas mayores (cúmulos) donde domina el enfriamiento por bremsstrahlung, se encuentra un radio máximo $r \sim 80 \text{ kpc}$.

En este modelo hay una “catástrofe de enfriamiento”: el gas se enfría *demasiado rápido* en los halos de baja masa, que se forman primero. Predice un Universo dominado por enanas de $10^8 \mathcal{M}_{\odot}$, en contra de lo que se observa.

Se esgrimen mecanismos (aun no modelados: reionización, realimentación *–feedback–*) para explicar las discrepancias de la teoría con la distribución de masas, en ambos extremos.

Modelos desarrollados a partir de los años 70 (ej. Larson, 1974) muestran que en las enanas, debido a sus pozos de potencial menos profundos ($\rightarrow$ menor velocidad de escape), un estallido o evento intenso de formación estelar desarrolla un viento galáctico (*supernova-driven wind*) capaz de expeler una fracción importante del material interestelar de la galaxia.

Esto explicaría:

- menor brillo ($\equiv$ densidad de masa) superficial
- menor metalicidad
- menor gradiente de abundancia

en enanas.

Alternativas (o complementos) a los modelos de vientos originados por supernovas para explicar las relaciones de μ y $[\text{Fe}/\text{H}]$ con $\mathcal{L}$:

- barrido de gas por “corona” de galaxia luminosa cercana o por el medio intergaláctico
- formación estelar disparada por interacción con galaxia vecina o choques con gas intergaláctico
- formación estelar en enanas es proceso cíclico: gas calentado (pero no totalmente eyectado) por evento de formación estelar eventualmente se enfría y genera otro evento de formación estelar.

Otros mecanismos de formación de galaxias enanas

Se ha propuesto la formación de galaxias enanas como “escombros” de colisiones de galaxias mayores (*enanas tidales*), transformación de galaxias de disco tardías (*hostigamiento galáctico*), etc.

6.2.3. Estructura

Morfología

La clasificación de una dada galaxia como E o como dE puede ser ambigua, porque a las mayores luminosidades las dE tienden a ser más compactas (ver *Perfiles de brillo superficial*, a continuación). Por el lado de baja $\mathcal{L}$ la distinción entre dE y dI también es problemática, no por un problema de clasificación, sino por un continuo de propiedades (masa de gas, metalicidad, tasa de formación estelar), incluyendo casos intermedios dE/dI (Fig. 6.4, *izq.*). Por otra parte, en algunas de las dE más luminosas hay evidencias de formación estelar reciente en sus zonas centrales (Fig. 6.4, *centro - der.*).

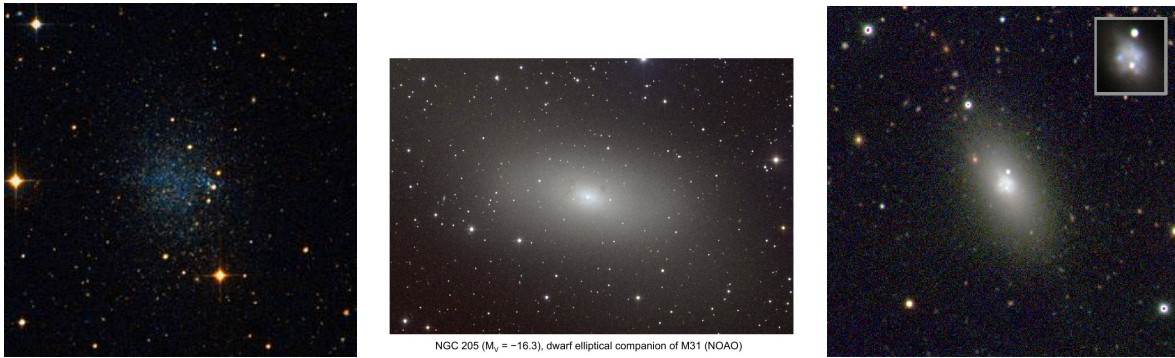


Figura 6.4: Galaxia enana con clasificación intermedia dE/dI (sistema del Fénix [*Phoenix*], LG, *izq.*), y dE con formación estelar central (NGC 205, LG, *centro*; FCC 76, Cúmulo de Fornax, *der.*).

Otras características estructurales relevantes en cuanto a la morfología de las dE:

Núcleos - Algunas dE tienen un núcleo compacto: dE,N (Fig. 6.5). $\langle \mathcal{L}_{\text{nuc}} \rangle \approx 1\% \mathcal{L}_{\text{gal}}$. Problema: difícil de distinguir en las dE más brillantes, que tienen perfil “empinado” (índice de Sérsic $n > 1$).

dS0 - $\sim 3\%$ de las enanas tempranas pueden clasificarse como dS0, en base a una o más de las sig. características (Fig. 6.6):

- estructura con 2 componentes (“bulbo” y “disco”)

- barra
- rotación de isofotas
- fuerte achatamiento.

Enanas LSB extendidas - Sistemas de muy bajo brillo superficial, perfiles muy “chatos”, y morfología dE/dI (Fig. 6.7).

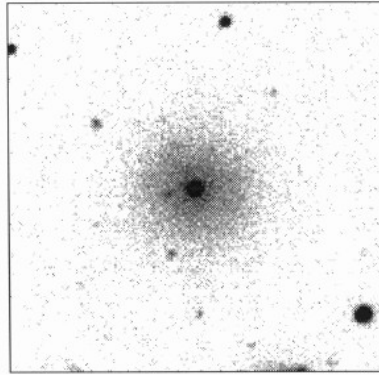


Fig. 1 o: FCC #314

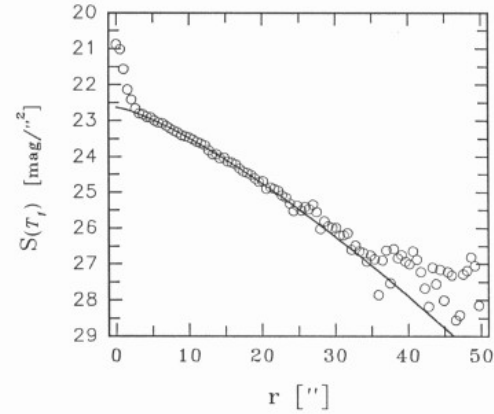


Figura 6.5: Enana nucleada FCC 314, Cúmulo de Fornax: imagen T_1 (izq.) y perfil de brillo (der.).

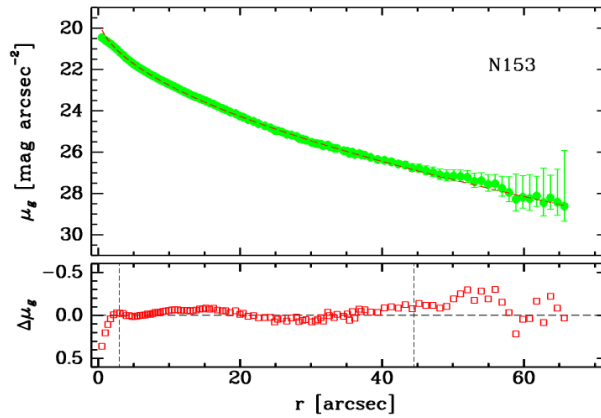


Figura 6.6: Enana lenticular (dS0) N153, Grupo de NGC 5044: imagen g, r, i (izq.) y perfil de brillo g (der.).

Perfiles de brillo superficial

Originalmente: se ajustaron perfiles de King. A diferencia del caso de los GC, para las dE el radio tidal no tendría el sentido de un “radio de truncamiento” por fuerzas de marea.

Posteriormente: se usó la ley exponencial, aunque se notaban apartamientos sistemáticos con la luminosidad.

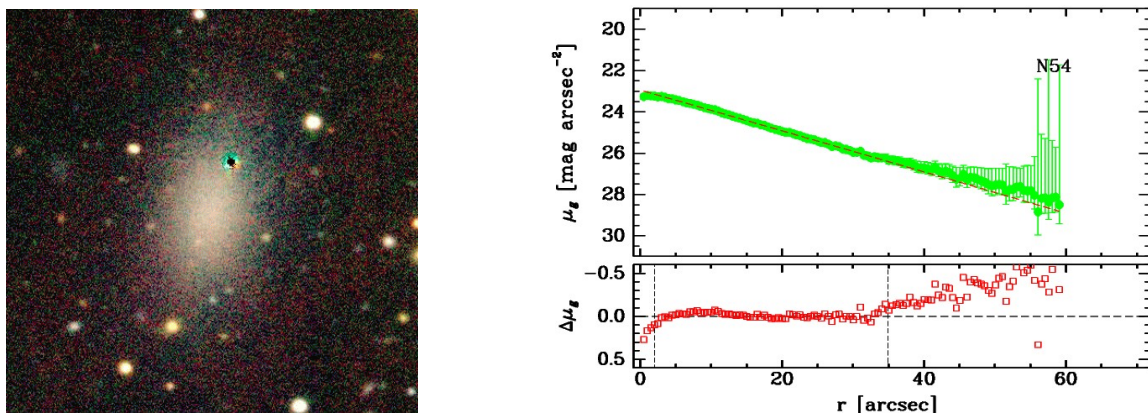


Figura 6.7: Enana dE/dI extendida N54, Grupo de NGC 5044: imagen g, r, i (izq.) y perfil de brillo g (der.).

Hoy: se usa la ley de Sérsic.

Los apartamientos sistemáticos de la exponencial, que dependen de la luminosidad de la galaxia, quedan cuantificados por el índice de Sérsic n (Fig. 6.8).

Esto configura la relación $\mathcal{L} - n$ (Fig. 6.9)

Relaciones entre parámetros fotométricos

Como se vio para galaxias E, parecen existir 3 familias de sistemas esferoidales bien diferenciadas en diagramas basados en sus parámetros fotométricos (Sec. 5.4.1).

La Fig. 6.10 muestra, en los dos diagramas fotométricos más usados, la ubicación (más o menos esquemática) de prácticamente todos los tipos de sistemas estelares conocidos hoy, incluyendo discos (aunque excluye objetos como Malin 1, ver Sec. 4.1.1).

La dicotomía entre elípticas LSB (dE + ultra-faint dwarfs) y HSB (E + cE) parece mantenerse. Esto apuntaría a diferencias en las génesis de uno y otro tipo de objetos.

Una visión alternativa (Graham & Guzmán, 2003) sostiene que, por el contrario, existe una *continuidad* entre E de alta luminosidad y dE.

En un gráfico M vs. μ_0 , la secuencia de las E más luminosas se aparta hacia brillos superficiales centrales más bajos por efectos de la formación de un “core” (región central de brillo superficial casi constante), causada por la presencia de un SMBH que “barre” estrellas (i.e. aumenta la dispersión de velocidades en la zona más interna).

Si no fuera por ese efecto, la relación de la Fig. 6.11 c) mostraría un comportamiento lineal.

En cuanto a las relaciones con los brillos superficiales efectivos (μ_e , $\langle\mu_e\rangle$), ocurre lo siguiente.

De las ecuaciones 3.11 y 3.6 vemos que las relaciones entre μ_0 , μ_e , y $\langle\mu_e\rangle$ dependen fuertemente del valor del índice de Sérsic n .

Como existe una relación lineal entre $\log(n)$ y la magnitud absoluta (Fig. 6.9), las galaxias más luminosas tienen $n \gtrsim 4$, y por lo tanto tendrán diferencias $\mu_e - \mu_0$ y $\langle\mu_e\rangle - \mu_0$ mucho más altas que las galaxias menos luminosas ($n < 4$). Esto hace que en los gráficos de las Figs. 6.11 a), b) las secuencias se curven hacia brillos superficiales más débiles para galaxias más luminosas (tarea para el hogar: mostrar esto gráficamente, usando las ecuaciones correspondientes).

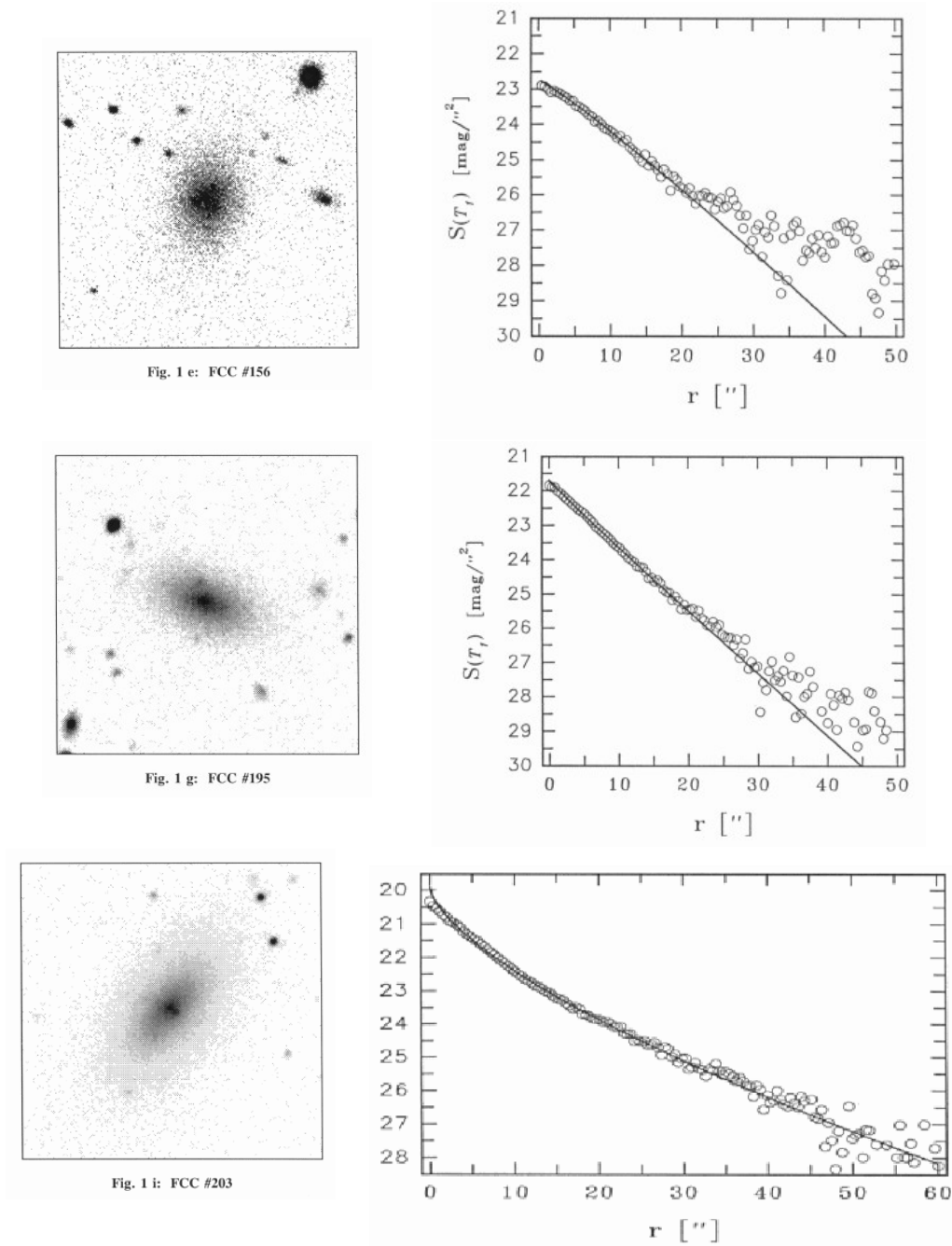


Figura 6.8: Imágenes y perfiles de brillo superficial de galaxias dE cubriendo un rango de luminosidad: FCC 156 ($M_V = -13.9$, $n = 0.9$), FCC 195 ($M_B = -14.5$, $n = 1.0$), FCC 203 ($M_B = -16.0$, $n = 1.5$).

Subclasificación: discos, barras, etc.

Uno de los hallazgos más significativos en cuanto a la estructura de las dE, ha sido la detección de estructura espiral subyacente, discos y barras en una fracción de las dE más luminosas (Figs. 6.12 y 6.13).

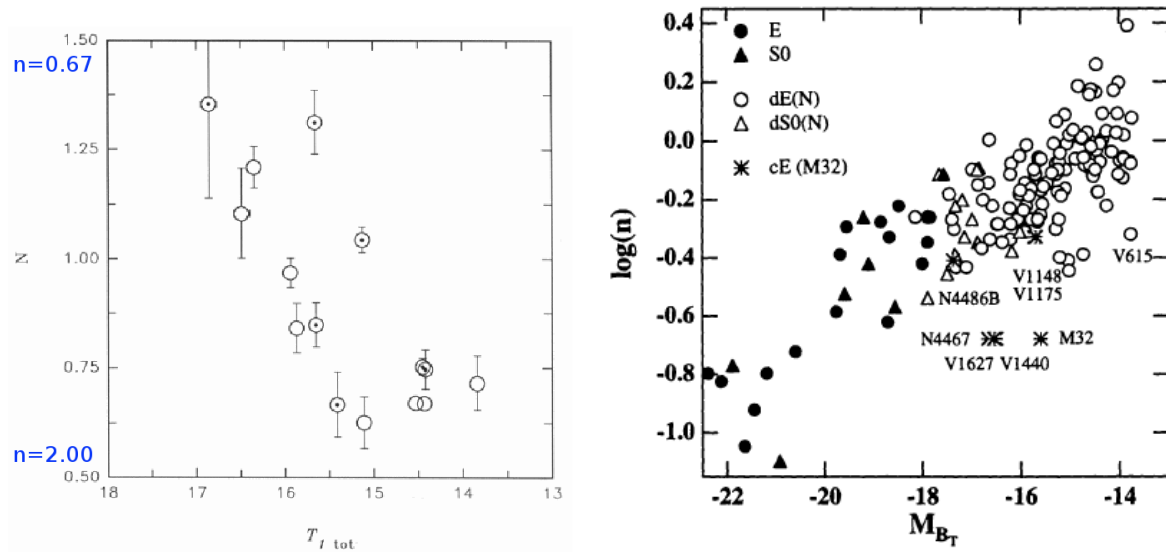


Figura 6.9: Relación entre el parámetro de Sérsic y la luminosidad. *Izq.*: $N(\equiv n^{-1})$ contra magnitud aparente integrada T_1 para galaxias del cúmulo de Fornax (Cellone et al., 1994); *Der.*: $\log(n)$ contra M_B para galaxias tempranas del cúmulo de Virgo (Jerjen & Binggeli, 1997).

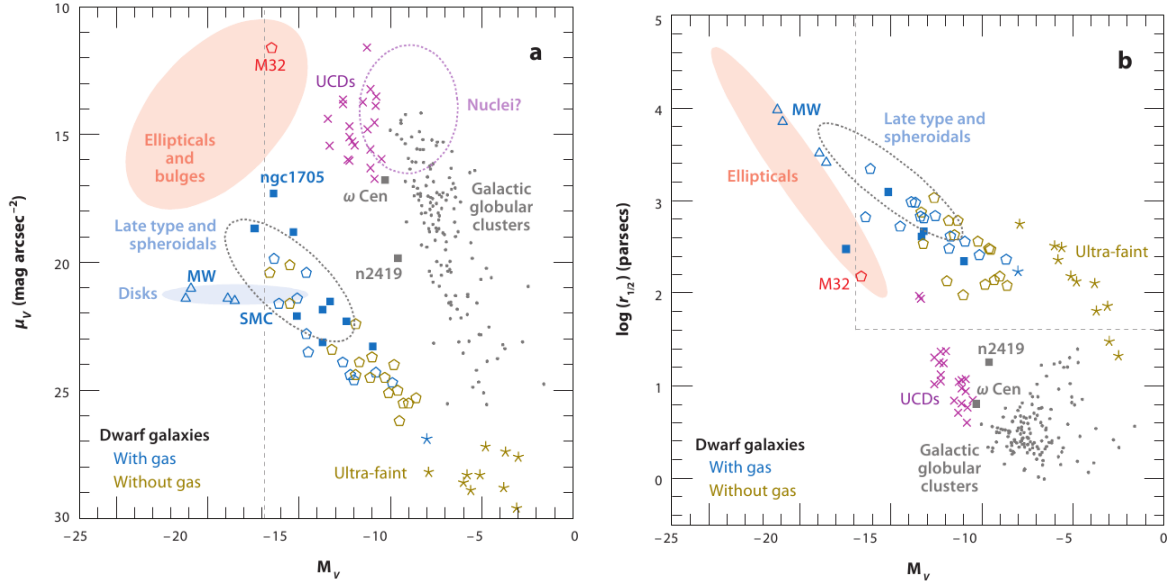


Figura 6.10: Relación brillo superficial - magnitud absoluta (*izq.*) y radio efectivo - luminosidad (*der.*) para distintos sistemas esferoidales (y discos).

En IC 3328 (Fig. 6.12, clasificada como dE,N), la espiral subyacente tiene un diámetro de 4.5 kpc, y una amplitud de solo 3 % del brillo superficial de la galaxia. El ángulo de ataque es similar al de una Sb, pero la espiral no tiene evidencias de polvo ni regiones HII ($\Rightarrow$ no hay gas).

Esto plantea que efectivamente algunas dE tendrían orígenes muy distintos a los de las E luminosas,

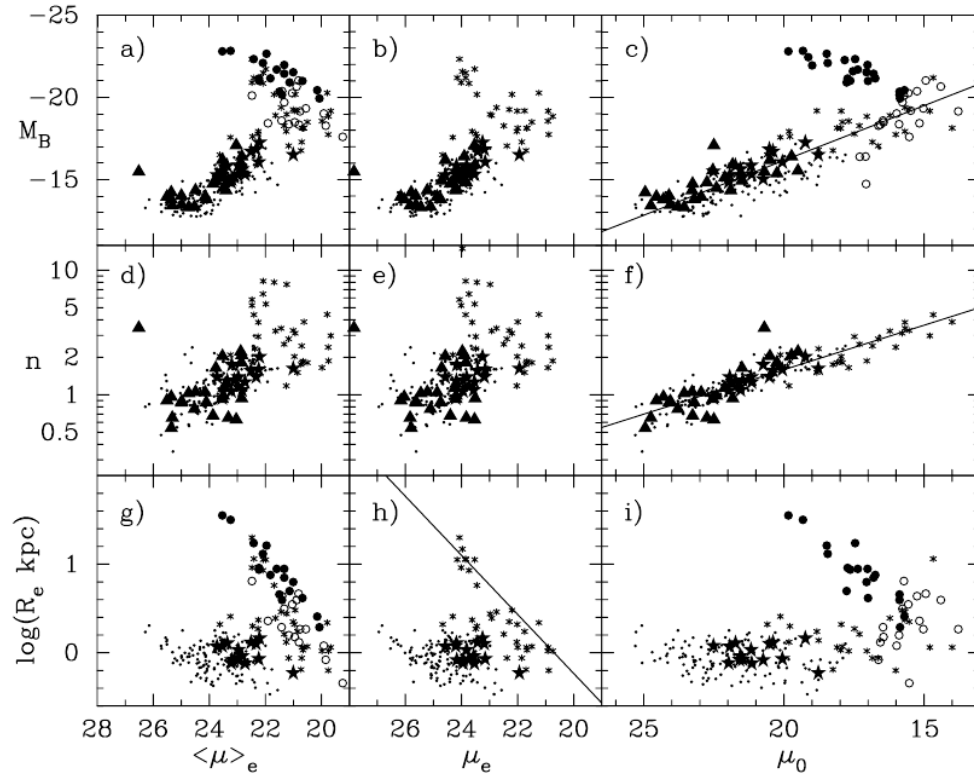


Figura 6.11: Relaciones entre parámetros fotométricos para galaxias E y dE (Graham & Guzmán, 2003).

apoyando la idea de la dicotomía estructural. Sin embargo, lo que es evidente es que hay una diversidad estructural entre las dE, que indicaría que no conforman un grupo homogéneo en cuanto a estructuras y, por lo tanto, historias evolutivas.

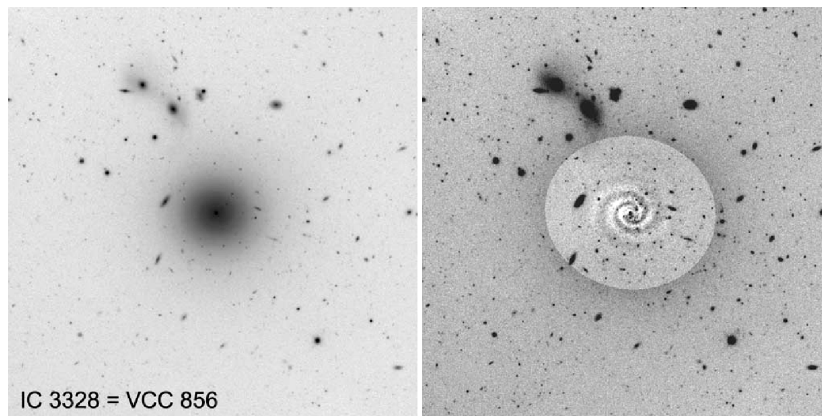


Figura 6.12: Estructura espiral subyacente en la galaxias dE IC 3328 (Jerjen et al., 2000). *Izq.*: imagen original; *der.*: después de restar un modelo suavizado de la distribución de luz.

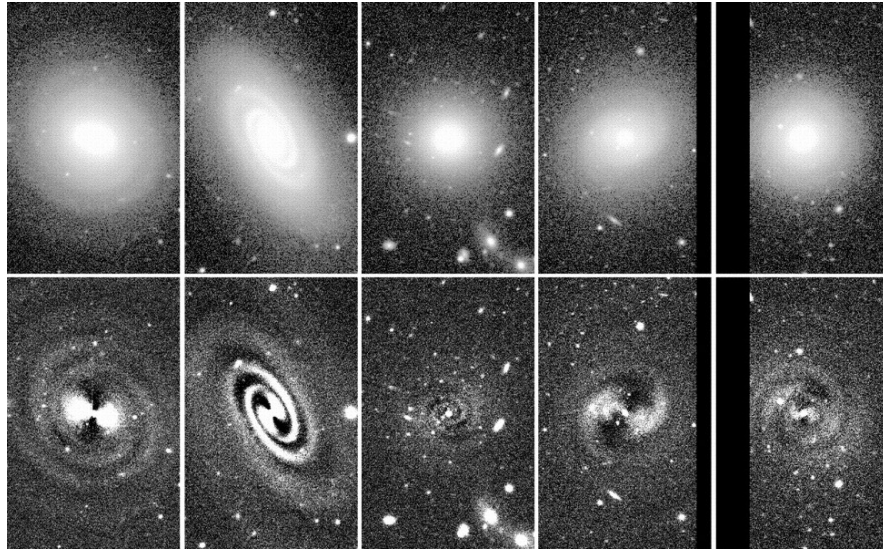


Figura 6.13: Estructura subyacente en galaxias dE (Lisker et al., 2006). Arriba: imágenes originales; abajo: después de restar un modelo suavizado de la distribución de luz.

Una subclasificación interesante es la que dan Lisker et al. (2007) en base a enanas del cúmulo de Virgo.

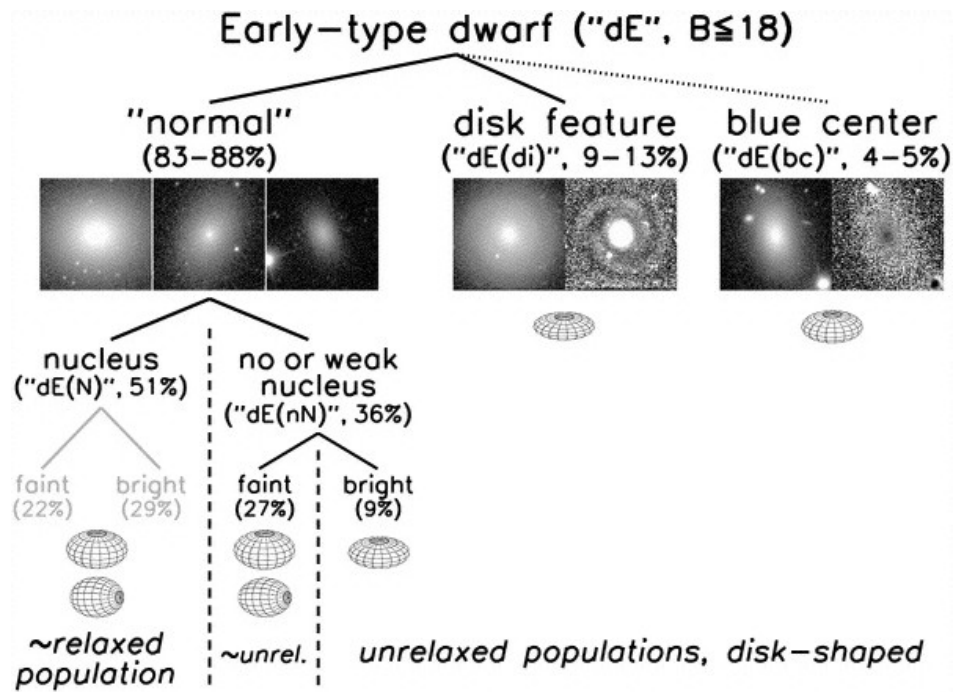


Figura 6.14: Estructura subyacente en galaxias dE (Lisker et al., 2006).

La Fig. 6.14 esquematiza esta subclasificación:

- dE “normales” (mayoría)
- dE con estructura de disco (9 - 13 %)
- dE con centro azul (4 - 5 %; ver también Fig. 6.4 *der.*).

Las “normales” se dividen además en *nucleadas* y *no nucleadas*, y estas últimas en *débiles* y *luminosas* (las nucleadas de distintas luminosidades no parecen presentar diferencias).

La ilustración “3D” representa la forma intrínseca (*oblongas* - *prolongas*).

Distribución espacial: la población *relajada* está distribuida como las E (concentradas a la región central del cúmulo), mientras que la *no relajada* sigue la distribución de galaxias de disco (periferia del cúmulo).

6.2.4. Cinemática

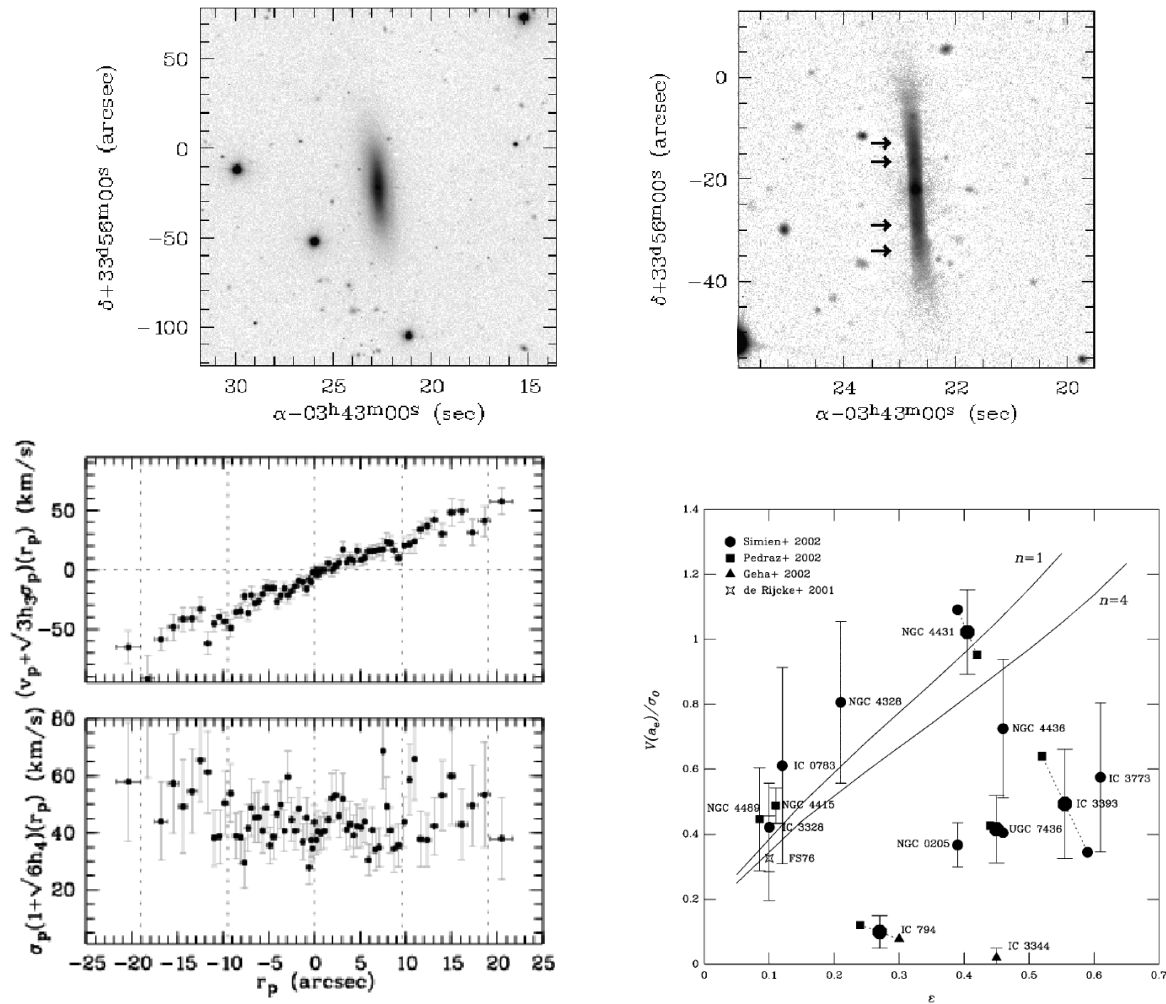


Figura 6.15: FCC 288: imagen original y procesada (*arriba*) y curva de rotación (*abajo, izq.*). Diagrama para rotadores isótropos (*abajo, der.*).

Al menos algunas enanas de tipo temprano muestran rotación significativa (Fig. 6.15, *abajo, der.*).

Todavía no está claro qué fracción de las dE rotan, ni qué tan importante es la rotación. En general solo entre las enanas más luminosas ($M_r \lesssim 17$) hay sistemas achatados por rotación.

La relación Faber-Jackson para galaxias E ($\mathcal{L} \propto \sigma_0^4$) se aplana para las dE (aunque, a decir verdad, hay pocas σ_0 medidas).

6.2.5. Colores y poblaciones estelares

Fotometría y espectroscopía integradas muestran para las dE (en general):

- Edades intermedias $\rightarrow$ viejas: ~ 5 Gyr, con bastante dispersión. Las dE,N son varios Gyr + viejas ($\sim$ GC) que las no-nuc.
- metalicidades subsolares: $-1 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim 0$
- abundancia elementos- $\alpha \sim$ solar.

Gradientes

- Algunas dE tienen gradientes negativos de metalicidad ($\rightarrow [\text{Fe}/\text{H}]$ decrece con r).
- Edad constante o suavemente creciente con r .

Todo esto indicaría que la formación estelar se fue desplazando a las regiones centrales (el gas se pierde más fácilmente de las zonas externas).

Relaciones con la luminosidad

Todas las galaxias de tipo temprano siguen una relación color-magnitud (CMR) bien definida, que se extiende desde las E más luminosas (Sec. 5.5.1) a las dE - dSph.

Hay cierta controversia si la relación es *la misma* (i.e.: si la pendiente y la dispersión se mantienen o no desde las E luminosas a las dE).

Hacia el extremo débil hay problemas de:

- contaminación (galaxias de fondo)
- separación entre dE y dI (confusa)
- errores fotométricos.

Los trabajos más serios muestran una relación lineal continua entre E y dE, sobre un rango de ~ 10 magnitudes ($-22 \lesssim M_R \lesssim -12$). Algo especulativamente, esta relación parece incluso continuarse con las poblaciones de GC más azules alrededor de galaxias E luminosas (Fig. 6.16).

Si bien hay efectos de edad en la CMR (las enanas tienden a tener menores edades promedio, y mayor dispersión de edades), se considera que el factor dominante es la relación de metalicidad creciente con la luminosidad (confirmada espectroscópicamente).

6.2.6. Distribución espacial

Enanas tipo temprano: abundantes en ambientes dinámicamente evolucionados (cúmulos, grupos ricos).

Además de esta tendencia global: fuerte relación con la *densidad local* dentro de un dado grupo o cúmulo $\rightarrow$ las dE y dS0 siguen aproximadamente la misma distribución que las E y S0.

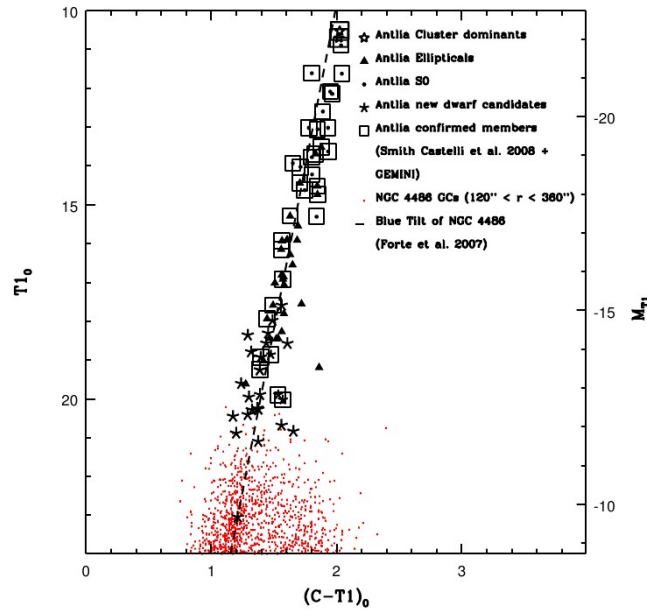


Figura 6.16: Relación color-magnitud para galaxias tempranas en el cúmulo de Antlia (Smith Castelli et al., 2008). La misma relación parece extenderse con los GC más azules de la galaxia NGC 4486 del cúmulo de Virgo.

Relación morfología-densidad *dentro* de la clase dE

Subtipo dE	Achatamientos	Distribución espacial
no nucleadas y con centro azul	intermedios	regiones de baja densidad
dE con discos	altos	regiones de densidad intermedia
dE,N (nucleadas)	bajos	regiones de alta densidad

Las poblaciones estelares también correlacionan con la distribución espacial: en promedio, edades menores en las regiones periféricas de los cúmulos (Coma, Virgo), que es el lugar donde se encuentran también las dI.

6.3. Enanas irregulares

Características:

- Menos numerosas que las dE (relación $\sim 1 : 10$).
- Las distribuciones de brillo en U , B , V muestran “grumos” (*knots*) que corresponden a zonas de formación estelar.
- En IR distribuciones de brillo más suaves y con perfil $\sim$ exponencial (trazan la población vieja).
- Sus distribuciones de achatamientos aparentes son más parecidas a las de dE que a espirales $\Rightarrow$ no son discos delgados.
- Sus distribuciones de $H\alpha$ son en general más extendidas que la emisión en el óptico (Fig. 6.18).
- Masa bariónica de las dI más débiles dominada por $H\alpha$.

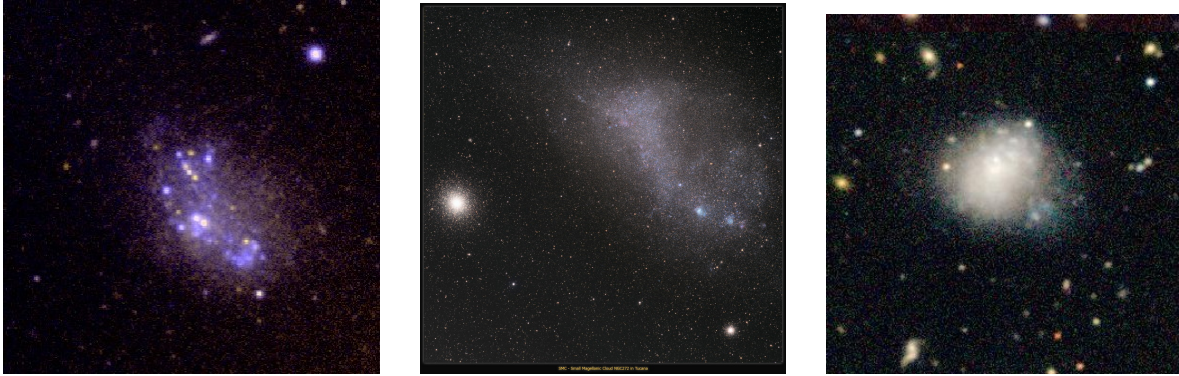


Figura 6.17: Galaxias enanas irregulares: GR8, SMC (LG), N49 (Grupo NGC 5044).

- Siguen la misma relación $[\text{Fe}/\text{H}] - \mathcal{L}$ que las dE.

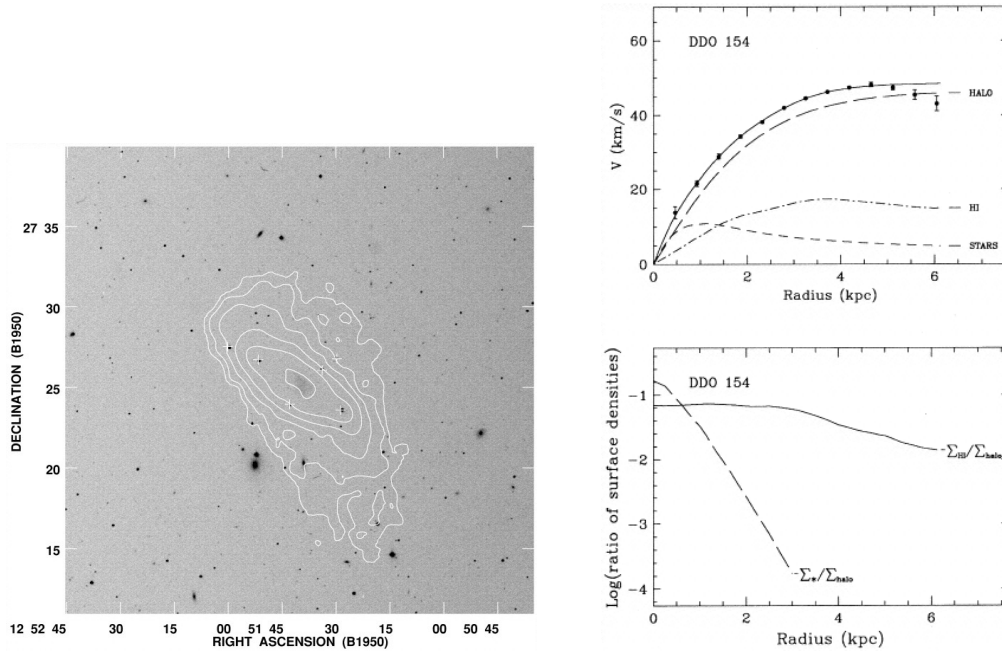


Figura 6.18: Distribución de HI en la galaxia enana irregular DDO 154 (*izq.*), y perfiles de velocidad y densidades (*der.*). $M_{\star} \approx 5 \times 10^7 M_{\odot}$; $M_{\text{HI}} \approx 3 \times 10^8 M_{\odot}$.

6.3.1. Enanas compactas azules (BCD)

Es un tipo extremo de dI, con formación estelar intensa y concentrada en una o pocas regiones (Fig. 6.19).

Características:

- Ricas en gas (fracción de HI $\sim 30\%$)

- Baja metalicidad: $\frac{Z_{\odot}}{50} \leq Z \leq \frac{Z_{\odot}}{2}$
- Espectro óptico dominado por emisiones intensas (tipo reg. HII).
- Alta sfr: $\approx 0.1 - 1 M_{\odot} \text{ años}^{-1}$

Tiene que ser etapa transitoria, de lo contrario el gas se agotaría en $t < t_H$.

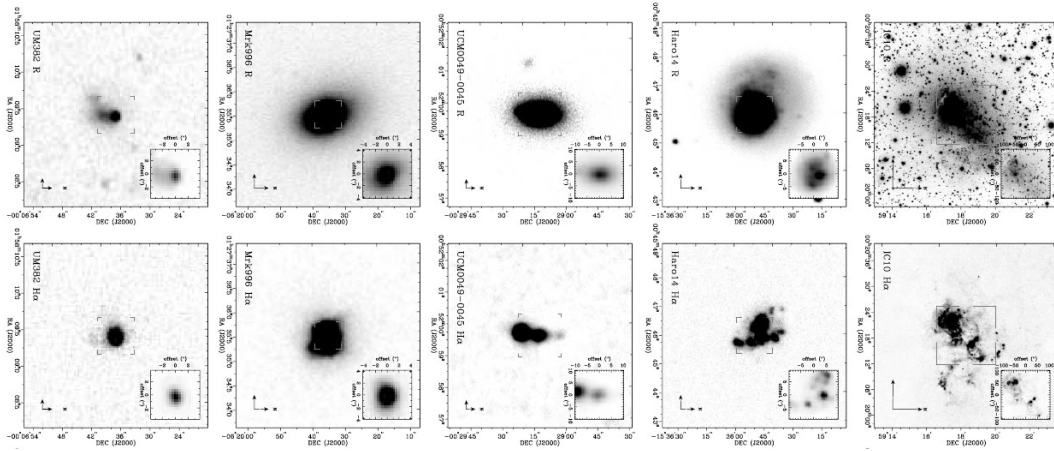


Figura 6.19: Enanas compactas azules (Gil de Paz et al., 2003): imágenes R (arriba) y $H\alpha$ (abajo).

Se ha especulado si algunas BCD serían galaxias muy jóvenes, experimentando su primer evento de formación estelar.

Sin embargo, observaciones en óptico - IR + un adecuado procesamiento de las imágenes, revela que en toda BCD hay una población vieja subyacente.

Las magnitudes absolutas de la galaxia “anfitriona” (i.e., pob. vieja subyacente) cubren el rango $-13.2 \gtrsim M_B \gtrsim -17.5$ mag (i.e., similares a dE).

6.3.2. Galaxias enanas tidales (TDG)

Esta es una clase de galaxias enanas formadas a partir de los escombros tidales de colisiones entre galaxias masivas (tardías). Las enanas tidales se encuentran lejos de las galaxias interactuantes que les dan origen, asociadas con nubes masivas de H I ubicadas en los extremos de colas tidales largas (Fig. 6.20).

Son galaxias de formación reciente, por lo que constituyen un excelente caso para estudiar formación de galaxias en el universo local.

En las interacciones, parte del gas de las galaxias interactuantes pierde momento angular y cae a las regiones más internas, disparando estallidos de formación estelar centrales (*nuclear starbursts*) y la formación de cúmulos estelares jóvenes (y, eventualmente, la alimentación de un AGN, ver Cap. 7). Además, las fuerzas de marea (o tidales) pueden enviar estrellas y parte del gas de las zonas externas al espacio intergaláctico, en forma de *anillos*, *puentes*, *plumas* y *colas*.

La masa extraída puede alcanzar $\frac{1}{3}$ de la masa que había en los discos previamente a la interacción. De hecho, la mayor parte del H I queda ubicada fuera de los cuerpos de las galaxias interactuantes (ver Fig. 6.20, *der.*). Este gas puede convertirse en la materia prima para formar pequeñas galaxias: las *galaxias enanas tidales* (TDG).

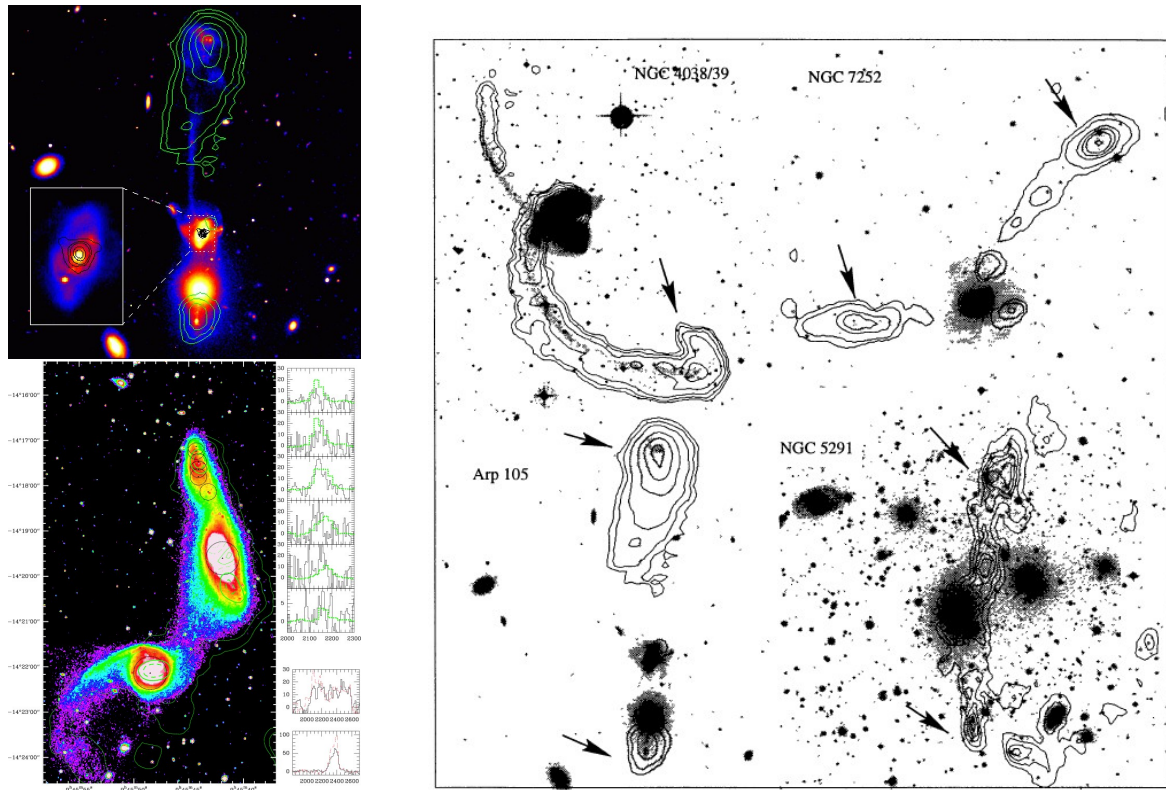


Figura 6.20: Enanas tidales asociadas a: Arp 105 (“la Guitarra” *izq.-arriba*) y al sistema NGC 2992/93 (*izq.-abajo*). Los contornos indican la emisión en H I. *Dercha*: imágenes ópticas (DSS) de varios sistemas, con contornos de H I.

Las TDG tienen propiedades similares a las dI y BCD, y se forman a distancias de hasta ~ 100 kpc de los centros de las galaxias interactuantes.

- Escala de tiempo para la formación aglomeraciones de material en colas tidales: $t_{\text{dyn}} \approx 1$ Gyr (simulaciones).
- Espectros de las TDG: emisión típica reg. H Π $\Rightarrow$ estrellas $t_{\star} < 10$ Myr.

Esto indica que las estrellas se formaron *in situ*, en los extremos de las colas tidales.

En H I: los centros de las galaxias interactuantes tienen poco gas, mientras que en las TDG se detectan nubes de H I de hasta $6 \times 10^9 M_{\odot}$.

El gas molecular, por el contrario, se concentra a los núcleos de las galaxias interactuantes.

Hay dos tipos de TDG:

- objetos extremadamente jóvenes, posiblemente formando su primera generación de estrellas (sfr tipo BCD)
- objetos dominados por pob. estelar vieja, que viene de los discos de las galaxias interactuantes (semejantes a dI).

Tabla 6.1: Propiedades de las TDG.

		media	mín	máx
M_B	mag	-14.8	-12.1	-18.8
$B - V$	mag	0.3	0.0	0.7
sfr	$\log(\mathcal{M}_\odot/\text{años})$	-1.1	-3.6	0.3
$\mathcal{M}_{\text{HI}}$	$10^9 \mathcal{M}_\odot$	1.6	0.2	6.0
Abund. O	$12+\log(\text{O}/\text{H})$	8.5	8.3	8.6

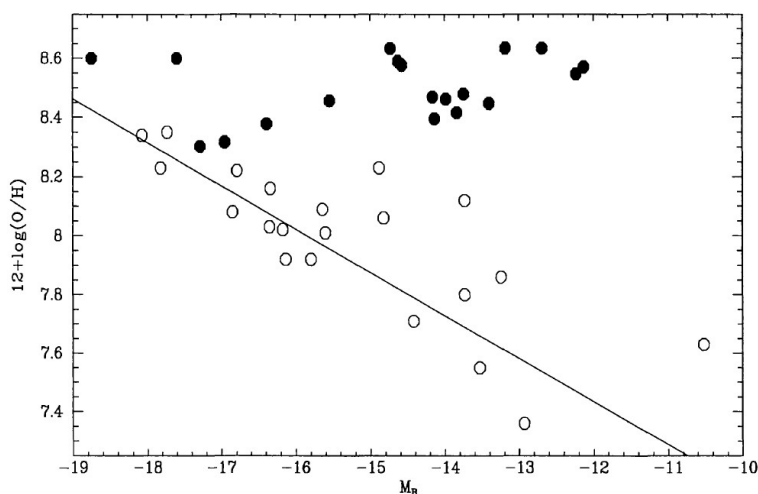


Figura 6.21: Relación abundancia de oxígeno - magnitud absoluta para enanas tidales (*círculos llenos*) y galaxias enanas aisladas (*círculos vacíos*).

Las TDG tienen metalicidades altas para sus magnitudes, comparadas con la relación que cumplen las dI normales (Fig. 6.21). Esto es porque las metalicidades del gas corresponden a las zonas externas de los discos de las galaxias S que les dieron origen.

Supervivencia de las TDG

Las TDG pueden ser acretadas nuevamente por sus progenitoras en escalas de ~ 1 Gyr, o ser desarmadas por efectos de marea.

6.4. Historias evolutivas de las galaxias enanas

6.4.1. Evolución de las dE a partir de otros tipos de galaxias

Se han discutido distintos mecanismos para la formación de galaxias dE a partir de otros tipos de galaxias, tendiente a explicar los distintos números relativos y distribuciones espaciales.

En un cúmulo, la presión del gas intracúmulo podría remover el gas de una dI (“desnudamiento” o *stripping*) y/o el reservorio de gas a su alrededor (“inanición” o *starvation*). Esto conduciría de una enana rica en gas (dI) a una galaxia enana desprovista de gas (dE).

Hay varios problemas con este panorama simple:

- No sirve para dE,N.
- Las dI tienen en promedio menores metalicidades.
- Al cesar la formación estelar, el brillo superficial de la galaxia disminuiría (ver Sec. 2.5.1), hasta quedar por debajo del observado para galaxias dE.

Posibilidad: la dI pasa por varias etapas de BCD (disparadas por interacciones) → aumentan su metalicidad y brillo superficial → después de la última fase BCD (consume todo el gas) decae a una dE.

Podría funcionar para las dE más débiles.

Para las más luminosas, se propone transformación de espirales tardías (Sc / Sd):

- Engrosamiento del disco por interacciones.
- Pérdida del disco por interacciones → queda el bulge $\cong$ dE.
- Hostigamiento (“*harassment*”) galáctico: sucesivos encuentros rápidos con galaxias masivas transformarían un disco (sin bulge) en una dE.

6.4.2. Formación jerárquica

En modelos Λ CDM se predice que las dE se forman como descendientes de los ladrillos básicos de la formación jerárquica de estructuras.

Problema: no explica por qué se observan pocas dE en regiones de baja densidad.

Falta un panorama claro que explique un único origen para las dE.
Se proponen por lo tanto varios canales de formación distintos.

6.4.3. Esferoidales e irregulares enanas del Grupo Local

En el Grupo Local (LG), las galaxias enanas pueden resolverse en estrellas, por lo que pueden estudiarse con cierto detalle sus historias evolutivas (ver Sec. 2.4.2).

La Fig. 6.22 muestra esquemas de las historias de formación estelar en enanas del LG con datos suficientes. Las etiquetas especifican los indicadores estelares usados en cada caso para determinar las edades: *secuencia principal* (MS), *gigantes rojas* (RG), *rama gigante asintótica* (AGB), *variables RR Lyr* (RR), *Cefeidas anómalas* (AC), *supergigantes azules y rojas* (SG), *estrellas Wolf-Rayet* (W), *nebulosas planetarias* (PN).

Resultados:

- Las dSph son generalmente sistemas viejos, en el sentido de que empezaron a formar estrellas más de 10 Gyr atrás.
- Muchas dSph tuvieron episodios de formación estelar recientes (pocos Gyr).
- Las dI suelen mostrar varios eventos (“estallidos”) de formación estelar separados por períodos de inactividad.

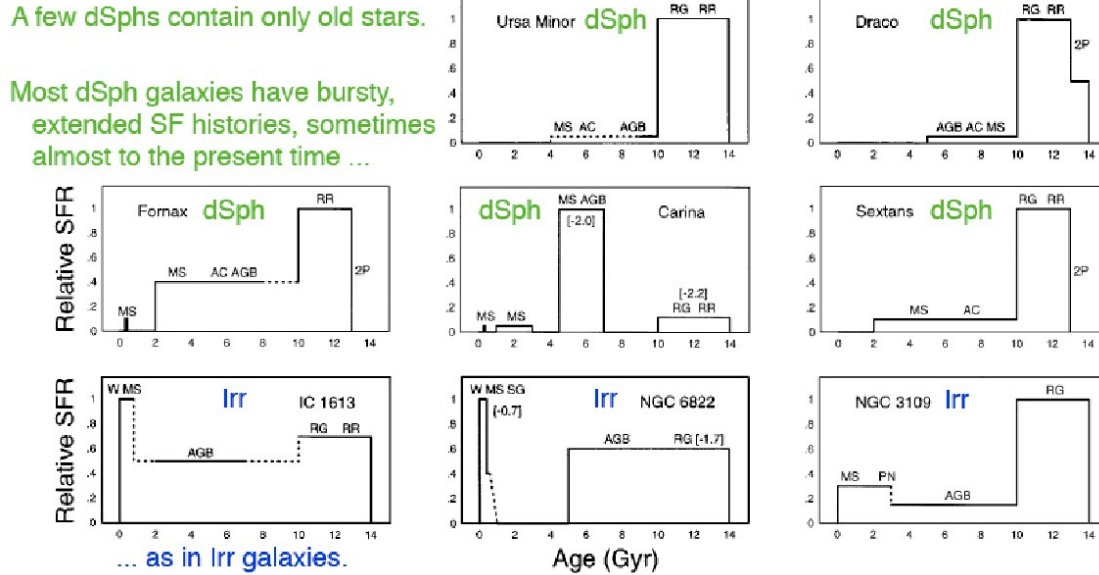


Figura 6.22: Historias de formación estelar en galaxias dSph y dI del LG.

6.5. Enanas compactas

6.5.1. Galaxias elípticas compactas (cE)

Prototipo: M 32 (Fig. 6.1).

Tienen luminosidades similares a dE ($\mathcal{L} \sim 10^9 \mathcal{L}_\odot$), pero con radios efectivos mucho menores ($r_e \sim 0.25$ kpc), resultando brillos superficiales muy altos (HSB).

Poblaciones estelares viejas (Fig. 6.24). Metalicidad $\lesssim Z_\odot$.

Más allá de $d \sim 50$ Mpc no se pueden resolver objetos con $r_e \sim 0.25$ kpc. Con el HST se puede llegar a $d \sim 200$ Mpc, con lo que el volumen de Universo muestreado aumenta 60 veces.

Difíciles de distinguir de E (alta $\mathcal{L}$) de fondo si no se conocen sus distancias (z).

Hasta hace poco se conocían una media docena de galaxias cE confirmadas. Actualmente: ~ 20 .

Las cE parecen continuar las relaciones brillo superficial, σ_0 , y metalicidad contra magnitud de las E hacia el extremo de bajas luminosidades, aunque con dispersiones importantes (Fig. 6.23). Notar que en las dos primeras, las dE forman secuencias separadas de las E-cE.

Las cE se encuentran siempre en la proximidad de galaxias de alta luminosidad (ej.: M 32 con M 31). Se ha propuesto que las cE se originan a partir de galaxias de disco tempranas que sufren efectos de desnudamiento por efectos de marea (*tidal stripping*) en interacciones con galaxias más masivas.

6.5.2. Galaxias enanas ultracompactas (UCD)

Descubiertas en 1999, las galaxias enanas ultracompactas (UCD) son sistemas estelares más luminosos y de mayor tamaño que los GC, pero están muy por debajo de luminosidades y tamaños característicos de otros tipos de galaxias enanas de tipo temprano (dE, cE).

Poblaciones estelares: viejas ($t > 8$ Gyr) y bastante pobres en metales ($-0.7 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -0.2$).

Dispersiones de velocidades: $20 \text{ km s}^{-1} \lesssim \sigma_0 \lesssim 30 \text{ km s}^{-1}$ (mayores que valores típicos para GC).

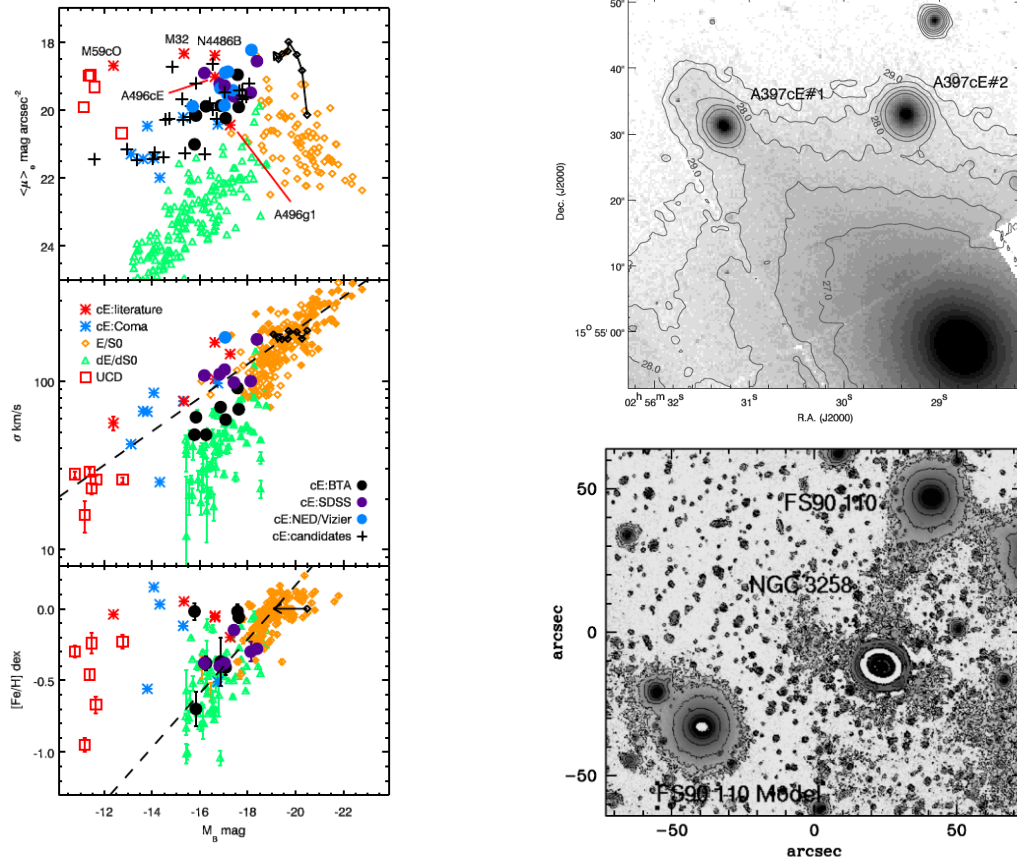


Figura 6.23: *Izquierda*: relaciones estructurales, cinemática y metalicidad de galaxias tempranas, desde E a UCD. *Derecha*: galaxias cE en Abell 397 (*arriba*), y en Antlia (*abajo*; aquí se restó el halo de la E luminosa NGC 3258: notar el puente de material que parece unir ambas galaxias).

Relación metalicidad - luminosidad

La Fig. 6.23 (*Izq.-abajo*) muestra una relación $Z \propto \mathcal{L}_B^{0.45}$, que se extiende en forma continua desde las E más luminosas a las dE. Las UCD, y algunas cE, se ubican por arriba de esta relación (metallicidades altas para sus luminosidades).

Por otra parte, las UCD cumplen la misma relación $\sigma_0 - [Fe/H]$ que las dE.

Esto apoya la idea de que provengan de sistemas de mayor masa (dE,N) que fueron desmembrados.

En la Vía Láctea, GC como NGC 104 (47 Tuc) y NGC 5139 (ω Cen), también se apartan de la relación metalicidad - luminosidad, en el mismo sentido que las UCD.

Ambos son GC con evidencias de poblaciones estelares compuestas $\rightarrow$ serían remanentes de sistemas mayores (dE,N).

Orígenes propuestos:

1. evolución de fluctuaciones de densidad primordiales
2. fusiones de GC
3. son el extremo de alta $\mathcal{L}$ de la distribución de GC

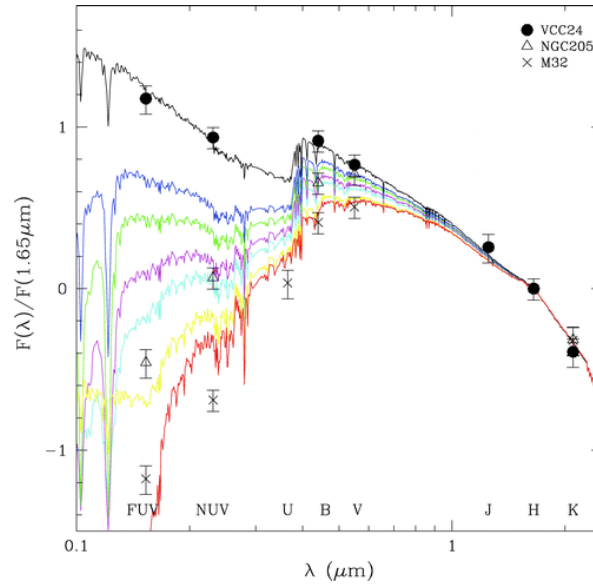


Figura 6.24: Distribuciones espectrales de energía para una BCD (VCC 24), una dE con centro azul (NGC 205) y una cE (M 32), normalizados a la banda H ($1.65 \mu\text{m}$) (Boselli et al., 2008).

4. núcleos de dE,N desnudadas en interacciones
5. creadas como supercúmulos tidales en fusiones de galaxias de gran masa.

Las metalicidades relativamente altas excluyen el punto 1.

La no existencia de UCD de baja metalicidad también excluye a las fusiones de GC (punto 2).

Son muy frecuentes para que valga el punto 3.

Los dos últimos puntos parecen los más plausibles.

En el Cap. 8 se verán otros tipos de galaxias enanas y estructuras asociadas que se han descubierto en el Grupo Local. También se verán en forma particular las Nubes de Magallanes y otros sistemas de baja luminosidad.

6.6. Galaxias irregulares

En esquemas de clasificación antiguos, el tipo irregular (Irr) incluía galaxias con distintos tipos de peculiaridades morfológicas: interacciones, galaxias tempranas con bandas de polvo, etc. Actualmente, la clasificación como galaxia irregular se aplica a sistemas tardíos de baja masa (y baja luminosidad: $-16 \gtrsim M_B \gtrsim -18$), cuya rotación no alcanza a generar una estructura espiral (ni siquiera incipiente, como en la LMC, que además posee una barra). Su aspecto irregular se debe entonces a una distribución desordenada de las regiones de formación estelar (Fig. 6.25).

Un objeto muy estudiado de esta clase es NGC 4449 ($M_B = -17.8$, $D \sim 6 \text{ kpc}$; Fig. 6.26-izq.). No posee un patrón de rotación definido, aunque se detecta un gradiente de velocidades ($170 \rightarrow 220 \text{ km s}^{-1}$) a lo largo del cuerpo principal de la galaxia. Su tasa de formación estelar global es de $\sim 0.07 M_{\odot} \text{ años}^{-1}$; la f.e. se concentra sobre la estructura tipo barra y en regiones discretas. De la abundancia de oxígeno medida en sus regiones HII se deriva una metalicidad $Z \approx 0.005$ (un tercio de la solar).

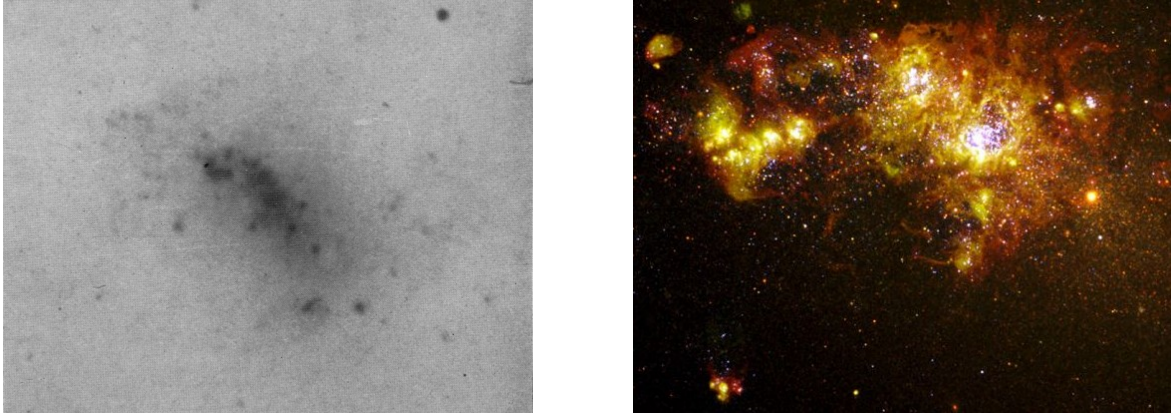


Figura 6.25: Galaxia irregular NGC 4214 ($M_B = -17.45$). Placa fotográfica, Mount Wilson (*izq.*), imagen HST (*der.*).

No parece haber una discontinuidad en las propiedades de las Irr y las dI estudiadas en la Sec. 6.3. En algunos casos, a la morfología irregular debida a la distribución desordenada de regiones de formación estelar, se suma una distorsión causada por agentes externos. Tal es el caso de NGC 1427A (Fig. 6.26-*der.*), una irregular deformada por su movimiento a través del medio intergaláctico del cúmulo de Fornax



Figura 6.26: Imágenes HST de las galaxias irregulares NGC 4449 y NGC 1427A (ambas con $M_B = -17.8$).

6.7. Galaxias luminosas y ultraluminosas en infrarrojo

Se definen por su emisión en el rango $8 - 1000 \mu\text{m}$.

El flujo en este rango se puede estimar a partir de los flujos medidos en las 4 bandas del satélite IRAS:

$$F_{\text{IR}} [\text{W m}^{-2}] = 1.8 \times 10^{-14} (13.48f_{12} + 5.16f_{25} + 2.58f_{60} + f_{100})$$

donde $f_{12} \dots f_{100}$ van en Jy.

Galaxias luminosas en IR (LIRG): $\mathcal{L}_{\text{IR}} = 10^{11} - 10^{12} \mathcal{L}_{\odot}$

Galaxias ultra luminosas en IR (ULIRG): $\mathcal{L}_{\text{IR}} > 10^{12} \mathcal{L}_{\odot}$.

El satélite IRAS fue el primero en descubrir un gran número de (U)LIRG. Estos objetos están entre los más luminosas del Universo; radían la mayor parte de su energía en el infrarrojo.

Aunque no se conoce a ciencia cierta cuál es la fuente de energía dominante de las ULIRG, hay evidencias a favor tanto de estallidos de formación estelar en ambientes ricos en polvo (*dusty starbursts*, $\sim 80\%$ de los casos) como de núcleos galácticos activos (AGN, domina en $\sim 20\%$ de los casos). La proporción de AGN crece entre las más luminosas. Ambos fenómenos pueden convivir; habría AGN en un 70% de los casos, aunque el balance energético AGN/SB es de $\sim 1/3$ en promedio.

La mayoría de las LIRG locales son interacciones o S aisladas, mientras que las ULIRG son sistemas en fusión, con estructuras tidales típicas. Las ULIRG lejanas serían las progenitoras de las elípticas masivas del Universo local.

Las (U)LIRG son raras en el universo local, pero su número se incrementa en dos órdenes de magnitud para $0.8 < z < 1.2$.

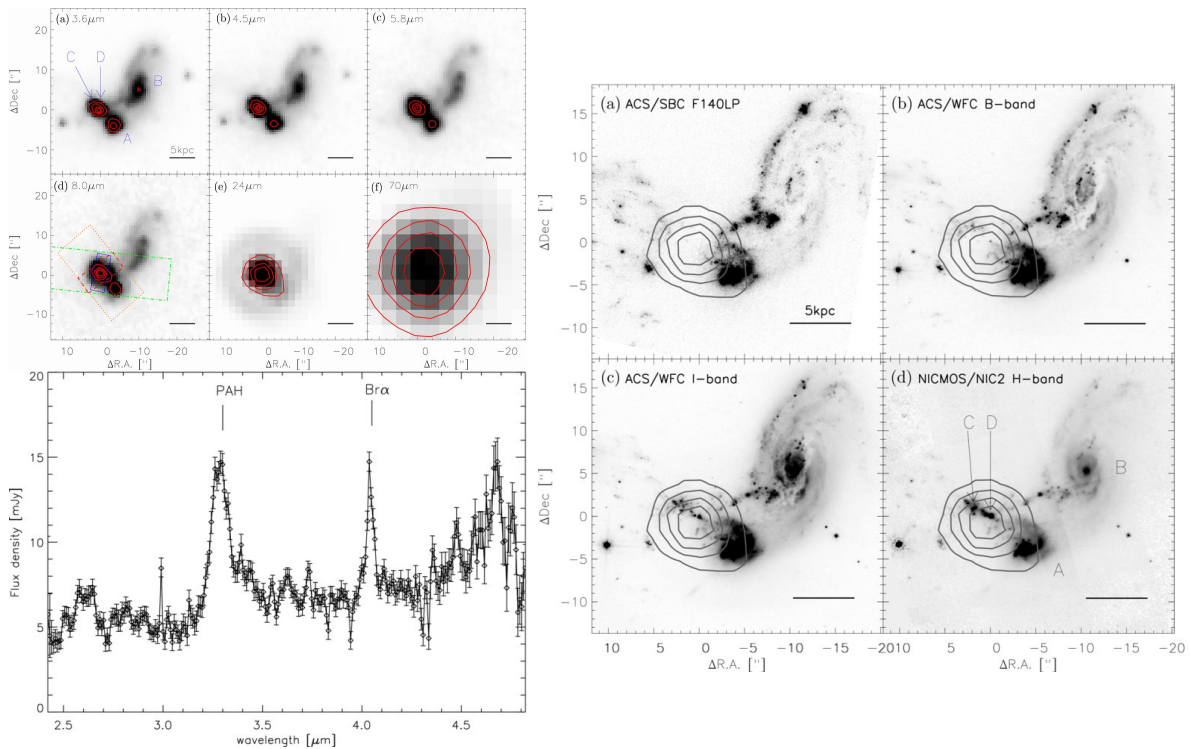


Figura 6.27: Galaxia ULIRG II Zw96. *Izq., arriba:* imágenes Spitzer, en las bandas indicadas. *Der.:* imágenes HST, + contornos Spitzer $24\mu\text{m}$. *Izq., abajo:* espectro IR. (Inami et al., 2010).

La Fig. 6.27 muestra que la mayor parte de la emisión en IR lejano de la galaxia LIRG II Zw96 proviene de una zona *starburst* compacta y excéntrica, con $\mathcal{L}_{\text{IR}} \approx 6.87 \times 10^{11} \mathcal{L}_{\odot}$. Esta región es casi invisible en el óptico-UV.

El espectro IR (Fig. 6.27) es típico de *starbursts*, mostrando fuerte emisión en $3.6\mu\text{m}$ debida a PAH (hidrocarburos aromáticos policíclicos)

En el óptico se detectan numerosos (súper-)cúmulos estelares, divididos en dos poblaciones: 1–5 Myr, y 20 – 500 Myr, posiblemente correspondientes a distintas etapas durante la fusión.

6.7.1. Morfología y colores ópticos

Comparando con galaxias normales del SDSS (a igual z), las ULIRG son en promedio 1 mag más brillantes, y 0.2 mag más azules en $g-r$ (Fig. 6.28).

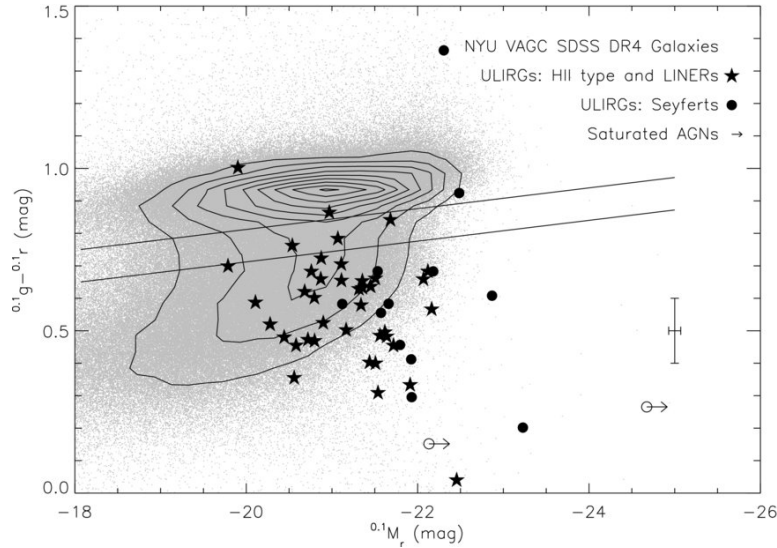


Figura 6.28: Colores de galaxias ULIRG en el SDSS (Chen et al., 2010). Las líneas continuas marcan una separación empírica entre la “secuencia roja” (galaxias tempranas) y la “nube azul” (galaxias tardías).

6.7.2. Morfología cuantitativa

Índice de concentración: hay diferentes definiciones, pero básicamente mide la razón entre los flujos dentro de dos aberturas circulares o elípticas, una interna y otra externa:

$$C = 5 \log \left(\frac{r_{80}}{r_{20}} \right), \quad (6.5)$$

donde r_{80} y r_{20} son aberturas circulares o elípticas que contienen, respectivamente, el 80 % y el 20 % del flujo total.

Lotz et al. (2004) desarrollan un método no paramétrico de clasificación morfológica de galaxias, que puede aplicarse automáticamente. Es adecuado para grandes relevamientos, y para trabajar con galaxias no simétricas, como las LIRG.

Utilizan el *coeficiente de Gini* (G), un estadístico usado en economía para describir la distribución de riqueza en una sociedad. En este caso se aplica a la distribución de brillos entre los píxeles de la imagen de una galaxia.

G correlaciona con el índice de concentración (Ec. 6.5), pero no requiere suponer que los píxeles más brillantes están en el centro de la galaxia.

Definen también el M_{20} : un indicador que describe el momento de segundo orden del 20 % de los pixeles más brillantes de la imagen de la galaxia.

La definición de M_{20} es en algún aspecto similar a la del índice de concentración, pero M_{20} no impone simetría circular, y es más sensible a la distribución de regiones luminosas $\rightarrow$ sirve para detectar signos de fusiones (ej.: núcleos múltiples).

El coeficiente de Gini

Es un estadístico basado en la *curva de Lorenz*, la distribución acumulativa ordenada de la riqueza de una población (en este caso, de los valores de los pixeles):

$$L(p) = \frac{1}{\bar{X}} \int_0^p F^{-1}(u) du \quad (6.6)$$

donde p es el porcentaje de los pixeles más débiles, $F(x)$ es la función distribución acumulativa, y $\bar{X}$ es la media de los valores de los pixeles X_i .

G es la razón del área entre la curva de Lorenz y la curva de “igualdad uniforme” donde $L(p) = p$, y el área debajo de la última ($\equiv \frac{1}{2}$; Fig. 6.29).

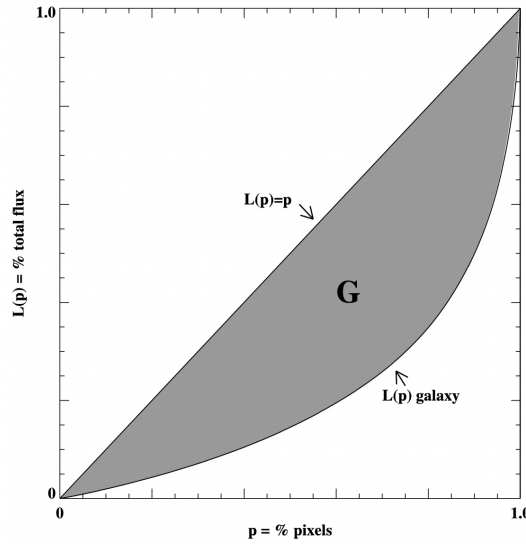


Figura 6.29: Estadístico G . $L(p) = p$ es la distribución equitativa; la de la galaxia corresponde a una S0 (NGC 4526).

Para una población discreta, G se define como la media de la diferencia absoluta entre todos los X_i :

$$G = \frac{1}{2\bar{X}n(n-1)} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n |X_i - X_j|, \quad (6.7)$$

donde n es el nro. de pixeles en la galaxia (o personas en la población).

En una población totalmente igualitaria: $G = 0$, y si un individuo acumula toda la riqueza $\Rightarrow G = 1$.

Una forma más eficiente de calcular G consiste en primero ordenar los X_i en orden creciente y calcular:

$$G = \frac{1}{\bar{X}n(n-1)} \sum_{i=1}^n (2i - n - 1) X_i. \quad (6.8)$$

Momento de segundo orden

El momento total de segundo orden (M_{tot}) es el flujo en cada pixel (f_i) multiplicado por la distancia (al cuadrado) al centro de la galaxia, sumado sobre todos los pixeles de la galaxia:

$$M_{\text{tot}} = \sum_i^n M_i = \sum_i^n f_i [(x_i - x_c)^2 + (y_i - y_c)^2], \quad (6.9)$$

donde x_c, y_c es el centro de la galaxia.

M_{tot} traza la distribución espacial de núcleos, barras, brazos espirales, y cúmulos estelares descentrados.

Se define M_{20} como el momento de segundo orden normalizado del 20 % más brillante de los pixeles de la galaxia.

Para calcularlo hay que ordenar los pixeles por su flujo, sumar M_i sobre los pixeles más brillantes ($f_1, f_2, \dots$) hasta alcanzar el 20 % del flujo total, y luego normalizar por M_{tot} :

$$M_{20} \equiv \log \left(\frac{\sum_i M_i}{M_{\text{tot}}} \right), \quad \text{mientras } \sum_i f_i < 0.2 f_{\text{tot}}. \quad (6.10)$$

Aplicación

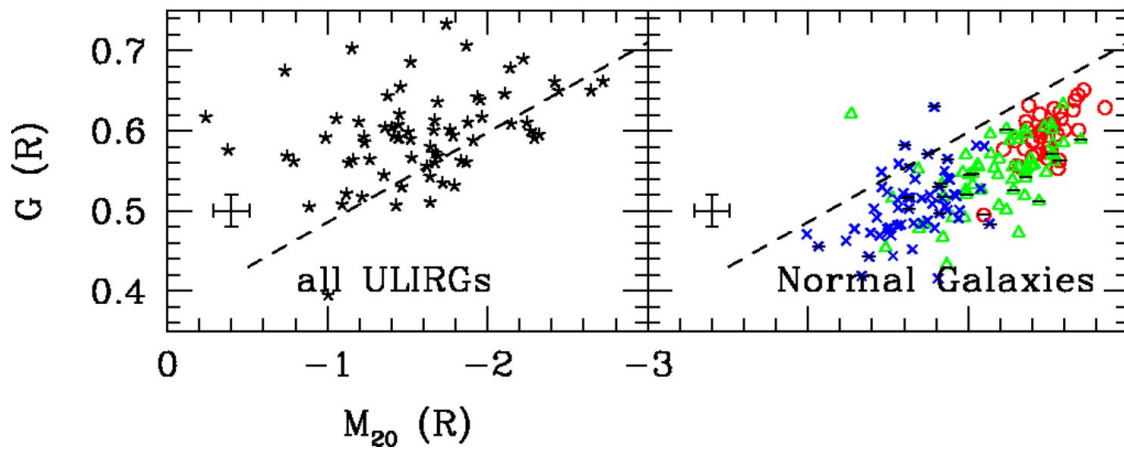


Figura 6.30: Diagrama $M_{20} - G$. Círculos: E/S0; triángulos: Sa-Sbc; cruces: Sc-Sd; asteriscos: ULIRG; barras: espirales de canto.

La Fig. 6.30 muestra que el diagrama $M_{20} - G$ separa eficientemente a las ULIRG de las galaxias “normales”. También segrega apreciablemente bien galaxias de tipos tempranos y tardíos.

6.7.3. Distribuciones espectrales de energía

La Fig. 6.31 muestra la distribución espectral de energía observada para una ULIRG cuya fuente de energía es 100 % emisión estelar (starburst, i.e., sin una componente AGN). El modelo incluye espectro estelar, una región starburst ópticamente gruesa, y polvo distribuido.

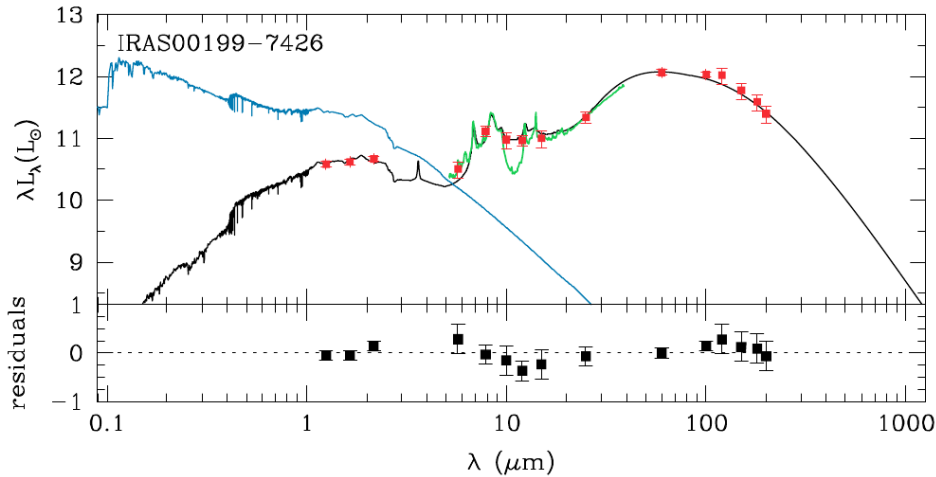


Figura 6.31: Distribución espectral de energía observada para una ULIRG 100 % starburst (no AGN) (puntos rojos). Línea azul: modelo de espectro estelar no atenuado. Línea negra: SED resultante del espectro estelar atenuado + emisión IR del polvo. Panel inferior: residuos (observado - modelo).

Se puede ver que la emisión FIR corresponde a la emisión estelar a frecuencias ópticas-UV reprocesada por el polvo.

Bibliografía del capítulo:

- *Galaxies in the Universe: An Introduction*, Linda S. Sparke & John S. Gallagher III (Cambridge University Press, 2nd. Edition, 2000).
- *Star-formation histories, abundances, and kinematics of dwarf galaxies in the Local Group*, Eline Tolstoy, Vanessa Hill, & Monica Tosi (2009, ARA&A, 47, 371)
- *Galaxy Formation*, M. J. Hudson (<http://astro.uwaterloo.ca/~mjhudson/teaching/phys787/>)
- *Tidal Dwarf Galaxies*, P. A. Duc & I. F. Mirabel (1999, en “Galaxy Interactions at Low and High Redshift”, IAU Symp. 186, p. 61)

Capítulo 7

Galaxias activas

*Miss Galileo, come with me
And view the new Astronomy.
Black hole dressing on salad plate –
Quasar at the kissing gate.*

(Astronomy – Jethro Tull)

7.1. Introducción

En un sentido amplio, consideramos como *galaxias activas* aquellas que, independientemente de su morfología, presentan una significativa emisión de energía en sus regiones nucleares, emisión que no puede explicarse por los mecanismos conocidos en la mayoría de las galaxias (estrellas, regiones HII, RSN, HI, etc). Nos centraremos entonces en el estudio de la emisión de dichos núcleos galácticos, y su relación con las galaxias que los albergan.

Los núcleos galácticos activos (AGN) comprenden a las fuentes estables más poderosas en el Universo. Abarcan desde los núcleos de algunas galaxias cercanas emitiendo $\sim 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ (10^{33} W) hasta cuasares lejanos que emiten más de $10^{47} \text{ erg s}^{-1}$ (10^{40} W). La emisión está distribuida a través de todo el espectro electromagnético, a menudo con pico en el UV, pero con luminosidad significativa en las bandas de rayos-X e infrarrojo. La emisión está espacialmente no resuelta excepto en la banda de radio, donde a veces hay evidencia de flujos de material colimados a velocidades relativistas (*jets*). La potencia emitida por los AGN usualmente varía en escalas temporales de años, y a veces en escalas de días, horas, y aun minutos.

La causalidad implica que un objeto que varía rápidamente en un tiempo t debe ser de tamaño menor que el tiempo-luz de cruce del objeto (ct), de lo contrario la variación se vería suavizada o borroneada. Por otra parte, las altas luminosidades implican masas suficientemente grandes para que la gravedad contrarreste la fuerza ejercida por la presión de radiación, que tendería a desmembrar el objeto (límite de Eddington, ver Sec. 7.3).

Tamaño acotado y gran masa implican altas densidades para los AGN. Esto ha conducido al modelo de agujero negro supermasivo (SMBH) de masa $M_{\bullet} \geq 10^8 M_{\odot}$, acreta gas y polvo en el centro de una galaxia. La energía gravitacional liberada durante la acreción es $\approx 10\%$ de la energía correspondiente a la masa en reposo de esa materia; este es el proceso de conversión de masa en energía más eficiente que se conoce entre los que involucran materia normal (i.e., sin considerar reacciones que incluyan antimateria). Comparar con la fusión nuclear, que tiene una eficiencia $\leq 0.7\%$.

La variabilidad rápida también apunta a un proceso altamente energético, más eficiente que la fusión nuclear.

El material acretado puede tener cierto momento angular, lo que ocasiona que orbite alrededor del SMBH. Por disipación de energía, adopta una distribución plana, i.e., un disco, dentro del cual la viscosidad magnética transfiere momento angular hacia afuera y masa hacia adentro. A menos que la tasa de acreción sea o bien muy alta, o muy baja, lo más probable es que la energía gravitacional liberada sea radiada localmente, en su mayoría como energía térmica desde la superficie del disco, con pico en el UV. Parte de la energía, sin embargo, probablemente se almacene en forma temporaria en campos magnéticos, para ser luego liberada en *flares* (fulguraciones), ocasionando que la emisión X sea particularmente variable.

Un AGN es emisor multifrecuencia.

(En gral. se necesita desde radio a rayos- γ para comprender AGNs).

Objeto complejo: $\neq$ componentes hacen $\neq$ contribución a la SED

Objeto compacto: argumentos de tiempo-luz (y resolución espacial)

7.2. Marco histórico

El estudio de AGN se origina en los descubrimientos, durante principios/mediados del siglo XX, de tres clases de objetos astronómicos, en un principio no inmediatamente relacionados entre sí:

- galaxias Seyfert,
- radiogalaxias,
- cuasares.

En lo que sigue se resume el trabajo observacional y teórico que llevó a la unificación de todos ellos en el fenómeno AGN (ver Shields, 1999).

7.2.1. Galaxias Seyfert

El descubrimiento de líneas de emisión intensas y con alas muy anchas en los espectros ópticos de la “nebulosa espiral” NGC 1068, a cargo de Fath (1909) y de Slipher (1917) antecede por mucho a la identificación de las galaxias como “universos islas”, es decir, como sistemas estelares independientes de la MW (Fig. 7.6).

El propio Hubble (1926), después de establecer la naturaleza real de las galaxias con sus mediciones de distancias usando Cefeidas, notó que algunas espirales peculiares tenían espectros ópticos “semejantes a los de nebulosas planetarias” (es decir, dominados por emisiones intensas).

Carl Seyfert (1943) comenzó el estudio sistemático de galaxias espirales con núcleos muy luminosos de aspecto estelar.

Espectros compuestos:

- componente estelar tipo G
- líneas de emisión intensas, de alta excitación

Posteriormente, y de acuerdo a las líneas de emisión en sus espectros, se identificaron dos clases entre las que hoy llamamos galaxias Seyfert (Fig. 7.1):

- Sy 1:** líneas de emisión permitidas muy anchas $\Rightarrow$ velocidades Doppler hasta $\sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$, y líneas prohibidas relativamente angostas.,.
- Sy 2:** líneas de emisión relativamente angostas ($\sim 3000 \text{ km s}^{-1}$), tanto permitidas como prohibidas. Continuo AGN relativamente más débil que en las Sy 1.

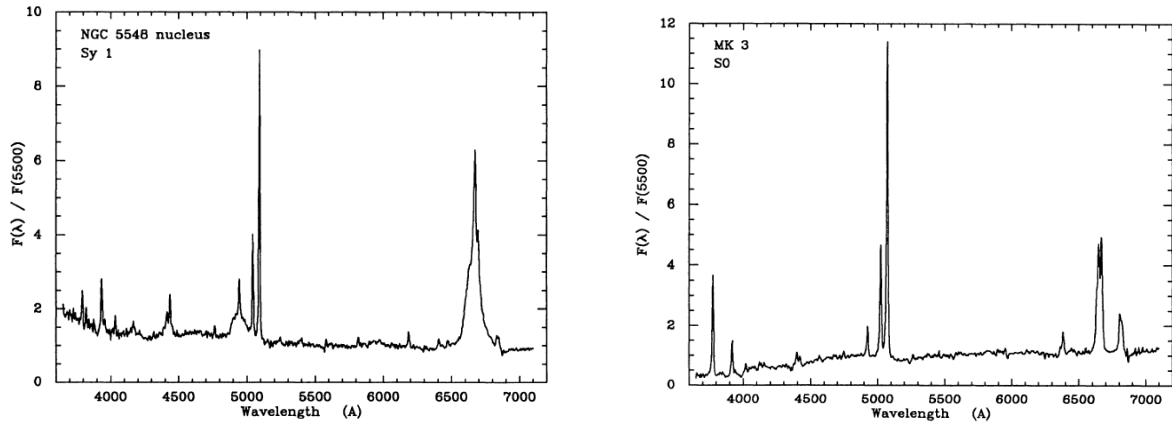


Figura 7.1: Espectro de una galaxia Seyfert 1 (*izq.*), y de una galaxia Seyfert 2 (*der.*).

7.2.2. Radiogalaxias

Las observaciones radioastronómicas de disco simple tienen baja resolución espacial, lo que dificulta la identificación de radiofuentes a longitudes de onda más cortas (ej.: óptico). Para evitar ambigüedades, se requieren observaciones interferométricas o, en casos favorables, mediante ocultaciones por la Luna. La identificación óptica sigue siendo una herramienta necesaria para estudiar objetos descubiertos a frecuencias más altas o más bajas.

Después del Sol y de la emisión del plano y centro de la Galaxia, las primeras radiofuentes identificadas con sus contrapartes ópticas fueron: Tau A ($\equiv$ la Nebulosa del Cangrejo, un SNR), y Vir A y Cen A (las galaxias M 87 y NGC 5126, respectivamente; Bolton et al. 1949).

Observaciones radio-interferométricas revelaron una peculiar morfología de dos componentes para Cyg A (Jennison & Das Gupta, 1953, ver Fig. 7.2). Esta morfología bi-lobular se reveló posteriormente como muy común entre las radiogalaxias. A veces (no siempre) se detecta además un núcleo, que brilla también en el óptico ($\equiv$ núcleo Seyfert).

Más tarde, Baade & Minkowski (1954) identificaron la radiofuente Cyg A con un objeto óptico que asemejaba “*dos galaxias en colisión*”. Del espectro óptico se obtuvo $z = 0.056$, un valor alto en esa época. La luminosidad en radio de Cyg A resultó por lo tanto muy alta: $\mathcal{L}_{\text{rad}} = 6 \times 10^{36} \text{ W}$ (usando un valor actual de H_0).

A diferencia de las Seyfert, que son casi siempre espirales, las radiogalaxias son en general elípticas o muestran algún indicio de interacción.

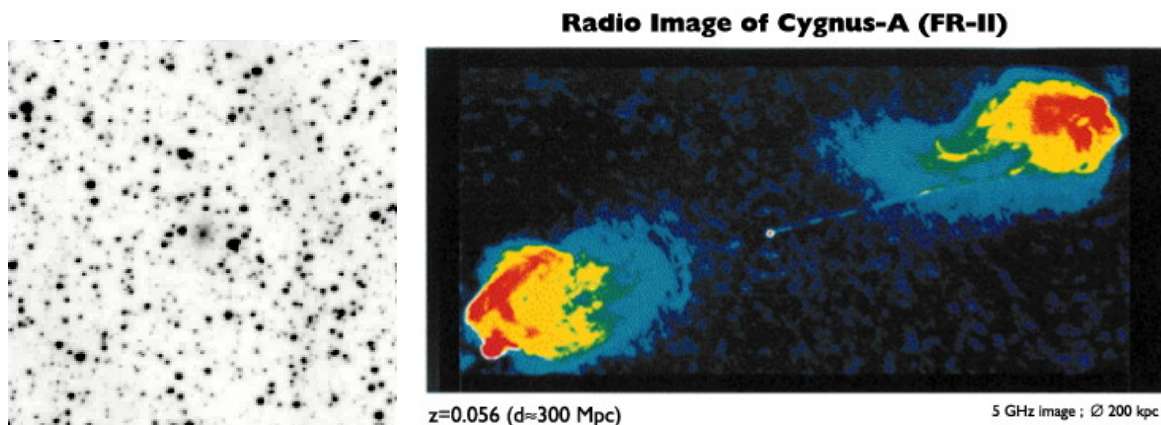


Figura 7.2: Radiogalaxia Cyg A en óptico (izq.), y continuo de radio en 5 GHz (der.).

7.2.3. Cuasares

Completado el tercer relevamiento de radiofuentes de Cambridge (“3C”, Edge et al., 1959), se requería la identificación óptica de cada fuente en el catálogo. En 1960, Allan Sandage identificó la fuente 3C 48 con un objeto variable de 16 mag y aspecto estelar. Sin embargo, su espectro mostraba emisiones anchas y desconocidas.

Se descubrieron objetos similares, denominándoselos radiofuentes cuasi estelares (*quasi-stellar radio sources* — QSRS), o, más brevemente, fuentes cuasi estelares (*quasi-stellar sources* — QSS), o, más brevemente aún, cuasares (*quasars*). Se pensaba que podían ser algún tipo peculiar de estrellas de la MW; su naturaleza extragaláctica se consideraba como posibilidad remota.

Sin embargo, Maarten Schmidt (1963) proveyó evidencia en favor de esta última opción al reconocer las líneas no identificadas en el espectro óptico del cuasar 3C 273 como la bien conocida serie de Balmer del hidrógeno, pero inesperadamente corridas al rojo con $z = 0.158$ (Fig. 7.3).

Un valor aún más alto ($z = 0.37$) se midió a continuación para 3C 48. Suponiendo un origen cosmológico para estos corrimientos al rojo, los cuasares resultaban los objetos extragalácticos más lejanos entonces conocidos, resultando luminosidades ópticas 10 - 30 veces mayores que las de las galaxias E más luminosas. Por otra parte, sus radios angulares permanecían por debajo de la resolución en el óptico, implicando tamaños mucho menores a los de las galaxias normales.

Esto impulsó la exploración de alternativas no cosmológicas para los corrimientos al rojo de los cuasares (Greenstein & Schmidt, 1964). Pero todas presentaron grandes problemas:

- Corrimientos al rojo por efecto Doppler: $\Rightarrow$ objetos cercanos moviéndose a velocidades muy altas. Incongruente con la no observación de movimientos propios ni de corrimientos al azul.
- Corrimientos al rojo gravitacionales: requerirían densidades electrónicas extremadamente altas. Incongruente con la observación de líneas de emisión prohibidas, que deben originarse en un medio de baja densidad.

Colores ópticos

Difieren significativamente de los de las estrellas, presentando un exceso ultravioleta, evidente en diagramas color-color de objetos puntuales a altas latitudes Galácticas ($U - B$ vs. $B - V$, Fig. 7.4).

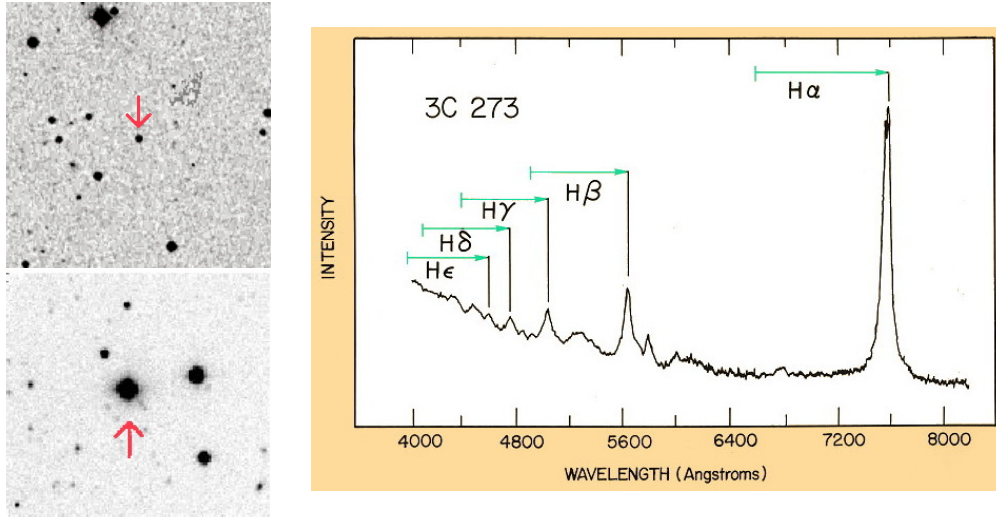


Figura 7.3: Imágenes de los cuasares 3C 48 (izq., arriba), y 3C 273 (izq., abajo). Espectro óptico de 3C 273 (der.).

Con esta técnica, Sandage (1965) descubrió una importante población de objetos de aspecto estelar con exceso ultravioleta. Muchos de ellos mostraron propiedades de cuasares en sus espectros ópticos (alto z ; emisiones de alta excitación), pero sin presentar emisión en radio. Se los llamó *blue stellar objects* (BSO –objetos estelares azules–), o *quasi-stellar galaxies* (QSG –galaxias cuasi estelares–), y más tarde *quasi stellar objects* (QSO –objetos cuasi estelares–).

Todavía hoy hay quien insiste en utilizar las siglas QSO y QSS, diferenciando objetos sin y con emisión en radio. Sin embargo, la práctica común es usar el nombre *quasar* (cuasar) y la sigla QSO para ambas clases de objetos. Para distinguirlos según sus propiedades de emisión en radio, se habla de cuasares radio-intensos (*radio loud quasars* - RLQ) y de cuasares radio-silenciosos (*radio quiet quasars* - RQQ). (La clasificación como *radio silencioso* no implica la total ausencia de emisión en radio, sino un nivel mucho menor que el de los RLQ, quedando a veces por debajo del nivel de detección instrumental.)

Los RQQ son mayoría (85 – 90 %).

7.2.4. Blazares

Los blazares son un tipo de objetos, posteriormente identificados como un tipo particular de QSO, que presenta:

- espectros ópticos dominados por un continuo sin líneas de emisión, o bien líneas muy débiles (Fig. 7.5),
- fuerte emisión en radio,
- variabilidad rápida en distintas frecuencias ($\Delta m \sim 0.1$ mag en escalas de días/horas, en el óptico),
- alta polarización en el óptico ($\gtrsim 3\%$, comparado con $\lesssim 1\%$ para QSO y Seyferts),
- fuerte emisión en X y γ .

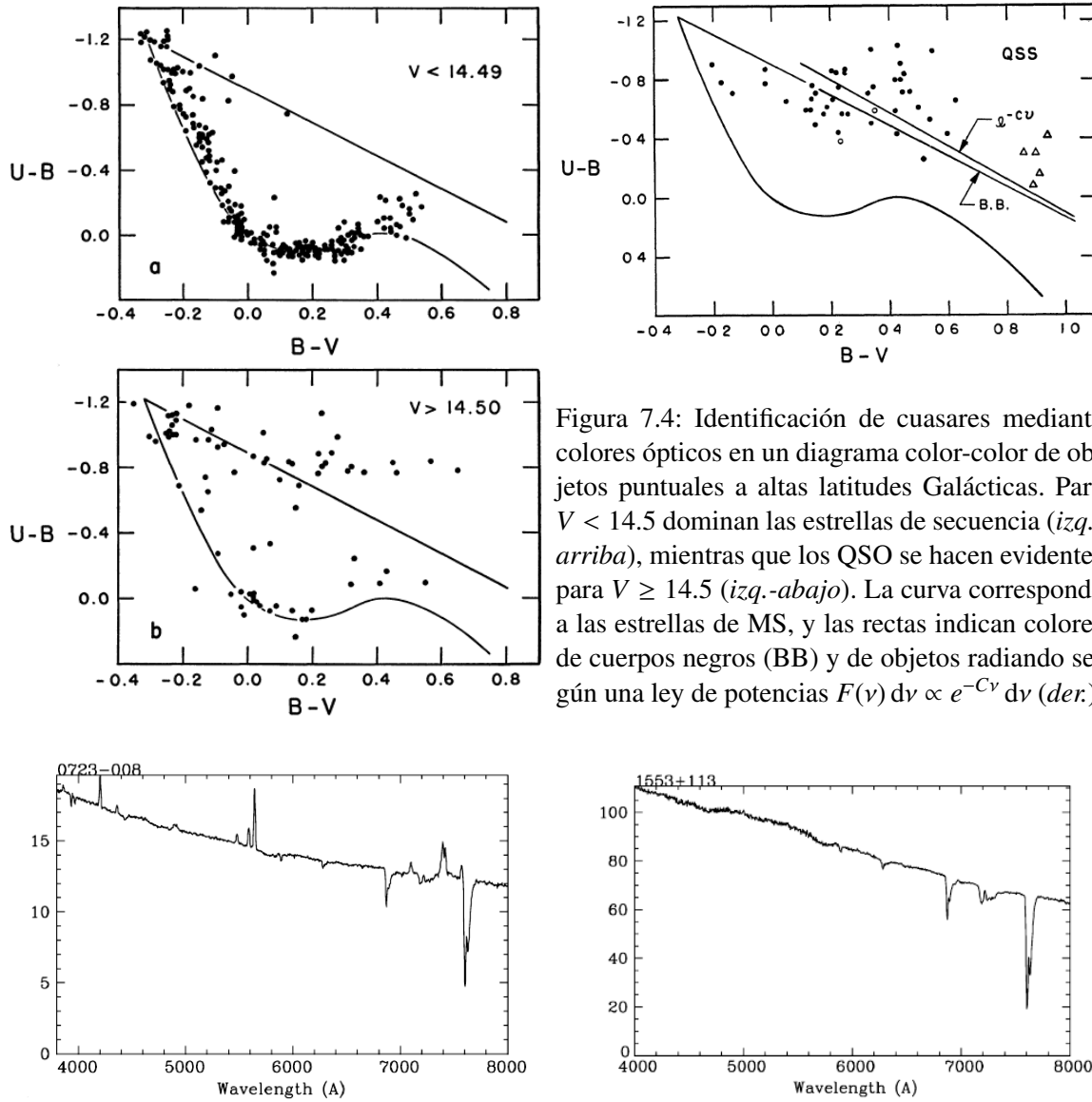


Figura 7.4: Identificación de cuasares mediante colores ópticos en un diagrama color-color de objetos puntuales a altas latitudes Galácticas. Para $V < 14.5$ dominan las estrellas de secuencia (*izq.-arriba*), mientras que los QSO se hacen evidentes para $V \geq 14.5$ (*izq.-abajo*). La curva corresponde a las estrellas de MS, y las rectas indican colores de cuerpos negros (BB) y de objetos radiando según una ley de potencias $F(\nu) d\nu \propto e^{-C\nu} d\nu$ (*der.*).

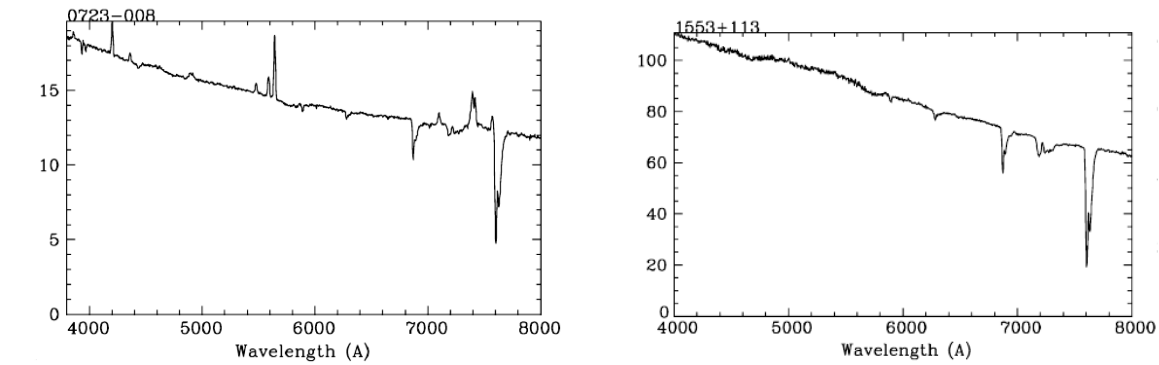


Figura 7.5: Espectros ópticos de dos blazares: un FSRQ (*izq.*) y un objeto BL Lac (*der.*, ver Sec. 7.7). Las absorciones son telúricas (originadas en la atmósfera terrestre).

7.3. El concepto AGN

7.3.1. Orígenes del modelo SMBH

En 3C 273 se sugirió la existencia de una gran masa central ($\sim 10^9 M_{\odot}$) para explicar su emisión de energía durante todo su tiempo de vida, estimado en $\geq 10^6$ años considerando la extensión espacial de su jet óptico (Fig. 7.3).

Se requiere también una masa así de alta para mantener ligado al gas de alta velocidad, responsable de las líneas anchas (Matthews & Sandage, 1963).

Si bien el concepto de SMBH fue desarrollado más tarde, ya muy tempranamente (Salpeter, 1964;

Zel'Dovich & Novikov, 1964) se sugiere que la fuente de energía en QSO y radiogalaxias es acreción de materia hacia un objeto compacto de gran masa.

Un argumento muy convincente es el de Lynden-Bell (1969): midiendo la energía almacenada en los lóbulos de las radiogalaxias, en la forma de energía cinética de las partículas y del campo magnético, se encuentran valores de $E_{\text{RG}} \sim 10^{54}$ J.

La masa asociada a esta energía es:

$$M_{\text{rad}} = E_{\text{RG}} c^{-2} = \frac{10^{54} \text{ J}}{(2.993 \times 10^8 \text{ m s}^{-1})^2} = 1.1 \times 10^{37} \text{ kg} \simeq 6 \times 10^6 M_{\odot},$$

la cual, si fuera el resultado de fusión nuclear, requeriría una masa original

$$M \geq \frac{M_{\text{rad}}}{0.007} = 1.6 \times 10^{39} \text{ kg} \approx 10^9 M_{\odot}.$$

Por otra parte, las escalas de tiempo de variabilidad implican

$$R \leq c \Delta t. \quad \Rightarrow \quad R \leq 10 \text{ h-luz} = 10^{13} \text{ m} \equiv 72 \text{ AU}.$$

Energía de ligadura asociada:

$$\frac{G M^2}{R} \simeq 1.7 \times 10^{55} \text{ J}.$$

Por lo tanto, con la intención de producir un modelo basado en combustible nuclear, acabamos con un modelo que ha producido energía más que suficiente por contracción gravitatoria, mientras que la contribución del combustible nuclear terminó siendo irrelevante.

7.3.2. El límite de Eddington

Otro argumento que apoya la idea de una gran masa concentrada se basa en que el balance entre presión de radiación y gravedad requiere que la luminosidad bolométrica no supere el límite de Eddington.

La aceleración debida a la presión de radiación es:

$$a_{\text{rad}} = \frac{\sigma_{\text{T}}}{\mu_{\text{p}}} \frac{\mathcal{L}}{4\pi c r^2},$$

donde σ_{T} es la sección eficaz Thompson del electrón y μ_{p} es la masa del protón.

El cociente entre las aceleraciones por presión de radiación y gravitatoria $g = \frac{G M_{\bullet}}{r^2}$ será entonces:

$$\frac{a_{\text{rad}}}{g} = \frac{\sigma_{\text{T}} \mathcal{L}}{4\pi c \mu_{\text{p}} G M_{\bullet}} = \frac{\mathcal{L}}{L_{\text{E}}},$$

donde L_{E} es la luminosidad de Eddington:

$$L_{\text{E}} = \frac{4\pi c G M_{\bullet} \mu_{\text{p}}}{\sigma_{\text{T}}} = 1.51 \times 10^{31} \frac{M_{\bullet}}{M_{\odot}} \text{ W}. \quad (7.1)$$

Considerando una luminosidad

$$\mathcal{L} \simeq 10^{40} \text{ W} \simeq 2.6 \times 10^{13} \mathcal{L}_{\odot} \Rightarrow M_{\bullet} \approx 10^9 M_{\odot}.$$

7.3.3. Núcleos galácticos activos

Las propiedades de núcleos Seyfert y de radiogalaxias son básicamente idénticas a las de RQQ y RLQ, respectivamente, excepto por un factor de escala en $\mathcal{L}$.

Esto apunta a un marco donde el mismo fenómeno subyace en todos estos objetos: se trata de *núcleos galácticos activos* (AGN).

Cierta resistencia a esta idea (i.e., considerar a los QSO como un tipo distinto de objeto, no asociado a núcleos de galaxias) queda minimizada por el hecho de que, cada vez que se ha obtenido la imagen de un cuasar con suficiente S/N y resolución espacial, se observa que el mismo está en el centro de una galaxia (ej., Bahcall et al., 1997).

Aunque la frontera entre los AGN de baja luminosidad (galaxias Seyfert, radiogalaxias) y los cuasares se suele fijar en $M_B = -21.5 + 5 \log(h_0)$, esta frontera parece obedecer más a limitaciones observacionales que a la física.

7.4. Fenomenología

7.4.1. Espectros ópticos – Diagramas de diagnóstico

La Fig. 7.6 muestra una compilación de espectros ópticos de distintos tipos de AGN.

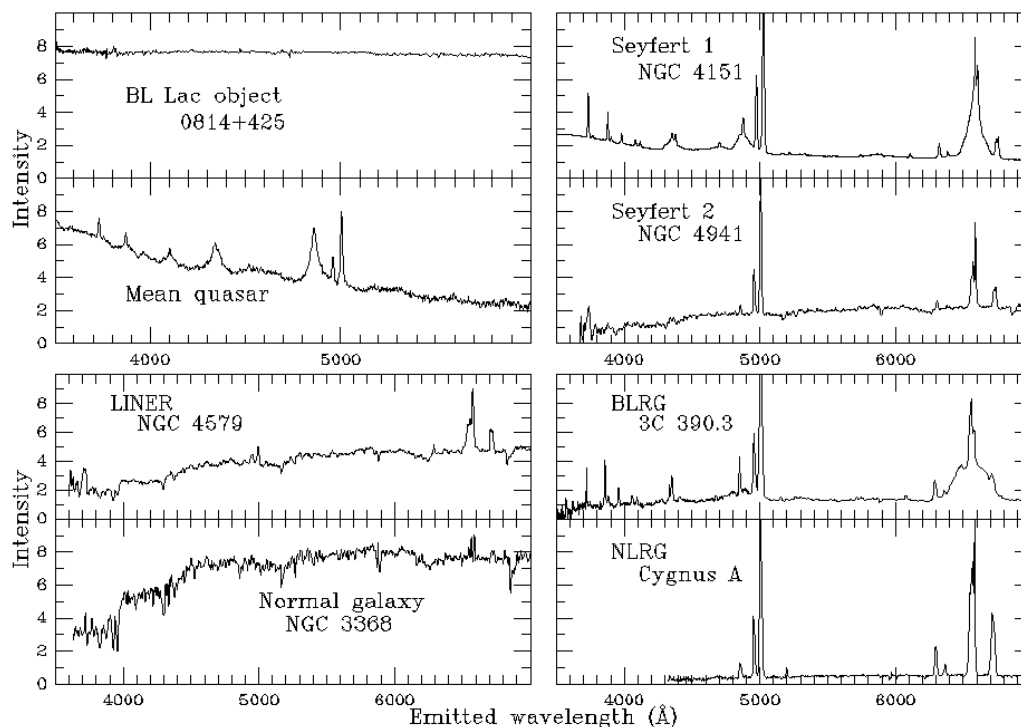


Figura 7.6: Espectros ópticos de distintos tipos de AGN y de una galaxia “normal”, como comparación.

A diferencia de las líneas de emisión originadas en eventos intensos de formación estelar (*starbursts*), que básicamente corresponden a regiones HII ionizadas por estrellas OB, en las galaxias Seyfert los

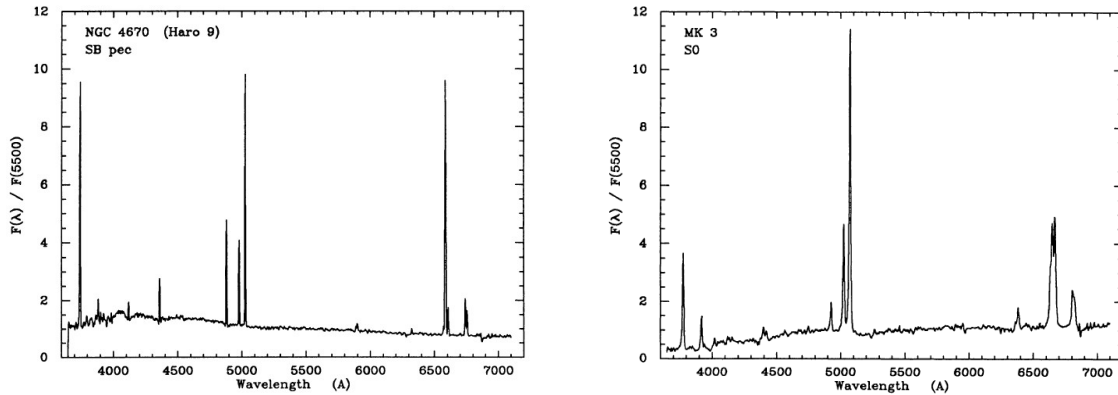


Figura 7.7: Espectro de una galaxia Seyfert 2 (*der.*) comparado con una espiral magallánica (*izq.*).

cocientes de intensidades de las líneas indican un continuo UV más “duro” ($\Rightarrow$ “alta excitación”).

La Fig. 7.7 compara los espectros ópticos de una Sy 2 con una galaxia Sm, en la cual el gas está ionizado por estrellas OB. Notar las intensidades relativas de $H\beta$ y las líneas del $O[III]$ en una y otra galaxia.

En las Seyfert: rango de ionización amplio porque el flujo UV tiene distrib. espectral + ancha y $\neq$ forma que estrella OB.

$$\frac{[O\text{ III}]\lambda 5007}{H\beta\lambda 4861} \gtrsim 3$$

$$\frac{[N\text{ II}]\lambda 6583}{H\alpha\lambda 6563} \gtrsim 0.5$$

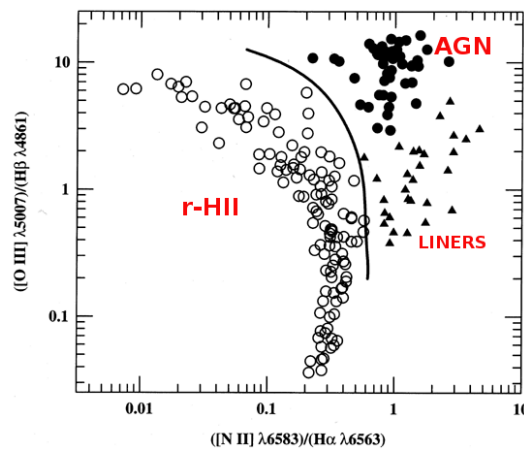


Figura 7.8: Diagrama de diagnóstico BPT.

Una manera de cuantificar la diferencia entre los espectros de AGN y starbursts es a través de los diagramas de diagnóstico (Baldwin et al., 1981, BPT), como el de la Fig. 7.8. En estos, se grafican unos contra otros los cocientes de líneas especialmente seleccionadas.

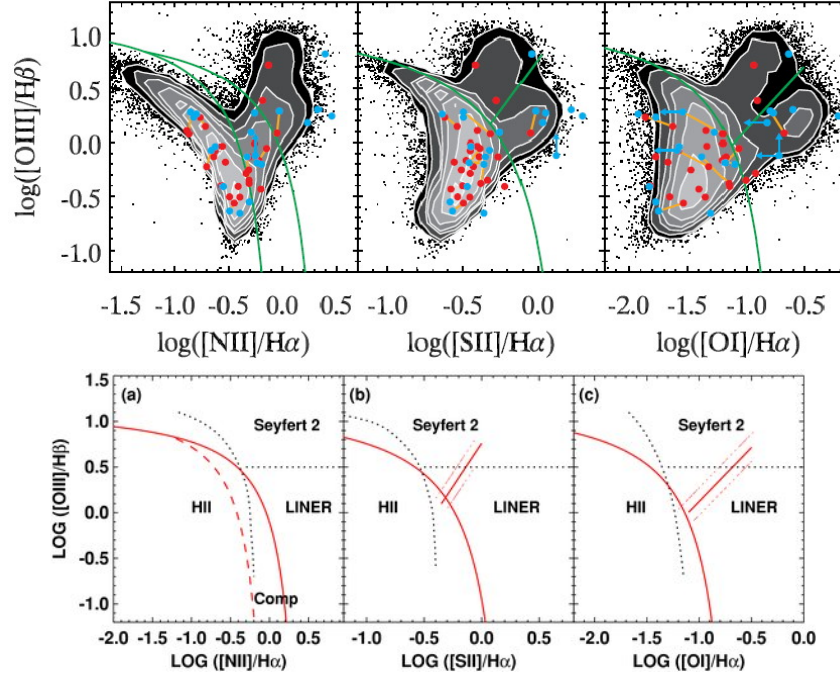


Figura 7.9: Diagramas de diagnóstico BPT con galaxias del SDSS.

Se han establecido criterios semiempíricos para separar a los AGN de los starburst, como el indicado por la curva en la Fig. 7.8, o las distintas regiones de la Fig. 7.9.

La separación no siempre carece de ambigüedad. Según Kennicutt (1992), la contradicción entre un espectro con líneas de emisión intensas, de alta excitación, y un continuo evolucionado y relativamente rojo, sería la mejor indicación de que la emisión corresponde a un AGN más que a un estallido de formación estelar. Hay que notar que la presencia de un espectro con líneas de emisión intensas de alta excitación no es, por sí sola, evidencia suficiente para clasificar a la galaxia como Seyfert. En muchas galaxias Sc-Irr y starburst, las absorciones de Balmer son suficientemente intensas para anular la emisión $H\beta$, especialmente observando con baja resolución espectral. En esos casos, el espectro es virtualmente indistinguible del de una Sy 2.

Por otra parte, como se vio en la Sec. 6.7, en algunos casos conviven un AGN y un starburst circunnuclear. Si el espectro no tiene suficiente resolución espacial, las emisiones del starburst circunnuclear diluyen las del AGN.

Este podría ser el caso de las LINERS (*low-ionization nuclear emission-line regions*), galaxias que se ubican abajo a la derecha en los diagramas BPT (triángulos en la Fig. 7.8). Se detectarían en $\sim \frac{1}{2}$ de las galaxias S.

A diferencia de las Sy 2, en las LINERS son relativamente intensas las líneas de bajos grados de ionización, ej.: $[OI] \lambda 6300\text{\AA}$ y $[NII] \lambda 6548 \text{ } 6583\text{\AA}$.

Pueden ser:

- AGN diluido
- Otro tipo de excitación (*cooling flow - starburst driven winds - shock heated gas*).

Yuan et al. (2010) muestran que la mayoría de las (U)LIRGs previamente clasificadas como LINER

se clasifican ahora como galaxias compuestas starburst-AGN. La presencia de un AGN oscurecido ha sido también revelada por la detección de conos de ionización con espectroscopía de campo integral. Los objetos compuestos starburst-AGN parecen constituir el “puente” evolutivo de starburst a AGN en las ULIRG. La fusión de dos espirales ricas en gas alimentaría tanto al starburst como al AGN; estos últimos pasarían a dominar en etapas de fusión más avanzadas de los objetos más luminosos en IR.

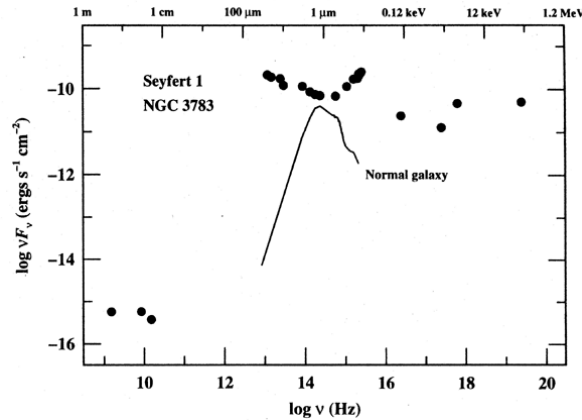


Figura 7.10: Distribución espectral de energía (SED) de una galaxia Seyfert.

Los espectros ópticos de los cuasares, como los de las Sy 1, muestran siempre emisiones anchas en las líneas permitidas (Fig. 7.6).

Los espectros ópticos de las radiogalaxias, por su parte, también muestran una dicotomía como las Seyfert: hay radiogalaxias que únicamente tienen líneas angostas en sus espectros ópticos (NLRG) y otras que muestran líneas permitidas anchas además de las líneas angostas (BLRG).

7.4.2. Distribución espectral de energía (SED) - Emisión en radio

La distribución espectral de energía de un AGN es mucho más extendida en frecuencia que la de una galaxia normal (Fig. 7.10).

La emisión en el continuo de radio de radiogalaxias suele presentar una forma característica de núcleo puntual, jets y dos lóbulos extendidos, que alcanzan escalas de decenas y hasta cientos de kpc (Fig. 7.12).

En algunos pocos casos el jet se detecta también en el óptico (Fig. 7.3).

En general las radiogalaxias presentan: $\left\{ \begin{array}{l} \text{Fuente central (compacta): espectro "plano"} \\ \text{Lóbulos: espectro "empinado" (ópt. delgada).} \end{array} \right.$

En ambas componentes la emisión es sincrotrón.

La fuente puntual central generalmente coincide con la imagen óptica.

Se clasifican en *Fanaroff-Riley* I y II, según luminosidad y distribución de brillo en lóbulos:

FRI $\left\{ \begin{array}{l} \text{baja luminosidad} \\ \text{centro brillante.} \end{array} \right.$

FR II $\left\{ \begin{array}{l} \text{alta luminosidad} \\ \text{limbo brillante} \end{array} \right.$

Luminosidad límite entre ambos tipos: $\mathcal{L}_{1.4\text{GHz}} = 10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$ (depende de ν). Los RL QSO son fuentes FR II.

La Fig. 7.11 muestra ejemplos de uno y otro tipo; observaciones VLA en 4.9 GHz.

El limbo brillante en las FR II se originaría en la interacción del plasma con el medio intergaláctico.

En las FR I el flujo sería subsónico, no observándose un limbo brillante.

Los jets son estructuras delgadas y extendidas que conectan la fuente central con los lóbulos, transportando energía y partículas.

Notar que en 3C 175 se observa uno solo de los jets (el que está dirigido hacia la visual, ver Sec. 7.6).

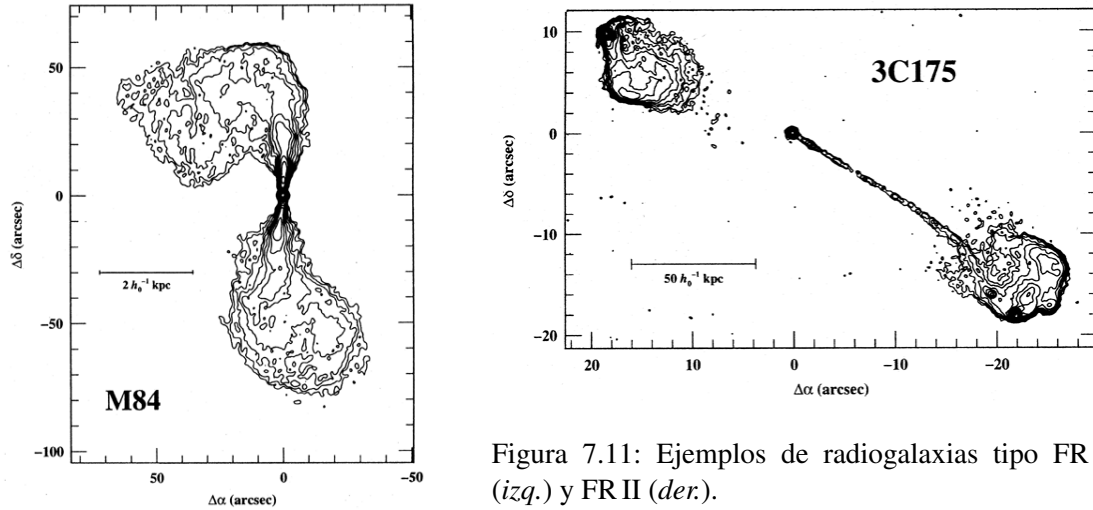


Figura 7.11: Ejemplos de radiogalaxias tipo FR I (izq.) y FR II (der.).

7.4.3. Variabilidad

La variabilidad, a distintas escalas temporales, es una característica de casi todos los AGN (algunos subtipos son más variables que otros).

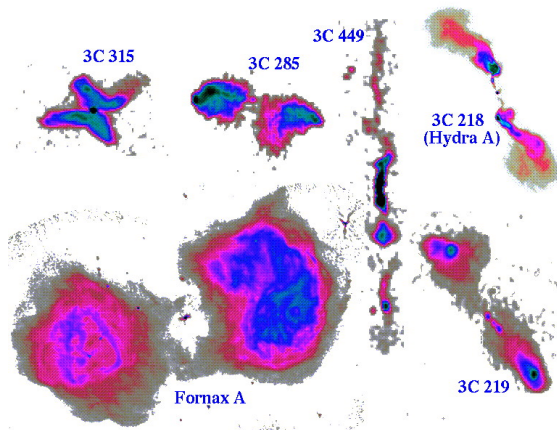


Figura 7.12: Imágenes en continuo de radio ($21 \text{ cm} \equiv 1.4 \text{ GHz}$, y $11 \text{ cm} \equiv 2.7 \text{ GHz}$) de algunas radiogalaxias.

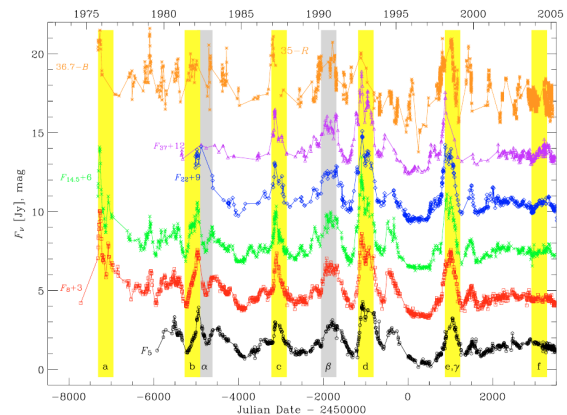


Figura 7.13: Variabilidad radio-óptica del objeto BL Lac AO 0235+16 sobre una escala de 30 años.

7.4.4. Escalas temporales de emisión

El estudio de la evolución con el z de la función de luminosidad de QSO, junto con la comparación de densidades AGN vs. galaxias luminosas permiten establecer una escala temporal para la emisión de los QSO: $\sim 10^9$ años (es decir, es un fenómeno estable sobre escalas de tiempo significativamente largas).

7.5. El modelo estándar de acreción a un SMBH

La necesidad de una masa central grande se basa en:

- alta emisión de energía,
- luminosidad de Eddington,
- líneas de emisión anchas ($\Rightarrow$ gas a alta velocidad),
- emisiones de material relativistas (jets).

Por otra parte, la opción de un único objeto compacto se impone (sobre la de, p.ej. un cúmulo de objetos) debido a:

- argumentos de estabilidad (gravitatoria),
- variabilidad coherente,
- jets bien colimados.

En conjunto, estas propiedades dan soporte a la idea de que la fuente de emisión de energía de AGN se debe a la acreción de materia a un SMBH.

La amplia fenomenología desplegada por los AGN (ver Sec. 7.4) ha dado lugar a una compleja (y a veces confusa) clasificación. El modelo tiene que ser capaz de explicar esta amplia fenomenología:

- naturaleza de la emisión en el continuo
- naturaleza de la emisión de líneas
- líneas anchas vs. líneas delgadas
- radio intensos vs. radio silenciosos
- jets y lóbulos emisores en radio
- blazares.

El modelo estándar involucra (Fig.7.14):

- un SMBH central;
- rodeado de un disco de acreción (AD),
- y un anillo grueso (toro) de gas y polvo (*dusty torus* - DT), tamaño 1-100 pc;
- con dos jets de plasma eyectados perpendicularmente al disco, en direcciones opuestas;
- además, una región cercana al SMBH con nubes de gas, con alta densidad, moviéndose a altas velocidades: la región de líneas anchas (BLR),
- y una región alejada con nubes de gas con velocidades y densidades bajas: la región de líneas angostas (NLR), con escala de varios kpc.

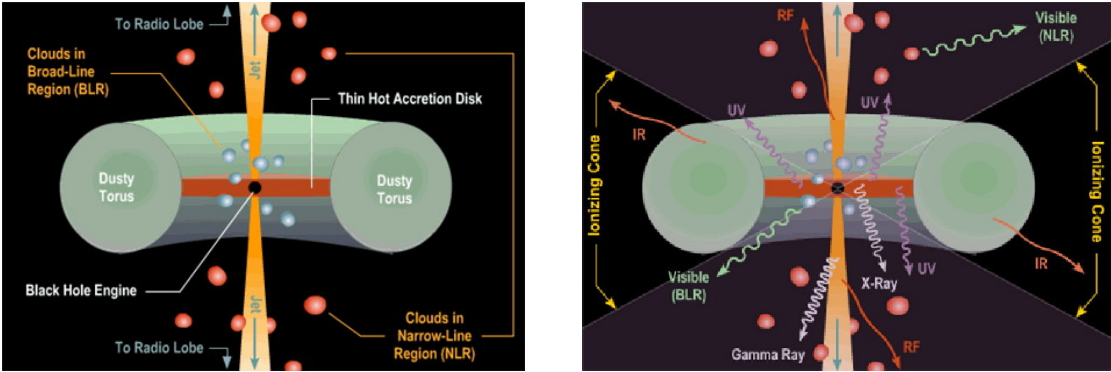


Figura 7.14: El modelo estándar: componentes (*izq.*) y sus contribuciones a la SED (*der.*).

Este modelo complejo funciona porque:

- 1. distintas componentes son responsables de la emisión a distintas frecuencias
- 2. es anisótropo → permite unificar los distintos tipos de AGN según su orientación con la visual.

El primer punto se resume en la siguiente tabla:

componente	mecanismo de emisión	rango espectral
disco de acreción	térmica ($T \lesssim 10^5$ K)	óptico, NIR → UV - r-X blandos
toro de gas y polvo	emisión del AD reprocesada	sub-mm → IR
BLR - NLR	recombinación	óptico (líneas de emisión)
jet (kpc)	no-térmica (sincrotrón)	radio
jet (pc)	no-térmica (Compton inverso)	hasta rayos- γ
corona del disco	libre-libre	rayos-X duros

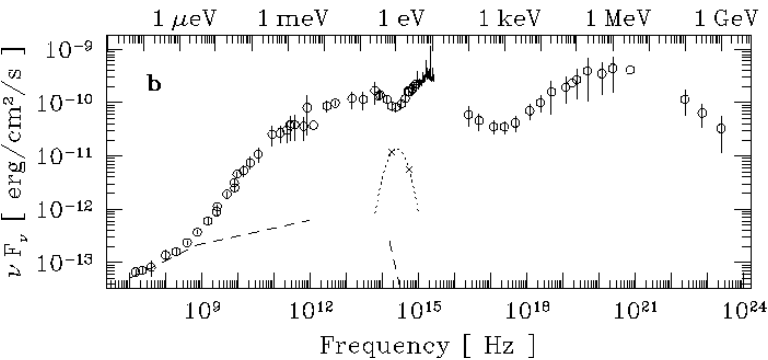


Figura 7.15: SED del cuasar 3C 273. La línea de puntos corresponde a la emisión óptica de la componente estelar de la galaxia anfitriona, mientras que las líneas de trazos muestran la emisión sincrotrón del jet (radio y óptico).

Notar que la emisión IR - óptico - UV está dominada por radiación térmica del AD y del DT (excepto en blazares).

Algunos rasgos particulares de la SED (ver Fig. 7.15):

IR bump: emisión térmica polvo con rango amplio de temperatura ($50 \lesssim T \lesssim 1000$ K).

Big Blue Bump (BBB): emisión térmica gas en el disco de acreción.

Inflexión $\sim 1.5 \mu\text{m}$: T_{mx} polvo ~ 2000 K (volatilización).

Continuo IR: 2 ó 3 componentes $\neq T$: dusty torus (DT) + cooler starburst + polvo frío en gx anfitriona (a veces).

El segundo punto (anisotropía) involucra dos procesos físicos que dependen de la orientación:

- extinción
- *beaming*.

Estos dos procesos permiten unificar distintos tipos de AGN según su orientación con la visual (Fig. 7.16):

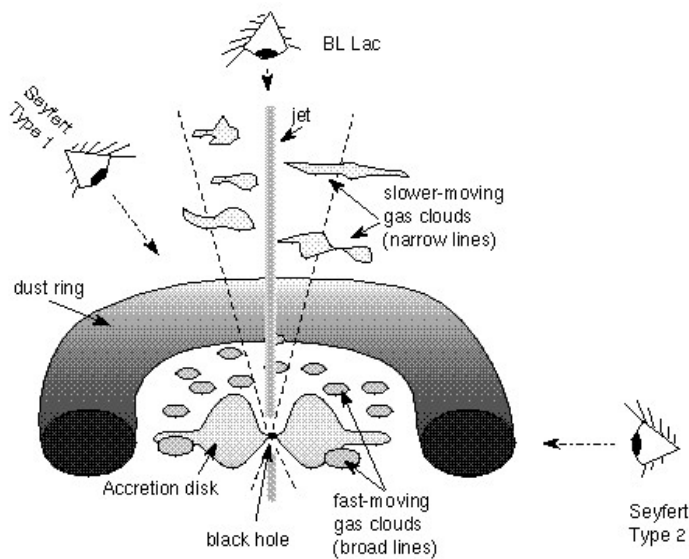


Figura 7.16: Distintos tipos de AGN según la orientación respecto del observador.

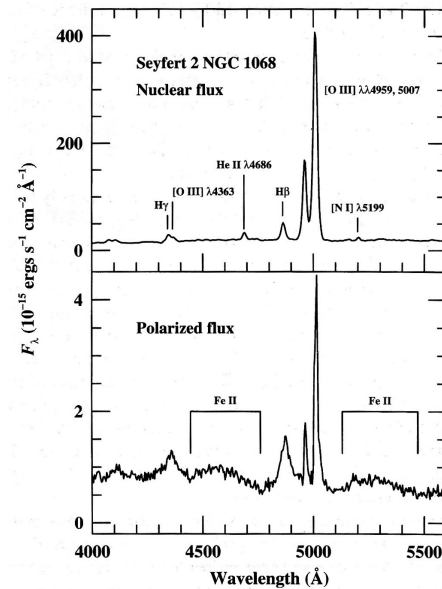


Figura 7.17: Evidencias de unificación a través de líneas de emisión anchas en luz polarizada en la Sy 2 NGC 1068.

- En las Sy 1 y BLRG, hay visión directa a la BLR y a las regiones internas del AD. Es también el caso de los QSO, que en general presentan líneas anchas.
- En las Sy 2 y NLRG, el DT bloquea la emisión óptica de la BLR y de las regiones internas del AD. Emisión X blanda absorbida por gas. Es también el caso de los QSO oscurecidos, detectados en relevamientos en rayos-X (Chandra).
- En los blazares la visual coincide con la dirección del jet $\rightarrow$ debido a efectos de *beaming* relativista, domina el continuo emitido por el jet.

7.5.1. Evidencias de unificación (polarización)

En algunas Sy 2 se detectan líneas anchas en luz polarizada (Fig. 7.16). Esto indica que su luz no nos llega directamente, sino tras pasar por la abertura del DT y reflejarse en un medio dispersor. El continuo también tiene polarización relativamente alta ($P \approx 16\%$ en NGC 1068). Como esta P no depende de la longitud de onda, el medio dispersor debe ser gas (no polvo).

Hay muchas otras evidencias que avalan el modelo estándar de SMBH + AD + jets. Quizás una de las más fuertes haya sido el descubrimiento de los *microquasars* galácticos (Mirabel & Rodríguez, 1994), prácticamente versiones a escala reducida de un AGN.

7.5.2. Quasares oscurecidos (tipo 2)

Hasta hace poco: todos los QSO conocidos eran de tipo 1 (líneas anchas) $\rightarrow$ ¿dónde están los QSO tipo 2?

Posibilidades:

- Campo radiación muy intenso destruye el polvo
- No se ven como AGN sino como ULIRG (RLQ “de canto” no se vería como AGN sino como radiogalaxia FR II).

No se conocían ejemplos de RQQ ópticamente oscurecidos ($\equiv$ Sy 2).

Padovani et al. (2004) buscan QSO “oscurecidos” (tipo 2) con Chandra (X) y HST (ACS).

Hardness ratio (X): $HR = \frac{H-S}{H+S}$,

con H = hard (2 – 8 keV)

S = soft (0.5 – 2 keV).

$HR \geq -0.2 \rightarrow$ AGN absorbido (el H γ absorbe más el soft).

Galaxias normales: $\mathcal{L}_X \lesssim 10^{35} \text{ W} \Rightarrow \mathcal{L}_X > 10^{35} \text{ W} \rightarrow$ AGN.

Buscan contraparte óptica en datos HST. Encuentran:

- 68 candidatos a AGN tipo 2
- 31 de ellos son candidatos a QSO tipo 2 ($\mathcal{L}_X > 10^{37} \text{ W}$).

7.5.3. Tamaños aproximados de las componentes de un AGN

La Tabla 7.1 da los tamaños aproximados de las componentes de un AGN típico con $M_{\text{BH}} = 10^8 M_{\odot}$. En particular, la cuarta columna da los correspondientes tamaños angulares suponiendo una distancia $d = 1 \text{ Gpc}$.

R_S es el *radio de Schwarzschild* de la masa central. Se define como el radio de una esfera tal que la fuerza gravitatoria de la masa contenida no puede ser balanceada por ninguna fuerza conocida ni presión de degeneración, por lo que la masa colapsa a una singularidad (se asimila al “horizonte de eventos” del SMBH; ver Ec. 7.5).

7.5.4. Acreción

La conversión de masa en energía se hace con una cierta eficiencia η , de modo que la energía disponible a partir de una masa $\mathcal{M}$ es $E = \eta \mathcal{M} c^2$.

La tasa de emisión de energía $\mathcal{L}$ nos da la tasa a la cual se debe suministrar masa a la fuente central por acreción:

$$\mathcal{L} = \eta \dot{\mathcal{M}} c^2 \quad (7.2)$$

Tabla 7.1: Tamaños aproximados de las componentes de un AGN con $M_{\text{BH}} = 10^8 M_{\odot}$ a una distancia $d = 1 \text{ Gpc}$.

Componente	Tamaño		
	tiempo–luz	[UA] – [pc]	[arcsec]
R_S	15 min	2 AU	2×10^{-9}
Disco acrec.	1 h ~ 1 d	$7 \sim 200 \text{ AU}$	$7 \times 10^{-9} \sim 2 \times 10^{-7}$
BLR	$8 \sim 80 \text{ d}$	$10^3 \sim 10^4 \text{ AU}$	$10^{-6} \sim 10^{-5}$
R_{DT} (interno)	$\sim 40 \text{ d}$	$\sim 5 \times 10^3 \text{ AU}$	5×10^{-6}
NLR	$1 \sim 100 \text{ yr}$	$0.3 \sim 30 \text{ pc}$	$5 \times 10^{-5} \sim 5 \times 10^{-3}$
jets de radio	$40 \text{ d} \sim 10^6 \text{ yr}$	$0.03 \text{ pc} \sim 300 \text{ kpc}$	$5 \times 10^{-6} \sim 60$

donde $\dot{M}$ es la tasa de acreción de masa.

Típicamente:

$$\dot{M} = \frac{\mathcal{L}}{\eta c^2} \approx 1.8 \times 10^{-3} \frac{\mathcal{L}_{37}}{\eta} M_{\odot} \text{ años}^{-1}, \quad (7.3)$$

donde $\mathcal{L}_{37}$ es la luminosidad bolométrica en unidades de 10^{37} W .

La energía potencial de una masa m a una distancia r de una masa central M es $U = GMm/r$, y la tasa a la cual la energía potencial del material acretado puede convertirse en radiación es:

$$\mathcal{L} \approx \frac{dU}{dt} = \frac{GM}{r} \frac{dm}{dt} = \frac{GM\dot{M}}{r}. \quad (7.4)$$

De las Ec. 7.2 y 7.4 $\Rightarrow \eta \propto \frac{M}{r}$, que es una medida de qué tan compacto es el sistema.

En el caso de un agujero negro, esta propiedad es máxima; su tamaño se caracteriza por el radio de Schwarzschild ($\equiv$ horizonte de eventos de un BH no rotante):

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} \approx 3 \times 10^{11} M_8 \text{ m} \approx 10^{-2} M_8 \text{ d-luz} \approx 2 M_8 \text{ AU}, \quad (7.5)$$

donde M_8 es la masa del SMBH en unidades de $10^8 M_{\odot}$.

Ignorando efectos relativistas, la energía disponible de una partícula de masa m cayendo hasta $5R_S$ (que es donde se produce la mayor parte del continuo óptico-UV) es:

$$U = \frac{GMm}{5R_S} = \frac{GMm}{10GM/c^2} = 0.1 mc^2. \quad (7.6)$$

Este cálculo sobresimplificado sugiere $\eta \approx 0.1 \Rightarrow$ la conversión de energía gravitatoria en radiación es un orden de magnitud más eficiente que la fusión nuclear ($\eta_{\text{fus}} = 0.007$), y está a un factor 10 de la energía de aniquilación mc^2 .

Con esta eficiencia, la Ec. 7.3 muestra que la tasa de acreción de un AGN no demasiado luminoso, digamos $\mathcal{L}_{\text{QSO}} \approx 10^{39} \text{ W}$, es solamente de $\dot{M} \approx 2 M_{\odot} \text{ años}^{-1}$.

Se define la tasa de acreción de Eddington $\dot{M}_E$ como aquella capaz de sostener una luminosidad de Eddington (Ec. 7.1):

$$\dot{M}_E = \frac{\mathcal{L}_E}{\eta c^2} \approx 1.5 \times 10^{15} \frac{M}{M_{\odot}} \text{ kg s}^{-1} \approx 2.5 M_8 M_{\odot} \text{ años}^{-1}. \quad (7.7)$$

En este modelo simple de acreción esférica, $\dot{M}_E$ es la tasa máxima de acreción para la masa M . La tasa puede ser mayor si no hay simetría esférica: acreción ecuatorial (disco) y radiación mayormente a lo largo del eje del disco.

El problema para alimentar al AGN no es la disponibilidad de combustible sino el momento angular, dado que el AD es chico. El gas tiene que perder parte de su momento angular *antes* de llegar al AD, donde se pierde más momento angular por viscosidad.

Ilustración: partícula en órbita circular ($v^2 = GM/r$), en el círculo solar, alrededor del centro Galáctico. El momento angular por unidad de masa es:

$$\frac{|\vec{L}|}{m} = (G M r)^{\frac{1}{2}}$$

donde $M = 10^{11} M_{\odot}$ y $r = 10$ kpc. Para que esta partícula llegue a ~ 0.01 pc de un SMBH de $M_{\bullet} = 10^7 M_{\odot}$ (de modo que la viscosidad adquiriera relevancia), su momento angular debe cambiar por un factor

$$\left(\frac{10^7 \times 0.01 \text{ pc}}{10^{11} \times 10^4 \text{ pc}} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 10^{-5}.$$

Por eso se piensa que es necesario un mecanismo externo (ej.: interacciones) o bien interno (ej.: barra) para remover momento angular del gas en la galaxia anfitriona.

7.5.5. Parámetros fundamentales

Vimos que las distintas orientaciones producen diferentes fenomenologías. Hay, sin embargo, características intrínsecamente distintas que diferencian a los AGN:

- M_{BH}
- spin BH
- tasa de acreción
- tipo de galaxia anfitriona
- interacción con galaxias vecinas.

7.5.6. Modelos alternativos

Se han planteado modelos alternativos (Terlevich et al., 1992) que involucran formación estelar violenta (*starbursts*). En particular, la BLR se modela con la evolución de un SNR en un medio gaseoso de alta densidad. Si bien estos modelos pudieron explicar algunas propiedades de AGN, incluso cierto tipo de variabilidad, nunca funcionaron para blazares.

El hecho de que estos modelos starbursts hayan tenido relativo éxito con AGN de baja luminosidad, en los que justamente la componente starburst tendría un peso relativo alto, está dando paso a la comprensión de que ambos fenómenos conviven y cada uno jugaría su papel para determinar las distintas características de los AGN (Cid Fernandes, 2004).

7.6. La emisión del jet

7.6.1. La dicotomía RQ-RL

Otra pregunta que se mantiene vigente, y que la unificación geométrica planteada en la sección anterior no responde, es por qué existen dos tipos de AGN según su luminosidad en radio: los radio silenciosos (RQ) y los radio intensos (RL) (Fig. 7.18). Los RQ son mayoría (85-90 %), y la línea divisoria entre ambas clases se suele ubicar en el cociente de flujos radio/óptico

$$\frac{F_{5\text{ GHz}}}{F_B} \simeq 10.$$

Aunque se ha sugerido que existiría un continuo en las propiedades de radio de los AGN (ej.: Blundell, 2003), el hecho de que los RL siempre se dan en galaxias elípticas (nunca en S) mientras que los RQ raramente se dan en galaxias E apunta a una dicotomía RQ-RL.

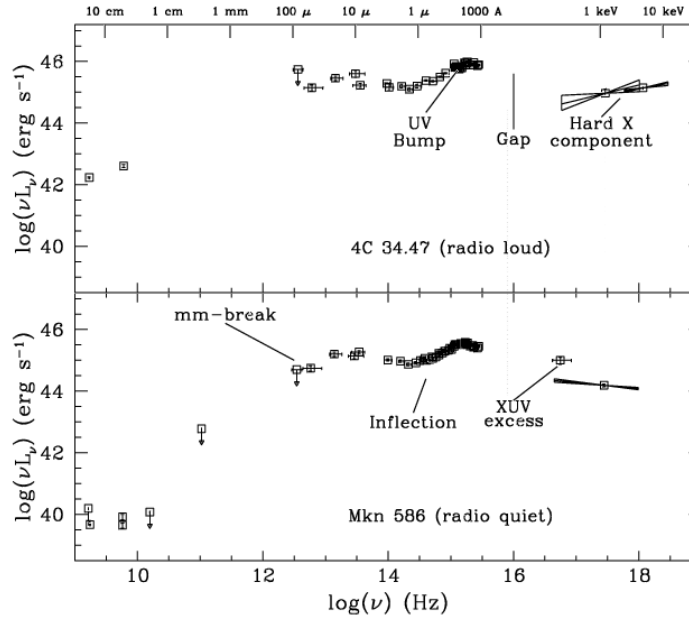


Figura 7.18: SED de un AGN radio intenso (*arriba*) y un radio silencioso (*abajo*).

En uno u otro caso, la potencia en radio del AGN quedaría determinada por la rotación (*spin*) del SMBH, capaz de proveer la energía necesaria para acelerar el material de los jets hasta escalas de kiloparsecs, pero sin afectar la emisión entre el IR y los rayos-X, que depende de la acreción, y no difiere entre RL y RQ (Wilson & Colbert, 1995).

Los SMBH con alto spin se producirían por la coalescencia de dos SMBH en un sistema binario resultante de la fusión (*merger*) de dos galaxias, cada una con su SMBH central. Algunos de los primeros resultados observacionales que dan sustento directo a este esquema son la detección con VLBA de un período orbital de 1.05 años para el *core* de la radiogalaxia 3C 66A (Sudou et al., 2003), y el descubrimiento en rayos-X (con Chandra) de un AGN binario en NGC 6240, una galaxia ultraluminosa en IR (Komossa et al., 2003).

Algunos hechos que apoyan dicotomía (Wilson & Colbert 1995):

- RL nunca en gxs. S (y pocos RQ en gxs. E)

- Hosts de RLQ y radiogalaxias son similares
- Funciones de $\mathcal{L}$ en radio: $S_y \neq R_G$.
- RQ y RL: propiedades de emisión similares en óptico, IR, UV, X $\Rightarrow$ acreción similar.

La escala de tiempo para la coalescencia de 2 SMBH es incierta.

Para obtener RLQ se requiere SMBH grande con spin, que resulta de la colisión de 2 SMBH grandes.
 $\therefore$ considerando que hay galaxias con BH de baja masa (LMBH) y otras con BH de gran masa (HMBH), hay 3 posibilidades de mergers:

1. LMBH + LMBH = LMBH alto spin $\rightarrow$ radiogalaxia
2. HMBH + LMBH = HMBH bajo spin $\rightarrow$ RQQ
3. HMBH + HMBH = HMBH alto spin $\rightarrow$ RLQ (el caso más raro).

7.6.2. Formación del jet

Obs. VLBI 43 GHz en M 87: fuerte colimación del jet, producida a $30 - 100 R_S$ del SMBH, y continúa hasta $\sim 1000 R_S$.

$\therefore$ el jet emerge desde la zona central (< 1 pc), con velocidades relativistas en escalas de varios pc, y se hacen sub-relativistas en escalas de $1 - 10$ kpc.

Se requiere:

- AD con rotación diferencial alrededor del SMBH
- $\Rightarrow \vec{B}$ axial suficientemente intenso para ejercer fuerza de frenado sobre el plasma en rotación, transfiriendo momento angular de la rotación a lo largo de las líneas de campo magnético.

7.6.3. Movimientos superlumínicos

Con VLBI se detectan estructuras del orden de los 10^{-3} segundos de arco en los jets de radio. En algunos casos, estas estructuras evolucionan con el tiempo. Ej.: radio jet del blazar 3C 279 ~ 25 años-luz en ~ 7 años $\Rightarrow v_{ap} \simeq 3.5 c$.

Esta velocidad superlumínica aparente se debe a un efecto geométrico, con una fuente en movimiento relativista bajo un ángulo chico con la visual.

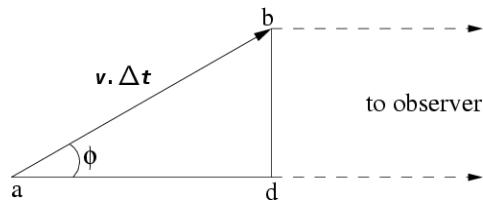


Figura 7.19: Esquema geométrico para movimiento superlumínico.

Supongamos la fuente en a en el instante t_1 ; su emisión es detectada por un observador lejano en el instante t'_1 . A un instante posterior $t_2 = t_1 + \Delta t$ la fuente se ha desplazado una distancia $v \Delta t$ hasta el punto b . La luz emitida en b llega al observador en t'_2 .

El intervalo medido por el observador $\Delta t' = t'_2 - t'_1$ es menor que el de emisión porque la fuente se ha acercado al observador una distancia $\overline{ad} = v \Delta t \cos(\phi)$, es decir:

$$\Delta t' = \Delta t - \frac{v \Delta t \cos(\phi)}{c} = \Delta t [1 - \beta \cos(\phi)] \quad (7.8)$$

donde $\beta = \frac{v}{c}$.

La velocidad aparente estará dada por el tiempo en que vemos a la fuente recorrer la distancia transversal $\overline{bd} = v \Delta t \sin(\phi)$.

Entonces, $v_{\text{ap}} \Delta t' = v \Delta t \sin(\phi)$, y usando la Ec. 7.8:

$$\beta_{\text{ap}} = \frac{v_{\text{ap}}}{c} = \frac{v \Delta t \sin(\phi)}{c \Delta t'} = \frac{\beta \sin(\phi)}{[1 - \beta \cos(\phi)]}. \quad (7.9)$$

Notar que $\beta_{\text{ap}} \rightarrow \infty$ para $\phi \gtrsim 0$ y $\beta \rightarrow 1$.

Derivando la Ec. 7.9 con respecto a ϕ e igualando a cero, se puede encontrar el ángulo que maximiza el efecto:

$$\cos(\phi_{\text{max}}) - \beta = 0 \quad \Rightarrow \quad \phi_{\text{max}} = \arccos(\beta). \quad (7.10)$$

Reemplazando esto en la Ec.7.9:

$$\beta_{\text{ap}}^{\text{max}} = \frac{\beta \sin(\arccos(\beta))}{1 - \beta^2} = \frac{\beta}{(1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}} = \beta \Gamma \quad (7.11)$$

donde $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ es el factor de Lorentz.

Puede ser un problema distinguir entre la velocidad del “bulto” y del pattern.

La identificación de componentes supralumínicas con VLBI puede estar mal (Gomez, 2002). Si hay una onda de choque viajando por el jet, se producen compresiones y recolimaciones que pueden inferir a una identificación errónea de las componentes supralumínicas.

El jet tiene componentes estacionarias; el shock en movimiento las “arrastra” temporariamente $\rightarrow$ aumenta el flujo.

A una perturbación (shock) principal pueden ir asociados varios shocks secundarios.

En casi todos los casos los movimientos superlumínicos se detectan en radio (VLBI). La emisión óptica del jet está confinada a menor escala (y las resoluciones en óptico son peores), por eso solo se puede detectar en objetos cercanos. Ej.: en M 87 (FRI) se detecta jet óptico (HST), con movimientos superlumínicos de $4 - 6 c$.

En M 87 no se detecta exceso en $10 \mu\text{m}$ (Keck, Gemini) $\Rightarrow$ no habría disco de polvo calentado (sería característica de radiogalaxias de baja luminosidad (FRI y BL Lac)

7.6.4. Beaming

Factor Doppler cinemático, para fuente móvil con ángulo ϕ entre $\vec{v}$ y la visual, es la razón entre las frecuencias de la radiación emitida ν y observada ν' :

$$\delta = \frac{\nu'}{\nu} = [\Gamma(1 - \beta \cos \phi)]^{-1} = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \phi}. \quad (7.12)$$

$\therefore$ El factor Doppler δ depende fuertemente de ϕ .

Para una fuente que se acerca, los intervalos de tiempo en el marco del observador (t') *se acortan* respecto al marco de la fuente (t):

$$t' = \delta^{-1} t, \quad (7.13)$$

la emisión se corre al azul:

$$\nu' = \delta \nu, \quad (7.14)$$

y el flujo en una banda ancha se amplifica:

$$F' = \delta^4 F. \quad (7.15)$$

$$\delta = 1 \Leftrightarrow \Gamma(1 - \beta \cos \phi_\delta) = 1 \Rightarrow \phi_\delta = \arccos \left[\sqrt{\frac{\Gamma - 1}{\Gamma + 1}} \right]$$

- $\phi < \phi_\delta \rightarrow$ amplificación relativista
- $\phi > \phi_\delta \rightarrow$ deamplificación relativista.

Esto explica que en muchos casos se observe solamente el jet orientado hacia el observador, mientras que la deamplificación ocasiona que el “contra jet” permanezca indetectado.

La (de)amplificación del flujo específico depende del índice espectral α , que es el exponente de la ley de potencias con que se puede representar el flujo: $F(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$.

Se tiene:

$$F'(\nu) = \delta^{2+\alpha} F(\nu) \quad (7.16)$$

para un jet homogéneo, y

$$F'(\nu) = \delta^{3+\alpha} F(\nu) \quad (7.17)$$

para un jet inhomogéneo (con “plasmones”).

También cambia el grado de variabilidad

$$\frac{\Delta F'}{\Delta t'} = \delta^5 \frac{\Delta F}{\Delta t}. \quad (7.18)$$

7.6.5. Interacción jet – disco

Inestabilidades en el jet: posiblemente debidas a cambios en la alimentación del SMBH por inestabilidades del disco.

El estudio de Marscher et al. (2002) provee un enlace observacional entre el SMBH con su disco de acreción y los jets.

Caída del flujo en X $\rightarrow$ la parte interna del AD se hace inestable y desaparece al caer dentro del horizonte de eventos.

Índice espectral en X $\rightarrow$ se hace más “duro” al caer el flujo, porque desaparece la parte interna del AD que emite en X blandos, y permanece la corona del disco, que emite en X duros.

Aparece nueva estructura superlumínica en radio $\rightarrow$ parte del material del AD interno es canalizado por fuerzas electromagnéticas hacia los jets.

Luego, el AD sigue acumulando material y el ciclo se reinicia.

Jets ópticos

M87: $20'' \equiv 1.5$ kpc

3C 273: $20'' \equiv 46.5$ kpc

Pocas decenas de jets ópticos observados (mayormente con HST).

Aparentemente, la radiación sincrotrón en el óptico requiere energías inusualmente altas o condiciones muy especiales para aparecer.

7.7. Blazares

Blandford & Rees (1978) reconocen fenómeno blazar como AGN visto a lo largo del eje de radio $\rightarrow$ *beaming*.

SED caracterizada por dos componentes, ambas no-térmicas (Fig. 7.20):

Sincrotrón: domina a bajas frecuencias

Compton inverso: domina a altas frecuencias

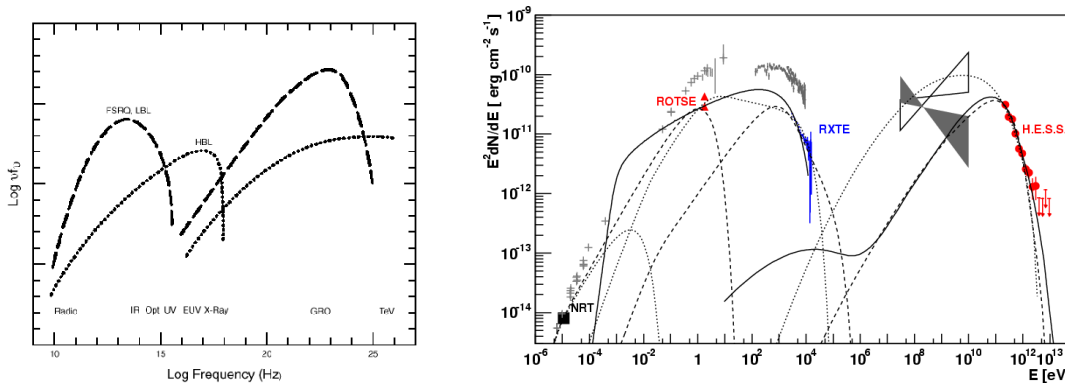


Figura 7.20: SED de blazares: esquema (*izq.*) y observaciones del objeto BL Lac PKS 2155–304 y sus correspondientes ajustes (*der.*).

Se diferencian subtipos de blazares según:

- EW de líneas en espectro óptico:

Objetos BL Lac: menor luminosidad, espectros ópticos con líneas débiles (a veces indetectables). Su prototipo, BL Lac, fue originalmente catalogado como estrella variable (como su nombre lo delata).

Radio cuasares de espectro plano (FSRQ): mayor luminosidad, espectros ópticos con líneas intensas. También llamados **CDQ** (core dominated quasars) o bien **OVV** (optically violent variables).

- Picos de la SED:

LSP: (low-frequency synchrotron peaked): pico sincrotrón de la SED a frecuencias bajas;

HSP: (high-frequency synchrotron peaked): pico sincrotrón de la SED a frecuencias altas;

ISP: (intermediate-frequency synchrotron peaked): pico sincrotrón de la SED a frecuencias intermedias.

$$\left. \begin{array}{l} \text{BL Lac} \\ \text{CDQ ó FSRQ} \end{array} \right\} \text{versiones orientadas, respectivamente, de } \left\{ \begin{array}{l} \text{FR I (low-}\mathcal{L}\text{ radio-gx)} \\ \text{FR II (high-}\mathcal{L}\text{ radio-gx)} \end{array} \right.$$

BL Lac	pico sincrotrón	pico Compton inverso	$\alpha_{R/X}$
LSP	sub-mm $\rightarrow$ IR ($\nu_{\text{sp}} < 10^{15}$ Hz)	GeV	> 5.76
HSP	UV $\rightarrow$ X ($\nu_{\text{sp}} > 10^{15}$ Hz)	TeV	< 5.76

Secuencia de los blazares: casi todos los FSRQ son del tipo LSP, mientras que entre los BL Lac, a menor luminosidad el pico sincrotrón se va corriendo a frecuencias mayores y crece la relación $\frac{\mathcal{L}_{\text{Sync}}}{\mathcal{L}_{\text{IC}}}$. Sin embargo, esta secuencia parece deberse a efectos de selección (Giommi et al., 2012). Por lo tanto se está abandonando la anterior nomenclatura: LBL (*low-frequency peaked BL Lac*) y HBL (*high-frequency peaked BL Lac*), ya que la posibilidad de tener pico sincrotrón a distintas frecuencias no correspondería solo a los BL Lac sino a todos los blazares.

Origen del continuo:

Sincrotrón: la densidad de electrones del jet debe decrecer en sentido radial $\Rightarrow$ la energía sincrotrón más alta proviene de la zona más interna.

Compton inverso: scattering de fotones X ó UV del ambiente, posiblemente por los mismos electrones que generan la emisión sincrotrón.

Los fotones pueden provenir de:

- la propia emisión sincrotrón (SSC: *synchrotron self-Compton*)
- el disco de acreción
- la BLR.

Emisión gamma

Los blazares son fuertes emisores gamma. Si no hubiera *beaming* se requeriría una densidad muy alta en la fuente emisora gamma, lo que llevaría a la aniquilación de los fotones gamma via creación de pares por interacción con la radiación X del ambiente. Por lo tanto, tiene que haber *beaming*, con lo que las densidades de fotones gamma en el marco en reposo no necesitan ser tan altas.

7.8. Mapeo por reverberancia

Técnica para “mapear” la BLR, con la premisa de que las líneas de emisión anchas responden a cambios en la emisión del continuo, pero con un retardo. Como la escala de tiempo para la recombinación del hidrógeno puede considerarse instantánea, el retardo se debe solamente al tiempo-luz (desde la zona central del AD que emite UV hasta cada punto de la BLR).

Suponiendo un pulso del continuo (Fig. 7.21, fuente en el centro de la circunferencia), un tiempo $t = r/c$ más tarde habrá alcanzado una superficie esférica de radio r . Las nubes de la BLR reprocesan

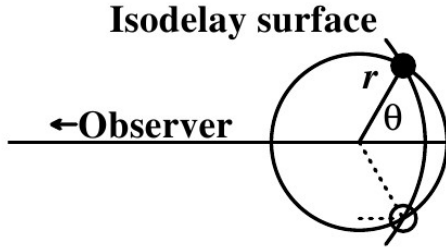
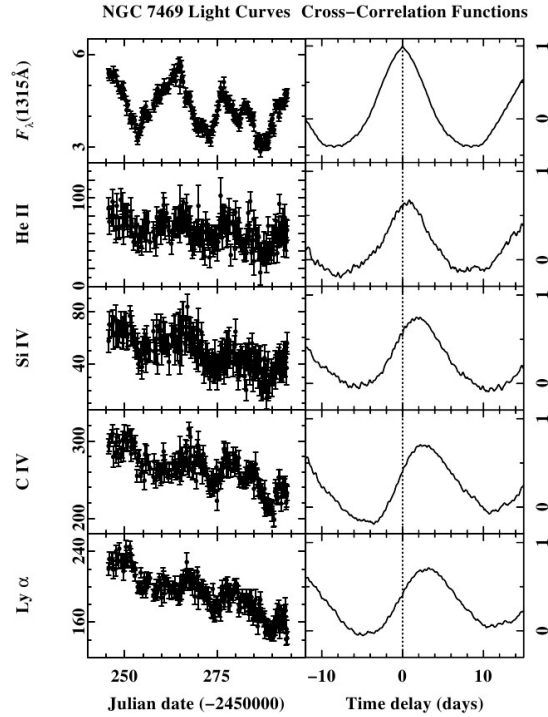


Figura 7.21: *Izq.*: esquema para mapeo por reverberancia. *Der.*: retardos de distintas líneas respecto del continuo.



la radiación, y la emisión de las líneas llega al observador con un retardo respecto del pulso del continuo.

Para un tiempo de retardo fijo τ todos los fotones que lleguen al observador desde la BLR provendrán de una superficie de “igual retardo” que es un paraboloide con eje en dirección al observador y foco en la fuente de continuo:

$$\tau = \frac{(1 + \cos \theta) r}{c} \quad (7.19)$$

donde ahora r es el radio vector del paraboloide.

La intersección del paraboloide y la esfera es un anillo circular de radio $r \sin \theta$, con área $2\pi r^2 \sin \theta d\theta$. Considerando un “factor de respuesta” constante ζ de las líneas de emisión, la emisión de líneas observada es el producto de ζ por el área del anillo.

La respuesta de la emisión de líneas en función del ángulo es:

$$\Psi(\theta) d\theta = 2\pi\zeta r^2 \sin \theta d\theta. \quad (7.20)$$

De la Ec. 7.19, el rango en θ que corresponde a un $d\tau$ es:

$$d\tau = -\frac{r}{c} \sin \theta d\theta \Rightarrow \Psi(\tau) d\tau = \Psi(\theta) \left| \frac{d\theta}{d\tau} \right| d\tau = 2\pi\zeta r c d\tau, \quad (7.21)$$

donde $\Psi(\tau)$ es la “función de transferencia”, que en este caso siempre es constante.

El observador ve el flujo en las líneas de emisión (L) a un tiempo t , que es la integral sobre todas las superficies de igual retardo con respecto a la emisión del continuo (C):

$$L(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(\tau) C(t - \tau) d\tau. \quad (7.22)$$

Con muchos datos de excelente calidad se puede resolver la ecuación integral 7.22.

Con menos datos, o datos de menor calidad, se puede obtener, por correlación cruzada entre las curvas de luz, el *time-lag* entre continuo y líneas. Esto da información sobre la escala espacial de la BLR.

Distintas líneas responden con distinto retardo.
 Líneas de alta ionización responden más rápido que líneas de baja ionización →
 BLR tiene estructura de ionización estratificada radialmente.

Otro resultado es que el tamaño de la BLR es proporcional a $\mathcal{L}^{\frac{1}{2}}$. Esto corresponde a la masa del SMBH.

7.9. Sistemas de líneas de absorción en QSO

Gas (asociado a galaxias) en la línea de la visual a un QSO: produce líneas de absorción en el espectro óptico.

Un sistema de líneas de absorción comprende conjunto de líneas a igual z , posiblemente debidas a un mismo absorbedor.

Todo QSO puede tener en su espectro entre cero y cientos de líneas de absorción individuales, dependiendo de su z , el rango espectral observado, y la resolución espectral.

Las líneas más comunes son: $\text{Ly}\alpha$ (λ 1216), Civ ($\lambda\lambda$ 1548 1551), y MgII ($\lambda\lambda$ 2795 2802).

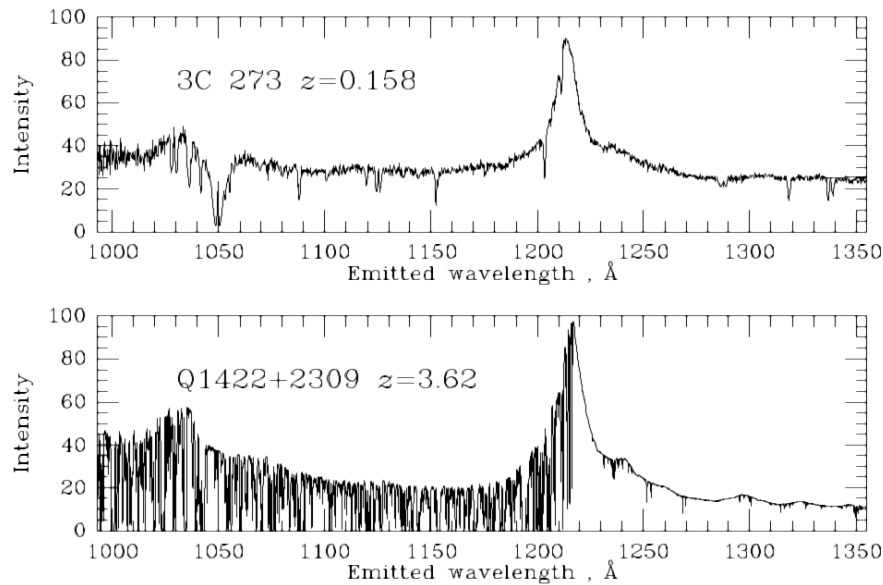


Figura 7.22: Líneas de absorción en QSO. El de abajo es un ejemplo de “selva” $\text{Ly}\alpha$ (*Ly α -forest*).

Tres tipos de líneas:

No saturadas: si existe una intensidad residual no despreciable en su centro. En este caso $\tau_0 \ll 1$.

Saturadas: la intensidad transmitida en el centro de la línea es ~ 0 .

Fuertemente saturadas: todo el núcleo Doppler de la línea está saturado (*damped Ly α system*).

Distintos tipos de sistemas de líneas:

Sistemas de líneas metálicas: líneas de metales ionizados y neutros, además de $\text{Ly}\alpha$. Corresponden a nubes de gas en la visual, posiblemente asociadas a galaxias de disco. Permiten estudiar metalicidades.

“Selvas” $\text{Ly}\alpha$: Se registran gran número de absorciones hacia longitudes de onda menores que la emisión $\text{Ly}\alpha$ del QSO (Fig. 7.22). Se atribuyen a $\text{Ly}\alpha$ en galaxias sobre la visual.

Líneas de absorción anchas (BAL): $\sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$, hacia el azul en líneas de resonancia de algunos QSO. Se originan en gas expelido del núcleo activo.

7.10. Efectos cosmológicos

La Tabla 7.2 resume cómo se transforman distintas cantidades relacionadas con la emisión electromagnética debido al corrimiento al rojo z , que obviamente es importante en la mayoría de los QSO. Notar que efectos similares debidos al beaming actúan en sentido contrario en los blazares. En esos casos hay que tener en cuenta los dos efectos.

Tabla 7.2: Transformaciones de medidas de emisión electromagnética.

Cantidad (unidades)	Marco de la fuente	Marco del observador
Frecuencia (Hz)	ν	$\nu' = \nu (1 + z)^{-1}$
longitud de onda ($\text{\AA}$)	λ	$\lambda' = \lambda (1 + z)$
Densidad de flujo ($\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$)	$F_\nu(\nu)$	$F'_\nu(\nu') = F_\nu(\nu) (1 + z)^{-1}$
Densidad de flujo ($\text{W m}^{-2} \text{ \AA}^{-1}$)	$F_\lambda(\lambda)$	$F'_\lambda(\lambda') = F_\lambda(\lambda) (1 + z)^{-3}$
Flujo (W m^{-2})	F	$F' = F (1 + z)^{-2}$
Brillo superficial ($\text{W m}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$)	Σ	$\Sigma' = \Sigma (1 + z)^{-4}$
Intensidad específica ($\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ SR}^{-1}$)	$I_\nu(\nu)$	$I'_\nu(\nu') = I_\nu(\nu) (1 + z)^{-3}$
Intensidad ($\text{W m}^{-2} \text{ SR}^{-1}$)	I	$I' = I (1 + z)^{-4}$
Ancho equivalente ($\text{\AA}$)	$W(\lambda)$	$W'(\lambda') = W(\lambda) (1 + z)$

Bibliografía del capítulo:

- *An Introduction to Active Galactic Nuclei*, Bradley M. Peterson (1997, Cambridge University Press)
 - *Active galactic nuclei*, Andrew C. Fabian (Proc. Natl. Acad. Sci. USA Vol. 96, p. 4749)
 - *A Brief History of Active Galactic Nuclei*, Gregory A. Shields (1999, PASP, 111, p. 661)
-

Capítulo 8

El Grupo Local de galaxias

*No vuelvas
no vuelvas sin razón
no vuelvas
yo estaré a un millón de años luz de casa
(Un millón de años luz – Soda Stereo)*

8.1. Descripción

El Grupo Local (LG) contiene unas 3 docenas de galaxias dentro de una esfera de $r \sim 1$ Mpc, centrada en un punto intermedio entre M 31 y la MW.

Estas dos galaxias, junto con la espiral M 33, son los tres miembros más luminosos: reúnen $\sim 90\%$ de la luminosidad visible del LG (Fig. 8.1).

El término “Grupo Local” (*Local Group*) fue introducido por Hubble (1936), en base a unas 9 galaxias conocidas entonces.

Más adelante, Baade lista 18 miembros probables del LG (Baade & Payne Gaposchkin, 1963), de los cuales 17 hoy están confirmados.

Importancia de estudiar galaxias del LG:

- Distancias generalmente bien determinadas (Cefeidas, RR Lyr, TRGB en los peores casos).
- Poblaciones estelares resueltas $\rightarrow$ estudio de historias evolutivas mediante CMD.
- Población de galaxias típica del Universo local: la mayor parte de las galaxias a $z \sim 0$ se encuentran en grupos poco densos.

Desventaja:

- No hay E luminosas ni S0 $\rightarrow$ población $\neq$ a cúmulos de galaxias.

Según dijo Shapley en 1943: si hubiera una E gigante a la distancia de las MC, “la astronomía extragaláctica estaría unos 50 años más avanzada.”

Replica van den Bergh: una E a 50 kpc habría desarmado la MW por fuerzas de marea, y quizás no estaríamos acá para poder estudiarla.

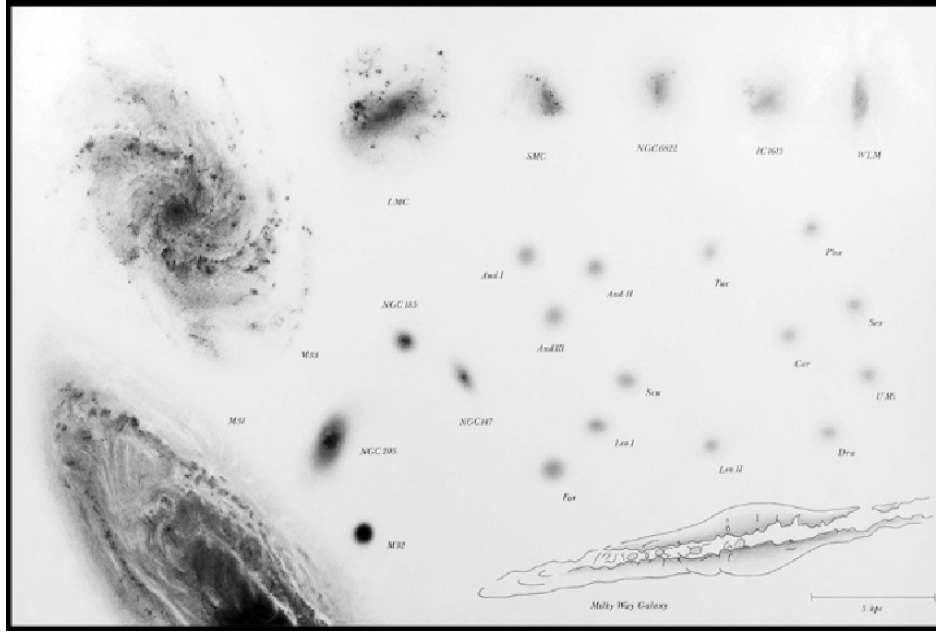


Figura 8.1: Galaxias del Grupo Local, a la misma escala (Binggeli 1993).

Complejidad El hecho de que la galaxia irregular IC 1613 ($M_V = -14.9$) se conoce desde hace más de 1 siglo (descubierta por Dyer en 1895) indica que la muestra de galaxias del LG estaría completa para objetos más luminosos que $M_V = -15$ (al menos, fuera de la *zona de exclusión*).

El hecho de que se descubriera sólo un nuevo miembro del LG en un relevamiento de $\sim 20\,000$ grados cuadrados a altas latitudes Galácticas (Irwin, 1994) sugiere que el inventario está completo al menos hasta $M_V = -10$ para alta $|b|$.

Sin embargo, la mayoría de los miembros conocidos con $M_V > -9$ son satélites de la MW, y se están encontrando satélites de M31 en ese rango de luminosidades, indicando que la muestra de galaxias más débiles está todavía incompleta.

Entre los satélites de la MW, los de menor brillo superficial están más próximos a nuestra Galaxia. Dos posibilidades:

- efectos de selección contra objetos LSB lejanos
- las más cercanas están en estado avanzado de desmembramiento.

Distribución espacial: dos concentraciones principales, alrededor de M31 y de la MW (Fig. 8.2). Para los satélites más cercanos de la MW se pueden medir movimientos propios.

Ej.: considerando una galaxia a 100 kpc de distancia, y suponiendo una velocidad tangencial similar a la componente radial $v_t = 120\text{ km s}^{-1}$ (valores correspondientes a los satélites más lejanos de la MW), tenemos:

$$\mu [\text{arcsec yr}^{-1}] = \frac{v_R}{4.74 d} = \frac{120}{4.74 \times 10^5} = 2.5 \times 10^{-4}.$$

Son μ muy pequeños; se requiere HST usando QSO y galaxias lejanas como marco de referencia. Las velocidades radiales, en cambio, se pueden medir fácilmente. Están casi todas dentro de un rango de $\pm 60\text{ km s}^{-1}$ del movimiento común de M31 y la MW.

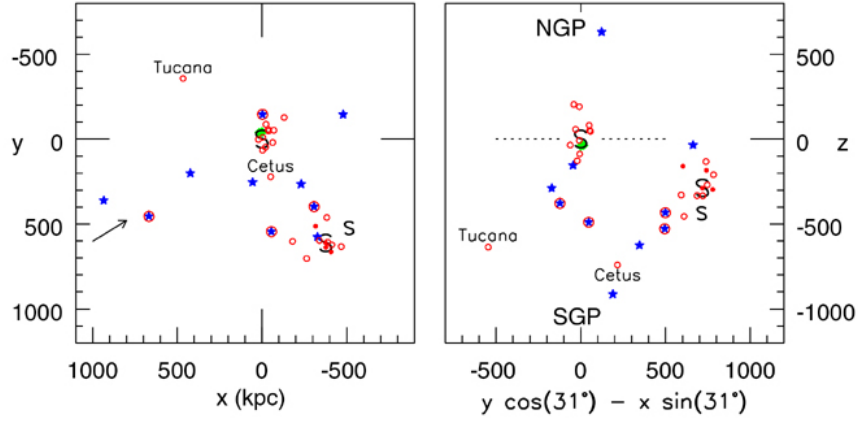


Fig 4.2 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 8.2: Distribución espacial de las galaxias del Grupo Local. La MW está en el origen de coordenadas. *S*: espirales, ★: LMC y SMC, ★: irregulares, ●: dE, ○: dSph. *Izq.*: proyección sobre el plano Galáctico (eje *x* al centro Galáctico, eje *y* en la dirección del movimiento solar). *Der.*: vista perpendicular al plano que contiene a M 31 (eje *z* hacia el polo norte galáctico). La línea de trazos marca el plano Galáctico.

M 31 tiene velocidad radial negativa (respecto de la MW): $v_R \approx -120 \text{ km s}^{-1}$.

8.2. Dinámica y evolución a futuro del Grupo Local

Consideremos a la MW y M 31 en órbita una alrededor de la otra, separándose a partir del Big Bang, y actualmente acercándose debido a su mutua gravedad.

La ecuación de la órbita es:

$$r = a(1 - e \cos E) \quad (8.1)$$

y el tiempo desde el pasaje por el periastro es

$$t = \sqrt{\frac{a^3}{G(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2)}} (E - e \sin E), \quad (8.2)$$

donde E es la anomalía excéntrica, a el semieje mayor, e la excentricidad, y $\mathcal{M}_i$ las masas respectivas. Para la velocidad radial podemos escribir:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr/dE}{dt/dE} = \sqrt{\frac{G(\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2)}{a}} \frac{e \sin E}{1 - e \cos E} = \frac{r}{t_0} \frac{e \sin E (E - e \sin E)}{(1 - e \cos E)^2}, \quad (8.3)$$

donde $t_0 = 13.7 \text{ Gyr}$ es el instante presente y $r = 770 \text{ kpc}$ es la distancia entre ambas galaxias.

Dada la velocidad radial observada ($v_R = -120 \text{ km s}^{-1}$), el menor valor de la masa corresponde a una órbita con $e \approx 1$, y ambas galaxias aproximándose por primera vez ($\pi < E < 2\pi$).

Con estos valores:

$$-120 \text{ km s}^{-1} = \frac{7.7 \times 10^5}{13.7 \times 10^9} \frac{3.084 \times 10^{13} \text{ km}}{3.1556952 \times 10^7 \text{ s}} \frac{\sin E (E - \sin E)}{(1 - \cos E)^2} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{\sin E (E - \sin E)}{(1 - \cos E)^2} = -2.185,$$

que se resuelve numéricamente, obteniéndose $E = 4.25$.

De 8.1 obtenemos:

$$a = \frac{r}{1 - \cos E} \simeq 530 \text{ kpc},$$

y usando 8.2:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2 &= \frac{a^3}{G} \left(\frac{E - \sin E}{t_0} \right)^2 = \frac{(5.3 \times 10^5 \text{ pc})^3}{4.5092 \times 10^{-15} \text{ pc}^3 \mathcal{M}_\odot^{-1} \text{ yr}^{-2}} \left(\frac{5.1394}{13.7 \times 10^9 \text{ yr}} \right)^2 \rightarrow \\ &\rightarrow \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2 = 4.6 \times 10^{12} \mathcal{M}_\odot \end{aligned}$$

que es significativamente mayor que la suma de las masas individuales estimadas para cada galaxia: $\mathcal{M}_1 \simeq 2 - 4 \times 10^{11} \mathcal{M}_\odot$; $\mathcal{M}_2 \simeq 1.8 - 3.7 \times 10^{11} \mathcal{M}_\odot$ ($\Rightarrow$ habría más DM todavía).

M 31 y la MW se encontrarán de nuevo cuando $E = 2\pi \Rightarrow$

$$t_1 = t_0 \frac{2\pi}{4.25 - \sin(4.25)} = 1.22 t_0,$$

es decir, dentro de $0.22 \times 13.7 \times 10^9$ años ≈ 3 Gyr.

Tomando el valor calculado para la suma de masas, y adoptando un radio de 1 Mpc para el LG, su densidad media es: $\rho_{\text{LG}} \simeq \frac{4.6 \times 10^{12} \mathcal{M}_\odot}{\frac{4}{3}\pi(1 \text{ Mpc})^3} = 1.1 \times 10^{12} \mathcal{M}_\odot \text{ Mpc}^{-3}$.

Comparando con la densidad crítica para el instante actual (Secc. 1.3):

$$\begin{aligned} \rho_c &= \frac{3H_0^2}{8\pi G} = \frac{3h^2 (10^5 \text{ m s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})^2}{8\pi 6.6742 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}} \frac{3.0857 \times 10^{22} \text{ m Mpc}^{-1}}{1.99 \times 10^{30} \text{ kg } \mathcal{M}_\odot^{-1}} = \\ &= 2.8 \times 10^{11} h^2 \mathcal{M}_\odot \text{ Mpc}^{-3} \end{aligned}$$

que con $h = 0.72$ da $\rho_c = 1.4 \times 10^{11} \mathcal{M}_\odot \text{ Mpc}^{-3}$.

Vemos que $\rho_{\text{LG}} > \rho_c \Rightarrow$ el LG se trata entonces de un sistema ligado, es decir, la gravitación domina sobre la expansión del Universo.

El LG es un ambiente típico de grupos, con densidad inferior a la de los cúmulos de galaxias.

8.3. Satélites de la Vía Láctea

8.3.1. Las Nubes de Magallanes

■ La Nube Mayor de Magallanes (LMC):

- $m - M = 18.50 \pm 0.05$ ($d = 50.1 \pm 1.2$ kpc)
- abarca $15^\circ \times 13^\circ$ sobre el cielo – su dimensión mayor es de 14 kpc;
- tiene $M_V = -18.5 \Rightarrow \mathcal{L} \approx 2 \times 10^9 \mathcal{L}_\odot \equiv 10 \% \mathcal{L}_{\text{MW}} \rightarrow$ es la 4ª galaxia en luminosidad del LG, después de M 33
- prototipo de las Sm; disco plano inclinado $\sim 45^\circ$ respecto de la visual, barra importante + brazo espiral incipiente; longitud de escala ~ 1.5 kpc;
- máxima $v_{\text{rot}} \simeq 80 \text{ km s}^{-1}$ (H I) – el disco de gas no rota simétricamente con la barra, sino que el eje de rotación está a 0.9 kpc al noroeste de la región más brillante de la barra.

■ La Nube Menor de Magallanes (SMC):

- $m - M = 18.85 \pm 0.10$ ($d = 59$ kpc)
- abarca $7^\circ \times 4^\circ$ sobre el cielo – su dimensión mayor es de 8 kpc;
- tiene $M_V = -17.07 \Rightarrow$ es ~ 5 veces menos luminosa que la LMC.
- tiene estructura de “cigarro” alargada (~ 15 kpc) en la dirección de la visual;
- no presenta rotación.

La barra de la LMC está mayormente trazada por estrellas de luminosidad intermedia, mientras que los cúmulos y asociaciones jóvenes se ubican en el disco externo.

La imagen $H\alpha$ de la LMC presenta huecos, lazos y filamentos, notables también en el disco de $H\text{I}$ (Fig. 8.3).

Algunas de estas estructuras están centradas en sitios de formación estelar reciente. La máxima concentración de $H\text{I}$ contiene a la nebulosa 30 Doradus, y está ubicada en el borde externo de la barra.

Los vientos de estrellas masivas y las supernovas transfieren momento al $H\text{I}$ circundante, formando burbujas de gas caliente. Es una morfología típica de galaxias irregulares.

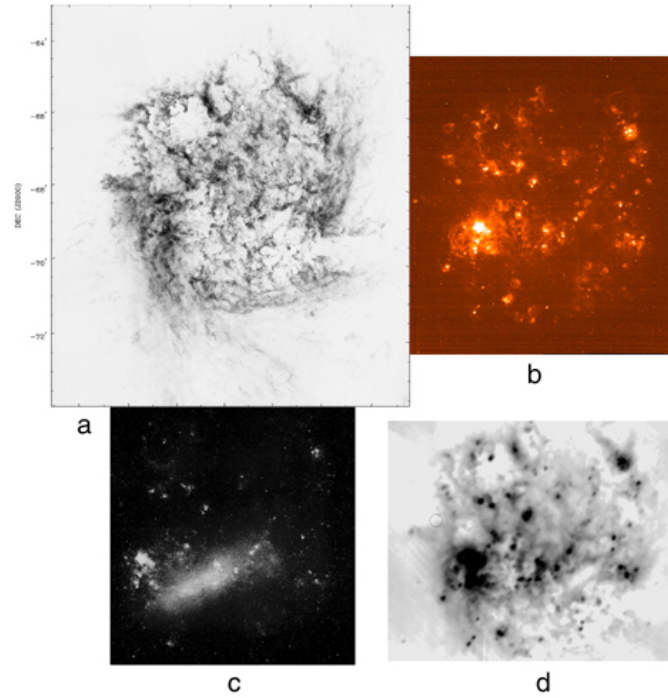


Fig 4.4 (Kim & Staveley-Smith, Henize, IRAS)
'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 8.3: Nube Mayor de Magallanes. *a*: $H\text{I}$, *b*: $H\alpha$, *c*: óptico, *d*: rayos-X.

Contenido de $H\text{I}$ - La Corriente Magallánica

- LMC: $\frac{M_{H\text{I}}}{L_B} \approx 0.3 \frac{M_\odot}{L_\odot}$
- SMC: $\frac{M_{H\text{I}}}{L_B} \approx 1 \frac{M_\odot}{L_\odot}$.

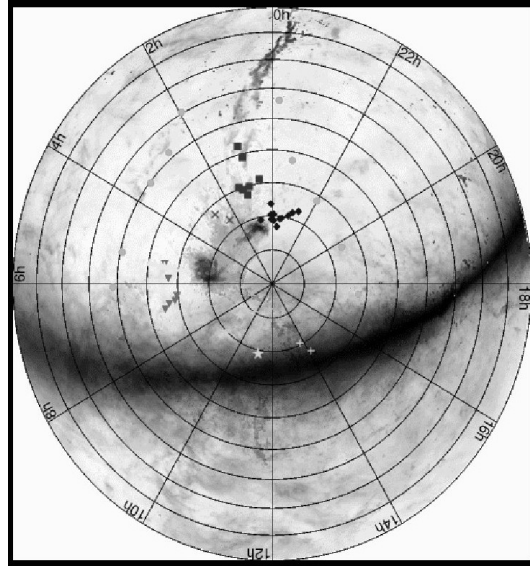


Figura 8.4: Mapa de H I en coordenadas ecuatoriales, centradas en el polo sur celeste. Se destacan la banda que corresponde al plano Galáctico, la LMC ($\alpha \approx 5h\ 30m$, $\delta \approx -68^\circ$), y la SMC ($\alpha \approx 1h$, $\delta \approx -72^\circ$). La Corriente Magallánica se ve entre ambas, extendiéndose hasta $\alpha \approx 0h$, $\delta \approx 0^\circ$.

Comparar con la MW: $\frac{M_{HI}}{L_B} \approx 0.1 \frac{M_\odot}{L_\odot}$.

La Corriente Magallánica (*Magellanic Stream*) es un “puente” de gas, que contiene cúmulos estelares jóvenes, conectando ambas Nubes, y extendiéndose más allá de la SMC, a lo largo de $\sim 1/3$ del cielo. Contiene $\sim 2 \times 10^8 M_\odot$ de H I.

Dinámica

Las Nubes de Magallanes están en órbita una alrededor de la otra, y ambas orbitan alrededor de la MW en un plano que pasa casi por el polo Galáctico.

Se estima que el movimiento orbital se va frenando por fricción dinámica.

La actual posición de las Nubes y de la Corriente Magallánica se explica con una órbita excéntrica alrededor de la Galaxia, con un período de ~ 2 Gyr; su máximo acercamiento a la MW fue entre 200 y 400 Myr atrás.

Ambas nubes están separadas unos 20 kpc, pero habrían estado a ~ 10 kpc una de otra durante el paso por el punto perigaláctico. En ese momento, la LMC extrajo gravitatoriamente de la SMC el gas de la Corriente Magallánica.

La gravedad combinada de la LMC y la MW han distorsionado a la SMC, que posiblemente haya dejado de ser un sistema ligado; sus distintos fragmentos se estarían separando lentamente.

Para la LMC se obtiene $M \approx 1.5 - 2 \times 10^{10} M_\odot$ dentro de 11 kpc del centro, mediante la curva de rotación del H I.

Cúmulos y poblaciones estelares

Las MC son muy ricas en cúmulos estelares, que se resuelven en estrellas $\rightarrow$ se estudian sus CMD. Desde el Siglo XIX se conocen cúmulos masivos en la LMC cuyas estrellas más luminosas son azules, no rojas como en la MW. Estos cúmulos masivos jóvenes no tienen contraparte similar en la MW.

Notar el aspecto “globular” de los “cúmulos masivos jóvenes” (Fig.8.5). Algunos de estos tienen unas 100 veces más estrellas que un cúmulo abierto Galáctico: serían versiones jóvenes de cúmulos globulares.

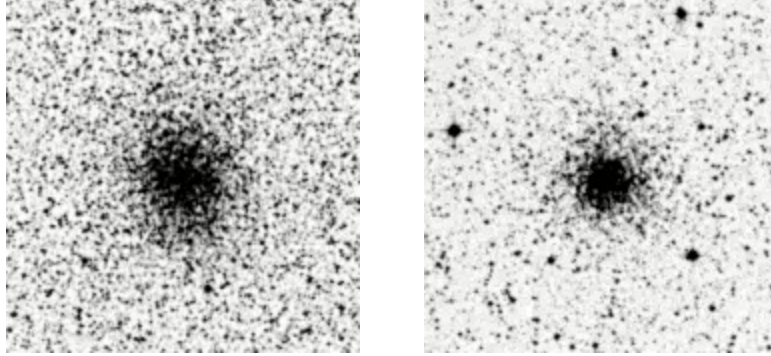


Figura 8.5: Cúmulos masivos jóvenes NGC 2121 y NGC 2155 en la LMC. Imágenes DSS, $5' \times 5'$.

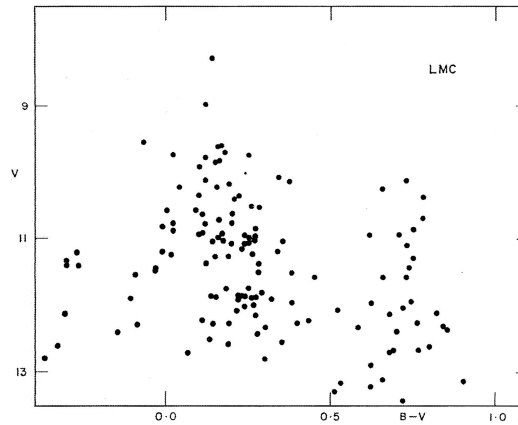


Figura 8.6: Diagrama color-magnitud para cúmulos en la LMC.

La Fig. 8.6 muestra la dicotomía entre verdaderos cúmulos globulares (con $t \gtrsim 12$ Gyr y $[\text{Fe}/\text{H}] < -1.5$) y los cúmulos abiertos (con $t \lesssim 4$ Gyr y $[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -1.0$). Esto se debe mayormente a un hiato en la SFR: la LMC no tiene cúmulos con edades entre 4 y 10 Gyr. Debe haber formado pocas estrellas en ese período.

La LMC tiene algunos (unos 13) GC similares a los de la MW, aunque menos densos. Son viejos ($t \gtrsim 10$ Gyr) y pobres en metales ($Z \sim 1/100 Z_{\odot}$). Las estrellas y cúmulos viejos no forman un halo sino un disco grueso.

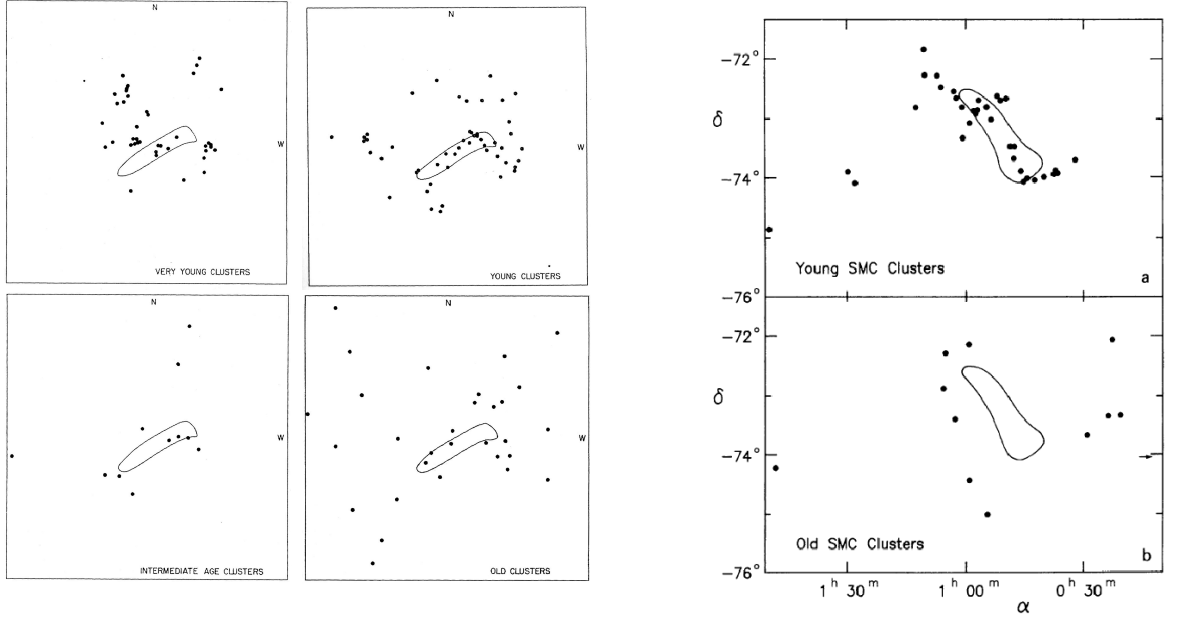
Los verdaderos GC están concentrados al sur de la barra.

La distribución espacial de los cúmulos en distintos rangos de edades muestra cómo ha ido evolucionando la formación estelar a través de la LMC (Fig. 8.7, izquierda). Los cúmulos más viejos ($t > 1$ Gyr) están distribuidos uniformemente, sin concentración hacia la barra (i.e., esta debe ser más joven). Los de edad intermedia ($t = 0.2 - 1$ Gyr) se distribuyen cerca, pero no sobre de, la barra. Los jóvenes ($t = 4 - 200$ Myr) tienen una distribución bastante dispersa, además de una concentración hacia la barra. Los cúmulos muy jóvenes ($t < 4$ Myr) forman varias concentraciones desparramadas sobre el área de la galaxia.

La formación estelar en la LMC se concentra en asociaciones ($\lesssim 100$ pc) y “complejos” de hasta ~ 500 pc (“constelaciones”).

Hay muchos cúmulos y asociaciones jóvenes; algunos probablemente formados hace 50 Myr, durante el último encuentro entre ambas Nubes.

El más luminoso es el cúmulo R136 ($t = 3.5$ Myr, $\mathcal{L}_B \approx 10^7 \mathcal{L}_\odot$) en la nebulosa 30 Doradus, que es la región de formación estelar más activa en la LMC. R136 tiene más estrellas O3 que el resto de la galaxia.



(a) Cúmulos en la LMC, según 4 rangos de edades: $t < 4$ Myr (arriba-izq.); $t = 4 - 200$ Myr (arriba-der.); $t = 0.2 - 1$ Gyr (abajo-izq.); $t > 1$ Gyr (abajo-der.).

(b) Cúmulos en la SMC, divididos en “jóvenes” y “viejos”.

Figura 8.7: Distribución espacial de cúmulos estelares en las Nubes de Magallanes.

Las estrellas más jóvenes y el gas interestelar tienen las abundancias más altas: $Z \sim 1/3 \rightarrow 1/2 Z_\odot$.

Los cúmulos estelares de la SMC cubren el mismo rango de edades que los de la LMC, pero sin el hiato. Los cúmulos viejos evitan la región de la barra, mientras que los cúmulos jóvenes están fuertemente concentrados hacia la barra (Fig. 8.7, panel derecho).

La SMC tiene solamente 1 GC verdadero: NGC 121 ($t = 12 \pm 2$ Gyr). Hay otros con edades $t = 6 - 10$ Gyr.

El gas y cúmulos estelares jóvenes de la SMC son más pobres en metales que los de la LMC, con sólo un 10 % de su proporción de metales.

8.3.2. Enanas esferoidales

La MW tiene además 9 satélites que son enanas esferoidales (dSph), con nombres correspondientes a la constelación en que se ve c/u. Sus brillos superficiales son ~ 0.01 del de las Nubes de Magallanes. Una de las dSph con historias evolutivas más complejas es Carina ($M_V = -9.4$). La Fig. 8.8 muestra varios TO y un *red-clump*. Habría tenido 3 eventos distintos de formación estelar (ver también Fig. 6.22).

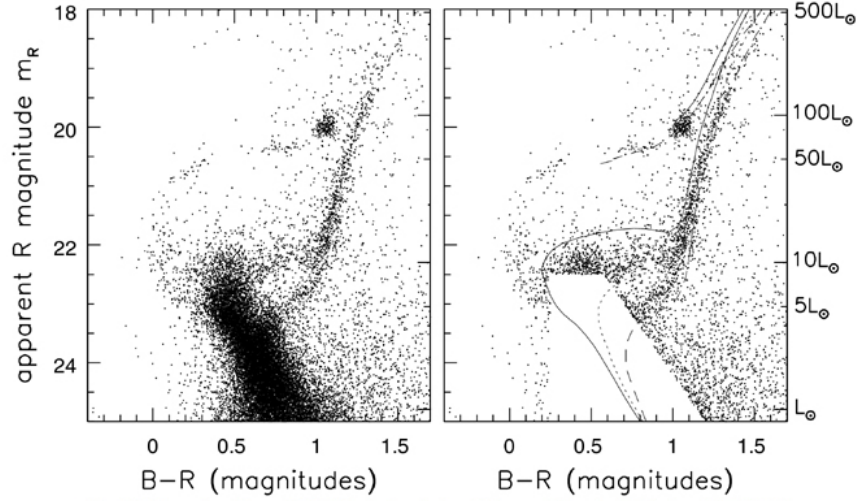


Fig 4.9 (Smecker-Hane, Cole) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 8.8: CMD de la galaxia dSph de Carina. A la derecha: isocronas $Z = Z_{\odot}/50$, con edades 3 Gyr (sólida), 7 Gyr (punteada), y 15 Gyr (trazos).

De acuerdo a la ecuación de enriquecimiento químico según el modelo de caja cerrada (ver *Sistemas Estelares*), la metalicidad en una población estelar evoluciona según:

$$Z(t) = -p \ln \left[\frac{\mathcal{M}_g(t)}{\mathcal{M}_g(0)} \right]$$

donde $\frac{\mathcal{M}_g(t)}{\mathcal{M}_g(0)}$ es la fracción de masa en forma de gas (recordar que $\mathcal{M}_g(0)$ es la masa total).

Según esto, una galaxia que haya transformado todo su gas en estrellas debería tener en promedio una metalicidad alta ($\approx Z_{\odot}$).

El hecho de que las dSph casi no tengan gas y, a la vez, sus metalicidades sean extremadamente bajas (y descartando que el *yield* p sea anormalmente bajo) implica que:

las dSph han eyectado al medio intergaláctico gran parte de su gas interestelar enriquecido.

Relaciones masa-luminosidad

Usando el teorema del virial:

$$2\mathcal{T} + \Omega = 0$$

con los valores medidos de dispersiones de velocidades radiales (σ_r) y tamaños (r_c) se pueden estimar sus masas.

P. ej., para Carina: $\sigma_r = 7 \text{ km s}^{-1}$, $r_c = 180 \text{ pc}$ $\Rightarrow$

$$2\frac{3}{2}\sigma_r^2 \mathcal{M} - \frac{G \mathcal{M}^2}{r_c} = 0 \quad \Rightarrow \quad \mathcal{M} = \frac{3\sigma_r^2 r_c}{G}$$

$$\mathcal{M} = \frac{3 (7 \times 10^3 \text{ m s}^{-1})^2 5.55 \times 10^{18} \text{ m}}{6.6742 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2} 1.99 \times 10^{30} \text{ kg } \mathcal{M}_{\odot}^{-1}} \simeq 6 \times 10^6 \mathcal{M}_{\odot}.$$

Considerando para Carina $\mathcal{L}_V = 2 \times 10^5 \mathcal{L}_\odot \Rightarrow \frac{M}{\mathcal{L}} \approx 30$.

En general, se obtienen relaciones $\frac{M}{\mathcal{L}}$ altas para las dSph menos luminosas. Esto implicaría un alto contenido de DM, o bien que las dSph no están en equilibrio (no valdría el teorema del virial).

De hecho, hay evidencias de dSph demembradas por fuerzas de marea de la MW. La enana de Sagitario, descubierta en 1994, está prácticamente sobre el plano Galáctico, a 16 kpc del centro de la MW. Está fuertemente distorsionada y desparramada a través de $22^\circ \times 7^\circ$ sobre el cielo ($\equiv 10 \text{ kpc} \times 3.5 \text{ kpc}$). Tiene asociadas varias corrientes tidales de estrellas y algunos cúmulos globulares.

8.3.3. Enanas ultra débiles

Las galaxias enanas ultra débiles (uFd) serían la extensión de las dSph a luminosidades extremadamente bajas, aunque en los diagramas estructurales caen en una zona que corresponde también a GC de muy baja $\mathcal{L}$ (Fig. 6.10). Algunas propiedades de las uFd las asemejan más a GC difusos, pobres en metales, que a galaxias.

Rango de magnitudes absolutas: $-1.5 > M_V > -8 \text{ mag}$.

Se conocen algo más de 1 docena, casi todas en las inmediaciones de la MW (entre 23 y 160 kpc; las dos más luminosas están a 410 kpc (Leo T) y a 218 kpc (CVn I).

Muy difícil separar sus estrellas de la contaminación de la MW, tanto con fotometría como con espectroscopía (cinemáticas comunes).

Los sistemas más pequeños están claramente siendo demembrados por la MW; es posible que algunos no sean más que sobredensidades en una corriente tidal, como la de la enana de Sagitario.

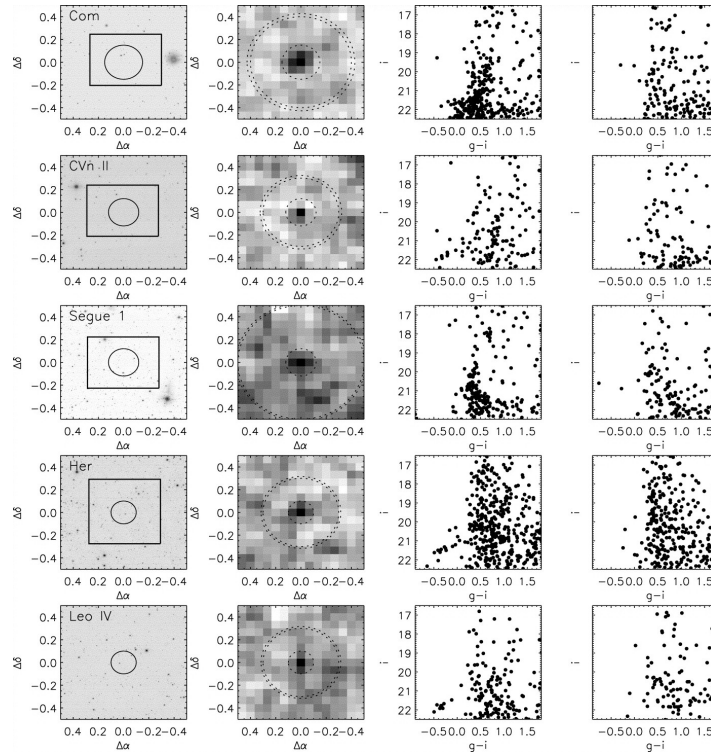


Figura 8.9: Descubrimiento de 5 galaxias uFd (Belokurov et al., 2007). Col. 1: corte del SDSS, mostrando el campo Subaru o INT (caja); col. 2: densidad estelar pixelada; col. 3: CMD de las estrellas en el círculo interno; col. 4: CMD de las estrellas en el anillo externo.

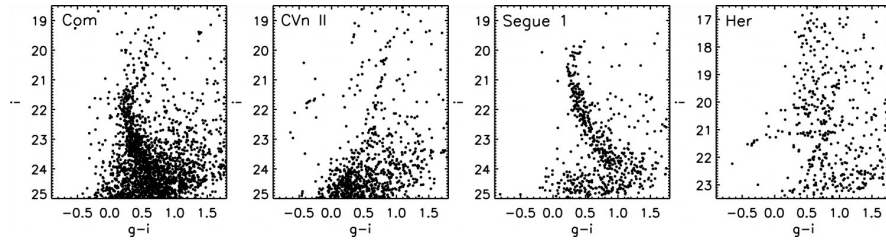


Figura 8.10: Diagramas col.-mag. de las regiones centrales de 4 galaxias uFd (Belokurov et al., 2007).

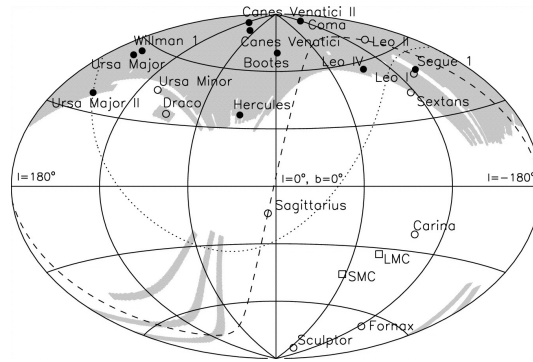


Figura 8.11: Ubicaciones de las galaxias satélites de la MW en coordenadas Galácticas (Belokurov et al., 2007). *Círculos llenos*: enanas descubiertas con SDSS, incluyendo uFd; *círculos vacíos*: enanas conocidas previamente. *Zonas grises*: cobertura del SDSS. *Línea de trazos*: corriente de Sagitario; *línea de puntos*: corriente “huérfana”.

8.3.4. Corrientes tidales

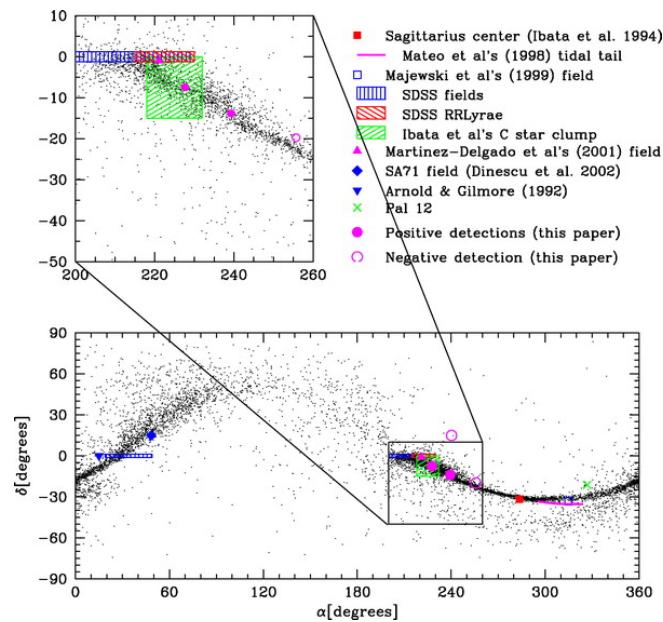


Figura 8.12: La corriente tidal de Sagitario (Martínez-Delgado et al., 2004).

Seleccionando estrellas del SDSS según criterios adecuados de color y velocidad radial, se han identificado *corrientes tidales* en el halo de la MW, que corresponderían a galaxias satélites que han sido desmembradas por la fuerza de marea de la MW.

En particular, la más notable está asociada a la galaxia enana de Sagitario (Fig. 8.12).

Bibliografía del capítulo:

- *Galaxies in the Universe: An Introduction*, Linda S. Sparke & John S. Gallagher III (Cambridge University Press, 2nd. Edition, 2000).
 - *The galaxies of the Local Group*, Sydney van den Bergh (Cambridge University Press, 2000).
-

Capítulo 9

Cúmulos de galaxias y estructura a gran escala

*Limitless undying love which
shines around me like a million suns
It calls me on and on across the universe*
(Across The Universe – The Beatles)

9.1. Grupos y cúmulos de galaxias

Cúmulos: estructuras más densas y ricas

- $\gtrsim 50$ galaxias luminosas ($\mathcal{L} \gtrsim \mathcal{L}^*$)
- dominado por E y S0
- alta dispersión de velocidades ($\sigma_r \sim 700 - 1200 \text{ km s}^{-1}$)

Grupos: estructuras (en general) menos densas y con pocas galaxias (ej.: Grupo Local, ver Cap. 8)

- menor número de galaxias
- poblados mayormente por espirales e irregulares
- baja dispersión de velocidades ($\sigma_r \sim 100 - 500 \text{ km s}^{-1}$)

Por ej., el grupo de la Osa Mayor (dominado por M81) no tiene más de 2 galaxias E entre sus 79 galaxias más luminosas.

La Fig. 9.1 compara las funciones de luminosidad discriminadas según tipo morfológico para un ambiente de grupos (*izq.*) y un cúmulo (*der.*, cúmulo de Virgo).

El ambiente de grupos favorece las interacciones entre galaxias, porque las velocidades relativas son bajas. En los cúmulos, en cambio, son preponderantes los efectos ambientales a mayor escala.

9.1.1. Interacciones

Gas en grupos y cúmulos

La capa de H I en una galaxia S se extiende más que la componente estelar → el disco de gas es afectado más fácilmente por interacciones.

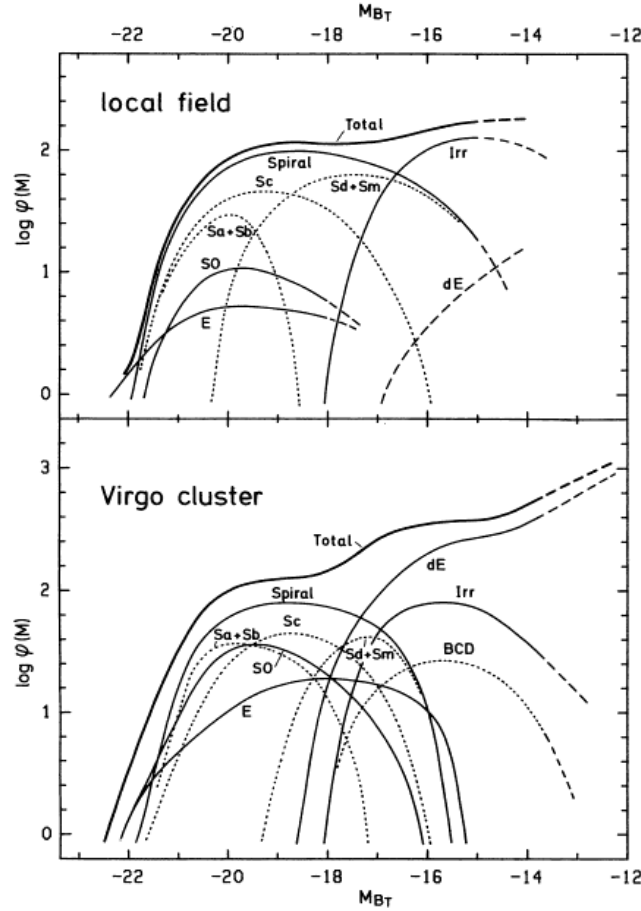


Figura 9.1: Funciones de luminosidad en grupos y cúmulos (Virgo).

En regiones densas (ej.: zona interna del cúmulo de Virgo o de Coma) los discos de H α de las S son más chicos que en regiones menos densas; se supone que el H α ha sido barrido por el gas caliente intracúmulo.

En los grupos prevalecen las interacciones entre galaxias. La Fig.9.2 muestra estructuras de H α entre las galaxias, posiblemente arrancadas por su mutua interacción gravitatoria. Tal es el caso también de la Corriente Magallánica (ver 8.3.1).

En cambio, en los cúmulos se puede notar el efecto del medio intergaláctico o intracúmulo (ICM). Esto vale tanto para el gas neutro de las galaxias S como para el plasma de los jets de radiogalaxias (Fig. 9.3).

El ICM en grupos densos y cúmulos es gas ionizado, que puede llegar hasta $T \sim 10^7$ K ($T \propto \sigma_v$). Composición: hidrógeno + metales (Fe 24 veces ionizado, oxígeno ionizado, Mg, S, etc.). Es probablemente una mezcla de material que nunca llegó a ser acreetado a galaxias + gas enriquecido expulsado de las mismas.

Los grupos pueden retener gas caliente si $100 h^{-1} \lesssim \frac{M}{L} \lesssim 350 h^{-1}$.

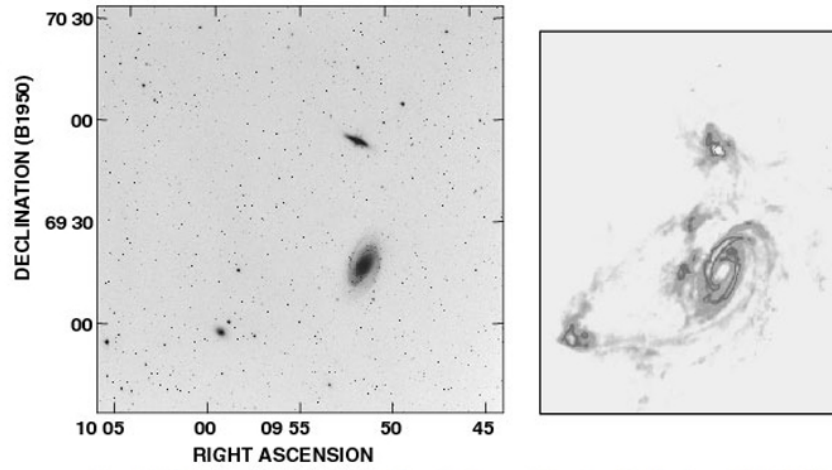


Fig 7.2 (M. Yun) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 9.2: Imagen óptica (*izq.*) de M 81, la galaxia starburst M 82 (al norte) y NGC 3077 al sudeste. A la derecha se muestra el mapa de H I a la misma escala.

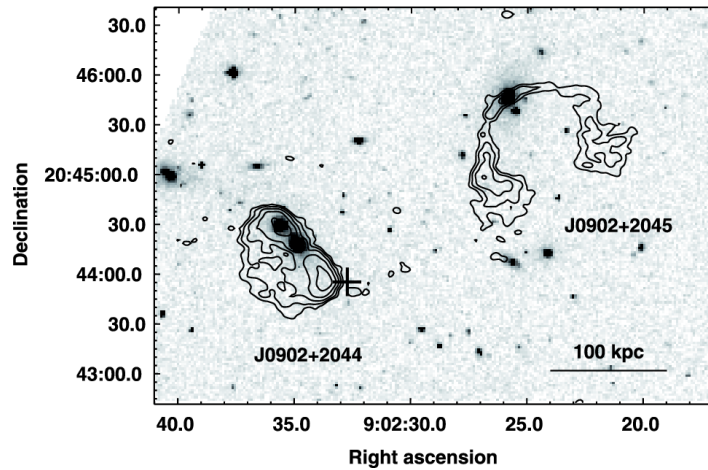


Figura 9.3: Imagen óptica SDSS y contornos de radio en 610 MHz, mostrando una radiogalaxia cuyos jets se hallan distorsionados por el medio intergaláctico (Giacintucci & Venturi, 2009).

La aproximación impulsiva

En interacciones gravitatorias distantes, la fuerza entre dos estrellas es suficientemente débil como para que las mismas se desvíen poco de sus caminos originales mientras dura el encuentro. Se aplica entonces la *aproximación impulsiva*, calculando las fuerzas que las estrellas sentirían moviéndose a lo largo de los caminos que seguirían en el caso no perturbado.

Cuando dos galaxias tienen un encuentro cercano, parte de su energía cinética de traslación se transfiere a movimientos de las estrellas dentro de cada galaxia. Al separarse, las galaxias se mueven más lentamente.

Usamos el método de la aproximación impulsiva entre una galaxia de masa M y una estrella estacionaria de masa m perteneciente a la otra galaxia (Fig. 9.4).

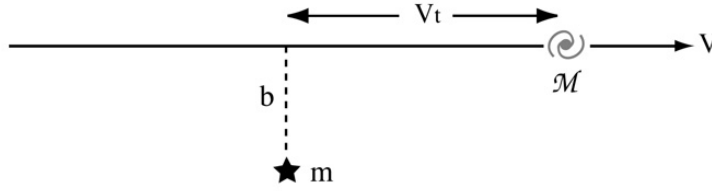


Fig 7.4 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 9.4: Encuentro rápido o débil entre una galaxia de masa $\mathcal{M}$ y una estrella estacionaria de masa m .

$\mathcal{M}$ se mueve sobre una recta con velocidad v . La gravedad de m le da a $\mathcal{M}$ un pequeño movimiento $v_{\perp}$ perpendicular a la trayectoria.

Midiendo el tiempo t desde el pasaje por el punto de máximo acercamiento, la fuerza perpendicular es:

$$F_{\perp} = \frac{G m \mathcal{M} b}{(b^2 + v^2 t^2)^{\frac{3}{2}}} = \mathcal{M} \frac{dv_{\perp}}{dt}. \quad (9.1)$$

Integrando sobre el tiempo, un largo tiempo después del encuentro la velocidad perpendicular de $\mathcal{M}$ es:

$$\Delta v_{\perp} = \frac{1}{\mathcal{M}} \int_{-\infty}^{\infty} F_{\perp}(t) dt \quad (9.2)$$

que usando

$$\int \frac{dx}{(a^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{x}{a^2 \sqrt{a^2 + x^2}}$$

permite obtener

$$\Delta v_{\perp} = \frac{2 G m}{b v}. \quad (9.3)$$

Esto vale para una galaxia con radio de core $r_c \ll b$.

En esta aproximación el módulo de la velocidad de $\mathcal{M}$ a lo largo de la trayectoria no cambia (los efectos antes y después del máximo acercamiento se cancelan).

La trayectoria de $\mathcal{M}$ entonces se curva un ángulo

$$\alpha = \frac{\Delta v_{\perp}}{v} = \frac{2 G m}{b v^2}. \quad (9.4)$$

Por conservación de la cantidad de movimiento en la dirección perpendicular, después del encuentro la estrella m se aproxima a la trayectoria de $\mathcal{M}$ con velocidad $2G\mathcal{M}/bv$.

La velocidad mutua es entonces:

$$\frac{2 G m}{b v} + \frac{2 G \mathcal{M}}{b v} = \frac{2 G (m + \mathcal{M})}{b v} \ll v \quad (9.5)$$

donde la desigualdad es para que valga la aproximación impulsiva, y entonces:

$$b \gg \frac{2G(m + \mathcal{M})}{v^2}. \quad (9.6)$$

La estrella m en la otra galaxia gana una cantidad de movimiento igual y opuesta, así que la energía cinética total en el movimiento perpendicular es:

$$\Delta\mathcal{T}_\perp = \frac{\mathcal{M}}{2} \left(\frac{2Gm}{bv} \right)^2 + \frac{m}{2} \left(\frac{2G\mathcal{M}}{bv} \right)^2 = \frac{2G^2 m \mathcal{M}(m + \mathcal{M})}{b^2 v^2}. \quad (9.7)$$

Notar que el objeto de menor masa adquiere la mayor energía, la cual es provista por el movimiento de traslación de $\mathcal{M}$; la velocidad de ésta cambia en $\Delta v_\parallel$.

Mucho antes y mucho después del encuentro, la energía potencial es chica $\rightarrow$ podemos igualar las energías cinéticas:

$$\frac{\mathcal{M}}{2} v^2 = \Delta\mathcal{T}_\perp + \frac{\mathcal{M}}{2} (v + \Delta v_\parallel)^2 + \frac{m}{2} \left(\frac{\mathcal{M}}{m} \Delta v_\parallel \right)^2. \quad (9.8)$$

Si $\Delta v_\parallel \ll v \Rightarrow$ despreciamos términos en $(\Delta v_\parallel)^2$, y se obtiene que $\mathcal{M}$ pierde velocidad:

$$-\Delta v_\parallel \approx \frac{\Delta\mathcal{T}_\perp}{\mathcal{M}v} = \frac{2G^2 m(m + \mathcal{M})}{b^2 v^3}. \quad (9.9)$$

- La energía cinética transferida a m aumenta con $\mathcal{M}^2 \rightarrow$ el movimiento de una galaxia más masiva se frena más rápidamente.
- A mayor velocidad de la galaxia $\mathcal{M}$, esta pierde menos velocidad, porque hay menos tiempo para transferir energía a m .

El efecto combinado de una distribución de estrellas de masa m es lo que se conoce como *fricción dinámica*, que tiende a desacelerar a la galaxia que transita.

Si una de las galaxias es de disco, y su spin es paralelo al momento angular orbital, el efecto se maximiza, produciendo estructuras como colas tidales.

A diferencia de los grupos, donde predominan las interacciones galaxia-galaxia, en los cúmulos un mecanismo importante es la presión de choque (*ram pressure*) que sufre el gas neutro interestelar de la galaxia contra el gas caliente intra-cúmulo.

9.1.2. Grupos compactos

A diferencia del LG, con sus dos espirales luminosas en un volumen de $R \simeq 1$ Mpc, existen *grupos compactos*, compuestos por unas pocas galaxias, pero muy juntas ($\Rightarrow$ alta densidad).

Ejemplo muy conocido: el Quinteto de Stephan (Fig. 9.5). Virtualmente todo el gas de este grupo compacto se halla fuera de las galaxias, coincidiendo con la distribución de material estelar arrancado de las galaxias, que forma una envoltura extendida.

9.1.3. Cúmulos de galaxias

George Abell: catálogo de 1958 + suplemento de 1989 $\rightarrow$ 4073 cúmulos ricos. Cada uno tiene al menos 30 galaxias luminosas ($\mathcal{L} \gtrsim \mathcal{L}^* \sim 2 \times 10^{10} \mathcal{L}_\odot$) dentro de un radio de $\sim 1.5 h^{-1}$ Mpc.

Cúmulos de galaxias más cercanos: Virgo ($d = 16$ Mpc; ~ 1300 galaxias catalogadas, 150 de ellas con $\mathcal{L} \gtrsim 10^9 \mathcal{L}_\odot$) y Fornax (menos poblado, pero más denso que Virgo).

Bastante más lejano ($d \simeq 70 h^{-1}$ Mpc), pero más poblado (“rico”) es Coma (Abell 1656).

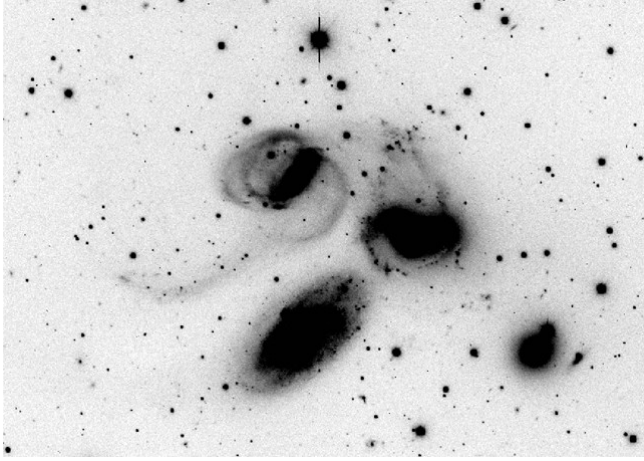


Figura 9.5: El Quinteto de Stephan ($\equiv$ Grupo compacto de Hickson 92), con 4 espirales luminosas en un área de 80 kpc (3.2 arcmin) de lado. *Izq.*: imagen óptica. La espiral en el centro, abajo, no es miembro; tiene z mucho menor que el resto. *Abajo*: contornos XMM-Newton (0.3-3.0 keV) sobre imagen óptica (R) – contornos óptico (R) sobre imagen X en color “real” (Trinchieri et al., 2005).

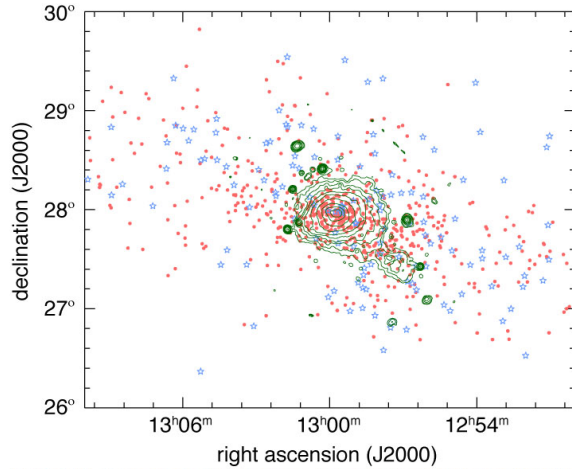
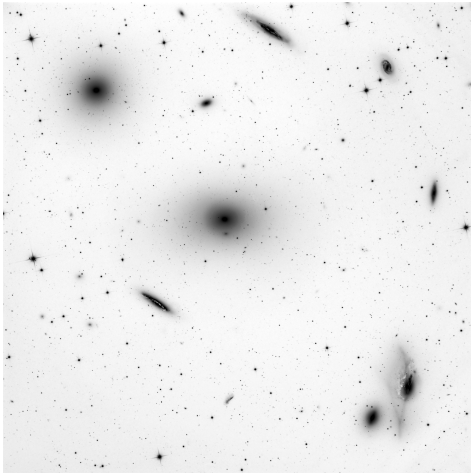
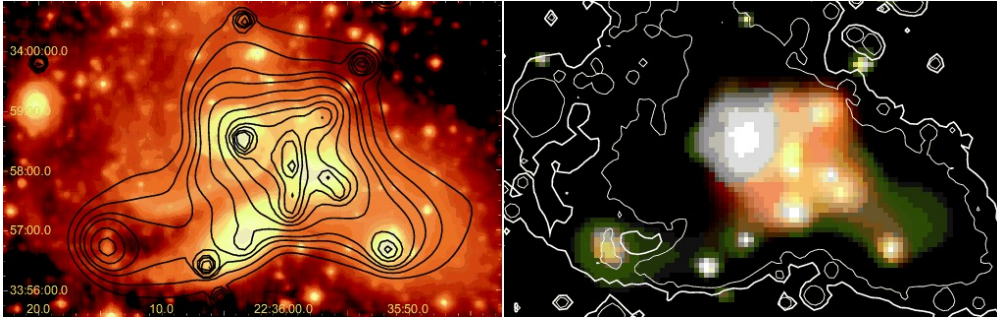


Fig 7.10 (M. van Haarlem) ‘Galaxies in the Universe’ Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 9.6: *Izq.*: zona central del cúmulo de Virgo. *Der.*: distribución espacial de galaxias en el cúmulo de Coma; *puntos (rojos)*: galaxias E, *asteriscos vacíos (azules)*: galaxias S; contornos: emisión X.

El cúmulo de Virgo tiene una densidad moderada, en su zona central se pueden encontrar algunas galaxias tardías (S). En Coma, mucho más denso, la zona central carece por completo de espirales (Fig. 9.6).

En la zona central de Virgo, el brillo superficial promedio en B es $\sim 5 \times 10^{11} \mathcal{L}_{\odot} \text{Mpc}^{-2} \cong 0.5 \mathcal{L}_{\odot} \text{pc}^{-2}$. Radio de core: $r_c \approx 1.7' \equiv 0.5 \text{ Mpc}$. Dentro de r_c la densidad volumétrica es $3 \times 10^{11} \mathcal{L}_{\odot} \text{Mpc}^{-3}$. Luminosidad total dentro de los $6'$ centrales: $\mathcal{L} \approx 1.3 \times 10^{12} \mathcal{L}_{\odot} \Rightarrow \langle \rho_{\mathcal{L}} \rangle \approx 3 \times 10^{10} \mathcal{L}_{\odot} \text{Mpc}^{-3}$.

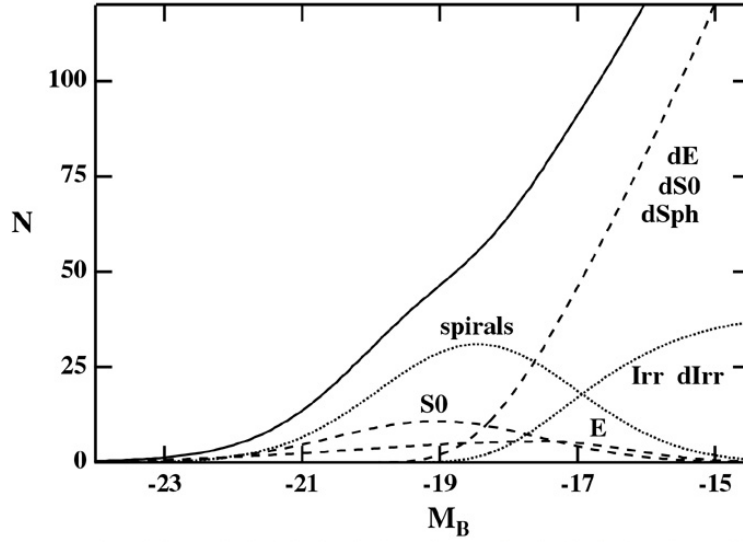


Fig 7.8 (H. Jerjen) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 9.7: Función de luminosidad en el cúmulo de Virgo, según tipos morfológicos.

Comparando esto último con la Ec. 3.35, vemos que la densidad luminosa en el core de Virgo es ~ 3000 veces la densidad media del Universo ($\sim 10^8 \mathcal{L}_\odot \text{Mpc}^{-3}$).

Subestructura

En general, los cúmulos de galaxias no tienen simetría esférica ni son sistemas relajados, sino que presentan subestructuras “cayendo” al potencial central. Ej.: en Virgo hay un subconjunto de galaxias rodeando a M 49 que estaría por detrás del grupo principal centrado en M 87. Ambas estructuras están cayendo una a la otra a varios 10^2 km s^{-1} .

Las velocidades de las galaxias en cúmulos son típicamente de varios 10^2 km s^{-1} , o sea solo un poco mayores que las velocidades de las estrellas dentro de las galaxias. Pero los tamaños de los cúmulos son cientos de veces mayores que las galaxias $\Rightarrow$ los tiempos de cruce son largos, incluso mayores que la edad del Universo.

Ej.: Coma tiene disp. de velocidades $\sigma_r \approx 1200 \text{ km s}^{-1}$ en su zona central, descendiendo a $\sigma_r \approx 700 \text{ km s}^{-1}$ para $R \gtrsim 1 h^{-1} \text{ Mpc}$.

Considerando una galaxia típica a $R \approx 3 h^{-1} \text{ Mpc}$ del centro del cúmulo, el tiempo de cruce será:

$$t_{\text{cr}} = \left(\frac{4 h^{-1} \text{ Mpc}}{700 \text{ km s}^{-1}} + \frac{2 h^{-1} \text{ Mpc}}{1200 \text{ km s}^{-1}} \right) \frac{3.084 \times 10^{19} \text{ km Mpc}^{-1}}{3.156 \times 10^7 \text{ s/yr}} = 7.2 \times 10^9 h^{-1} \text{ años.}$$

Comparando con la edad del Universo $t_0 = 13.7 \times 10^9$ años, para $h = 0.71$:

$$t_{\text{cr}} \approx 5.1 \times 10^9 \text{ años} \sim 0.4 t_0.$$

Relación morfología - densidad

La relación morfología - densidad se conoce desde Hubble & Humason (1931), quienes describen al cúmulo de Virgo:

Nebulosas de todos los tipos excepto irregulares están representadas entre sus miembros, pero las elípticas y espirales tempranas son relativamente mucho más numerosas que entre las nebulosas de campo. La predominancia de tipos tempranos es una característica evidente de los cúmulos en general.

Otros investigadores vuelven a abordar el tema, con una primera cuantificación del mismo a cargo de Dressler (1980, Fig.9.8).

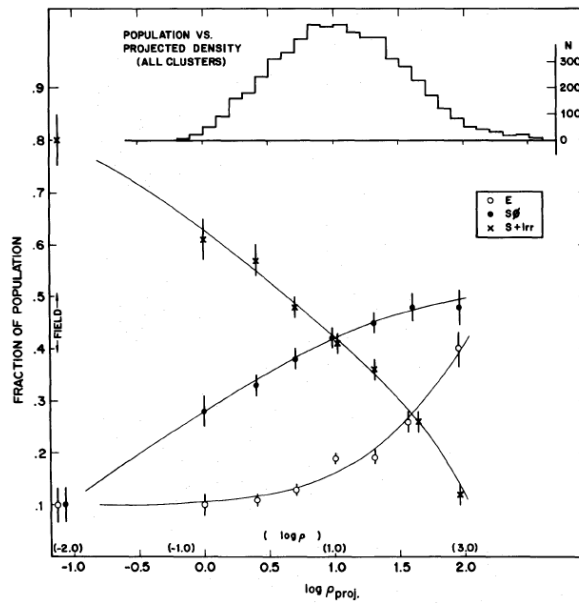


Figura 9.8: Fracción de galaxias E, S0, y S+I en función de la densidad proyectada (galaxias Mpc^{-2}). Datos para 55 cúmulos ricos y campo (Dressler, 1980).

La Fig. 9.9 muestra que la cadena formada por el supercúmulo de Perseo resulta bien trazada por las galaxias de tipo temprano (E, S0), y se va desdibujando para tipos más tardíos. Para galaxias más tardías que Sc ya no puede apreciarse, aun cuando se trata de galaxias a la misma distancia del supercúmulo.

La Fig. 9.10 muestra la fracción de galaxias E, S0, y S en grupos, en función del corrimiento al rojo. Notar el aumento de la fracción de galaxias S0 a partir de $z \sim 0.5$; esta fracción es similar en grupos y en cúmulos o grupos seleccionados por rayos X (es decir, con un medio intra-grupo denso). Incluso, la formación de galaxias S0 no depende de la cercanía al centro del grupo. Se concluye que la interacción con un medio intra-cúmulo denso (emisor de r-X) no es determinante para la formación de las S0. Las E, en cambio, están fuertemente restringidas a los centros de grupos.

Se concluye que los ambientes de grupos y subgrupos son determinantes para la formación de galaxias S0, y los mecanismos responsables serían fusiones menores, hostigamiento galáctico, e interacciones tidales. Esto es lo que se conoce como preprocesamiento en grupos.

Una alternativa a trabajar con la clasificación morfológica es usar observables que sirven como indicadores de la estructura, edad, metalicidad, etc., de las galaxias (Sec. 3.2). Esto es conveniente sobre todo cuando se trabaja con grandes bases de datos (ej. SDSS).

La Fig. 9.11 muestra la relación entre el índice $D(4000)$, que cuantifica la edad promedio de la población estelar, y la masa estelar para galaxias del SDSS en cuatro ambientes de distintas densidades

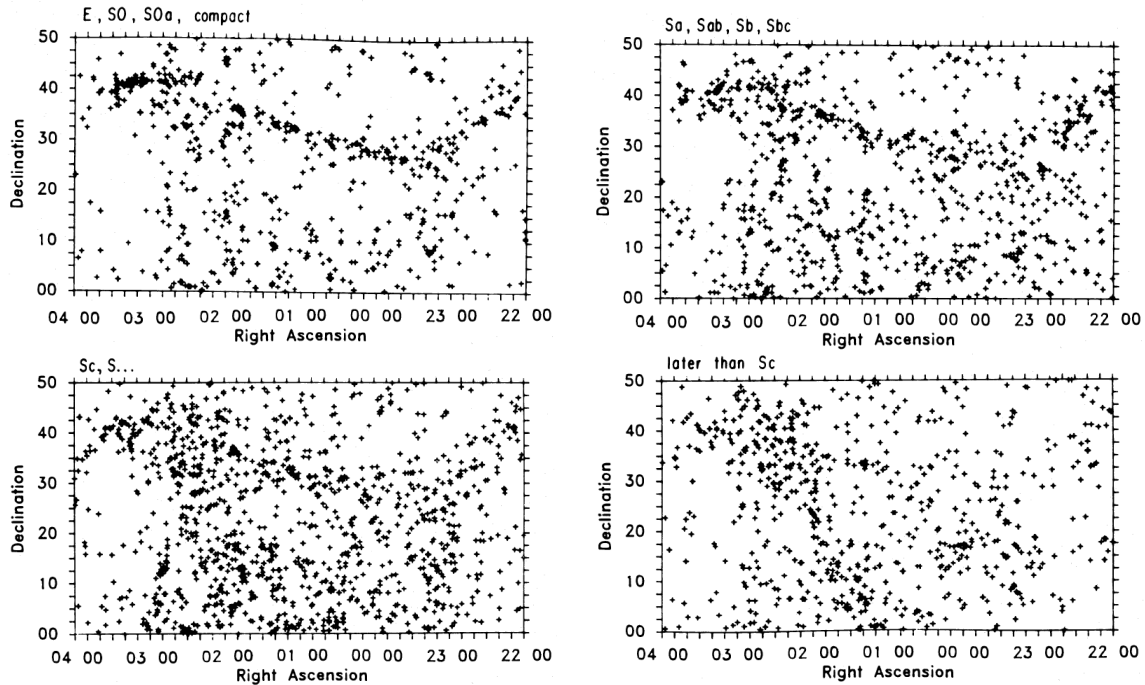


Figura 9.9: Distribución proyectada de 3558 galaxias del UGC, discriminadas según tipo morfológico (Giovanelli et al., 1986).

(Blanton & Moustakas, 2009). En este caso, la densidad se cuantifica por N_n , el número de galaxias vecinas con $M_r - 5 \log h < -18.5$, dentro de una distancia proyectada de $500 h^{-1} \text{ kpc}$, y una diferencia de velocidad radial $\Delta v_R \leq 600 \text{ km s}^{-1}$.

Las distribuciones en $D(4000)$ son claramente bimodales, correspondiendo a galaxias de tipos temprano ($D(4000) \gtrsim 1.6$) y tardío ($D(4000) \lesssim 1.6$). Para cada uno de estos subconjuntos hay una relación con la masa estelar. Las pendientes de estas relaciones se mantienen similares para los distintos ambientes, pero se ve claramente cómo disminuye la proporción entre galaxias tardías y tempranas al ir desde las bajas densidades del “campo” hasta las altas densidades de los cúmulos.

Galaxias elípticas: ¿naturaleza, crianza, o fusión?

Las galaxias E se encuentran en las regiones centrales de los cúmulos, mientras que las S habitan regiones de baja densidad.

Ahora bien, las E están compuestas por estrellas casi tan viejas como el Universo, pero los cúmulos siguen formándose aun en el presente.

¿Al formarse, cómo “sabía” una galaxia E que iba a ir a parar a la zona central de un cúmulo?

Esta es la base de la pregunta: ¿naturaleza, crianza, o fusión? (*nature, nurture, o merger?*).

Posibilidad:

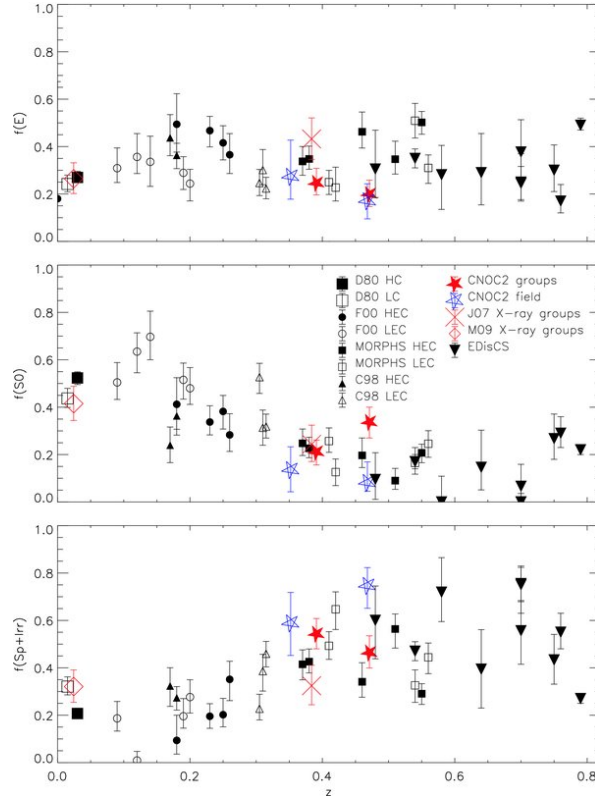


Figura 9.10: Fracción de galaxias E, S0, y S en grupos, en función del corrimiento al rojo (Wilman et al., 2009).

- Las estrellas son más viejas que las galaxias E, es decir, se formaron *antes* en sistemas menores que luego fueron fusionándose.

El colapso de una única nube de gas produce un sistema esferoidal de baja densidad y baja metalicidad, tipo el halo de la MW.

El ensamblaje de varias subunidades parcialmente gaseosas permite un enriquecimiento por reciclado del gas. El gas tiende a caer a la zona central conservando su momento angular $\rightarrow$ disco $\rightarrow$ se forma galaxia E “disky”.

Las E más luminosas se formarían por fusión de galaxias de disco, que se producen en los grupos antes de pasar a formar parte del cúmulo. La fusión tiende a aumentar la dispersión de velocidades de las estrellas $\rightarrow$ baja densidad (recordar menor brillo superficial en E más luminosas, Fig. 5.11). Durante la fusión se tienen que formar nuevas estrellas $\rightarrow$ aumenta la metalicidad.

Evidencias de distintos tipos de fusiones: mediante imágenes muy profundas, que llegan a $\mu(g) \simeq 29$ mag arcsec $^{-2}$, Duc et al. (2011) detectan evidencias de fusiones menores y mayores relativamente recientes en galaxias E.

Problema: ¿Cómo explicar con fusiones las relaciones del plano fundamental (Fig. 5.14) y la relación color-luminosidad (Fig. 5.16) para galaxias E?

La $\mathcal{L}$ debería depender solamente de la masa total en estrellas y gas ensamblados durante las sucesivas fusiones, mientras que las otras propiedades dependen de cómo fue la historia de dichas fusiones. Ej.:

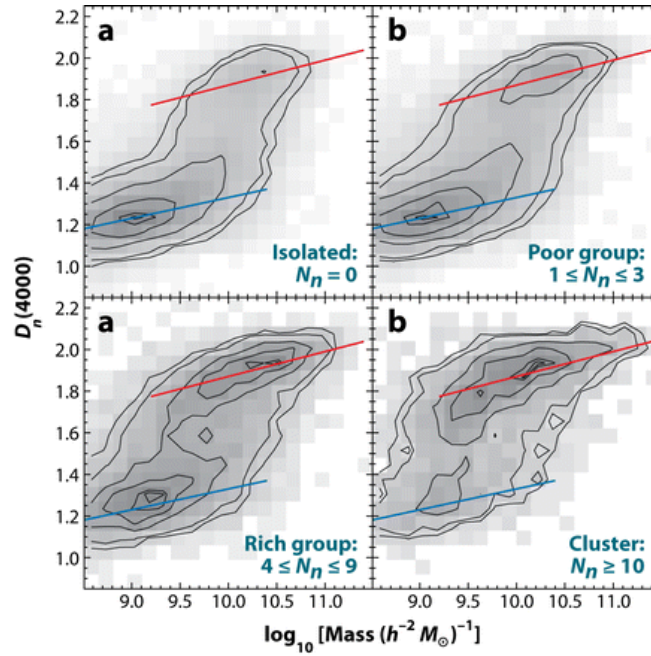


Figura 9.11: Relación entre el índice $D(4000)$ y la masa estelar para galaxias del SDSS en cuatro ambientes de distintas densidades (Blanton & Moustakas, 2009).

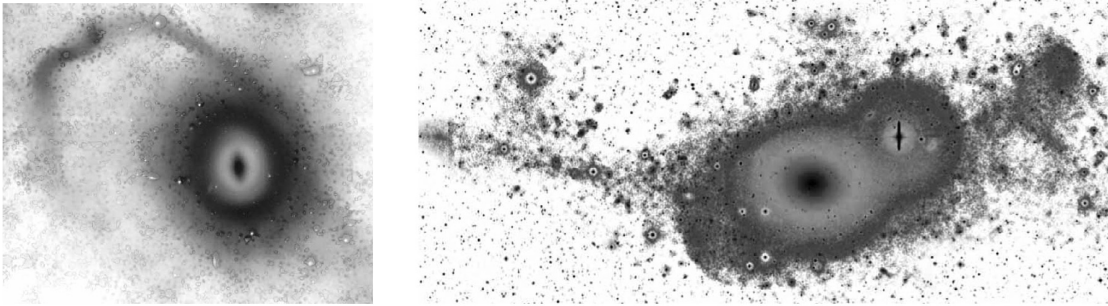


Figura 9.12: *Izq.*: evidencia de una fusión menor reciente; *der.*: evidencia de una fusión mayor ocurrida entre 2 y 5 Gyr atrás (Duc et al., 2011). Notar la escasa profundidad de las imágenes del SDSS mostradas en negro en el centro de cada galaxia.

el color es muy sensible al instante del último evento importante de formación estelar. No es fácil ver de qué manera una serie de encuentros al azar pueden generar una relación color-magnitud bien definida como la que se observa.

9.2. El Supercúmulo Local

Las galaxias dentro de unos 30 Mpc del LG forman una distribución de cúmulos conocida como el Supercúmulo Local. Está aproximadamente centrado en el Cúmulo de Virgo, y el LG se halla en un borde (Fig. 9.13).

Es una distribución algo aplanada; el plano se denomina Plano Supergaláctico. Es $\sim$ perpendicular al

plano Galáctico, en la dirección $l = 140^\circ \rightarrow l = 320^\circ$ (Fig. 9.13).

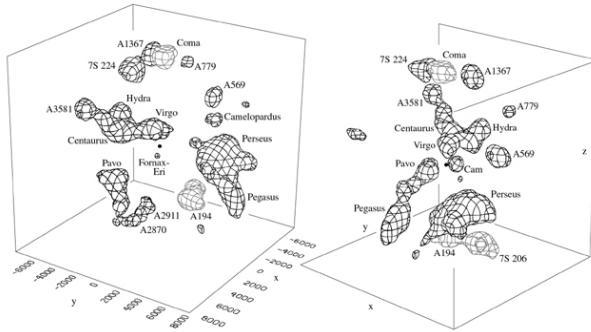


Fig 4.3 (M. Hudson) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

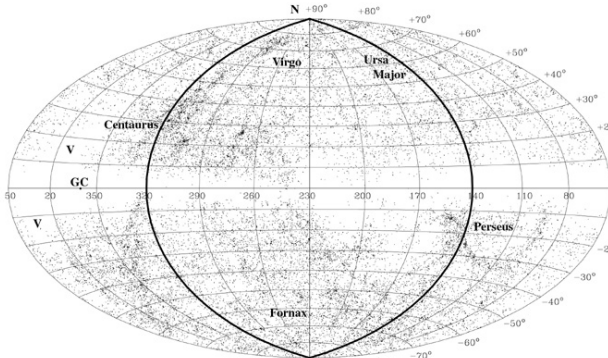


Fig 8.1 (Kolatt & Lahav) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

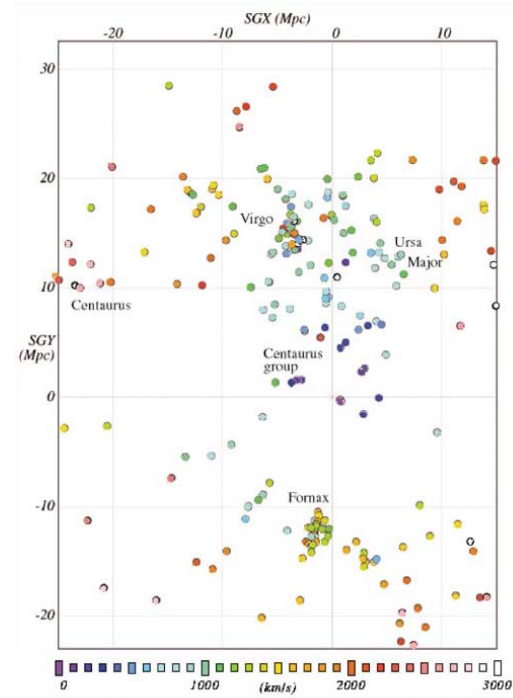


Fig 8.2 (J. Tonry) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 9.13: *Izq.-arriba*: concentraciones de galaxias dentro de $80 h^{-1}$ Mpc del LG: las grillas encierran regiones donde la densidad de galaxias supera el 50 % del promedio. El punto marca el origen (LG); los ejes están en v_R (km s^{-1}). El plano xy es el Plano Supergaláctico; a la derecha, vista a lo largo de dicho plano. *Izq.-abajo*: posiciones de 14 650 galaxias brillantes en coordenadas Galácticas. La línea gruesa marca el Plano Supergaláctico. *Der.:* posiciones de galaxias E cercanas proyectadas sobre el Plano Supergaláctico (MW en el origen de coordenadas). El color codifica corrimiento al rojo.

9.3. Estructura a gran escala

Los desarrollos instrumentales desde principios de los años 80 permitieron la obtención masiva de corrimientos al rojo. Se reveló una inesperada estructura para la materia luminosa en el Universo: en vez de cúmulos más o menos esféricos inmersos en un campo de galaxias distribuidas al azar, se obtuvo una distribución de galaxias concentradas en enormes “paredes” y “corrientes”, rodeando gigantescos huecos prácticamente sin galaxias (Fig. 9.14).

Esta estructura es dinámicamente joven: los cúmulos de galaxias no terminaron de formarse.

La densidad *promedio* en cúmulos como Perseo o Coma es solo 10-100 veces mayor que la media del Universo $\rightarrow$ las fuerzas de ligadura en un cúmulo o grupo son relativamente débiles. Como vimos antes, los tiempos de cruce son largos. En el caso del LG, M 31 y la MW se están aproximando *por primera vez*.

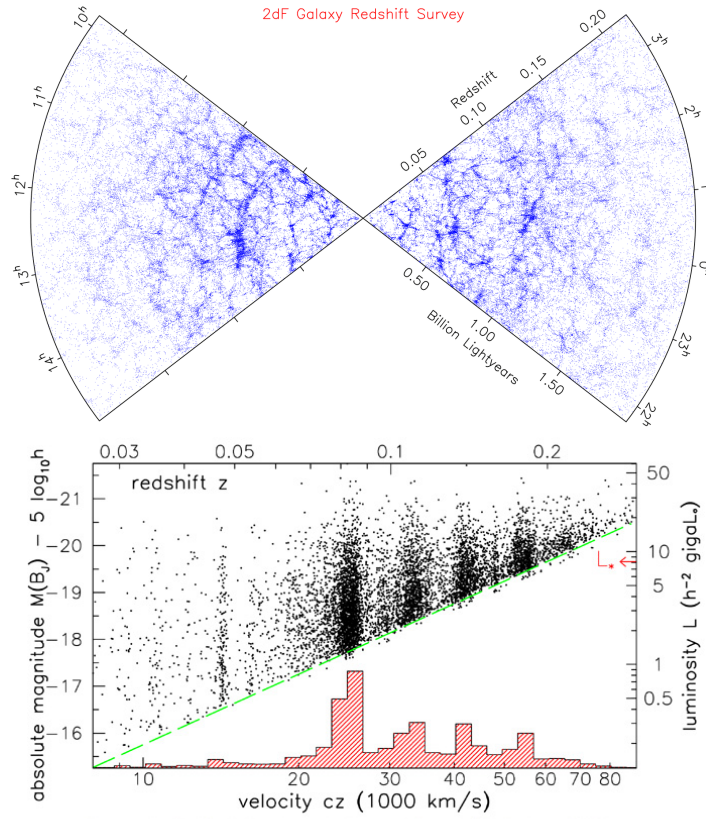


Fig 8.4 (2dF) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 9.14: *Arriba*: galaxias del 2dFGRS. Se ilustran dos “tajadas” o “cuñas” en un intervalo chico de declinación, para dos rangos de AR. El corrimiento al rojo equivale a distancia, dada en unidades de 10^9 años-luz. *Abajo*: magnitud absoluta azul contra velocidad de recesión.

Los movimientos de los cúmulos y grupos son mayormente de caída hacia las mayores concentraciones de masa, de acuerdo a las sobredensidades trazadas en el origen del Universo.

El “diagrama de cuña” de la Fig. 9.14 muestra aún más estructura que las posiciones proyectadas de la Fig. 9.13. Se notan las paredes y estructuras filamentosas de galaxias; en sus intersecciones se encuentran los cúmulos ricos de galaxias.

Entre los filamentos hay regiones prácticamente vacías de galaxias luminosas: estos “huecos” (*voids*) tienen típicamente $\gtrsim 50 h^{-1}$ Mpc de diámetro.

Notar el “Hueco Local” (*Local Void*), marcado con una “V” en la Fig. 9.13, *izq.-abajo*.

Si consideramos como típica la velocidad del LG respecto del CMB (600 km s^{-1}), para moverse desde el centro de un hueco de $60 h^{-1}$ Mpc de diámetro hasta el borde del mismo, una galaxia tardaría:

$$\frac{30 h^{-1} \text{ Mpc}}{600 \text{ km s}^{-1}} \frac{3.084 \times 10^{19} \text{ km Mpc}^{-1}}{3.156 \times 10^7 \text{ s/yr}} \simeq 50 h^{-1} \text{ Gyr.}$$

O sea que estos huecos no pueden ser de origen reciente, sino que se deben haber formado en épocas muy tempranas, cuando el Universo era mucho más compacto.

La Fig. 9.14 inferior muestra que a las mayores distancias solo se incluyen las galaxias más luminosas (y poco numerosas).

La escasez de galaxias cercanas se debe a que el volumen relevado dentro de un ángulo sólido aumenta rápidamente con la distancia:

$$\Delta V = \Omega d^2 \Delta d.$$

La densidad de las “paredes” resulta exagerada en las figuras, porque se usa z para estimar la distancia. Los movimientos de caída hacia las concentraciones de masa hacen parecer más lejanas las galaxias que están entre la pared y nosotros, y más cercanas las que están del otro lado.

En contraste, los cúmulos densos aparecen elongados en la dirección del observador, porque las altas velocidades peculiares (hasta $\sim 1500 \text{ km s}^{-1}$) producen errores en sus distancias $\lesssim 15 h^{-1} \text{ Mpc}$. Estas estructuras (espuriamente) elongadas se han conocido como “dedos de Dios” (Fig. 9.15, *izq.*).

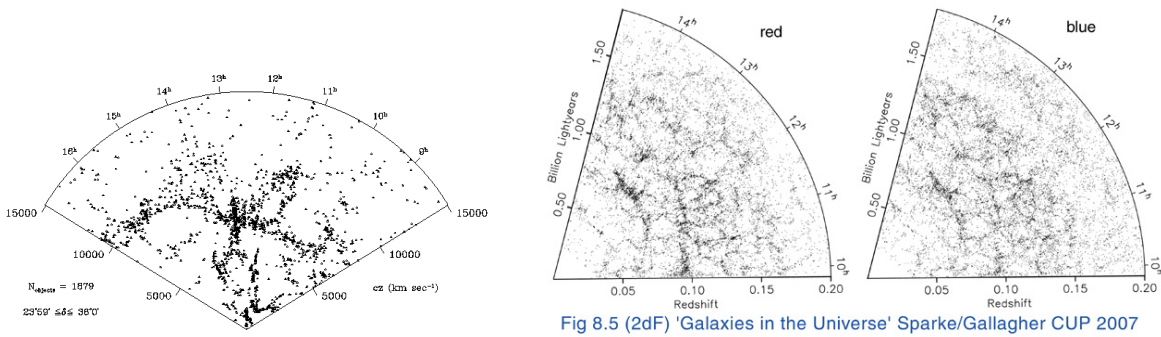


Fig 8.5 (2dF) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 9.15: Diagrama de cuña para 1879 galaxias hasta $cz < 15000 \text{ km s}^{-1}$ (*izq.*). Diagramas de cuña para galaxias rojas y azules (*der.*).

La Fig. 9.15 (*der.*) muestra diagramas de cuña discriminando galaxias según su color. Las rojas (tempranas) trazan las zonas más densas, mientras que las galaxias azules (tardías) se ubican en la periferia de las concentraciones.

Great Wall: la “Gran Muralla” es una estructura a $cz \approx 7000 \text{ km s}^{-1} \equiv d = 70 h^{-1} \text{ Mpc}$, que corre a través del cúmulo de Coma, y a lo largo de $100 h^{-1} \text{ Mpc}$.

9.3.1. Medidas de agrupamiento de galaxias

La función de correlación de dos puntos

Esta es una forma de describir la tendencia de las galaxias a agruparse (*clustering*). Sean dos volúmenes (pequeños) ΔV_1 y ΔV_2 elegidos al azar; si la densidad media de galaxias por Mpc^{-3} es n , la probabilidad de encontrar una galaxia en ΔV_1 es $n \Delta V_1$.

Si las galaxias tienden a agruparse, la probabilidad de hallar otra galaxia en ΔV_2 será mayor cuando la separación r_{12} entre las dos regiones es pequeña. La probabilidad conjunta de encontrar una galaxia en cada volumen es:

$$\Delta P = n^2 [1 + \xi(r_{12})] \Delta V_1 \Delta V_2. \quad (9.10)$$

Si $\xi(r) > 0$ para r chicos $\Rightarrow$ las galaxias están agrupadas, mientras que si $\xi(r) < 0 \Rightarrow$ tienden a evitarse.

Generalmente se calcula $\xi(r)$ estimando distancias mediante corrimientos al rojo, corrigiendo por velocidades peculiares. En escalas de $r \lesssim 50 h^{-1} \text{ Mpc}$, la función de correlación de dos puntos toma la

forma:

$$\xi(r) \approx \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-\gamma}, \quad (9.11)$$

con $\gamma > 0$.

La probabilidad de encontrar una galaxia dentro de un radio r de otra es significativamente mayor que por azar cuando $r < r_0$, la *longitud de correlación*.

Dado que $\xi(r)$ representa la desviación respecto de una densidad promedio, tiene que hacerse negativa en algún punto a medida que r se incrementa.

Un promedio grueso sobre varios relevamientos da: $r_0 \sim 5 h^{-1} \text{ Mpc}$ y $\gamma \sim 1.8$. La función de correlación de dos puntos oscila alrededor de cero para $r \gtrsim 30 h^{-1} \text{ Mpc}$, que corresponde al tamaño aproximado de las estructuras más grandes (huecos / murallas).

Lamentablemente, la fc2p no es muy útil para describir estructuras 1-D tipo filamento o 2-D tipo muralla (Fig. 9.14), porque promedia en un volumen esférico.

La transformada de Fourier de $\xi(r)$ es el *espectro de potencias* $P(k)$:

$$P(\vec{k}) \equiv \int \xi(r) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) d^3\vec{r} = 4\pi \int_0^\infty \frac{\sin kr}{kr} r^2 dr, \quad (9.12)$$

de forma tal que k chico corresponde a escala espacial grande.

Dado que $\xi(r)$ es adimensional, $P(k)$ tiene dimensiones de volumen.

La función $\frac{\sin kr}{kr} > 0$ para $|kr| < \pi$, y oscila con amplitud decreciente a medida que kr crece; $P(k)$ aproximadamente alcanza su valor máximo cuando k^{-1} está cerca del radio para el cual $\xi(r)$ cae a cero. Esto ocurre para $k^{-1} \gtrsim 60 h^{-1} \text{ Mpc}$.

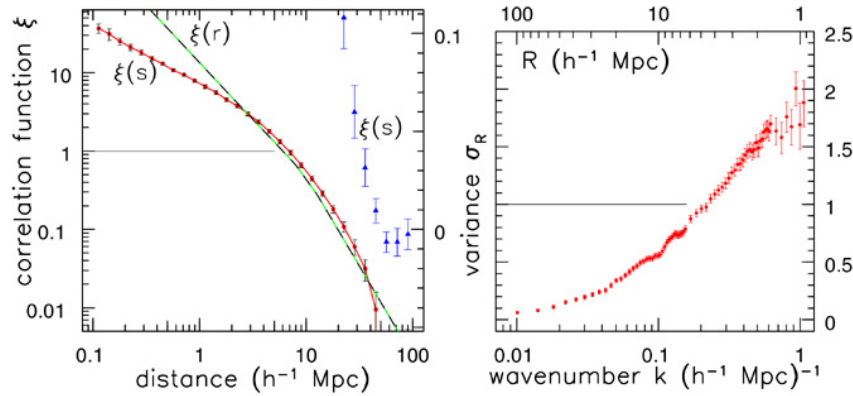


Fig 8.6 (Maddox, Cole) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 9.16: Función de correlación de dos puntos (*izq.*) y fluctuación media (*der.*).

La densidad local en la posición $\vec{x}$ puede escribirse como múltiplo del nivel medio $\bar{\rho}$:

$$\rho(\vec{x}) = \bar{\rho} [1 + \delta(\vec{x})]$$

y sea δ_R la desviación fraccional promediada en una esfera de radio R .

La cantidad adimensional $\langle \delta_R^2 \rangle$ mide la inhomogeneidad de la distribución de galaxias a esa escala. Si la estructura a una escala k^{-1} es al azar con respecto a escalas mayores y menores, se tiene:

$$\langle \delta_R^2 \rangle \approx \frac{k^3 P(k)}{2\pi^2} \equiv \Delta_k^2,$$

donde $k \approx R^{-1}$.

El espectro $P(k)$ se predice con los modelos cosmológicos de formación de estructura. Recordar que las fluctuaciones en el CMB son del orden de 10^{-5} ; hay que ver cómo pueden haber llevado a la actual estructura que es muy inhomogénea en escalas de hasta $100 h^{-1}$ Mpc.

9.3.2. Crecimiento de estructuras: movimientos peculiares

Los movimientos peculiares tienden a desvanecerse a medida que el Universo se expande.

Supongamos dos observadores comóviles, P y Q , suficientemente cercanos, tal que una galaxia se dirige de P a Q con $v_{\text{pec}} \gg H(t) d$, por lo que se puede considerar que le lleva un tiempo $\approx \frac{d}{v_{\text{pec}}}$ ir de un observador a otro.

Pero al llegar a la posición de Q , su velocidad respecto de éste es solamente $v_{\text{pec}} - H(t) d \Rightarrow$ la velocidad peculiar decrece respecto a un observador comóvil:

$$\frac{dv_{\text{pec}}}{dt} = -\frac{H(t) d}{d/v_{\text{pec}}} = -v_{\text{pec}} \frac{\dot{R}(t)}{R(t)}. \quad (9.13)$$

Integrando:

$$\begin{aligned} \int \frac{dv_{\text{pec}}}{v_{\text{pec}}} &= - \int \frac{1}{R(t)} \frac{dR(t)}{dt} dt \Rightarrow \ln v_{\text{pec}} = - \ln R(t) \\ &\Rightarrow v_{\text{pec}} \propto \frac{1}{R(t)}, \end{aligned} \quad (9.14)$$

es decir, las velocidades peculiares decrecen con la tasa de expansión del Universo.

El movimiento peculiar mejor medido es el del LG con respecto al CMB: $v_{\text{pec}} \approx 630 \text{ km s}^{-1}$ en la dirección $(l, b) \approx (276^\circ, 30^\circ)$.

Si su velocidad peculiar hubiese decrecido de acuerdo a la Ec. 9.14, entonces a $z \sim 1000$ las nubes de gas que le dieron origen tendrían que haberse movido a velocidades cercanas a la de la luz. En realidad, los movimientos peculiares de las galaxias se han generado bastante recientemente, debido a sus mutuas atracciones gravitatorias.

Flujo Virgocéntrico

Mediante modelos simples se estima para la posición ocupada por el LG una velocidad de caída hacia el Cúmulo de Virgo de unos 270 km s^{-1} . El panel derecho de la Fig. 9.17 muestra el resultado de restar este flujo Virgocéntrico a los grupos de galaxias de la Fig. 9.13-der. Con esto, se obtiene $v_r \propto d$, como predice la Ley de Hubble. Dentro de unos 25 Mpc de Virgo la mayoría de los puntos graficados se apartan menos de 100 km s^{-1} de la relación media.

Notar que las velocidades de los grupos más lejanos de Virgo (que mayormente están en dirección opuesta) tienden a situarse por encima de la recta. Esto indica que debe haber concentraciones de masa más lejanas causantes de movimientos propios significativos.

Crecimiento de estructura

Cuando una región del Universo contiene más materia que el promedio ($\bar{\rho}$), la mayor gravedad tiende a frenar más la expansión.

$$\rho(t) = \bar{\rho}(t) [1 + \delta(t)]. \quad (9.15)$$

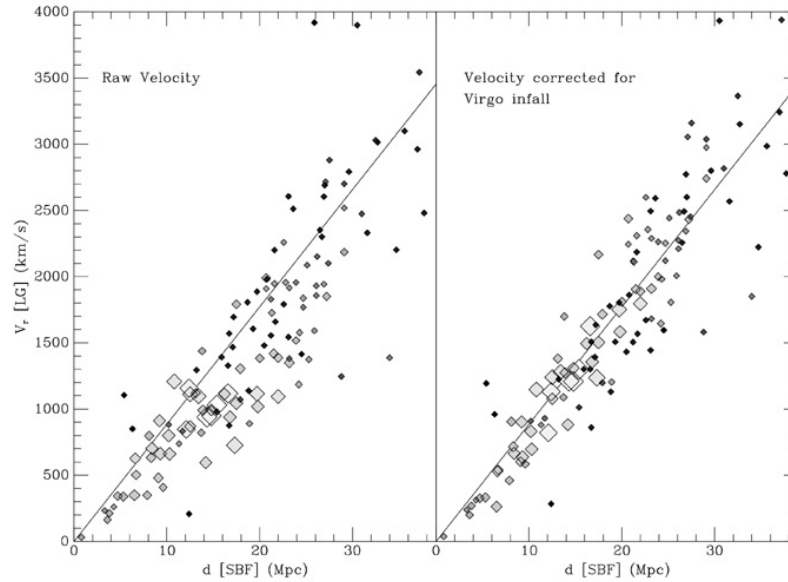


Fig 8.15 (J. Tonry) 'Galaxies in the Universe' Sparke/Gallagher CUP 2007

Figura 9.17: Velocidades de recesión medias respecto al LG, para los grupos de galaxias de la Fig. 9.13-*der.* El tamaño de los símbolos decrece según la distancia al Cúmulo de Virgo. *Izq.*: la velocidad cae debajo de la relación lineal para grupos cercanos a Virgo. *Der.*: los mismos datos corregidos por flujo Virgocéntrico.

Si las galaxias trazan la materia $\Rightarrow |\delta(t_0)| \gtrsim 1$.

El COBE (y luego WMAP) encontró que $\frac{\delta T}{T} \sim 10^{-5}$, lo que se traduce a $\delta(t_{\text{rec}}) \lesssim 10^{-3}$ en las escalas necesarias para formar cúmulos de galaxias, en la época de recombinación.

De acuerdo al valor de la densidad actual tenemos dos casos:

- si $\Omega_0 \approx 1$ las fluctuaciones son apenas suficientes para generar los cúmulos de galaxias hoy observados;
- si $\Omega_0 \sim 0.1$ las fluctuaciones son por mucho insuficientes.

Hay distintas hipótesis para salir del problema:

Fluctuaciones isotermas o de isocurvatura: Universo original con distribución irregular de materia pero con radiación casi completamente uniforme. No se conocen procesos que puedan distribuir la materia de esa forma.

Materia oscura: si el Universo está compuesto solamente por materia bariónica, la masa de Jeans indica que solo grandes concentraciones de materia pueden crecer en las épocas más tempranas. Se forman enormes estructuras no esféricas, que tienden a colapsar primero a lo largo de su eje menor (“panqueques”). Estas se fragmentan formando cúmulos de galaxias. Este es el modelo *top-down*.

El modelo *top-down* predice que las grandes estructuras (huecos, murallas) se forman antes que las galaxias. Pero esto cuesta sostenerse con que hay galaxias y cuasares a $z \gtrsim 5$, mientras que huecos y murallas no podrían haber comenzado su colapso antes de $z \sim 2$.

Si, en cambio, la mayor parte de la materia es no bariónica (no afectada por la presión de radiación), los objetos menores (galaxias, cúmulos) colapsan primero y luego se agrupan (modelo *bottom-up*).

Una forma de salir del problema es postular que las galaxias que vemos no son una muestra representativa de la distribución de materia en el Universo. Si las galaxias se formaran solamente en las regiones más densas, mientras que los grandes huecos están llenos de DM y quizás gas difuso, entonces las verdaderas fluctuaciones de densidad serían mucho menores que lo que se infiere a partir de conteos de galaxias. Esta es la hipótesis de formación sesgada de galaxias ("*biased galaxy formation*"), que casi no cuenta con evidencia favorable independiente.

Alternativa: combinación de modelos *top-down* y *bottom-up*. La mezcla de DM fría y caliente permite formar galaxias con la ayuda de DM fría y la estructura a gran escala con la DM caliente.

Bibliografía del capítulo:

- *Galaxies in the Universe: An Introduction*, Linda S. Sparke & John S. Gallagher III (Cambridge University Press, 2nd. Edition, 2000).
-

Bibliografía

- Abramowitz, M. & Stegun, I. A. 1972, Handbook of Mathematical Functions (New York: Dover)
- Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2013, ArXiv: 1303.5076 (Planck Collaboration)
- Andruchow, I. 2006, Tesis Doctoral, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, Universidad Nacional de La Plata
- Arp, H. 1965, ApJ, 142, 402
- Baade, W. & Minkowski, R. 1954, ApJ, 119, 206
- Baade, W. & Payne Gaposchkin, C. H. 1963, Evolution of stars and galaxies. (Cambridge, Harvard University Press)
- Bahcall, J. N., Kirhakos, S., Saxe, D. H., & Schneider, D. P. 1997, ApJ, 479, 642
- Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R. 1981, PASP, 93, 5
- Barth, A. J. 2007, AJ, 133, 1085
- Belokurov, V., Zucker, D. B., Evans, N. W., et al. 2007, ApJ, 654, 897
- Bennett, C. L., Halpern, M., Hinshaw, G., et al. 2003, ApJS, 148, 1
- Bessell, M. S. 1990, PASP, 102, 1181
- Binney, J. & Merrifield, M. 1998, Galactic Astronomy (Princeton, NJ: Princeton University Press)
- Binney, J. & Tremaine, S. 2008, Galactic Dynamics: Second Edition (Princeton University Press)
- Blandford, R. D. & Rees, M. J. 1978, Physica Scripta, 17, 265
- Blanton, M. R. & Moustakas, J. 2009, ARA&A, 47, 159
- Blumenthal, G. R. & Gould, R. J. 1970, Rev. Mod. Phys., 42, 237
- Blundell, K. M. 2003, New Astron. Rev., 47, 593
- Bolton, J. G., Stanley, G. J., & Slee, O. B. 1949, Nature, 164, 101
- Boselli, A., Boissier, S., Cortese, L., & Gavazzi, G. 2008, ApJ, 674, 742
- Boselli, A., Ciesla, L., Buat, V., et al. 2010, A&A, 518, L61
- Bothun, G. D., Impey, C. D., Malin, D. F., & Mould, J. R. 1987, AJ, 94, 23
- Buzzoni, A. 2005, MNRAS, 361, 725
- Cappellari, M., Emsellem, E., Krajnović, D., et al. 2011, MNRAS, 416, 1680
- Cellone, S. A. & Buzzoni, A. 2005, MNRAS, 356, 41
- Cellone, S. A., Forte, J. C., & Geisler, D. 1994, ApJS, 93, 397
- Chen, Y., Lowenthal, J. D., & Yun, M. S. 2010, ApJ, 712, 1385
- Cid Fernandes, R. 2004, en IAU Symp., Vol. 222, The Interplay Among Black Holes, Stars and ISM in Galactic Nuclei., ed. T. Storchi-Bergmann, L. C. Ho, & H. R. Schmitt, 127-132
- Courteau, S. 1997, AJ, 114, 2402

- de Vaucouleurs, G. 1948, *Ann. Astrophys.*, 11, 247
- del Río, M. S. & Cepa, J. 2003, *A&A*, 400, 421
- Devereux, N. A. & Young, J. S. 1990, *ApJ*, 350, L25
- Disney, M. J. 1980, en *ESA Workshop on Dwarf Galaxies*, ed. M. Tarenghi & K. Kjaer, 151
- Djorgovski, S. & Davis, M. 1987, *ApJ*, 313, 59
- Dressler, A. 1980, *ApJ*, 236, 351
- Dressler, A., Lynden-Bell, D., Burstein, D., et al. 1987, *ApJ*, 313, 42
- Duc, P.-A., Cuillandre, J.-C., Alatalo, K., et al. 2011, en *IAU Symp.*, Vol. 277, ed. C. Carignan, F. Combes, & K. C. Freeman, 238-241
- Duval, M. F. & Athanassoula, E. 1983, *A&A*, 121, 297
- Edge, D. O., Shakeshaft, J. R., McAdam, W. B., Baldwin, J. E., & Archer, S. 1959, *MemRAS*, 68, 37
- Faber, S. M. & Jackson, R. E. 1976, *ApJ*, 204, 668
- Fath, E. A. 1909, *Lick Observatory Bulletin*, 5, 71
- Freeman, K. C. 1966, *MNRAS*, 133, 47
- Freeman, K. C. 1970, *ApJ*, 160, 811
- Gerola, H. & Seiden, P. E. 1978, *ApJ*, 223, 129
- Giacintucci, S. & Venturi, T. 2009, *A&A*, 505, 55
- Gil de Paz, A., Madore, B. F., & Pevunova, O. 2003, *ApJS*, 147, 29
- Giommi, P., Padovani, P., Polenta, G., et al. 2012, *MNRAS*, 420, 2899
- Giovanelli, R., Haynes, M. P., & Chincarini, G. L. 1986, *ApJ*, 300, 77
- Gomez, J.-L. 2002, en *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 589, *Relativistic Flows in Astrophysics.*, ed. A. W. Guthmann, M. Georganopoulos, A. Marcowith, & K. Manolakou, 169
- Graham, A. W. & Guzmán, R. 2003, *AJ*, 125, 2936
- Greenstein, J. L. & Schmidt, M. 1964, *ApJ*, 140, 1
- Guilbert, P. W., Fabian, A. C., & Rees, M. J. 1983, *MNRAS*, 205, 593
- Gunn, J. E. & Oke, J. B. 1975, *ApJ*, 195, 255
- Hubble, E. & Humason, M. L. 1931, *ApJ*, 74, 43
- Hubble, E. P. 1926, *ApJ*, 64, 321
- Hubble, E. P. 1936, *Realm of the Nebulae* (New Haven: Yale University Press)
- Impey, C., Bothun, G., & Malin, D. 1988, *ApJ*, 330, 634
- Inami, H., Armus, L., Surace, J. A., & et al. 2010, *AJ*, 140, 63
- Irwin, M. J. 1994, en *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, ed. G. Meylan & P. Prugniel, Vol. 49, 27
- Jennison, R. C. & Das Gupta, M. K. 1953, *Nature*, 172, 996
- Jerjen, H. & Binggeli, B. 1997, en *ASP Conf. Ser. 116: The Nature of Elliptical Galaxies; 2nd Stromlo Symposium*, 239
- Jerjen, H., Kalnajs, A., & Binggeli, B. 2000, *A&A*, 358, 845
- Kembhavi, A. K. & Narlikar, J. V. 1999, *Quasars and Active Galactic Nuclei, An introduction* (Cambridge University Press)
- Kennicutt, Jr., R. C. 1992, *ApJS*, 79, 255

- Kennicutt, Jr., R. C. & Kent, S. M. 1983, *AJ*, 88, 1094
- Knapen, J. H., Pérez-Ramírez, D., & Laine, S. 2002, *MNRAS*, 337, 808
- Komossa, S., Burwitz, V., Hasinger, G., et al. 2003, *ApJ*, 582, L15
- Kormendy, J. 1977, *ApJ*, 218, 333
- Kormendy, J., Bender, R., & Cornell, M. E. 2011, *Nature*, 469, 374
- Larson, R. B. 1974, *MNRAS*, 169, 229
- Lisker, T., Grebel, E. K., & Binggeli, B. 2006, *AJ*, 132, 497
- Lisker, T., Grebel, E. K., Binggeli, B., & Glatt, K. 2007, *ApJ*, 660, 1186
- Longair, M. S. 1992, *High energy astrophysics, Vol. I: Particles, photons and their detection*, 2nd edn. (Cambridge University Press)
- Longair, M. S. 1994, *High energy astrophysics, Vol. II: Stars, the Galaxy and the interstellar medium*, 2nd edn. (Cambridge University Press)
- Lotz, J. M., Primack, J., & Madau, P. 2004, *AJ*, 128, 163
- Lynden-Bell, D. 1969, *Nature*, 223, 690
- Marscher, A. P., Jorstad, S. G., Gómez, J.-L., et al. 2002, *Nature*, 417, 625
- Martínez-Delgado, D., Gómez-Flechoso, M. Á., Aparicio, A., & Carrera, R. 2004, *ApJ*, 601, 242
- Massey, P. & Foltz, C. B. 2000, *PASP*, 112, 566
- Matthews, T. A. & Sandage, A. R. 1963, *ApJ*, 138, 30
- Mirabel, I. F. & Rodríguez, L. F. 1994, *Nature*, 371, 46
- Padovani, P., Allen, M. G., Rosati, P., & Walton, N. A. 2004, *A&A*, 424, 545
- Peterson, B. M. 1997, *An Introduction to Active Galactic Nuclei* (New York: Cambridge University Press)
- Prieto, M., Beckman, J. E., Cepa, J., & Varela, A. M. 1997, *AJ*, 114, 1413
- Romero, G. E. 2005, *Introducción a la Astrofísica Relativista* (apuntes del curso dictado en la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP)
- Rossi, B. & Greisen, K. 1941, *Rev. Mod. Phys.*, 13, 240
- Salaris, M. & Cassisi, S. 2005, *Evolution of Stars and Stellar Populations* (John Wiley & Sons, Ltd.)
- Salpeter, E. E. 1964, *ApJ*, 140, 796
- Sandage, A. 1965, *ApJ*, 141, 1560
- Schmidt, M. 1963, *Nature*, 197, 1040
- Sérsic, J. L. 1968, *Atlas de galaxias australes* (Córdoba, Argentina: Observatorio Astronómico)
- Seyfert, C. K. 1943, *ApJ*, 97, 28
- Shields, G. A. 1999, *PASP*, 111, 661
- Slipher, V. M. 1917, *Lowell Observatory Bulletin*, 3, 59
- Smith Castelli, A. V., Bassino, L. P., Richtler, T., et al. 2008, *MNRAS*, 386, 2311
- Sparke, L. S. & Gallagher, III, J. S. 2000, *Galaxies in the universe: an introduction* (Cambridge University Press)
- Sudou, H., Iguchi, S., Murata, Y., & Taniguchi, Y. 2003, *Science*, 300, 1263
- Terlevich, R., Tenorio-Tagle, G., Franco, J., & Melnick, J. 1992, *MNRAS*, 255, 713
- Tonry, J. & Schneider, D. P. 1988, *AJ*, 96, 807

- Trinchieri, G., Sulentic, J., Pietsch, W., & Breitschwerdt, D. 2005, *A&A*, 444, 697
- van den Bergh, S. 2000, *The Galaxies of the Local Group* (Cambridge)
- Waller, W. H., Fanelli, M. N., Keel, W. C., et al. 2001, *AJ*, 121, 1395
- Wilman, D. J., Oemler, Jr., A., Mulchaey, J. S., et al. 2009, *ApJ*, 692, 298
- Wilson, A. S. & Colbert, E. J. M. 1995, *ApJ*, 438, 62
- Worthey, G. 1994, *ApJS*, 95, 107
- Worthey, G., Faber, S. M., Gonzalez, J. J., & Burstein, D. 1994, *ApJS*, 94, 687
- Yamauchi, C., Ichikawa, S., Doi, M., et al. 2005, *AJ*, 130, 1545
- Yuan, T., Kewley, L. J., & Sanders, D. B. 2010, *ApJ*, 709, 884
- Zel'Dovich, Y. B. & Novikov, I. D. 1964, *Soviet Physics Doklady*, 9, 246

Apéndice A

Notas sobre mecanismos de radiación

Repasamos en el presente Apéndice¹ los mecanismos de radiación que explican tanto la forma como la cantidad de energía medida de la distribución espectral de flujo de los AGNs.

A.1. Radiación sincrotrón

La radiación sincrotrón es la radiación emitida por los electrones con altas energías girando en un campo magnético (ver Figura A.1). Sería el mecanismo responsable de la emisión en radio galaxias, radio cuasares y blazares, y en algunos casos, estaría modificado por la presencia de otros procesos de absorción y emisión de energía. Es un mecanismo de radiación no-térmico en el sentido que el espectro de energías de las partículas involucradas no es un espectro descrito por una distribución del tipo Maxwell.

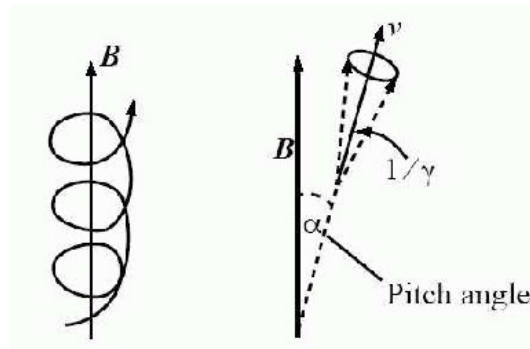


Figura A.1: Geometría de la radiación sincrotrón.

El movimiento de una partícula de carga e en un campo magnético $\mathbf{B}$ queda determinada en electrodinámica clásica por la fuerza de Lorentz:

$$\frac{d(\Gamma m \mathbf{v})}{dt} = \frac{e}{c}(\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}), \quad (\text{A.1})$$

donde m es la masa del electrón, y $\Gamma = 1/(1 - v^2/c^2)^{1/2}$, con $v = |\mathbf{v}|$, es el factor de Lorentz.

¹Reproducido de Andruchow, 2006, que a su vez se basa en las siguientes fuentes principales: Longair (1992, 1994); Peterson (1997); Kembhavi & Narlikar (1999); Romero (2005).

Como la fuerza es perpendicular a la dirección del campo magnético $\mathbf{B}$, la componente de la velocidad paralela al mismo, $v_{\parallel}$, resulta constante. Por otro lado, al ser v y $v_{\parallel}$ constantes, entonces $v_{\perp} = \sqrt{v^2 - v_{\parallel}^2} = \text{const.}$ El efecto resultante es que la partícula se mueve en una trayectoria helicoidal cuyo eje es paralelo a $\mathbf{B}$. La frecuencia de giro en el plano normal a $\mathbf{B}$ es:

$$\omega_B = \frac{eB}{m_e c} \frac{m_e c^2}{E}. \quad (\text{A.2})$$

La potencia total radiada por una partícula relativista cargada y acelerada es:

$$P = \frac{2e^2}{3c^3} \Gamma^4 (a_{\perp}^2 + \Gamma^2 a_{\parallel}^2), \quad (\text{A.3})$$

donde $a_{\perp}$ y $a_{\parallel}$ son, respectivamente, las componentes de la aceleración en las direcciones perpendicular y paralela a $\mathbf{B}$. De la ecuación A.1 y usando el hecho de que $a_{\parallel} = 0$, encontramos:

$$a_{\perp} = 2\pi\omega_B v \sin \alpha, \quad (\text{A.4})$$

con α (conocido como *pitch angle*) el ángulo entre la velocidad y el campo magnético. Utilizando la expresión clásica para el radio del electrón, $r_e = e^2 / (m_e c^2)$ y definiendo $\beta = v/c$, resulta:

$$P = \frac{2}{3} r_e^2 c \beta^2 \Gamma^2 B^2 \sin^2 \alpha \quad (\text{A.5})$$

La radiación se emite dentro de un cono de ángulo de abertura $\sim 1/\Gamma$ alrededor de un eje que coincide con el vector velocidad instantánea. Como, generalmente, se tiene que $\beta \sim 1$, luego:

$$P = \frac{2}{3} r_e^2 c \beta^2 \Gamma^2 B_{\perp}^2, \quad (\text{A.6})$$

con $B_{\perp} = B \sin \alpha$.

La tasa de pérdida de energía del electrón que radía es $-\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_{\text{syn}} = P$. Notamos que las pérdidas son $\propto m^{-2}$, por lo tanto resultan 10^6 veces más importantes para los electrones que para los protones. Definiendo la sección eficaz de Thomson,

$$\sigma_T = 8\pi e^4 / 3m_e^2 c^4 \approx 0.665 \times 10^{-24} \text{cm}^2, \quad (\text{A.7})$$

y tomando promedio sobre todos los ángulos α bajo la suposición de una distribución isotrópica, obtenemos:

$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_{\text{syn}} = \frac{4}{3} \sigma_T c w_{\text{mag}} \Gamma^2 = 0.66 \times 10^3 B^2 \Gamma^2 \text{ eV/s}. \quad (\text{A.8})$$

En esta ecuación, $w_{\text{mag}} = B^2/8\pi$ es la densidad de energía magnética y B está dado en Gauss.

La distribución de energía de esta potencia emitida es:

$$P(E) = \frac{\sqrt{3}e^3}{m_e c^2} B_{\perp} \frac{E}{E_c} \int_{E/E_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta, \quad (\text{A.9})$$

donde $E = h\nu$ es la energía de la radiación y $K_{5/3}$ es la función de Bessel modificada de segunda especie. E_c es la energía crítica y está definida por:

$$E_c = \frac{3h}{4\pi} \frac{eB_{\perp}}{m_e c} \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2. \quad (\text{A.10})$$

El máximo de $P(E)$ ocurre cuando $E_{\max} = 1.9 \times 10^{-11} B_{\perp} (E/\text{GeV})^2 \text{ GeV}$. Podemos ver que sólo para partículas extremadamente energéticas y campos magnéticos fuertes se pueden obtener fotones de rayos γ generados por la radiación sincrotrón.

Supongamos tener ahora un ensamble de electrones con energías entre E_1 y E_2 . Si la distribución espectral está representada por una ley de potencias del tipo:

$$N_e(E_e) dE_e = K_e E_e^{-p} dE_e \quad (\text{A.11})$$

entonces, la potencia emitida por los electrones, como una función de la frecuencia de la radiación emitida es:

$$P(E_\nu) = \int_{E_1}^{E_2} P(E_e, E_\nu) n(E_e) dE_e. \quad (\text{A.12})$$

Luego, la correspondiente intensidad suponiendo un campo magnético aleatorio será:

$$I(E_\nu) = a(p) \frac{e^3}{m_e c^2} \left(\frac{3e}{4\pi m_e^3 c^5} \right)^{(p-1)/2} B^{(p+1)/2} K_e L E_\nu^{-(p-1)/2}. \quad (\text{A.13})$$

En esta expresión, L es el tamaño característico de la región de emisión y $a(p)$ está dada por:

$$a(p) = \frac{2^{(p-1)/2} \sqrt{3} \Gamma\left(\frac{3p-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3p+19}{12}\right) \Gamma\left(\frac{p+5}{4}\right)}{8 \sqrt{\pi} (p+1) \Gamma\left(\frac{p+7}{4}\right)}. \quad (\text{A.14})$$

Aquí, Γ refiere a la función matemática. Algunos valores para $a(p)$ son: 0.147, 0.103, 0.0852 y 0.0742 cuando $p = 1.5, 2, 2.5$ y 3 , respectivamente.

Los espectros observados de las regiones en emisión que resultan ser transparentes a la radiación tienen la forma de una ley de potencias. O sea, $P(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$, donde α es una constante. En el caso de radiación sincrotrón como en el de dispersión Compton, los espectros de ley de potencia se producen naturalmente si los electrones tienen una distribución de energía de esa forma. El espectro de la radiación producida por electrones con energía E_e alcanza un máximo a la frecuencia crítica, ν_c , dada por la ecuación:

$$\nu_c = \frac{3eB \sin \alpha}{4\pi mc} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2. \quad (\text{A.15})$$

Definiendo una nueva variable $x = \nu/\nu_c$, tendremos que:

$$P(\nu) = \frac{\sqrt{3} e^3}{2mc^2} \left(\frac{3e}{4\pi m^3 c^5} \right)^{(p-1)/2} \times C (B \sin \alpha)^{(p+1)/2} \nu^{-(p-1)/2} G(\nu/\nu_1, \nu/\nu_2, p), \quad (\text{A.16})$$

donde ν_1 y ν_2 son las frecuencias críticas correspondientes a las energías E_1 y E_2 , respectivamente, y

$$G(x_1, x_2, p) = \int_{x_2}^{x_1} x^{(p-3)/2} F(x) dx. \quad (\text{A.17})$$

La función F está definida por:

$$F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(\xi) d\xi. \quad (\text{A.18})$$

Entonces, si $\nu_1 \ll \nu \ll \nu_2$, la función G toma una forma simple, y obtenemos una forma para el espectro emitido de una ley de potencia:

$$P(\nu) \propto \nu^{-\alpha}, \quad \alpha = \frac{p-1}{2}. \quad (\text{A.19})$$

Al valor de α se lo conoce con el nombre de *índice espectral* y se puede calcular realizando observaciones a diferentes frecuencias. Se dirá, por ejemplo, que una fuente es de *espectro duro* en dado rango de energías si el valor de α es alto (si α es grande, en un gráfico $\log P$ vs. $\log \nu$ resultará en una recta con una mayor pendiente). Un gráfico de la forma que toma el espectro sincrotrón puede verse en la figura A.2.

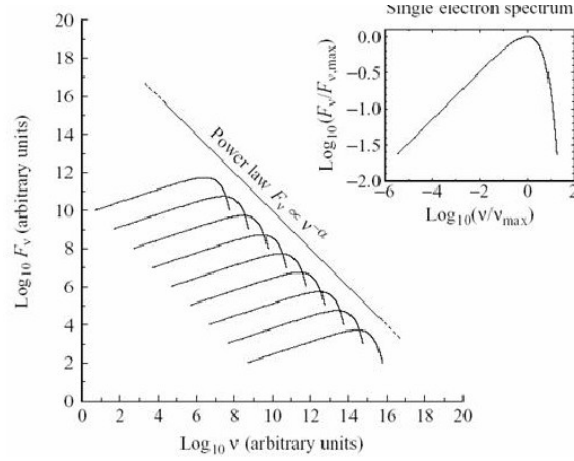


Figura A.2: Forma del espectro sincrotrón.

A.1.1. Absorción de la radiación sincrotrón

En presencia de un campo magnético, un electrón puede absorber un fotón y realizar una transición a un estado de mayor energía. Luego, los fotones sincrotrón pueden ser absorbidos por los propios electrones si hay campos magnéticos involucrados. Un dibujo esquemático de qué es lo que ocurre se puede ver en la Figura A.3.

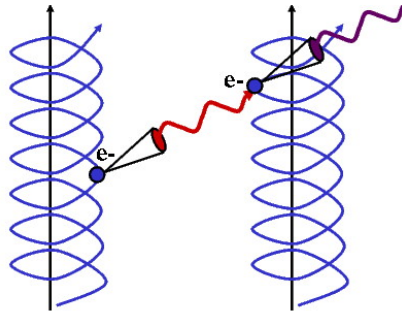


Figura A.3: Esquema de la absorción de la radiación sincrotrón.

Usando la teoría de interacción de la materia con la radiación, se puede encontrar una expresión para el coeficiente de absorción, de la forma:

$$\alpha_\nu = A \nu^{-(p+4)/2}, \quad (\text{A.20})$$

donde A es una constante de proporcionalidad que depende de p . Si la región emisora es homogénea y de tamaño $\propto l$, la intensidad de la radiación será:

$$I(\nu) = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} [1 - e^{(-\alpha_\nu l)}], \quad (\text{A.21})$$

con j_ν la emisividad de la fuente (cantidad de energía emitida por unidad de tiempo, por unidad de frecuencia, por unidad de ángulo sólido y por unidad de volumen).

Si la región es ópticamente delgada, entonces $\tau_\nu = \alpha_\nu l \ll 1$. Por lo tanto, $I(\nu) \propto j_\nu l \sim \nu^{-\alpha}$. Para un medio ópticamente grueso, $\tau_\nu \geq 1$. Luego, de las ecuaciones A.19 y A.20, se sigue que:

$$I(\nu) = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} \propto \nu^{5/2}, \quad (\text{A.22})$$

y la potencia a la que está elevada ν es ahora positiva.

El coeficiente de autoabsorción sincrotrón depende inversamente de la frecuencia. Entonces una fuente resultará ópticamente gruesa para frecuencias por debajo del valor ν_a , para el que la condición $\tau_\nu \simeq 1$ se satisface primero. Y será considerada ópticamente delgada para frecuencias mayores. La dependencia de la densidad de flujo respecto de la frecuencia está dada por:

$$F(\nu) \propto \begin{cases} \nu^{-\alpha} & \text{si } \nu > \nu_a \\ \nu^{-5/2} & \text{si } \nu < \nu_a. \end{cases} \quad (\text{A.23})$$

Luego, la autoabsorción sincrotrón produce un espectro que sigue una ley de potencias, con índice espectral 5/2, independientemente del valor del índice de la ley de potencias en la parte sin absorción. El valor de la frecuencia para el cual se produce el “quiebre” en el espectro, ν_a , se lo conoce como *frecuencia de turn-over*.

Se puede establecer una relación entre el tamaño de la fuente y la frecuencia de autoabsorción sincrotrón. Para esto, es conveniente expresar la intensidad $I(\nu)$ en términos de la temperatura de brillo, T_b , que se define mediante:

$$I(\nu) = \frac{2\nu^2 k T_b}{c^2} = F(\nu)/\theta^2, \quad (\text{A.24})$$

donde θ es el ángulo que subtiende la fuente.

Aun si los electrones no tienen un espectro térmico, se puede asociar con ellos una temperatura cinética, $T = E/k$, en el sentido formal. Se puede encontrar que la radiación no puede exceder la temperatura cinética de los electrones emisores. Por lo tanto, debe ser $kT_b \lesssim kT$ y la auto-absorción de la radiación se establece cuando:

$$kT_b \simeq kT = E \propto B^{-1/2} \nu_a^{1/2}. \quad (\text{A.25})$$

Luego, la condición para evitar autoabsorción sincrotrón es

$$T_b \lesssim 9 \times 10^{13} \left(\frac{B}{1\mu\text{G}} \right)^{-1/2} \left(\frac{\nu}{1\text{GHz}} \right)^{1/2} \text{ K}. \quad (\text{A.26})$$

Usando las ecuaciones A.24 y A.25, el tamaño angular de una fuente en la que ν_a es la frecuencia a la que se establece la autoabsorción, resulta:

$$\theta \propto B^{1/4} \nu_a^{-5/4} 2 F^{1/2}(\nu_a). \quad (\text{A.27})$$

La forma espectral de la radiación autoabsorbida será:

$$F(\nu) \sim I(\nu) \sim \nu^2 k T_b \sim \nu^{5/2}. \quad (\text{A.28})$$

A.2. Procesos de tipo Compton

A.2.1. Dispersión Compton

Cuando la dispersión de la radiación electromagnética está dada por fotones debida a electrones, es evidente que existirá intercambio de energía y momento entre las partículas involucradas. Un electrón en reposo que dispersa un fotón ganará energía y adquirirá una velocidad de retroceso para satisfacer la conservación de momentos (ver Figura A.4). Como resultado, el fotón perderá energía y, por lo tanto, su longitud de onda aumentará. Usando la conservación del tetraimpulso relativista, se puede mostrar que

$$\epsilon_1 = \frac{\epsilon}{1 + \frac{\epsilon}{mc^2}(1 - \cos \theta)}, \quad (\text{A.29})$$

donde ϵ y ϵ_1 son las respectivas energías del fotón incidente y dispersado y θ es el ángulo entre las direcciones incidente y dispersada. Como se consideró que el electrón estaba inicialmente en reposo, el fotón siempre pierde energía. Cuando la energía del fotón incidente es tal que $\epsilon \ll mc^2$, se obtiene que $\epsilon \simeq \epsilon_1$. Esto sería dispersión Thomson: la energía del fotón es tan pequeña que el retroceso del electrón se puede considerar despreciable.

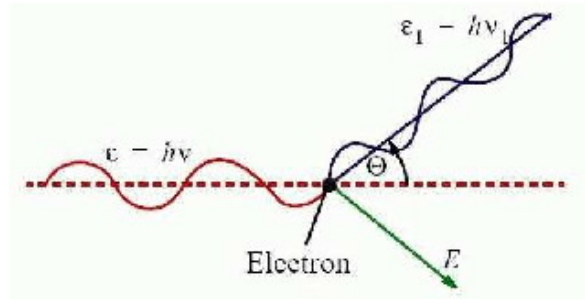


Figura A.4: Geometría del proceso Compton.

La sección eficaz diferencial de dispersión Compton de la radiación no polarizada se obtiene siguiendo un tratamiento electrodinámico cuántico y está dada por la fórmula de Klein-Nishina:

$$\frac{d\sigma_{\text{KN}}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon} \right)^2 \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon} + \frac{\epsilon}{\epsilon_1} - \sin^2 \theta \right). \quad (\text{A.30})$$

Mientras que la sección eficaz total es:

$$\sigma_{\text{KN}} = \frac{3\sigma_{\text{T}}}{4} \left\{ \frac{1+x}{x^3} \left[\frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right] + \frac{\ln(1+2x)}{2x} - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right\}, \quad (\text{A.31})$$

donde $x = \epsilon/mc^2$. Para $x \ll 1$, se aplica dispersión Thomson y $\epsilon \simeq \epsilon_1$. En este caso, la sección eficaz de Klein-Nishina se reduce a la sección eficaz de Thomson. σ_{KN} cae rápidamente a medida que la energía del electrón se aproxima a valores $\gg m_e c^2$.

A.2.2. Proceso Compton inverso

Cuando el electrón que dispersa la radiación está en movimiento, la energía puede pasar del electrón al fotón o viceversa, dependiendo de los detalles cinemáticos de la colisión. Cuando el fotón gana energía, el proceso se denomina *Dispersión Compton Inversa*.

Para una intensidad de electrones, $I_e(E_e, \vec{r})$ y un campo de fotones de densidad representada por $n_{\text{fot}}(E_{\text{fot}}, \vec{r})$, como resultado de la interacción se tendrá:

$$I_v^{\text{IC}}(E_v) = \int_{\vec{r}} \int_{E_1}^{E_2} \int_0^\infty I_e(E_e, \vec{r}) \sigma(E_e, E_v, E_{\text{fot}}) n_{\text{fot}}(E_{\text{fot}}, \vec{r}) dE_e dE_{\text{fot}} d\vec{r}. \quad (\text{A.32})$$

Una expresión general muy útil para la dispersión Compton inversa es la que se obtiene para electrones moviéndose en un campo monocromático e isótropo de fotones, aplicando la aproximación bajo la cual los fotones son tratados como viniendo en la dirección opuesta a la de la velocidad del electrón. La correspondiente sección eficaz fue encontrada por Blumenthal & Gould (1970) y tiene la forma:

$$\sigma^{\text{IC}}(x, \epsilon_{\text{fot}}, \nu) = \frac{3\sigma_T}{4\epsilon_{\text{fot}}\Gamma^2} f(x), \quad (\text{A.33})$$

donde

$$f(x) = \left[2x \ln x + x + 1 - 2x^2 + \frac{(4\epsilon_{\text{fot}}\Gamma x)^2(1-x)}{2(1+4\epsilon_{\text{fot}}\Gamma x)} \right] P(1/4\Gamma^2, 1, x), \quad (\text{A.34})$$

con $\epsilon_{\text{fot}} = E_{\text{fot}}/m_e c^2$ la energía de los fotones blanco y x una función de la energía, $\epsilon_v = E_v/m_e c^2$ de los fotones dispersados, dada por:

$$x = \frac{\epsilon_\Gamma}{4\epsilon_{\text{fot}}\Gamma^2(1 - \epsilon_v/\Gamma)}. \quad (\text{A.35})$$

La función P en la ecuación A.34 es 1 cuando $1/4\Gamma^2 \leq x \leq 1$ y 0 para todo otro caso. Esto limita la sección eficaz a casos físicos, donde la energía de los fotones dispersados no puede ser menor que la de los fotones semilla o mayor que la energía de los electrones.

Introduciendo el parámetro $\xi = E_e E_{\text{fot}}/(m_e c^2)^2$ nos es posible definir dos límites. Para valores tales que $\xi \ll 1$ la dispersión es clásica. En este límite, la sección eficaz para la interacción puede ser aproximada por al sección eficaz de Thomson, σ_T y la energía promedio de los fotones dispersados sería:

$$\langle E_v \rangle = \frac{4}{3} \langle E_{\text{fot}} \rangle \Gamma^2, \quad (\text{A.36})$$

donde, $\langle E_{\text{fot}} \rangle$ es la energía promedio de los fotones blanco. Las pérdidas de energía para un electrón en un campo de fotones con densidad de energía w_{fot} bajo la condición $\xi \ll 1$, puede ser aproximada por:

$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_{\text{IC}} = c\sigma_T w_{\text{fot}} \Gamma^2 \approx 2 \times 10^{-14} w_{\text{fot}} \Gamma^2 \text{ eV/s}. \quad (\text{A.37})$$

La forma del espectro dependerá de la distribución de electrones relativistas y de la distribución de fotones. Para una distribución de electrones tipo ley de potencias y una distribución de fotones monocromática (caracterizada por una función delta de Dirac), tendremos:

$$I_v^{\text{IC}}(E_v) = \frac{1}{2} n_{\text{fot}} L \sigma_T (m_e c^2)^{1-p} \left(\frac{4}{3} \langle E_{\text{fot}} \rangle \right)^{(p-1)/2} K_e E_v^{-(1+p)/2}. \quad (\text{A.38})$$

Donde L es el tamaño típico de la fuente, $\langle E_{\text{fot}} \rangle$ y n_{fot} son valores promedios para la energía de los fotones y la densidad de fotones en la fuente.

En cambio, si la distribución de fotones es térmica, con una temperatura característica T , la intensidad puede ser representada por:

$$I_v^{\text{IC}}(E_v) = \left(r_0^2 / 4\pi^2 \hbar^3 c^2 \right) L K_e (kT)^{(p+5)/2} F(p) E_v^{-(p+1)/2}, \quad (\text{A.39})$$

siendo

$$F(p) = \frac{2^{p+3}(p^2 + 4p + 11)\Gamma\left[\frac{1}{2}(p+5)\right]\zeta\left[\frac{1}{2}(p+5)\right]}{(p+3)^2(p+1)(p+5)}, \quad (\text{A.40})$$

donde ζ es la función de Riemann.

Si $\xi \gg 1$, entonces los electrones dan la mayoría de su energía a los fotones: $E_\gamma \sim E_e$. La sección eficaz a estas energías decrece drásticamente y resulta estar bien representada por la expresión de Klein-Nishina:

$$\sigma_{\text{KN}}(E_e, E_{\text{fot}}) = \frac{3}{8}\sigma_T \frac{m_e c^2}{\langle E_{\text{fot}} \rangle} \ln \left[\left(\frac{2\Gamma E_{\text{fot}}}{m_e c^2} \right) + \frac{1}{2} \right]. \quad (\text{A.41})$$

Aquí, $\Gamma = E_e/mec^2$ es el factor de Lorentz del electrón. Las pérdidas de energía están dadas por:

$$\begin{aligned} -\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_{\text{IC}}^{\text{KN}} &= \frac{3}{8}c\sigma_T w_{\text{fot}} \left(\frac{m_e c^2}{\langle E_{\text{fot}} \rangle}\right)^2 \ln \left(\frac{2E_e \langle E_{\text{fot}} \rangle}{m^2 c^4} + \frac{1}{2} \right) \\ &\approx 10^{-14} w_{\text{fot}} \left(\frac{m_e c^2}{\langle E_{\text{fot}} \rangle}\right)^2 \ln \left(\frac{2E_e \langle E_{\text{fot}} \rangle}{m^2 c^4} \right) \text{ eV/s.} \end{aligned} \quad (\text{A.42})$$

En este régimen, el electrón le cede casi toda su energía al fotón, es decir que $E_\nu \sim E_e$.

A.3. Emisión sincrotrón por procesos auto-Compton

Es posible que ocurra la siguiente situación: un conjunto de electrones que emite fotones sincrotrón puede, a su vez, dispersarlos, llevando fotones de energía ϵ a energía $\sim \Gamma^2 \epsilon$. Entonces, los electrones pueden perder energía a través de emisión sincrotrón y/o a través de dispersión Compton de fotones. La razón de la luminosidad generada por un ensamble de electrones mediante los canales Compton y sincrotrón será proporcional a la razón de la densidad de energía de los fotones y del campo magnético. Para el caso de fuentes luminosas y compactas, la densidad de energía radiada es grande, por lo tanto, se espera que produzcan gran cantidad de fotones muy energéticos a través del proceso de dispersión Compton. Estos fotones pueden ser dispersados nuevamente por un proceso Compton a energías aún mayores. Esto podrá suceder tantas veces como se quiera, hasta que se viole la condición $\Gamma \epsilon \ll mc^2$. Si la densidad de energía de la radiación dispersada la primera vez excede a la del campo magnético, la densidad de energía de los fotones dispersados dos veces excede la de los fotones dispersados una vez. Como resultado de tales interacciones múltiples, los electrones pierden su energía muy rápidamente. Esto lleva a la extinción de la fuente y se conoce como *catástrofe Compton*.

Si aceptamos que no hay otro tipo de radiación presente, en la primer dispersión Compton intervienen fotones sincrotrón, con densidad de energía dada por $U_{\text{fot}} = L_s/(4\pi cr^2)$, donde L_s es la luminosidad sincrotrón y r es el radio de la fuente. Si F es el flujo sincrotrón y θ y D son el tamaño angular de la fuente y su distancia, respectivamente, se tendrá que $L_s = 4\pi D^2 F = 4\pi r^2 F/\theta^2$. Llamando L_C a la luminosidad de los fotones sincrotrón que han experimentado dispersión Compton una vez, se obtiene que:

$$\frac{L_C}{L_s} = \frac{U_{\text{fot}}}{U_B} = \frac{8\pi F}{B^2 \theta^2 c}, \quad (\text{A.43})$$

donde $U_B = B^2/8\pi$ es la densidad de energía del campo magnético. Notemos que la dispersión Compton domina en fuentes con brillos superficiales grandes, que son las que presentan autoabsorción sincrotrón. Si ν_a es la frecuencia a la que ocurre la autoabsorción y a partir de la cual el espectro cambia, se tiene que $F \sim F(\nu_a) \nu_a$ y

$$\frac{L_C}{L_s} = \frac{8\pi F(\nu_a)}{B^2 \theta^2 c} \nu_a. \quad (\text{A.44})$$

Utilizando el mismo tipo de tratamiento que para las ecuaciones A.24 a A.26, es posible expresar la intensidad en términos de la temperatura de brillo, T_b . A partir de la condición para el establecimiento de la autoabsorción, $T \simeq T_b$, obtenemos que:

$$\frac{L_C}{L_s} \simeq \left(\frac{T_b}{10^{12} \text{ K}} \right)^5 \frac{\nu_a}{100 \text{ GHz}}. \quad (\text{A.45})$$

Si $\nu_a \simeq 100 \text{ GHz}$, $L_C \ll L_s$ para $T < 10^{12} \text{ K}$ y domina la emisión sincrotrón. En cambio, cuando $T > 10^{12} \text{ K}$, la luminosidad dominante es la de los fotones Compton y las dispersiones de segundo orden se vuelven importantes. Incluyendo este efecto, resulta que la razón de las luminosidades Compton y sincrotrón puede expresarse como:

$$\frac{L_C}{L_s} \simeq \left(\frac{T_b}{10^{12} \text{ K}} \right)^5 \frac{\nu_a}{100 \text{ GHz}} \left[1 + \left(\frac{T_b}{10^{12} \text{ K}} \right)^5 \right]. \quad (\text{A.46})$$

Como $T_b \gtrsim 10^{12} \text{ K}$, domina el término de segundo orden, y resulta:

$$\frac{L_C}{L_s} \sim \left(\frac{T_b}{10^{12} \text{ K}} \right)^{10}, \quad (\text{A.47})$$

lo que conduce a la catástrofe Compton.

A.4. Producción de pares

En electrodinámica cuántica las interacciones entre fotones son procesos permitidos. Se pueden tener dispersiones de fotones por fotones e interacciones fotón-fotón en las que se producen pares electrón-positrón (por ejemplo, $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$). Estas últimas son la base de modelos que explican las características de los espectros continuos a energías de rayos X o mayores, presentes en los AGN.

Consideremos una interacción entre dos fotones con la cual obtendremos la formación de un par electrón-positrón. Supongamos que las energías de los fotones son ϵ_1 y ϵ_2 y que se mueven en las direcciones $\mathbf{n}_1$ y $\mathbf{n}_2$, respectivamente. Usando la conservación del tetravector energía-impulso, se puede probar que, para que se forme un par, la condición que deben satisfacer las energías de los fotones es:

$$\epsilon_1 \epsilon_2 \geq \frac{2(m_e c^2)^2}{1 - \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2}. \quad (\text{A.48})$$

Para una colisión frontal, $\mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2 = -1$, y el miembro derecho de la expresión anterior resulta ser un mínimo. Si, además, las energías de ambos fotones son iguales, la condición establece que cada electrón debe tener, al menos, la energía equivalente a la masa en reposo del electrón. Sin embargo, para que se forme un par no es necesario que cada fotón tenga masa superior a $m_e c^2$, la condición permite que un fotón γ muy energético interactúe con otro, de energía menor (rayos X), y produzcan un par.

La profundidad óptica en la producción de pares para un rayo γ en la interacción fotón-fotón en una región homogénea de tamaño R es $\tau_{\gamma\gamma} = n(\epsilon_X) \sigma_{\gamma\gamma} R$, donde $n(\epsilon_X)$ es la densidad de energía de los fotones X por unidad de intervalo de energía. La sección eficaz para la producción de pares alcanza un máximo cercano al valor de la sección eficaz de Thomson, σ_T , justo por debajo del umbral energético para la reacción. La densidad numérica de fotones con energías cercanas a la umbral se puede expresar

en términos de la luminosidad, a través de $n(2\epsilon_{\text{xs}})2\epsilon_{\text{xs}} = L_\gamma(2\epsilon_{\text{xs}})/(4\pi R^2 c)$. La fuente será ópticamente delgada a la reacción de producción de pares si:

$$\tau_{\gamma\gamma} = \left(\frac{L_\gamma}{4\pi R^2 m_e c^3} \right) \sigma_T R \gtrsim 1. \quad (\text{A.49})$$

Entonces, si la ley de potencias que siguen los espectros en la región de rayos X se extiende a energías mucho mayores, se puede esperar que se produzcan pares si la profundidad óptica para fotones γ , para este proceso, excede la unidad. Resulta conveniente expresar esta condición en términos del llamado “parámetro de compactibilidad”, l (Guilbert et al., 1983). Este está dado por:

$$l \equiv \frac{L_\gamma}{R} \frac{\sigma_T}{m_e c^3}. \quad (\text{A.50})$$

Luego, la condición para que la producción de pares se vuelva importante es $l \gtrsim 4\pi$. Expresando la luminosidad en unidades de la luminosidad de Eddington, L_{Edd} , y el tamaño de la fuente en función del radio de Schwarzschild, r_s , l puede expresarse como:

$$l = \frac{L_\gamma}{L_{\text{Edd}}} \left(\frac{4\pi G c m_p M}{\sigma_T} \right) \frac{r_s}{R} \left(\frac{c^2}{2GM} \right) \frac{\sigma_T}{m_e c^3} \quad (\text{A.51})$$

$$= 2\pi \left(\frac{L_\gamma}{L_{\text{Edd}}} \right) \left(\frac{r_s}{R} \right) \left(\frac{m_p}{m_e} \right), \quad (\text{A.52})$$

donde M es la masa del agujero negro sobre el cual se acreta materia. Combinando las ecuaciones A.50 y A.52, se obtiene la condición para que ocurra la creación de pares:

$$\frac{L_\gamma}{L_{\text{Edd}}} \gtrsim \frac{2m_e}{m_p} \left(\frac{R}{r_s} \right) \approx 1.1 \times 10^{-3} \left(\frac{R}{r_s} \right). \quad (\text{A.53})$$

Debido a que se estima que los tamaños típicos de las regiones emisoras en rayos X son del orden de $10r_s$, esta condición es alcanzable en los AGNs, y, por lo tanto se espera que la producción de pares esté presente en estas fuentes.

A.4.1. Cascadas de pares

Un fotón de alta energía puede generar un par electrón-positrón, cada uno de los cuales decaerá en una partícula de la misma especie más otro fotón de alta energía. Dado que tanto las partículas como los fotones siguen estando inmersos en la misma clase de plasma, cada uno de los fotones generará a su vez un nuevo par electrón-positrón, que decaerá nuevamente de la misma manera y así siguiendo. A este tipo de eventos se lo conoce como *cascada de pares* o *lluvia electromagnética* (ver Figura A.5).

Si la cascada se inicia con un rayo γ de energía E_0 , luego de una distancia igual a, en promedio, r , se produce un par electrón-positrón y suponemos que el par tiene la misma energía que el rayo γ , esto es, cada partícula tendrá $E_0/2$. En la próxima longitud r , tanto el electrón como el positrón perderán, en promedio, la mitad de su energía y cada uno radiará un fotón de energía $E_0/4$. Luego, se tendrán dos partículas y dos fotones, todos con energía $E_0/4$ después de una distancia r . Este proceso seguirá hasta que la energía de cada componente sea menor que la energía necesaria para generar más pares electrón-positrón y otros procesos de pérdida de energía comienzan a tomar mayor relevancia, como, por ejemplo, las pérdidas por ionización.

Luego de pasada una distancia nr , el número de *fotones + electrones + positrones* es 2^n y sus energías promedio serán de $E_0/2^n$. Se puede ver también que, en promedio, esta lluvia de partículas consiste en $2/3$ de electrones y positrones y $1/3$ de fotones.

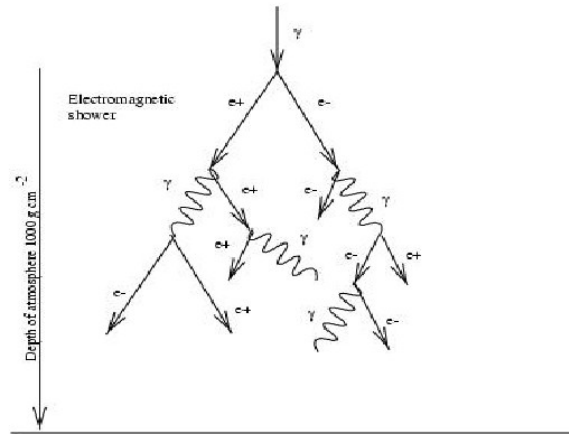


Figura A.5: Esquema de cascada de pares.

Además de las limitaciones en la energía crítica, E_c necesaria para que se genere la reacción, la sección eficaz para la producción de pares decrece hasta el orden de la correspondiente a la dispersión Compton. Luego, la cascada de pares alcanza su máximo de desarrollo cuando la energía promedio de las partículas es alrededor de E_c . El número de fotones de altas energías y de partículas es aproximadamente, E_0/E_c .

Para realizar los cálculos, deben usarse las secciones eficaces correspondientes a cada energía y deben incluirse todos los posibles productos (dentro de la relevancia dada por la probabilidad de que sucedan) de las reacciones. Los resultados obtenidos por Rossi & Greisen (1941) confirman que: el crecimiento inicial del número de partículas es del tipo exponencial, que el número máximo de partículas es proporcional a E_0 , y que, más allá del máximo hay una rápida atenuación del flujo de electrones.

Una característica importante de estos resultados es que las cascadas de pares están constituidas solamente por electrones, positrones y rayos γ (no hay muones, piones, etc.). Esto permite distinguir el arribo de rayos γ altamente energéticos de otros tipos de partículas.

Apéndice B

Constantes y datos

Magnitud absoluta del Sol	$M_{V\odot} = 4.83$
	$M_{B\odot} = 5.48$
Corrección bolométrica del Sol	$CB_{\odot} = 0.07$
Luminosidad del Sol	$\mathcal{L}_{\odot} = 3.846 \times 10^{26} \text{ W}$
Masa del Sol	$\mathcal{M}_{\odot} = 1.99 \times 10^{30} \text{ kg}$
Luminosidad de la Vía Láctea	$\mathcal{L}_V = 1.5 \times 10^{10} \mathcal{L}_{\odot}$
Constante gravitacional	$G = 6.6742 \times 10^{-11} \text{ N m}^2 \text{ kg}^{-2} =$ $= 6.6742 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ $= 4.5092 \times 10^{-15} \text{ pc}^3 \mathcal{M}_{\odot}^{-1} \text{ yr}^{-2}$
Constante de Planck	$h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J s}$
Constante de Boltzmann	$k = 1.3807 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Masa del protón	$m_p = 1.673 \times 10^{-27} \text{ kg}$
<i>Equivalencias</i>	
1 pc	$3.084 \times 10^{16} \text{ m}$
1 año	$3.1556952 \times 10^7 \text{ s}$
1 erg	$= 10^{-7} \text{ J}$
1 eV	$= 1.6022 \times 10^{-19} \text{ J}$
1 Jy	$= 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ $= 10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$

Apéndice C

Líneas y bandas espectrales

C.1. Líneas y bandas de absorción estelares

Elemento/ion	λ (Å)
<i>Hidrógeno (serie de Balmer)</i>	
H $_{\alpha}$	6562.8
H $_{\beta}$	4861.3
H $_{\gamma}$	4340.5
H $_{\delta}$	4101.7
H $_{\epsilon}$	3970.1
H $_{\delta}$	3889.0
H $_{\gamma}$	3835.4
H $_{10}$	3798.6
H $_{11}$	3771
H $_{12}$	3750
<i>Helio</i>	
He I	4026, 4388, 4471, 4713, 5015, 5048, 5875, 6678
He II	4339, 4542, 4686, 5412
<i>Metales</i>	
C II	4267
C III	4649, 5696
C IV	4658, 5805
N III	4097, 4634
N IV	4058, 7100
N V	4605
O V	5592
Na I	5890, 5896 (5892.5)
Mg I	5167, 5175.36, 5183
Mg II	4481
Si III	4552
Si IV	4089

Elemento/ion	λ (Å)
Ca I	4226.7
Ca II (“K” y “H”)	3933.7, 3968.5
Ca+Fe	5268.98
Sc II	4246
Ti II	4300, 4444
Mn I	4032
Fe I	4045, 4325, 4383.6
Fe II	4175, 4233
Sr II	4077, 4215
Hg	4358, 5461, 5770, 5791
<i>Bandas moleculares</i>	
CH (“banda G”)	4304.4
CN	3880, 4217, 7699
C2 (“Swan”)	4380, 4738, 5165, 5635, 6122
C3	4065
MgH	4780
TiO	4584, 4625, 4670, 4760

C.2. Líneas de emisión más frecuentes en galaxias

Elemento/ion	λ (Å)
<i>Hidrógeno (serie de Balmer)</i>	
H _{δ}	4101.74
H _{γ}	4340.47
H _{β}	4861.33
H _{α}	6562.82
<i>Helio</i>	
He I	5875.63
<i>Metales (líneas prohibidas)</i>	
[O II]	3727.3
[Ne III]	3868.74
[O III]	4958.91
[O III]	5006.84
[N II]	6548.10
[N II]	6583.60
[S II]	6717.00
[S II]	6731.30

C.3. Líneas de emisión y bandas de absorción telúricas

Elemento/ion/molécula	λ (Å)
<i>Bandas de absorción telúricas</i>	
O-H ₂ O	5860-5990
	6270-6370
	6850-7400
	7570-7700
<i>Líneas de emisión del cielo nocturno</i>	
Hg I	4358.34
O I	5577.338
Na I	5892.9
O I	6300.304
O I	6363.780
OH	6923.220
OH	6948.936
OH	6978.258
O I	7913.708
O I	8344.602
O I	8827.096

Apéndice D

Siglas

AD	<i>Accretion Disk</i>	Disco de acreción
AGB	<i>Asimptotic Giant Branch</i>	Rama gigante asintótica
AGN	<i>Active Galactic Nucleus</i>	Núcleo galáctico activo
AMR	<i>Age-Metallicity Relation</i>	Relación edad-metalicidad
AU	<i>Astronomical Unit</i>	Unidad astronómica
BAL	<i>Broad Absorption Lines</i>	Líneas de absorción anchas
BBB	<i>Big Blue Bump</i>	Gran joroba azul
BC	<i>Bolometric Correction</i>	Corrección bolométrica
BCD	<i>Blue Compact Dwarf</i>	(galaxia) Enana compacta azul
BLR	<i>Broad Lines Region</i>	Región de líneas anchas
BLRG	<i>Broad Lines Radio Galaxy</i>	Radiogalaxia de líneas anchas
CDQ	<i>Core Dominated Quasar</i>	Cuasar dominado por emisión central (en radio)
COBE	<i>Cosmic Orbiter Background Explorer</i>	Explorador Orbital del Fondo Cósmico (satélite)
CMB	<i>Cosmic Microwave Background</i>	Fondo cósmico de microondas
CMD	<i>Colour-Magnitude Diagram</i>	Diagrama color-magnitud
CMR	<i>Colour-Magnitude Relation</i>	Relación color-magnitud
CSP	<i>Composite Stellar Population</i>	Población estelar compuesta
DM	<i>Dark Matter</i>	Materia oscura
DDO	<i>David Dunlap Observatory</i>	(catálogo de galaxias del) Observatorio David Dunlap
DSS	<i>Digitized Sky Survey</i>	Relevamiento del cielo digitalizado
DT	<i>Dusty Torus</i>	Toro de gas y polvo
EW	<i>Equivalent Width</i>	Ancho equivalente
FCC	<i>Fornax Cluster Catalog</i>	Catálogo (de galaxias) del Cúmulo de Fornax)
FIR	<i>Far Infra-Red</i>	Infrarrojo lejano
FP	<i>Fundamental Plane</i>	Plano Fundamental
FRW	<i>Friedmann-Robertson-Walker</i>	(métrica de) Friedmann-Robertson-Walker
FSRQ	<i>Flat Spectrum Radio Quasar</i>	Radio cuasar de espectro plano

FUV	<i>Far Ultra Violet</i>	Ultravioleta lejano
GC	<i>Globular Cluster</i>	Cúmulo globular
GUT	<i>Grand Unified Theories</i>	Teorías de Gran Unificación
HB	<i>Horizontal Branch</i>	Rama horizontal
HBL	<i>High-frequency peaked BL Lac</i>	BL Lac con máxima emisión a altas frecuencias
HPQ	<i>High-Polarization Quasar</i>	Cuasar de alta polarización
HRD	<i>Hertzsprung-Russel Diagram</i>	Diagrama de Hertzsprung-Russel
HSB	<i>High Surface Brightness</i>	Alto brillo superficial
HSP	<i>High-frequency Synchrotron Peaked</i>	(Blazar) con pico sincrotrón a altas frecuencias
HST	<i>Hubble Space Telescope</i>	Telescopio Espacial Hubble
IC	<i>Index Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars</i>	Suplemento del NGC
ICL	<i>Intra Cluster Light</i>	Luz intra cúmulo
ICM	<i>Intra Cluster Medium</i>	Medio intra cúmulo
IMF	<i>Initial Mass Function</i>	Función inicial de masas
IRAS	<i>Infra-Red Astronomical Satellite</i>	Satélite astronómico infrarrojo
ISM	<i>Inter-Stellar Medium</i>	Medio interestelar
LBL	<i>Low-frequency peaked BL Lac</i>	BL Lac con máxima emisión a bajas frecuencias
LF	<i>Luminosity Function</i>	Función de luminosidad
LG	<i>Local Group</i>	Grupo Local
LINER	<i>Low-Ionization Nuclear Emission-line Regions</i>	Regiones de líneas de emisión nucleares de baja ionización
LIRG	<i>Luminous Infra-Red Galaxy</i>	Galaxia luminosa en infrarrojo
LLE	<i>Low-Luminosity Elliptical</i>	(Galaxia) elíptica de baja luminosidad
LMC	<i>Large Magellanic Cloud</i>	Nube Mayor de Magallanes
LMS	<i>Lower Main Sequence</i>	Secuencia principal inferior
LSB	<i>Low Surface Brightness</i>	Bajo brillo superficial
LSP	<i>Low-frequency Synchrotron Peaked</i>	(Blazar) con pico sincrotrón a bajas frecuencias
MS	<i>Main Sequence</i>	Secuencia principal
MW	<i>Milky Way</i>	Vía Láctea
NGC	<i>New General Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars</i>	Nuevo Catálogo General de Nebulosas y Cúmulos de Estrellas
NIR	<i>Near InfraRed</i>	Infrarrojo cercano
NLR	<i>Narrow Lines Region</i>	Región de líneas angostas
NLRG	<i>Narrow Lines Radio Galaxy</i>	Radiogalaxia de líneas angostas
NUV	<i>Near Ultra Violet</i>	Ultravioleta cercano
OLR	<i>Outer Lindblad Resonance</i>	Resonancia de Lindblad externa
OVV	<i>Optically Violent Variable</i>	Variable ópticamente violenta
PAH	<i>Polycyclic Aromatic Hydrocarbons</i>	Hidrocarburos aromáticos policíclicos
PN	<i>Planetary Nebula</i>	Nebulosa planetaria
QSO	<i>Quasi-Stellar Object</i>	Objeto cuasi estelar
QSRs	<i>Quasi-Stellar Radio Source</i>	Radiofuente cuasi estelar

QSS	<i>Quasi-Stellar Source</i>	(Radio) Fuente cuasi estelar
RG	<i>Red Giant</i>	(estrella) Gigante roja
RGB	<i>Red Giant Branch</i>	Rama de las gigantes rojas
RLQ	<i>Radio Loud Quasar</i>	Cuasar radio-intenso
RQQ	<i>Radio Quiet Quasar</i>	Cuasar radio-silencioso
SED	<i>Spectral Energy Distribution</i>	Distribución espectral de energía
SBF	<i>Surface Brightness Fluctuations</i>	Fluctuaciones de brillo superficial
SBP	<i>Surface Brightness Profile</i>	Perfil de brillo superficial
SDSS	<i>Sloan Digital Sky Survey</i>	Relevamiento digital del cielo “Sloan”
SFH	<i>Star Formation History</i>	Historia de formación estelar
SFR	<i>Star Formation Rate</i>	Tasa de formación estelar
SG	<i>Sub Giant</i>	(estrella) Subgigante
SGB	<i>Sub Giant Branch</i>	Rama de las subgigantes
SMA	<i>Semi Major Axis</i>	Semieje mayor
SMBH	<i>Super Massive Black Hole</i>	Agujero negro supermasivo
SMC	<i>Small Magellanic Cloud</i>	Nube Menor de Magallanes
SN	<i>SuperNova</i>	Supernova
SNR	<i>SuperNova Remnant</i>	Remanente de supernova
SSC	<i>Synchrotron Self-Compton</i>	Sincrotrón auto-Compton
SSP	<i>Simple Stellar Population</i>	Población estelar simple
SSPSF	<i>Stochastic Self-Propagated Star Formation</i>	Formación estelar estocástica autopropagada
TDG	<i>Tidal Dwarf Galaxies</i>	Galaxias enanas tidales
TO	<i>Turn-Off point</i>	Punto de apartamiento (de la secuencia principal)
TRGB	<i>Tip of the Red Giant Branch</i>	Extremo superior de la rama de las gigantes rojas
UCD	<i>Ultra Compact Dwarf</i>	(Galaxia) enana ultracompacta
UGC	<i>Uppsala General Catalogue</i>	Catálogo General de Uppsala
UFD	<i>Ultra-Faint Dwarf</i>	(Galaxia) enana ultradébil
UIT	<i>Ultraviolet Imaging Telescope</i>	Telescopio ultravioleta de imágenes
ULIRG	<i>Ultra Luminous Infra-Red Galaxy</i>	Galaxia ultraluminosa en el infrarrojo
UMS	<i>Upper Main Sequence</i>	Secuencia principal superior
VCC	<i>Virgo Cluster Catalog</i>	Catálogo (de galaxias) del Cúmulo de Virgo)
VLM	<i>Very Low-Mass (stars)</i>	(Estrellas de) muy baja masa
WD	<i>White Dwarf</i>	Enana blanca
WMAP	<i>Wilkinson Micro-wave Anisotropy Probe</i>	Sonda Wilkinson para anisotropías del fondo de microondas
ZAHB	<i>Zero-Age Horizontal Branch</i>	Rama horizontal de edad cero
ZAMS	<i>Zero-Age Main Sequence</i>	Secuencia principal de edad cero
2dFGRS	<i>2-degree Galaxy Redshift Survey</i>	Relevamiento de corrimientos al rojo de galaxias (en áreas de) 2 grados