

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Astronomia

Tesi di Laurea

RIVELAZIONE NELL'INFRAROSSO DI ARCHI

GRAVITAZIONALI IN GALASSIE SELEZIONATE NEL

SUBMILLIMETRICO

Relatore

Prof. Enrico Maria Corsini

Correlatrice

Prof.ssa Lucia Marchetti

Correlatore

Prof. Mattia Negrello

Laureanda

Cecilia Giorgi

Anno Accademico 2020/2021

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Il fenomeno fisico delle lenti gravitazionali	1
1.1.1	Calcolo della deflessione della luce con l'ottica geometrica	1
1.1.2	Schema ed equazione delle lenti gravitazionali	3
1.1.3	Distorsione e ingrandimento	4
1.1.4	Modelli teorici per le microlenti e per le lenti forti	5
1.2	Le lenti gravitazionali come strumento di osservazione	6
1.2.1	Distribuzione della materia barionica e oscura	6
1.2.2	Calcolo costante di Hubble	7
1.2.3	Lenti gravitazionali come telescopi cosmici	7
1.3	Scopo e schema della tesi	8
2	Rivelazione di lenti gravitazionali nel submillimetrico	9
2.1	Ricerca delle lenti gravitazionali	9
2.2	La scelta di un'indagine nel submillimetrico	11
2.3	Nuovo metodo di selezione	12
2.4	Conteggi reali e modelli teorici	15
3	Osservazioni infrarosse di lenti selezionate nel submillimetrico	17
3.1	Osservazioni nell'infrarosso con Hubble Space Telescope	17
3.1.1	Hubble Space Telescope	17
3.1.2	Wide Field Camera 3	18
3.1.3	Osservazioni con Hubble Space Telescope	19
3.2	Programmi di osservazione in IR di lenti selezionate nel submm	20
3.2.1	Obbiettivi dei programmi di osservazione	20
3.2.2	Acquisizione delle immagini infrarosse	21
3.2.3	Riduzione delle immagini infrarosse	22
3.3	Classificazione delle lenti gravitazionali	23
4	Analisi, risultati e conclusioni	31
4.1	Presentazione delle ultime osservazioni e loro classificazione	31
4.2	Classificazione morfologica delle lenti delle classi A e B	36
4.3	Conclusioni	44
A	Classificazione morfologica delle lenti delle classi A e B	45

Sommario

Il fenomeno del *lensing* gravitazionale forte consiste in un effetto della relatività generale in cui una sorgente luminosa lontana, solitamente una galassia molto luminosa, si proietta distorta e con flusso amplificato attorno ad una lente, tipicamente una galassia ellittica, in strutture ad arco o anelli. Esso rappresenta un evento raro e complesso, che permette però di ricavare informazioni sulla struttura di galassie singole, di ammassi e persino dell'intero universo. Per identificare i sistemi caratterizzati dal *lensing* gravitazionale forte occorrono campagne osservative di ampie regioni di cielo. Nel passato queste ricerche sono state condotte inizialmente nelle finestre ottica e radio dello spettro elettromagnetico e solo più recentemente nel submillimetrico con la *Herschel Astrophysical Terahertz Large Area Survey* (H-ATLAS), la *Herschel Multitiered Extragalactic Survey* (HerMES) e la *Herschel Stripe 82 Survey* (HerS) svolte grazie all'*Herschel Space Observatory*. A queste campagne di osservazione è stato applicato il nuovo ed efficiente metodo di selezione sviluppato da Negrello et al. (2010), che si basa sulla ricerca di sorgenti candidate ad essere soggette a *lensing* gravitazionale forte in quanto caratterizzate da flussi maggiori di 100 mJy a $500\mu\text{m}$, dove gli altri sistemi galattici diventano particolarmente deboli. La selezione non dipende dal tipo morfologico della galassia lente e permette di condurre diversi studi su queste ultime anche grazie alla intensa campagna di osservazione nell'infrarosso condotta con lo strumento *Wide Field Camera 3* (WFC3) montata sull'*Hubble Space Telescope* (HST). Queste osservazioni sono state condotte tra il 2011 e il 2020 con lo scopo principale di confermare la presenza dell'evento di *lensing* gravitazionale forte, di identificare i migliori oggetti da studiare in dettaglio e di caratterizzare le proprietà delle galassie lenti. Borsato (2020) ha classificato le immagini di 287 oggetti suddividendoli nelle classi A, B, C, D e X in base al grado di evidenza della lente e degli effetti del *lensing* quali gli archi gravitazionali. La classe A è quella dove questi aspetti sono ben visibili e identificabili mentre la C è quella dove queste strutture mancano del tutto; alla classe X appartengono le immagini inutilizzabili. In questa tesi è stata svolta la classificazione delle 10 sorgenti osservate con HST/WFC3 che non erano state ancora analizzate da Borsato (2020) e si sono classificate morfologicamente le galassie lenti delle classi A e B. Una volta aggiornata la statistica delle tipologie di lenti del campione finale di 297 oggetti è stato possibile classificare morfologicamente le 130 candidate lenti più promettenti per ulteriori indagini, trovando che 70 sono galassie ellittiche, 7 sono galassie a spirale e 53 risultano essere gruppi di galassie. Questo risultato conferma che la selezione delle candidate lenti non dipende dal loro tipo morfologico.

Capitolo 1

Introduzione

Nella Sezione 1.1 viene fatta un'introduzione al fenomeno delle lenti gravitazionali basata sull'ottica geometrica, nella Sezione 1.2 si vedono alcune delle più importanti applicazioni astrofisiche delle lenti gravitazionali ed infine nella Sezione 1.3 si esplica lo scopo e lo schema della tesi.

1.1 Il fenomeno fisico delle lenti gravitazionali

Nel suo percorso dalla sorgente al rivelatore la luce incontra distribuzioni di materia che deviano la sua traiettoria e originano fenomeni ottici quali il *lensing* gravitazionale. In alcuni rari casi, la deflessione causata da concentrazioni di massa come galassie, gruppi e ammassi è sufficientemente forte da creare immagini multiple della sorgente distante. Già Isaac Newton (1642-1726) aveva ipotizzato che la luce fosse deviata dalla massa, ma non poteva descriverne accuratamente la deflessione in quanto trattava la luce come un fenomeno puramente ondulatorio. Nel 1783, John Michell (1724-1793, geologo e astronomo inglese) mandò una lettera a Henry Cavendish (1731-1810, fisico e chimico inglese), ipotizzando che la luce fosse fatta di corpuscoli e misurando la massa delle stelle tramite la riduzione di velocità che subivano questi corpuscoli interagendo con il campo gravitazionale della stella. Sfortunatamente niente fu pubblicato e solo in seguito vennero trovate delle note private. In un documento scritto da Johann Georg Von Soldner (1776-1833, matematico e astronomo tedesco) compare per la prima volta il calcolo dell'angolo di deflessione della luce. Albert Einstein (1879-1955), circa un secolo dopo, tramite il principio di equivalenza riprese il calcolo con la sua Teoria della Relatività Generale e arrivò all'esatto angolo di deflessione che risultò essere il doppio di quello derivato da Soldner. La deflessione è descritta da linee geodetiche che seguono la curvatura spazio temporale e si piegano verso le masse originando il fenomeno del *lensing* gravitazionale.

1.1.1 Calcolo della deflessione della luce con l'ottica geometrica

La seguente trattazione geometrica segue quanto riportato in Meneghetti (2016). La deflessione della luce può essere calcolata studiando le linee geodetiche o equivalentemente può essere descritta con l'ottica geometrica dal principio di Fermat. Nella sua forma più semplice il principio di Fermat afferma che le onde luminose di una data frequenza impiegano il percorso tra due punti che richiede il minor tempo. Si definisce di conseguenza l'indice di rifrazione n e la luce dovrà seguire un percorso lungo il quale il tempo sarà un estremante. Si cerca quindi un percorso $\vec{x}(l)$ per il quale tenendo il punto iniziale A e finale B fissi la variazione è zero:

$$\delta \int_A^B n[\vec{x}(l)] dl = 0. \quad (1.1)$$

Si assume che la lente sia sottile rispetto alle dimensioni in gioco, ovvero le distanze sorgente-lente, lente-osservatore e sorgente-osservatore sono molto maggiori rispetto allo spessore della distribuzione di massa che fa da lente. In questo regime il potenziale gravitazionale newtoniano Φ è molto più piccolo di c^2 . Questa approssimazione è valida praticamente in tutti i casi di interesse astrofisico.

Una lente debole perturba la metrica di Minkowski come segue:

$$\eta_{\mu\nu} \rightarrow g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 + \frac{2\Phi}{c^2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -(1 - \frac{2\Phi}{c^2}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -(1 - \frac{2\Phi}{c^2}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -(1 - \frac{2\Phi}{c^2}) \end{pmatrix}$$

e l'elemento di linea diventa:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = (1 + \frac{2\Phi}{c^2})c^2 dt^2 - (1 - \frac{2\Phi}{c^2})(d\vec{x})^2. \quad (1.2)$$

La luce inoltre si propaga in modo tale che l'elemento di linea sia zero ($ds = 0$) e quindi si ottiene:

$$(1 + \frac{2\Phi}{c^2})c^2 dt^2 = (1 - \frac{2\Phi}{c^2})(d\vec{x})^2. \quad (1.3)$$

Pertanto la velocità della luce nel campo gravitazionale è:

$$c' = \frac{|d\vec{x}|}{dt} = c \sqrt{\frac{1 + \frac{2\Phi}{c^2}}{1 - \frac{2\Phi}{c^2}}} \approx c(1 + \frac{2\Phi}{c^2}), \quad (1.4)$$

dove è stata usata l'assunzione $\frac{\Phi}{c^2} \ll 1$.

L'indice di rifrazione è dunque:

$$n = \frac{c}{c'} = \frac{1}{1 + \frac{2\Phi}{c^2}} \approx (1 - \frac{2\Phi}{c^2}). \quad (1.5)$$

L'indice di rifrazione dipenderà tipicamente dalle coordinate spaziali e dal tempo. Sia $\vec{x}(l)$ il cammino della luce, allora il tempo impiegato dalla luce sarà proporzionale a $\int_A^B n(\vec{x}(l)) dl$ e il cammino della luce diventa:

$$\delta \int_A^B n[\vec{x}(l)] dl = 0. \quad (1.6)$$

Questo è un problema differenziale classico che porta all'equazione di Eulero. Riscrivendo il differenziale come $dl = \left| \frac{d\vec{x}}{d\lambda} \right| d\lambda$ dove λ è un parametro di curva arbitrario l'equazione precedente diventa:

$$\delta \int_{\lambda_A}^{\lambda_B} d\lambda n[\vec{x}(\lambda)] \left| \frac{d\vec{x}}{d\lambda} \right| = 0. \quad (1.7)$$

L'integrando $n[\vec{x}(\lambda)] \left| \frac{d\vec{x}}{d\lambda} \right|$ non è nient'altro che la lagrangiana $L(\dot{\vec{x}}, \vec{x}, \lambda)$ con $\dot{\vec{x}} \equiv \left| \frac{d\vec{x}}{d\lambda} \right|$.

Infine l'equazione di Eulero sarà:

$$\frac{d}{d\lambda} \frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{x}}} - \frac{\partial L}{\partial \vec{x}} = 0. \quad (1.8)$$

Ora si ha che $\frac{\partial L}{\partial \dot{\vec{x}}} = \left| \dot{\vec{x}} \right| \frac{\partial n}{\partial \dot{\vec{x}}} = (\vec{\nabla} n) \left| \dot{\vec{x}} \right|$ e $\frac{\partial L}{\partial \vec{x}} = n \frac{\dot{\vec{x}}}{|\dot{\vec{x}}|}$. Evidentemente $\dot{\vec{x}}$ è un vettore tangente alla traiettoria che possiamo assumere normalizzato da una particolare scelta del parametro λ . Rinominando pertanto $\dot{\vec{x}} = \vec{e}$ si ha:

$$\frac{d}{d\lambda} (n\vec{e}) - \vec{\nabla} n = 0. \quad (1.9)$$

Manipolando l'Equazione 1.9 si deriva $\dot{\vec{e}} = \vec{\nabla}_\perp \ln n$ e dato che $n = 1 - \frac{2\Phi}{c^2}$ e $\frac{\Phi}{c^2} \ll 1$, si ha $\ln n \approx -\frac{2\Phi}{c^2}$ e quindi:

$$\dot{\vec{e}} \approx -\frac{2}{c^2} \vec{\nabla}_\perp \Phi. \quad (1.10)$$

L'angolo totale di deflessione ora risulta dall'integrale su $-\dot{\vec{e}}$ lungo il cammino ottico perturbato, ovvero:

$$\hat{\alpha} = \frac{2}{c^2} \int_{\lambda_A}^{\lambda_B} \vec{\nabla}_\perp \Phi d\lambda. \quad (1.11)$$

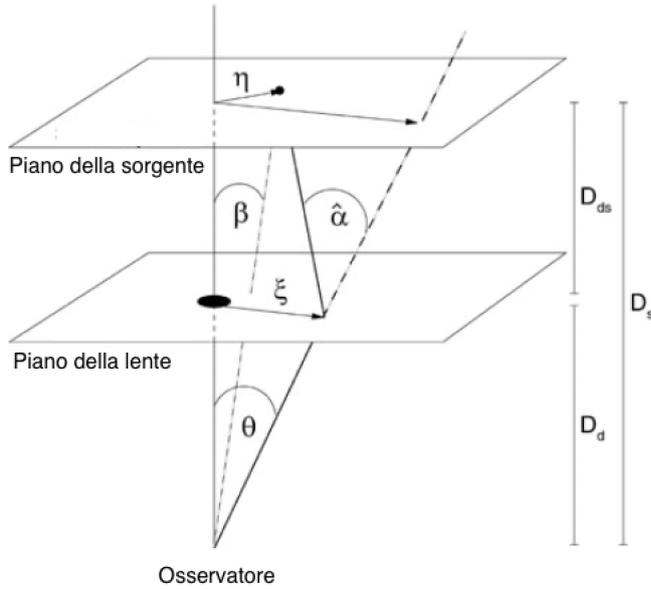


Figura 1.1: Schema di una lente gravitazionale. Figura adattata da Meneghetti (2016).

La deflessione è perciò l'integrale calcolato sul "potere attrattivo" del potenziale gravitazionale perpendicolare al cammino ottico della luce. Dato che si presuppone un angolo di deflessione piccolo sotto le condizioni viste sopra si può integrare su tutto il cammino ottico imperturbato con l'approssimazione di Born:

$$\hat{\alpha}(b) = \frac{2}{c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{\nabla}_{\perp} \phi dz, \quad (1.12)$$

con b parametro di impatto e z direzione della linea di vista.

Se si è nel caso speciale di una lente con una massa puntiforme il suo potenziale risulterà $\Phi = -\frac{GM}{r}$ e risulta:

$$|\hat{\alpha}| = \frac{4GM}{c^2 b} = 2\frac{R_S}{b}, \quad (1.13)$$

dove R_S è il raggio di Schwarzschild.

Gli angoli di una serie di lenti possono essere sommati per dare l'angolo di deflessione totale visto che le loro espressioni sono lineari per M , questo ad esempio è il caso degli ammassi di galassie. Data la variazione di velocità anche il tempo che la luce impiega a percorrere la traiettoria sarà diverso, la differenza di tempo tra il percorso imperturbato e quello perturbato è detto ritardo di Shapiro (1964):

$$\Delta t = \int \frac{dl}{c'} - \int \frac{dl}{c} = \int (n - 1) dl = -\frac{2}{c^3} \int \Phi dl. \quad (1.14)$$

1.1.2 Schema ed equazione delle lenti gravitazionali

La geometria di una lente gravitazionale è schematizzata in Figura 1.1. Si considerino i raggi di luce emessi da una sorgente distante D_s rispetto all'osservatore che attraversino una concentrazione di massa, detta appunto lente, ad una distanza ξ che nell'equazione (1.13) corrisponde a b , parametro di impatto. La lente è ad una distanza D_l dall'osservatore, mentre η denota la posizione della sorgente sul piano della sorgente rispetto alla direzione della linea di vista e β è l'angolo sotto cui l'osservatore vedrebbe la sorgente in assenza della deflessione $\beta = \frac{\eta}{D_s}$. La posizione del raggio di luce nel piano della lente è denotata da ξ e $\theta = \frac{\xi}{D_l}$ è l'angolo corrispondente. Dunque θ è la posizione osservata della sorgente nella sfera relativa alla posizione del centro della lente che è stato scelto come origine del sistema di coordinate, dove $\xi = 0$. D_{ls} è la distanza dal piano della sorgente al piano della lente. Finché le distanze considerate sono molto più piccole del raggio dell'Universo $\frac{c}{H_0}$ è valida la seguente relazione: $D_{ls} = D_s - D_l$. Tuttavia quest'ultima non è più valida per distanze cosmologiche. Dalla

Figura 1.1 si può dedurre che la condizione per cui un raggio di luce partito dalla sorgente arriverà all'osservatore dalla direzione θ o (ξ) è:

$$\eta = \frac{D_s}{D_1} \xi - D_{1s} \hat{\alpha}(\xi), \quad (1.15)$$

o dividendo per D_s

$$\beta = \theta - \frac{D_{1s}}{D_s} \hat{\alpha}(D_1 \theta). \quad (1.16)$$

È conveniente definire l'angolo di deflessione ridotto come:

$$\alpha(\theta) := \frac{D_{1s}}{D_s} \hat{\alpha}(D_1 \theta), \quad (1.17)$$

in questo modo l'equazione delle lenti diviene:

$$\beta = \theta - \alpha(\theta). \quad (1.18)$$

1.1.3 Distorsione e ingrandimento

Una distribuzione estesa di massa è caratterizzata da un potenziale efficace dato da

$$\hat{\Psi}(\vec{\theta}) = \frac{D_{1s}}{D_1 D_s} \frac{2}{c^2} \int \Phi(D_1 \vec{\theta}, z) dz. \quad (1.19)$$

Il potenziale della lente soddisfa le seguenti importanti proprietà:

1. il gradiente di Ψ restituisce l'angolo di deflessione ridotto:

$$\nabla \Psi = \alpha; \quad (1.20)$$

2. il laplaciano di Ψ dà due volte la convergenza:

$$\Delta \Psi = 2\kappa. \quad (1.21)$$

La convergenza o densità di massa adimensionale è così definita $\kappa \equiv \frac{\Sigma}{\Sigma_{\text{cr}}}$ con $\Sigma_{\text{cr}} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_s}{D_1 D_{1s}}$ densità superficiale di massa critica. Utilizzando queste quantità, l'angolo di deflessione può essere riscritto:

$$\alpha = \frac{1}{\pi} \int \kappa(\theta') \frac{\theta - \theta'}{|\theta - \theta'|^2} d\theta'^2, \quad (1.22)$$

e il potenziale:

$$\psi(\theta) = \frac{1}{\pi} \int \kappa(\theta) \ln |\theta - \theta'| d\theta'^2. \quad (1.23)$$

Una delle peculiarità delle lenti gravitazionali è la distorsione che induce sulla forma della sorgente. Questo è particolarmente evidente per sorgenti estese quali le galassie che possono apparire come lunghi archi. La distorsione avviene in quanto i raggi di luce provenienti dalla sorgente vengono deflessi in modo differenziale. La distorsione delle immagini può essere descritta dalla matrice jacobiana:

$$A = \frac{\partial \beta}{\partial \theta} = \left(\delta_{ij} - \frac{\partial^2 \psi(\theta)}{\partial \theta_i \partial \theta_j} \right) = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & \gamma_2 \\ \gamma_2 & 1 - \kappa + \gamma_1 \end{pmatrix} = (1 - \kappa) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \gamma_1 & \gamma_2 \\ \gamma_2 & -\gamma_1 \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

dove compaiono i termini di convergenza e di stiramento $\gamma = \gamma_1 + i\gamma_2 = |\gamma| e^{2i\psi}$. Dall'ultima uguaglianza si comprende anche il significato di questi due termini, la distorsione indotta dalla convergenza è isotropa, ovvero vi è solo un fattore di moltiplicazione uguale per ogni direzione mentre il termine γ allunga la forma intrinseca della sorgente lungo una direzione privilegiata. Per questa ragione, quando sia κ che γ sono diversi da zero, una sorgente circolare viene mappata in un'ellisse i cui assi minore e maggiore sono rispettivamente $a = \frac{r}{1-\kappa-\gamma}$ e $b = \frac{r}{1-\kappa+\gamma}$, con r raggio intrinseco della sorgente.

Una conseguenza importante della distorsione è l'ingrandimento, espresso dall'Equazione 1.18 dove l'elemento di angolo solido $\delta\beta^2$ viene mappato nell'elemento di angolo solido $\delta\theta^2$. Il Teorema di Liouville e l'assenza di emissione e assorbimento di fotoni nella deflessione gravitazionale della luce assicurano la conservazione della brillantezza superficiale della sorgente. Il cambio di angolo solido sotto cui è vista la sorgente implica che il flusso ricevuto dalla sorgente venga aumentato (o diminuito). L'ingrandimento è definito quantitativamente dall'inverso del determinante della matrice jacobiana. $M = A^{-1}$ è chiamato tensore di ingrandimento:

$$\mu \equiv \det M = \frac{1}{\det A} = \frac{1}{(1 - \kappa)^2 - \gamma^2}. \quad (1.25)$$

Gli autovalori di μ misurano l'amplificazione nella direzione tangenziale e radiale e sono dati da:

$$\mu_t = \frac{1}{\lambda_t} = \frac{1}{1 - \kappa - \gamma}, \mu_r = \frac{1}{\lambda_r} = \frac{1}{1 - \kappa + \gamma} \quad (1.26)$$

L'ingrandimento è idealmente infinito quando $\lambda_t = 0$ e $\lambda_r = 0$. Queste condizioni definiscono due curve sul piano della lente, chiamate linee critiche rispettivamente tangenziale e radiale. Proiettando le curve critiche sul piano della sorgente grazie all'equazione delle lenti si ottiene un altro insieme di curve dette "caustiche". Per una sorgente compatta, che si trova in prossimità di una caustica, l'ingrandimento può avere valori fino a due ordini di grandezza. Il segno di μ viene chiamato parità e si ha che le immagini con parità negativa sono caratterizzate da una simmetria speculare della sorgente, mentre le immagini a parità positiva mantengono la stessa orientazione della sorgente. Maggiori dettagli sulla teoria generale delle lenti gravitazionali si trovano in Meneghetti (2016).

1.1.4 Modelli teorici per le microlenti e per le lenti forti

Per comprendere meglio quale sistema di lenti è capace di produrre determinate immagini vengono utilizzati modelli di lente analitici. Ad esempio, per quanto riguarda gli oggetti di alone massicci e compatti (MACHO, da *M*Assive *C*ompact *H*alo *O*bjects), ovvero oggetti compatti, quali pianeti, stelle e buchi neri, il modello adottato è quello della lente puntiforme. Mentre per gli oggetti estesi, i modelli più semplici sono quelli a simmetria assiale anche se i modelli ellittici sono i più appropriati nella maggior parte dei casi. Uno dei modelli a simmetria assiale più usati è la sfera singolare isoterma, il cui profilo di densità di massa si deriva assumendo che la lente si comporti come un sfera di gas ideale in equilibrio termico e idrostatico (Kormann et al., 1994). Risolvendo le equazioni si trova che le immagini si formano in posizioni opposte rispetto al centro della lente $\theta_{\pm} = \beta \pm \theta_E$, dove θ_E è il raggio di Einstein così definito:

$$\theta_E = \sqrt{\frac{4GM(\theta_E)}{c^2} \frac{D_{ls}}{D_1 D_s}}, \quad (1.27)$$

con $M(\theta_E)$ massa interna al raggio di Einstein. Il raggio di Einstein definisce la tipica scala di separazione tra le immagini multiple $\Delta(\theta) = 2\theta_E$.

Nelle lenti gravitazionali forti i valori del raggio di Einstein sono dell'ordine degli arcosecondi e in termini di una galassia isolata il cosiddetto fenomeno di macrolente è prodotto dalla combinazione di tre componenti: l'alone di materia oscura, il disco e lo sferoide della galassia. In una scala intermedia, per valori del raggio di Einstein di miliardasecondi si ha il fenomeno di millilente, dovuto più che altro alla presenza di galassie nane satellite intorno alla galassia lente. Infine, nelle scale angolari più piccole, si trova il fenomeno di microlente dove si parla di raggi di Einstein dell'ordine di microarcosecondi. Nel caso galattico, la risoluzione degli strumenti attuali non è sufficiente a rilevare le microlenti cosmologiche per via fotometrica. Il fenomeno di microlente è quindi osservato all'interno della nostra Galassia e nel Gruppo Locale, dove è valida $D_s = D_1 + D_{ls}$. Queste lenti sono tipicamente pianeti, stelle e oggetti compatti presenti nell'alone o nello sferoide delle galassie locali con masse tipiche comprese nell'intervallo $10^{-6} \leq \frac{M}{M_{\odot}} \leq 10^6$ (Treu, 2010).

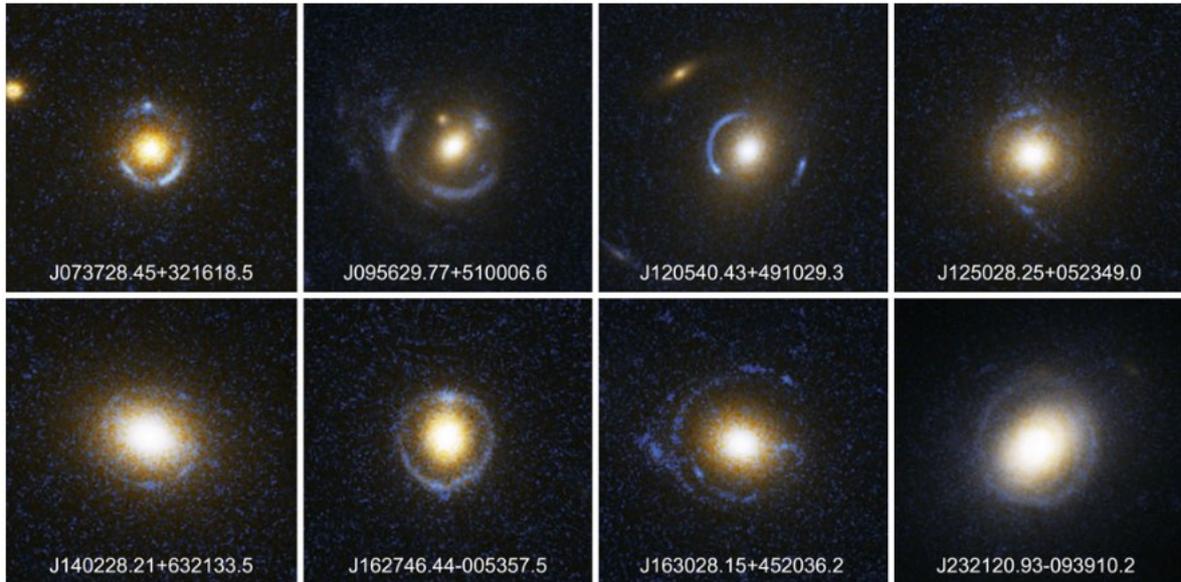


Figura 1.2: Otto sistemi di lenti forti dalla *Sloan Lens Advanced Camera for Surveys Survey* (SLACS). Diversamente da *Quasi-Stellar Object* (QSO) con immagini multiple le immagini della sorgente sono estese e spesso molto allungate, o addirittura mappate in un intero anello di Einstein. Crediti: NASA, ESA e SLACS Survey Team: A. Bolton (Harvard/ Smithsonian), S. Burles (MIT), L. Koopmans (Kapteyn), T. Treu (UCSB), e L. Moustakas (JPL/Caltech).

1.2 Le lenti gravitazionali come strumento di osservazione

Da qui in seguito verrà chiamata “galassia sorgente” o “sorgente” la galassia che va sotto l’effetto di lente gravitazionale, “galassia lente” o “lente” sarà invece la galassia in primo piano che ingrandisce la sorgente dietro. Le lenti gravitazionali rappresentano un potente strumento per lo studio di svariate problematiche astrofisiche. Le osservabili delle lenti gravitazionali forti, come la posizione relativa, i rapporti tra flussi e i ritardi temporali tra immagini multiple, dipendono principalmente dal potenziale gravitazionale della lente e dalle sue derivate. Inoltre queste osservabili sono dipendenti dalla geometria dell’Universo tramite le distanze angolari tra osservatore, lente e sorgente. Infine la sorgente appare a volte ingrandita di un ordine di grandezza così da permettere di: capire la distribuzione spaziale della massa nelle scale del kpc e subkpc dove materia barionica e oscura contribuiscono a dare la forma alle galassie, determinare la geometria d’insieme, il contenuto e la cinematica dell’Universo e infine studiare galassie, buchi neri e nuclei attivi altrimenti non risolti dagli strumenti odierni.

1.2.1 Distribuzione della materia barionica e oscura

Il modello cosmologico standard, basato sulla materia oscura fredda e sull’energia oscura, riproduce bene le strutture osservate alle scale supergalattiche ma la situazione non è così chiara per scale inferiori (kpc e subkpc) dove ci sono incongruenze tra la teoria e le osservazioni. Le lenti gravitazionali forniscono un metodo indipendente per comprendere il ruolo della materia oscura a queste scale. Infatti partendo dall’ingrandimento e dalla distorsione delle immagini si ricava a ritroso il potenziale gravitazionale della lente e quindi la massa totale, dovuta alla componente oscura e barionica, visto che non vengono fatte assunzioni a riguardo. Da qui si può capire quale sia il profilo di densità della massa e si possono distinguere i due contributi più facilmente, rispetto ad altri metodi. Nel caso delle galassie ellittiche e lenticolari la difficoltà si presenta sia nel trovare traccianti di massa a raggi maggiori del raggio efficace R_e , dove appunto è la materia oscura a dominare, sia nel problema della degenerazione tra massa e anisotropia della distribuzione della velocità delle stelle lungo la linea di vista. Un metodo vincente risulta dunque la combinazione delle lenti gravitazionali forti per raggi maggiori del R_e con l’uso della cinematica stellare per raggi entro il R_e . Per quanto riguarda le galassie a spirale invece gli aloni di materia oscura sono già rilevati dalla cinematica del gas per grandi raggi e perciò il

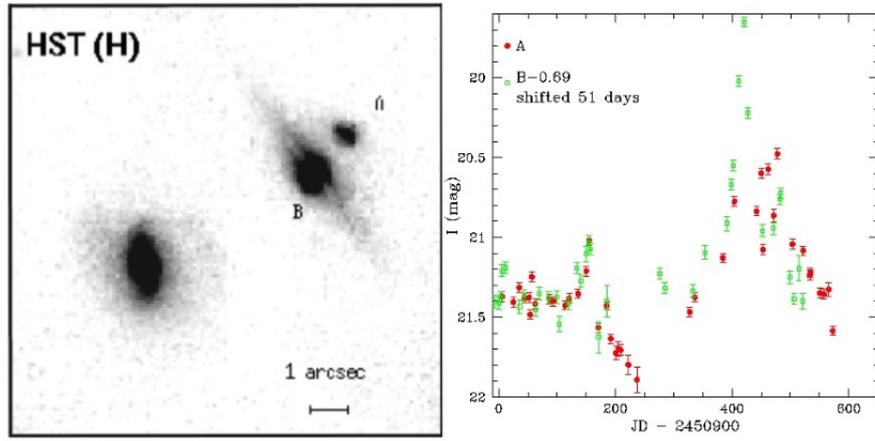


Figura 1.3: B1600+434 è un sistema doppio di lenti gravitazionali. Un *Quasi-Stellar Object* (QSO) distante con *redshift* $z = 1.59$ è ingrandito da una lente gravitazionale forte. La lente è una galassia vista di taglio che si trova a $z = 0.41$ e ha due immagini le cui curve di luce hanno la stessa forma ma presentano un ritardo di circa 50 giorni l'una dall'altra. Figura tratta da Meneghetti (2016).

potenziale gravitazionale può essere ricostruito accuratamente dalle curve di rotazione. Tuttavia la decomposizione del potenziale nei due contributi di materia oscura e barionica risulta problematico per via dell'incertezza di circa il 2-3% del rapporto massa-luminosità per popolazioni di stelle giovani e ricche di polveri. A distanze maggiori inoltre si aggiunge la difficoltà dell'osservazione delle regioni HI e della misura delle curve di rotazione ottiche che sono limitate dalla risoluzione angolare. Gli studi sulle lenti gravitazionali vengono in aiuto anche qui dando un altro metodo assieme all'informazione cinematica per distinguere tra la materia luminosa e oscura (Treu, 2010).

1.2.2 Calcolo costante di Hubble

Un esempio di applicazione cosmologica dello studio delle lenti gravitazionali forti è dato dal calcolo della costante di Hubble attuale che dà un contributo importante in quanto la sua derivazione è indipendente dalla scala delle distanze. Il tempo di viaggio della luce su percorsi differenti, che riguardano perciò immagini diverse, non è lo stesso per due motivi: da un lato si hanno percorsi geometrici differenti e dall'altro lato la luce attraversa parti diverse del campo gravitazionale della lente il che risulta in un effetto di dilatazione temporale previsto dalla Relatività. Queste differenze di tempo possono essere misurate grazie alle variazioni di luminosità per ogni singola immagine della sorgente, secondo il ritardo Δt di Shapiro (Equazione 1.14). Nella Figura 1.3 è mostrato il calcolo del ritardo per due immagini di un oggetto quasi stellare (QSO, *Quasi-Stellar Object*), oggetto costituito da un nucleo galattico attivo luminoso ospitante un buco nero centrale supermassiccio e caratterizzato da una variabilità intrinseca di luminosità. Le curve di luce delle due immagini hanno la stessa forma come ci si aspetta dato che si sta analizzando la stessa sorgente ma la curva di luce dell'immagine B presenta un ritardo di circa 50 giorni rispetto ad A e la ragione è proprio il diverso cammino ottico della luce. Questo Δt è semplicemente proporzionale alla lunghezza del percorso che scala con H_0^{-1} . Perciò con la geometria del sistema e la distribuzione di massa della lente ben modellata, la costante di Hubble può essere derivata dalla misura di questi ritardi temporali tra le diverse immagini. I primi risultati con questo metodo portarono a piccoli valori di H_0 ma ricerche recenti hanno trovato valori della costante di Hubble tra 71 e $79 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ con un'incertezza del 5% grazie a modelli di distribuzione di massa migliori (Meneghetti, 2016).

1.2.3 Lenti gravitazionali come telescopi cosmici

Nel fenomeno delle lenti gravitazionali forti le galassie sorgenti sono ingrandite di circa un ordine di grandezza e quindi le galassie a medio ed alto *redshift* possono essere studiate allo stesso livello delle galassie non affette da lenti gravitazionali dell'Universo Locale. La risoluzione del telescopio spaziale Hubble (HST, da *Hubble Space Telescope*) e la sensibilità degli interferometri radio suggerisce

che si conosca molto poco dell'Universo oltre $z \ll 0.1$ nelle scale al di sotto del kpc e anche per $z \approx 0.1$ le grandi *survey* come la *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) non danno molte informazioni per le dimensioni inferiori alla scala del kiloparsec. Tuttavia non si possono ignorare le galassie piccole e deboli in quanto è noto come siano un ingrediente fondamentale dell'Universo, grazie al quale esistono i sistemi più massicci. Sfruttando le lenti gravitazionali forti è possibile risolvere la morfologia, le dimensioni e la cinematica di piccole galassie al di sotto del kpc. Inoltre grazie all'amplificazione del flusso si riescono a identificare le zone di formazione stellare e misurare le abbondanze chimiche attraverso studi spettroscopici. Nell'Universo locale le galassie massicce ospitano buchi neri centrali supermassicci che appaiono essere correlati allo sferoide per velocità di dispersione, luminosità e masse stellari. Questo ha portato all'interpretazione che i buchi neri e l'energia proveniente dal nucleo galattico attivo (AGN, da *Active Galactic Nucleus*) giochino un ruolo importante nella formazione ed evoluzione della galassia. Ma misure dinamiche dirette di masse di buchi neri possono essere fatte soltanto nell'Universo vicino e ricorrendo a metodi indiretti per *redshift* maggiori. Le lenti gravitazionali nuovamente si dimostrano utili in quanto l'allungamento lungo la direzione tangenziale della galassia ospite permette l'allontanamento di sorgenti puntiformi molto luminose anch'esse affette dal fenomeno di lente gravitazionale quali i *QSO*, si veda Figura 1.2. Difatti le galassie ospiti di luminosi AGN presentano una funzione di allargamento (PSF, da *Point Spread Function*) allungata ai lati che domina sulla PSF del *QSO* dando la possibilità di fare misure precise su luminosità, grandezza e sull'evoluzione cosmica della relazione tra la galassia e il buco nero centrale (Treu, 2010).

1.3 Scopo e schema della tesi

Scopo della tesi è introdurre il metodo di selezione delle lenti gravitazionali nel submillimetrico e mostrare le osservazioni *snapshot* nel vicino infrarosso condotte con il telescopio HST. Viene in seguito presentata e completata la classificazione di Borsato (2020) dei sistemi individuati nelle osservazioni IR e infine viene fatta la classificazione morfologica delle candidate lenti più promettenti. Lo schema della tesi è il seguente:

- Capitolo 1: Nella Sezione 1.1 viene fatta un'introduzione al fenomeno delle lenti gravitazionali basata sull'ottica geometrica, nella Sezione 1.2 si vedono alcune delle più importanti applicazioni astrofisiche delle lenti gravitazionali ed infine nella Sezione 1.3 si esplica lo scopo e lo schema della tesi.
- Capitolo 2: Nella Sezione 2.1 si introducono le modalità e le principali campagne osservative per la ricerca delle lenti gravitazionali, nella Sezione 2.2 si presenta la convenienza dell'osservazione di lenti gravitazionali forti nel submillimetrico, nella Sezione 2.3 si introduce il metodo di selezione delle lenti gravitazionali nel submillimetrico e nella Sezione 2.4 si confrontano le predizioni teoriche con le osservazioni.
- Capitolo 3: Nella Sezione 3.1 si descrive l'*Hubble Space Telescope* (HST) e lo strumento *Wide Field Camera 3* (WFC3) spiegando le modalità di osservazione che il telescopio offre. Nella Sezione 3.2 vengono presentate le osservazioni nell'IR con l'HST di sorgenti affette da *lensing* gravitazionale selezionate nel submillimetrico. Nella Sezione 3.3 si discute la classificazione delle lenti gravitazionali basata sull'ispezione visiva delle immagini ottenute con la WFC3 e si discute la statistica degli oggetti considerati.
- Capitolo 4: Nella Sezione 4.1 viene completata la classificazione di Borsato (2020) con le ultime osservazioni e aggiornata la statistica. Nella Sezione 4.2 si presenta la classificazione morfologica dei sistemi appartenenti alle classi A e B. Infine nella Sezione 4.3 si traggono le conclusioni.

Capitolo 2

Rivelazione di lenti gravitazionali nel submillimetrico

Nella Sezione 2.1 si introducono le modalità e le principali campagne osservative per la ricerca delle lenti gravitazionali, nella Sezione 2.2 si presenta la convenienza dell'osservazione di lenti gravitazionali forti nel submillimetrico, nella Sezione 2.3 si introduce il metodo di selezione delle lenti gravitazionali nel submillimetrico e nella Sezione 2.4 si confrontano le predizioni teoriche con le osservazioni.

2.1 Ricerca delle lenti gravitazionali

Le condizioni per trovare le lenti gravitazionali forti secondo Treu (2010) sono essenzialmente la presenza di immagini multiple chiaramente identificate e la possibilità di riprodurre la configurazione dell'immagine con un modello. La ricerca delle lenti gravitazionali può essere basata sulle indagini fotometriche o spettroscopiche e consta di due diversi approcci che dipendono dall'oggetto di partenza, ossia la lente o la sorgente (Kochanek, 2006). Dei due metodi quello che ricerca le sorgenti ha maggior significato per uno studio dei parametri cosmologici. Difatti, se si investigano le lenti, allora la dipendenza cosmologica entra solo con il rapporto delle distanze e quindi bisogna disporre di una precisa conoscenza del *redshift* della sorgente. Perciò, anche se le lenti trovate sono molto utili per risolvere svariati problemi come la distribuzione di massa o l'evoluzione della galassia, non permettono di determinare il modello cosmologico. Questo cambia nel caso di gruppi di lenti dove si possono trovare più sorgenti, che sono affette da una stessa lente gravitazionale, ma che si trovano a differenti *redshift*.

La maggior parte degli eventi di *lensing* gravitazionale è stata trovata cercando le sorgenti e sfruttando il fatto che il numero di oggetti da vagliare è considerevolmente minore. Questa è sostanzialmente un'affermazione riguardo alle densità superficiali relative della sorgente e della lente candidata. La tipica lente è una galassia con raggio di Einstein di circa $b \simeq 1''$ e quindi con una sezione d'urto di πb^2 . Se si cercano N lenti con questa sezione d'urto ci si aspetterà di trovare un numero di lenti uguale a $N\pi b^2\Sigma_S$, dove Σ_S è la densità superficiale delle sorgenti rilevabili. Analogamente per una ricerca di N sorgenti, l'aspettativa sarà di $N\pi b^2\Sigma_L$ sorgenti con Σ_L densità superficiale delle lenti. Visto che $\Sigma_L \gg \Sigma_S$ si dovranno esaminare meno sorgenti rispetto alle lenti. Questo vantaggio è però ridotto dal fatto che in una singola osservazione è possibile osservare più candidati lenti mentre la probabilità di osservare più di una sorgente affetta da una lente gravitazionale è molto bassa. Il primo metodo per trovare sorgenti dietro le lenti sfrutta le già esistenti campagne osservative dei *redshift*. La *Sloan Lens ACS Survey* (SLACS) è un progetto che combina la grande quantità di dati della SDSS con la capacità risolutive dell'*Hubble Space Telescope* (HST) per l'acquisizione di un grande campione di lenti gravitazionali forti. Questi candidati sono selezionati dal *database* della SDSS per la presenza di due galassie lungo la stessa linea di vista ma a distanze diverse. Questi tipi di spettri, di cui un esempio è riportato in Figura 2.1, occorrono 1 ogni 500 o 1000, perciò una campagna osservativa come questa con circa un milione di spettri di galassie è la chiave per ottenere un campione statistico significativo. Prendendo lo spettro delle regioni centrali di galassie a basso *redshift* queste osservazioni permettono il rilevamento di peculiarità spettrali da ogni immagine della sorgente presente all'interno dell'aper-

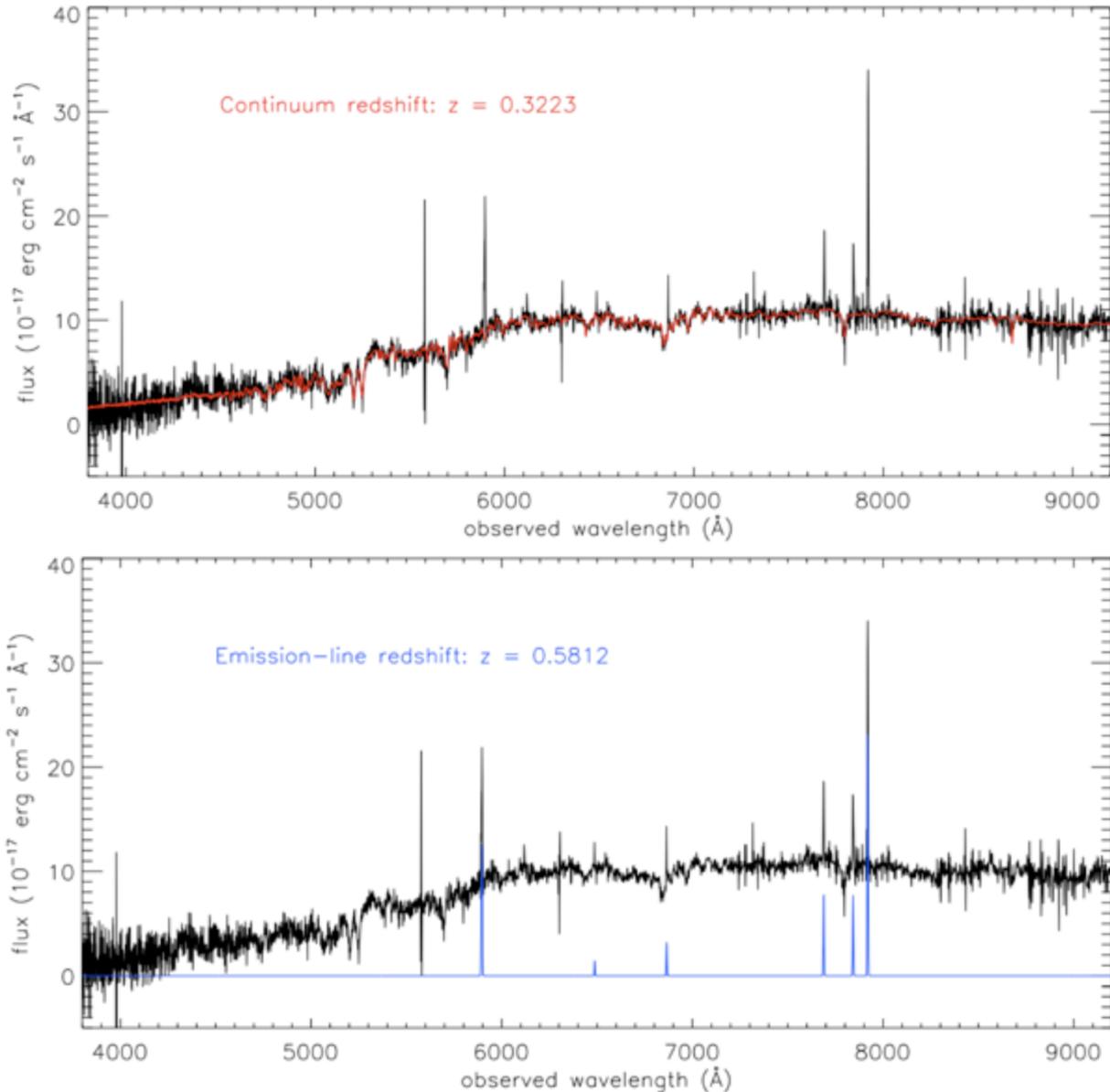


Figura 2.1: Esempio dello spettro di un sistema caratterizzato da un fenomeno di *lensing* gravitazionale ottenuto dalla SDSS. Lo spettro in assorbimento della lente ($z = 0.3223$) e in emissione della sorgente ($z = 0.5812$) sono mostrati in rosso (in alto) e in blu (in basso)¹.

tura dello spettrometro. In questo modo sono state trovate ad esempio la lente Q2237+0305 con la campagna osservativa del *Center of Astrophysics* (CfA, Huchra et al. 1985) e la lente SDSS0903+5028 utilizzando la SDSS (Johnston et al., 2003). Stime teoriche ipotizzano che il tasso di scoperta dovrebbe essere pari ad una lente ogni $10^4 - 10^5$ misure di *redshift*, ma questo non sembra essere confermato dal numero di sistemi effettivamente scoperti nonostante le massicce campagne di misura di *redshift* compiute finora. Miralda-Escude & Lehar (1992) hanno proposto la ricerca di anelli gravitazionali tramite l'identificazione delle righe di emissione nell'ottico. Questa strategia è stata portata avanti ad esempio da Warren et al. (1996), i quali hanno trovato la lente 0047-2808 e da Ratnatunga et al. (1999) che hanno sfruttato la HST *Medium Deep Survey* (MDS, Griffiths et al. 1994). Vi è anche un approccio ibrido, che ha come scopo quello di aver il meno possibile bisogno di ulteriori osservazioni, andando a guardare lobi radio di sorgenti ad alto *redshift* che hanno delle controparti ottiche non stellari. Infatti un lobo radio sovrapposto ad una galassia caratterizza un eccellente candidato lente,

¹Figura tratta da http://www.physics.utah.edu/~bolton/slacs/What_is_SLACS.html

dato che questi lobi non possiedono intrinsecamente emissione ottica. I limiti di questo metodo sono la bassa risoluzione angolare delle campagne osservative nel radio come la *Faint Images of the Radio Sky* (FIRST, Hodge et al. 2009) e la *National Radio Astronomy Observatory Very Large Array Sky Survey* (NVSS, Condon et al. 1998) e i limiti di magnitudine nei cataloghi dell'ottico. Nonostante ciò sono stati trovati in questo modo numerosi sistemi. La maggior parte delle ricerche delle lenti si sono focalizzate sui *quasar* ottici o sulle sorgenti radio perché si trovano a *redshift* relativamente alti ($z_S \geq 1$) e sono facilmente identificabili quando c'è una galassia lente che interferisce. Le campagne osservative dei *quasar* ottici hanno il vantaggio che le sorgenti sono brillanti e lo svantaggio che esse stesse possono mascherare la galassia lente, oltre al fatto che la selezione può essere modificata dalla presenza di polveri e gas ionizzato della galassia lente. Le campagne osservative nel radio presentano il vantaggio che la maggior parte delle sorgenti radio affette da lente gravitazionale sono prodotte da sorgenti estese con spettri ripidi (Kochanek & Lawrence, 1990) e lo svantaggio di una struttura intrinsecamente complessa della sorgente stessa, il che rende le successive osservazioni di conferma particolarmente difficoltose. Da questo punto di vista sembrano più convenienti le *survey* delle sorgenti radio a spettro piatto, più facilmente individuabili perché si presentano per lo più come sorgenti puntiformi se non affette da lente gravitazionale, poi però per la loro relativa semplicità strutturale le lenti a spettro piatto non permettono di ottenere modelli di massa accurati. Inoltre le sorgenti radio tendono ad essere otticamente deboli, rendendo spesso difficoltosa la misura del *redshift*. Un'altra questione, che si presenta per ogni tipo di *survey*, è quella di comprendere il metodo con cui sono stati originariamente identificati i candidati lente o sorgente. Bisogna ad esempio tener conto se il flusso della sorgente nel catalogo è effettivamente il flusso totale di tutte le immagini o solo il flusso dell'immagine più brillante. Questo ha importanti conseguenze nelle correzioni statistiche in quanto viene usato un catalogo limitato in flusso e si ha pertanto una correzione nota come *magnification bias*. Questo fenomeno tiene conto dell'incremento di flusso della sorgente per effetto della lente, pertanto la classe di sorgenti da considerare è più ampia perché vanno incluse anche le sorgenti provenienti da popolazioni più deboli e non è il solo prodotto delle sorgenti del campione per la probabilità di essere casualmente affette da lente gravitazionale. Infine è fondamentale considerare per ogni campagna osservativa la funzione di selezione desiderata e questa è una combinazione di diversi fattori, come la risoluzione angolare e le dimensioni del campo di vista che determinano l'intervallo di separazione delle lenti, la natura delle sorgenti di fondo e il costo in termini di tempo di osservazione di qualsiasi indagine successiva.

2.2 La scelta di un'indagine nel submillimetrico

Nel Capitolo 1 si è visto che le lenti gravitazionali forti sono utilizzate come veri e propri telescopi cosmologici che permettono di osservare oggetti altrimenti troppo distanti o troppo deboli per essere rilevati con gli strumenti attuali. I campioni di oggetti osservati dalle grandi *survey* extragalattiche eseguite alle lunghezze d'onda dal submillimetrico al millimetrico forniscono un'opportunità unica per studiare e comprendere le proprietà fisiche di galassie con tassi di formazione stellare intorno alle $1000 M_\odot$ per anno tra i più alti mai misurati a *redshift* $z > 1$. L'ingrandimento indotto dalla lente gravitazionale rende questi oggetti estremamente luminosi e quindi obiettivi eccellenti per successive osservazioni spettroscopiche. Allo stesso tempo l'aumento della grandezza angolare della sorgente permette di esplorare la struttura e la dinamica delle galassie distanti a scale inferiori al kpc. Le *survey* condotte con l'*Herschel Space Observatory* (Herschel) e il *South Pole Telescope* (SPT) hanno portato alla scoperta di molte galassie a $z \geq 1$, ricche di polveri e con un'intensa attività di formazione stellare ($\sim 1000 M_\odot/\text{anno}$), denominate *Dusty Star Forming Galaxies* (DSFG). Disporre di ampi campioni di DSFG è importante perché permette lo studio e la comprensione di diversi aspetti dell'Universo. In primo luogo, l'incremento della luminosità apparente dovuto al *lensing* gravitazionale permette lo studio delle proprietà morfologiche e dinamiche delle nubi molecolari giganti su scale inferiori al kpc in epoche vicine al picco della formazione stellare nella storia dell'Universo (Swinbank et al. 2010; Dye et al. 2015). La morfologia della sorgente osservata è determinata dalla quantità e dalla distribuzione spaziale della materia barionica e oscura nella galassia lente e, grazie alle immagini ad alta risoluzione dell'*Atacama Large Millimeter Array* (ALMA) è possibile individuare eventuali

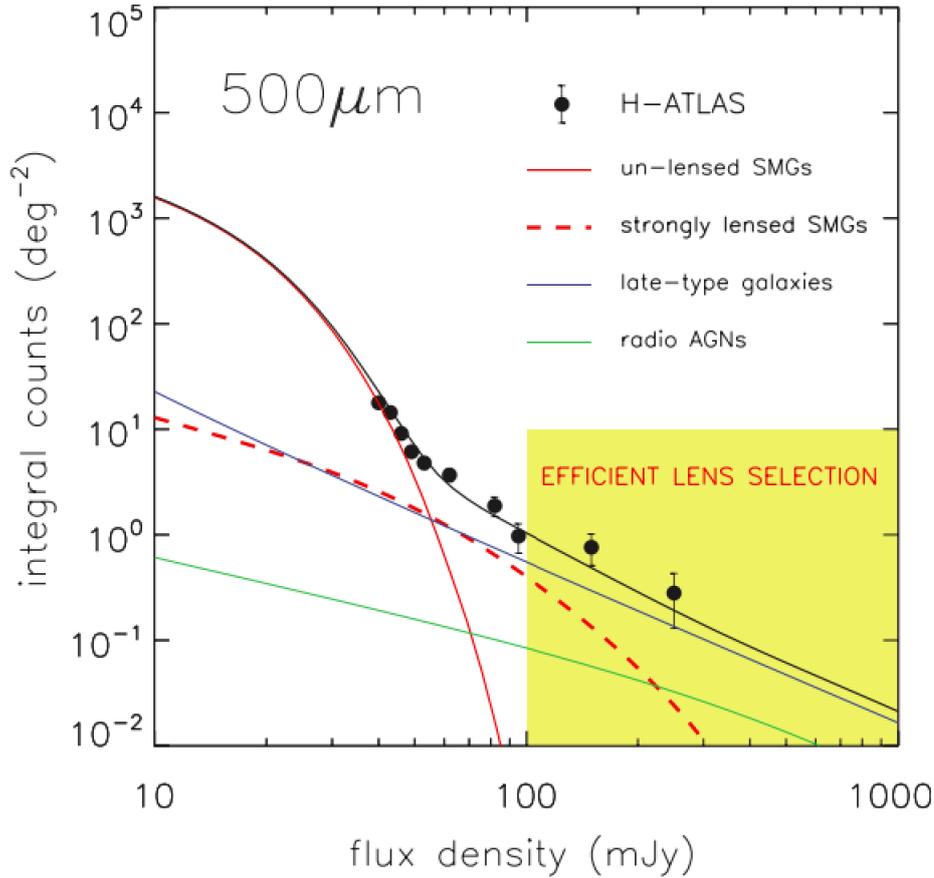


Figura 2.2: Conteggi integrali in funzione della densità di flusso delle sorgenti osservate da H-ATLAS. I dati sono rappresentati dai punti. La linea nera continua è la somma dei contributi di tre popolazioni differenti alla lunghezza d'onda di $500 \mu\text{m}$: le SMG ad alto *redshift* (linee rosse continua e tratteggiata), le galassie di tipo avanzato a *redshift* più bassi (linea blu continua) e gli AGN radio (linea continua verde). Le SMG affette dal fenomeno di lente gravitazionale forte (linea rossa tratteggiata) sono distinte da quelle senza effetto lente (linea rossa continua). La regione gialla in basso a destra evidenzia come avviene la selezione: per flussi maggiori di 100 mJy prevalgono le SMG affette da lente gravitazionale mentre i conteggi delle SMG normali si azzerano. Figura tratta da Negrello et al. (2010).

sotto strutture di materia oscura nella lente e testare pertanto il ruolo della materia oscura nella formazione delle strutture a piccole scale (Hezaveh et al., 2016). È significativo sottolineare come nella selezione delle lenti gravitazionali nel submillimetrico la contaminazione della lente, tipicamente una galassia ellittica, sia trascurabile e perciò nell'estrarre il modello della sorgente non vi sono le incertezze dovute alla sottrazione del contributo della lente, come capita di solito nell'ottico. Per di più la selezione viene effettuata sfruttando le sole proprietà della galassia sorgente e quindi è possibile esplorare la distribuzione di massa della galassia lente fino a $z \sim 1.5$. Infine un numero elevato di oggetti permette di vincolare i parametri cosmologici in quanto la statistica delle lenti così come la distribuzione e la separazione tra le immagini dipendono dal contenuto di materia oscura ed energia oscura dell'Universo.

2.3 Nuovo metodo di selezione

Negrello et al. (2010) presentano un nuovo metodo di selezione delle lenti gravitazionali forti nella banda d'osservazione del millimetrico ($100 \mu\text{m}$ -1 mm) e spiegano perché questa scelta risulti molto vantaggiosa. Data la rarità del fenomeno, la ricerca di lenti forti nel submillimetrico richiede il vaglio di grandi porzioni di cielo e una risoluzione al di sotto di $1''$ per distinguere le immagini

multiple della galassia sorgente attorno alla lente. Con SPT e con Herschel sono state osservate grandi aree di cielo mentre, per quanto riguarda la risoluzione angolare utile, il compito è solitamente affidato ad interferometri, come ad esempio il *Submillimeter Array* (SMA), all'*IRAM Plateau du Bure Interferometer* (PdBI) e ad ALMA. Questi telescopi però hanno un piccolo campo visivo e quindi conducono delle osservazioni che seguono le *survey* a grande campo in modo da puntare solo i candidati già selezionati. Alcuni autori (ad esempio Blain 1996; Perrotta et al. 2002; Negrello et al. 2007) hanno suggerito di fare una selezione in flusso per scovare efficacemente, su grandi aree, le sorgenti amplificate dalle lenti gravitazionali. Nella Figura 2.2 si mostra la selezione in flusso attuata a $500 \mu\text{m}$ utilizzando i conteggi integrali in funzione della densità di flusso. La popolazione prevalente è quella delle *Submillimeter Galaxies* (SMG), altro acronimo usato per indicare le DSFG, galassie fondamentali nelle epoche di transizione tra la formazione delle galassie e il picco di formazione stellare. Queste galassie formano nuove stelle a ritmi di $10^2 - 10^3 M_{\odot} \text{ anno}^{-1}$ con luminosità nell'infrarosso pari a $L \geq 10^{12} L_{\odot}$ (Casey et al., 2014). L'efficienza del metodo di selezione è evidenziata dalla regione gialla nella Figura 2.2 dove per densità di flusso maggiori di 100 mJy si nota che la curva dei conteggi integrali delle SMG va a zero mentre le SMG affette da *lensing* gravitazionale sono ancora rilevabili. La frequenza di eventi di *lensing* è relativamente alta nel submillimetrico in quanto le SMG si trovano in prevalenza ad alti *redshift* ($z \geq 1$) e questo incrementa la probabilità di allineamento di due galassie. Altri contributi ai conteggi integrali per densità di flusso maggiori di 100 mJy sono dati dalle galassie di tipo avanzato a basso *redshift* ($z \leq 0.1$) e i nuclei galattici attivi (AGN) sia pure a *redshift* maggiori ($z \geq 1.0$). Questi contributi spuri vengono eliminati attraverso ulteriori osservazioni, per le galassie a spirale si investiga nella banda ottica mentre per gli AGN nel radio. Grazie all'andamento dei conteggi integrali delle SMG e alla relativa facilità con cui si scartano i contaminanti, queste *survey* nel submillimetrico possono offrire un campione di lenti candidate con un'efficienza vicina al 100%. Negrello et al. (2010) con questa selezione a $500 \mu\text{m}$ hanno prodotto un primo campione di 5 galassie affette dal fenomeno di lente gravitazionale forte in un campo di 16 deg^2 durante la fase dimostrativa di *Herschel Astrophysical Terahertz Large Area Survey* (H-ATLAS, Valiante et al. 2016). Usando la stessa metodologia Wardlow et al. (2013) hanno identificato 11 galassie sorgenti in 95 deg^2 dell'*Herschel Multi-tiered Extragalactic Survey* (HerMES, Oliver et al. 2012), mentre Nayyeri et al. (2016) hanno pubblicato un catalogo di 77 galassie candidate lenti con $F_{500 \mu\text{m}} \geq 100 \text{ mJy}$ estratte dalla *HerMES Large Mode Survey* (Asboth et al., 2016) e *Herschel Stripe 82 Survey* (HerS, Viero et al. 2014) su un'area di 372 deg^2 . L'aspettativa che le lenti candidate fossero centinaia una volta terminate le *survey* da parte di Herschel è stata effettivamente soddisfatta. L'efficacia della selezione potrebbe essere aumentata basandosi sulla ripidità della funzione della luminosità delle DSFG piuttosto che sui conteggi delle sorgenti, come proposto da González-Nuevo et al. (2012) arrivando a circa un migliaio. Negrello et al. (2017) presentano il campione delle probabili galassie soggette all'effetto di *lensing* gravitazionale con $F_{500 \mu\text{m}} \geq 100 \text{ mJy}$ ricavato dall'H-ATLAS. Su una copertura di cielo di circa 600 deg^2 viene fatta la selezione con il metodo presentato ed infine viene fatto il confronto tra predizioni teoriche e osservazioni. La H-ATLAS è la *survey* più ampia condotta con *Herschel* in ben cinque bande che vanno dal lontano infrarosso al submillimetrico ($100, 160, 250, 350$ e $500 \mu\text{m}$) utilizzando in parallelo gli strumenti *Photoconductor Array Camera and Spectrometer* (PACS, Poglitsch & others. 2010) per lunghezze d'onda $55 - 210 \mu\text{m}$ e *Spectral and Photometric Imaging Receiver* (SPIRE, Griffin et al. 2010) centrato alle tre lunghezze d'onda $250, 350, 500 \mu\text{m}$. Questa *survey* copre cinque zone: tre aree coincidenti con la *Galaxy and Mass Assembly survey* (GAMA) si trovano sull'equatore celeste, ognuna di circa 54 deg^2 e approssimativamente posizionate a RA=9h, 12h e 15h, una quarta area vasta di circa 170 deg^2 è vicina al polo galattico nord (NGP) e infine una quinta area ancor più vasta di circa 270 deg^2 si trova al polo galattico sud (SGP). Queste aree sono state selezionate per minimizzare l'assorbimento da parte delle polveri della Via Lattea, che si concentrano soprattutto nel piano galattico e per beneficiare il più possibile di dati già esistenti ad altre lunghezze d'onda, in particolare la spettroscopia ottica. Nell'analisi vengono utilizzati solo flussi delle sorgenti puntiformi mentre le galassie estese vengono scartate attraverso il ricorso a dati ad altre lunghezze d'onda già esistenti. In accordo con il modello teorico, si ha che i conteggi delle DSFG non affette da *lensing* gravitazionale decrescono repentinamente per flussi di $\sim 100 \text{ mJy}$ a $500 \mu\text{m}$, per effetto della pendenza della funzione di luminosità e degli alti *redshift* di queste sorgenti. La banda fotometrica a $500 \mu\text{m}$

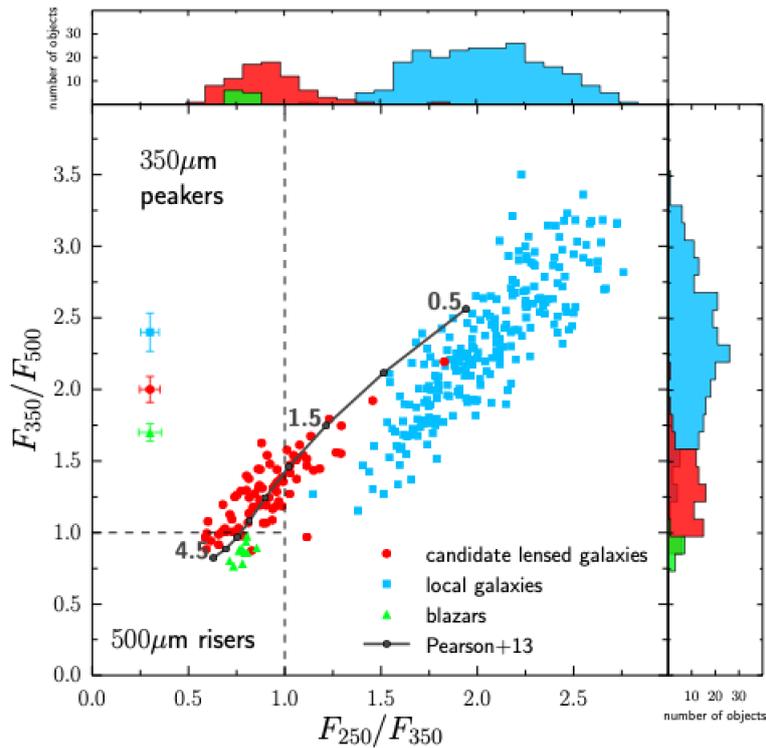


Figura 2.3: Diagramma colore-colore delle sorgenti osservate da Herschel/SPIRE ($F_{350 \mu\text{m}}/F_{500 \mu\text{m}} - F_{250 \mu\text{m}}/F_{350 \mu\text{m}}$). Gli oggetti identificati nella H-ATLAS survey con $F_{500 \mu\text{m}} \geq 100$ mJy sono: le galassie candidate sorgenti rappresentate da cerchi rossi, le galassie locali dai quadrati blu e i *blazar* dai triangoli verdi. Gli istogrammi mostrano il numero di sorgenti in funzione del rapporto di densità di flusso. La linea nera rappresenta il modello empirico di Pearson et al. (2013) per un intervallo di *redshift* $z = 0.5 - 4.5$, crescente dall’alto verso il basso. Figura tratta da Negrello et al. (2017).

è stata scelta in quanto presenta il minor numero di contaminanti per una densità di sorgenti affette da *lensing* relativamente alta. Per contro le osservazioni a 250 μm e 350 μm presentano delle densità di sorgenti più alte ma sono dominate dal contributo della popolazione di DSFG (Negrello et al., 2007). Per prima cosa quindi vengono selezionate tutte le 325 sorgenti con $F_{500 \mu\text{m}} \geq 100$ mJy. Attraverso ALADIN² e la NASA/IPAC Extragalactic Database (NED)³ vengono poi individuate le galassie a spirale a basso *redshift* e le sorgenti radio con spettro piatto in modo da escluderle dal campione. Infatti ben 231 oggetti risultano essere galassie a spirale, 11 sono *blazar* e cioè AGN con getti relativistici nella direzione dell’osservatore, 3 sono stelle ricche di polveri e 1 oggetto risulta essere un asteroide. Le sorgenti candidate ad essere eventi di *lensing* gravitazionale risultano alla fine essere 80, con un ampio intervallo di *redshift* per la lente $z_L = 0.22 - 1.22$, come conseguenza della selezione che si basa esclusivamente sul flusso della galassia sorgente per la quale si hanno *redshift* $z_S = 1 - 5$. I valori dell’ingrandimento misurati cadono nell’intervallo $\mu \sim 5 - 15$, che è consistente con le previsioni. In Figura 2.3 è mostrato un diagramma colore-colore dove sono state inserite le lenti candidate, le galassie a spirale e i *blazar* con $F_{500 \mu\text{m}} \geq 100$ mJy. Si nota una distribuzione bimodale nei valori $F_{250 \mu\text{m}}/F_{350 \mu\text{m}}$, dove le galassie affette da *lensing* gravitazionale paragonate alle galassie locali sono più “rosse”, avendo un flusso maggiore a 350 μm piuttosto che a 250 μm . Questo è consistente con il fatto che le sorgenti si trovano a *redshift* maggiori, come evidenziato dal modello empirico di Pearson et al. (2013). Utilizzando le informazioni sul *redshift* si deriva la luminosità nell’infrarosso dei candidati che risultano essere *Hyper Luminous Infrared Galaxy* (HyLIRG) ovvero galassie estremamente luminose nell’infrarosso ($L_{\text{IR}} \geq 10^{13} L_{\odot}$). Tuttavia va anche considerato un fattore d’ingrandimento tipico di $\mu \sim 5 - 15$, perciò si conclude che la maggior parte di questi oggetti

²Software con atlante interattivo che permette la sovrapposizione di cataloghi e disponibile su <https://aladin.u-strasbg.fr/>

³Disponibile su <https://ned.ipac.caltech.edu/>

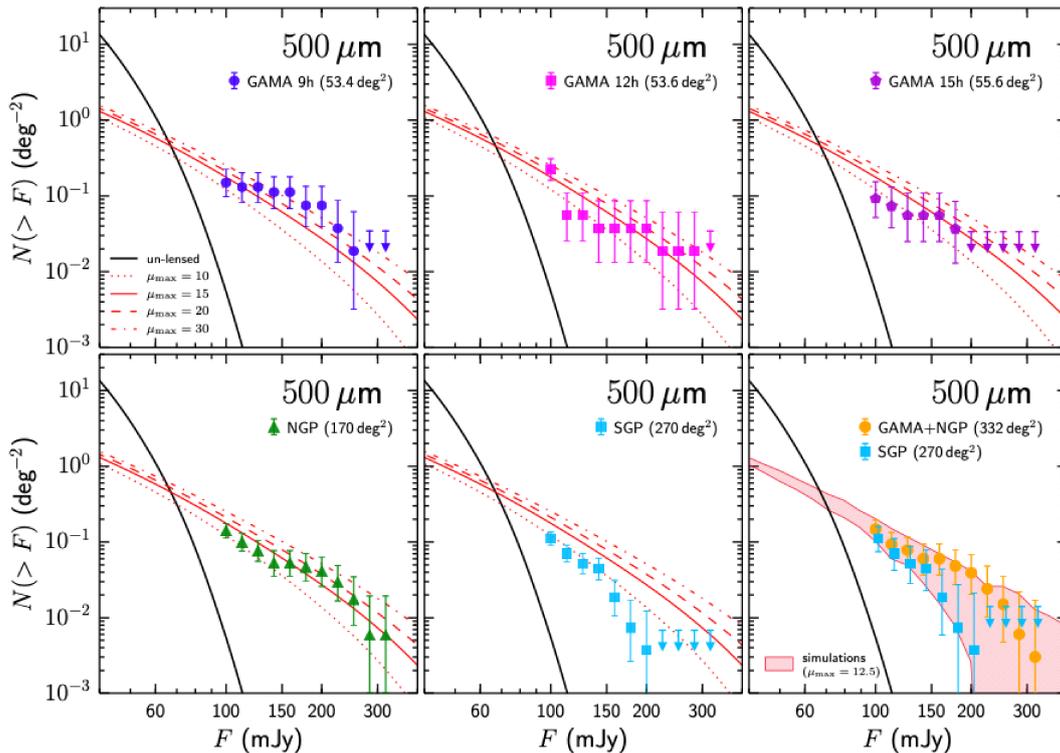


Figura 2.4: Conteggi integrali delle galassie candidate sorgenti in funzione della densità di flusso con $F_{500 \mu\text{m}} \geq 100$ mJy identificate nelle 5 *survey* della H-ATLAS. Nell'ultimo riquadro in basso a destra viene presentata la somma degli oggetti osservati in GAMA e NGP e separatamente SGP mentre l'area colorata mostra la predizione delle simulazioni per $\mu_{\text{max}} = 12.5$. Figura tratta da Negrello et al. (2017).

è intrinsecamente una galassia ultra luminosa nell'infrarosso, ovvero una *Ultra Luminous Infrared Galaxy* (ULIRG) con $10^{12} \leq L_{\text{IR}} \leq 10^{13} L_{\odot}$.

2.4 Conteggi reali e modelli teorici

In Figura 2.4 sono mostrati i conteggi integrali delle galassie candidate sorgenti per ogni area di cielo mappata da H-ATLAS. Le barre d'errore e i limiti superiori corrispondono al 68% dell'intervallo di confidenza assumendo una statistica di Poisson. Nel riquadro in basso a destra della stessa Figura è rappresentato il paragone tra i conteggi estratti dall'area dell'SGP e quelli derivati dalla combinazione delle tre aree equatoriali GAMA con il NGP e in questo caso le barre d'errore corrispondono al 95% dell'intervallo di confidenza. Nonostante la notevole differenza nell'intervallo di flusso tra 150-200 mJy i due campioni sono consistenti tra di loro al 68%. Il modello dei conteggi integrali è fatto assumendo un modello cosmologico di Universo piatto con valori attuali di densità di materia oscura e costante di Hubble rispettivamente pari a $\Omega_{0,m} = 0.308$ e $H_0 = 67.7 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Data la reale densità numerica in unità logaritmiche di densità di flusso $(\frac{dN}{d \log F})_{\text{T}}$ di DSFG non affette da *lensing* gravitazionale allora la corrispondente densità numerica di DSFG sorgenti è calcolata tenendo conto della dipendenza dal *redshift* della sorgente:

$$\left(\frac{dN}{d \log F dz_s} \right)_{\text{L}} (F, z_s) = \int_{\mu_{\text{min}}}^{\mu_{\text{max}}} \left(\frac{dN}{d \log F dz_s} \right)_{\text{T}} \left(\frac{F}{\mu} \right) p(\mu, z_s) d\mu. \quad (2.1)$$

dove F rappresenta la densità di flusso misurata della sorgente e $p(\mu, z_s)$ la probabilità che questo flusso sia incrementato di un fattore μ ad un dato *redshift* come effetto della lente gravitazionale. Poiché Herschel non è in grado di risolvere spazialmente le singole immagini della sorgente, in questa trattazione viene considerato il fattore di ingrandimento totale μ_{tot} , che rappresenta la somma dei

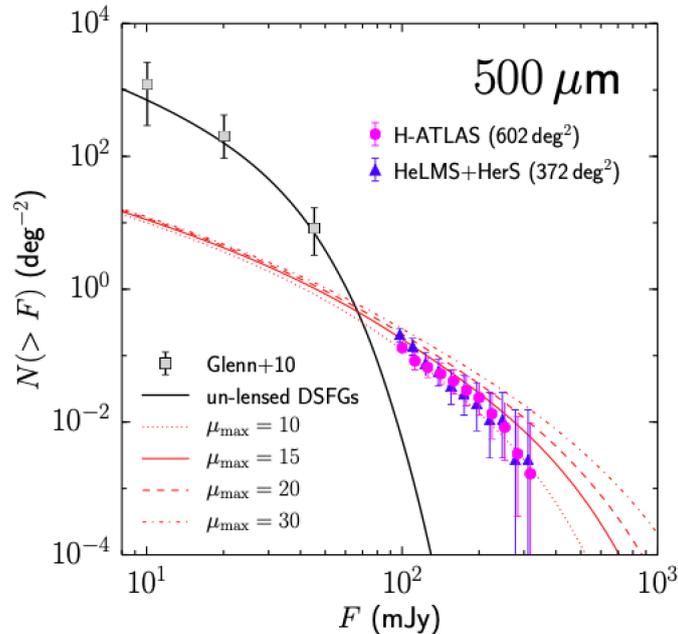


Figura 2.5: Conteggi integrali delle galassie candidate sorgenti in funzione della densità di flusso con $F_{500 \mu m} \geq 100$ mJy. Conteggi integrali identificati nella H-ATLAS totale (cerchi viola) paragonati a quelli derivati da Nayyeri et al. (2016) nelle *survey* HeLMS e HerS (triangoli blu) e DSFG non affette da lente gravitazionale derivate dall’analisi di Glenn et al. (2010) (quadrati e linea nera continua). Figura tratta da Negrello et al. (2017).

moduli degli ingrandimenti delle singole immagini. Pertanto μ_{\min} nell’Equazione 2.1 è il minimo μ_{tot} , che per lenti forti descritte da un modello di sfera singolare isoterma pari a $\mu_{\min} = 2$. D’altra parte il valore massimo μ_{\max} dipende soprattutto dalla dimensione angolare intrinseca della sorgente e generalmente più la sorgente è compatta più alto è il valore dell’ingrandimento che si può raggiungere. Per un *redshift* $z \simeq 2 - 4$ con una dimensione tipica di circa 1-10 kpc, μ_{tot} raggiunge un valore da 10 a 30, (Perrotta et al., 2002). La funzione $p(\mu, z_s)$ dipende da diversi fattori tra cui la distribuzione di massa e il *redshift* della lente. Per una data massa M_L , un *redshift* z_L e un *redshift* z_s della sorgente si può definire la sezione d’urto nel piano della sorgente $\Sigma(> \mu | M_L, z_L, z_s)$ per eventi di lente gravitazionale con ingrandimento totale superiore a μ , ovvero l’area contenente tutte le posizioni delle sorgenti per cui $\mu_{\text{tot}} > \mu$. La probabilità $P(> \mu, z_s)$ che una sorgente sia ingrandita di un valore maggiore di μ è significativamente al di sotto dell’unità ed è molto improbabile che una sorgente sia amplificata da due lenti. L’incertezza maggiore nel calcolare p è correlata alla scelta della sezione d’urto che dipende fortemente dal profilo di massa della lente e per questa derivazione viene adottato un modello Navarro-Frank-White per la materia oscura insieme ad un profilo de Vaucouleurs per la distribuzione della materia barionica nella galassia ellittica (Lapi et al., 2012). Le predizioni dei modelli vengono mostrate nelle Figure 2.4 e 2.5. I conteggi integrali del campione totale di galassie candidate sorgenti suggeriscono un $\mu_{\max} \sim 10 - 15$ anche se nelle aree NGP e GAMA 9h si raggiungono $\mu_{\max} \sim 15 - 20$. Negrello et al. (2017) investigano il livello di fluttuazioni osservate nella densità numerica delle candidate galassie sorgenti tra le aree GAMA+NGP e SGP. Per fare questo sono state fatte 100 simulazioni su un’area di 300 deg^2 attraverso un campionamento fittizio della funzione di luminosità delle DSFG, assegnando ad ogni oggetto una probabilità di essere sottoposto al fenomeno di lente gravitazionale con il corrispettivo fattore di ingrandimento. L’intervallo dei conteggi integrali delle galassie sorgenti simulate è rappresentato con la regione colorata in rosa nel riquadro in fondo a destra della Figura 2.4. Complessivamente si trova un buon accordo tra le osservazioni e i modelli teorici, come mostrato anche in Figura 2.5. Il catalogo H-ATLAS fornisce un valido campione di sorgenti per osservazioni successive che mirano a studiare con precisione senza precedenti la morfologia e la dinamica di regioni di formazione stellare ricche di polveri a $z \sim 2$.

Capitolo 3

Osservazione nell'infrarosso di lenti gravitazionali selezionate nel submillimetrico

Nella Sezione 3.1 si descrive l'*Hubble Space Telescope* (HST) e lo strumento *Wide Field Camera 3* (WFC3) spiegando le modalità di osservazione che il telescopio offre. Nella Sezione 3.2 vengono presentate le osservazioni nell'IR con l'HST di sorgenti affette da *lensing* gravitazionale selezionate nel submillimetrico. Nella Sezione 3.3 si discute la classificazione delle lenti gravitazionali basata sull'ispezione visiva delle immagini ottenute con la WFC3 e si discute la statistica degli oggetti considerati.

3.1 Osservazioni nell'infrarosso con Hubble Space Telescope

3.1.1 Hubble Space Telescope

Il metodo di selezione delle lenti nel submillimetrico descritto nel Capitolo 2 è stato utilizzato con successo con i dati ottenuti da tutte le principali *survey* extragalattiche di Herschel, identificando lenti gravitazionali a *redshift* maggiori di qualsiasi altra selezione basata sull'ottico ($z \sim 1.5$) e rimanendo indipendente dalla natura della lente (Negrello et al., 2017).

Questo risultato è stato utilizzato per condurre osservazioni mirate nell'infrarosso con lo strumento WFC3 di HST nei cicli osservativi 18, 19, 25 e 26. L'HST è un osservatorio spaziale frutto della collaborazione tra la *National Aeronautics and Space Administration* (NASA) e l'*European Space Agency* (ESA), lanciato nel 1990 in orbita a circa 547 km dalla superficie terrestre che completa 15 orbite al giorno approssimativamente di 95 minuti l'una muovendosi con una velocità di circa 8 km s^{-1} (Meylan et al., 2004). L'HST è un telescopio riflettore di tipo Cassegrain con uno specchio primario del diametro di 2.4 m, capace di focalizzare un ampio intervallo di lunghezze d'onda che vanno dai 115 nm dell'ultravioletto ai 2500 nm del vicino infrarosso. In trent'anni di operatività il telescopio ha compiuto più di 1.4 milioni di osservazioni realizzando immagini di qualità senza precedenti, dai corpi del Sistema Solare fino agli oggetti ad alto *redshift* dell'Universo lontano. Il telescopio orbita ad un'altitudine relativamente bassa, il che impone alcune limitazioni nelle osservazioni. Visti da HST, la maggior parte degli oggetti da puntare sono nascosti dalla Terra per un intervallo di tempo variabile durante l'orbita. Gli oggetti, che si trovano sul piano dell'orbita sono occultati per la maggior parte del tempo (circa 44 minuti per orbita). Nella pratica la quantità di tempo disponibile per l'esposizione è ulteriormente limitata dal passaggio attraverso la *South Atlantic Anomaly* (SAA), un'estensione più bassa delle fasce di Van Allen sopra il Sud America e il sud dell'Oceano Atlantico. Durante le intersezioni dell'orbita di HST con la SAA le osservazioni vanno fermate per circa 20 minuti. Nessuna osservazione astronomica o calibrazione degli strumenti a bordo di HST è possibile, eccetto per alcune specifiche e sporadiche osservazioni con la WFC3, perché la radiazione delle fasce induce un segnale di fondo molto elevato. L'efficienza della singola osservazione è definita dalla frazione di tempo richiesta per l'ottenimento dell'esposizione sul tempo totale che include anche l'acquisizione delle stelle guida e la

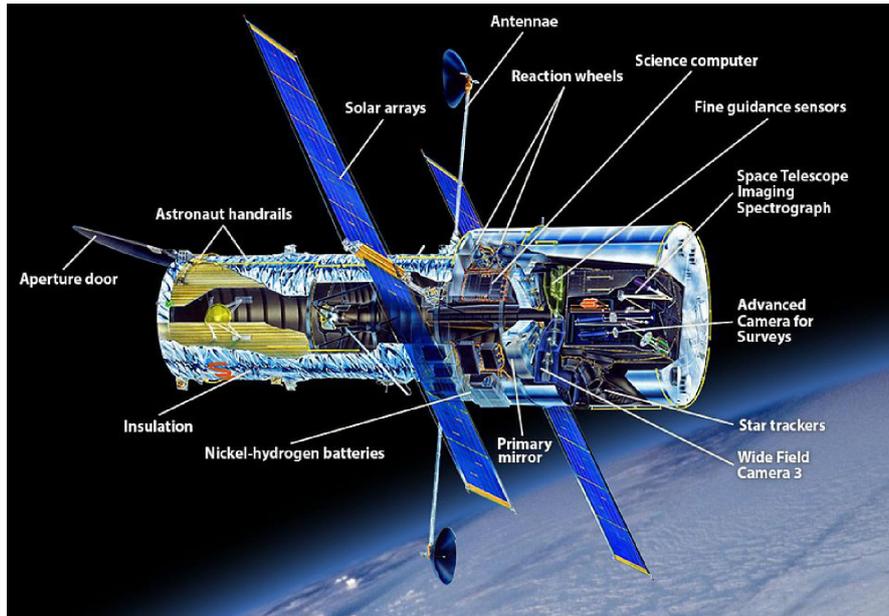


Figura 3.1: Schema del telescopio spaziale Hubble dove sono riportate le posizioni dei vari strumenti. Crediti: NASA¹

calibrazione. Circa il 90% del tempo di osservazione utile è assegnato alle ricerche scientifiche, mentre il rimanente 10% viene destinato alla calibrazione, alle osservazioni ingegneristiche e alla ripetizione delle osservazioni fallite, che sono mediamente il 5% delle totali. L'HST è equipaggiato con molti strumenti tra cui camere, spettrografi, interferometri e sensori di guida. In Figura 3.1 è riportata una rappresentazione schematica del telescopio dove vengono indicate anche le posizioni dei vari strumenti.

3.1.2 Wide Field Camera 3

La camera WFC3, installata nel 2009, fornisce immagini a grande campo, ad alta risoluzione e elevata sensibilità su una larga banda che va dal vicino ultravioletto fino al vicino infrarosso (200–1700 nm). La luce proveniente dall'HST *Optical Telescope Assembly* (OTA) viene intercettata da uno specchio piatto posto a 45° detto *pick-off mirror* (POM) e diretta nello strumento dove un meccanismo apposito seleziona il canale dove dirigere il fascio da analizzare. I canali di osservazione sono due e possono essere utilizzati solamente uno alla volta: UVIS con campo di vista di $162'' \times 162''$ sensibile tra 200 – 1000 nm e un rapporto focale di $f/31$ e il canale IR con campo di vista di $136'' \times 123''$ sensibile tra 800 – 1700 nm e un rapporto focale di $f/11$. Tutte le ottiche riflettenti IR, eccetto per il POM sono ricoperte da uno strato di argento per assicurare la massima capacità di trasmissione. Le componenti del canale IR includono: il *Channel Select Mechanism* (CSM) che dirige la luce in asse sul canale, un specchio piatto inclinato, un meccanismo a due specchi che provvede ad correzioni di messa a fuoco e allineamento, il *Refractive Corrector Plate* (RCP) che applica la correzione dell'aberrazione sferica, la ruota dei filtri *Filter Selection Mechanism* (FSM) e infine il rivelatore IR in HgCdTe. Quest'ultimo è una matrice di 1024×1024 pixel, ognuno della grandezza di $18 \mu\text{m}$ e legati assieme da un *multiplexer* in silicene. La scala spaziale risulta essere di $0''.13 \text{ pixel}^{-1}$ e si ha un rapporto segnale-rumore S/N di 10 per una sorgente con $H_{AB} = 27.9$ mag dopo un'esposizione di 10 ore nella banda F160W. Il canale IR presenta una PSF di FWHM = $0''.124$ a 800 nm e $0''.156$ a 1700 nm e utilizza un totale di 15 filtri. Cinque di questi sono filtri larghi (F105W, F110W, F125W, F140W e F160W), quattro sono di media larghezza (F098M, F127M, F139M e F153M) e infine sei sono filtri stretti (F126N, F128N, F130N, F132N, F164N e F167N).

¹Figura tratta da <https://www.stsci.edu/hst/instrumentation>

3.1.3 Osservazioni con Hubble Space Telescope

Le osservazioni al telescopio HST possono essere richieste con una domanda di tempo di osservazione (*proposal*) di tipo *General Observer* (GO) o *Snapshot* (SNAP). Progetti che non richiedono nuove osservazioni possono invece essere richiesti con un *proposal* di tipo *Archival Research* (AR), con la distinzione di AR *Regular* o *Legacy*. Le domande del tempo di osservazione possono essere fatte in combinazione con altri osservatori spaziali tra cui Chandra, Spitzer, XMM-Newton o il *National Optical Astronomy Observatory* (NOAO). In qualsiasi momento può essere domandato tempo di tipo *Director's Discretionary* (DD) per impreviste ma impellenti osservazioni e di alto profilo scientifico. Perciò l'HST offre diverse possibili tipologie di osservazioni:

- AR - *Archival Research*: Sono osservazioni che non sono più di proprietà esclusiva dell'osservatore e sono disponibili a tutti per l'analisi tramite il recupero diretto e gratuito dall'*HST Data Archive* o dal *Hubble Legacy Archive* (HLA).
- CAL/SI - *Calibration program/science instrument*: Si tratta di programmi per la calibrazione di un determinato strumento e spesso vengono eseguiti in contemporanea ad altre osservazioni.
- ENG/SI - *Engineering program/science instrument*: Sono programmi che mirano al mantenimento e all'aggiornamento della parte ingegneristica del telescopio.
- GO - *General Observer program*: Sono osservazioni che possono richiedere una qualsiasi quantità di tempo, calcolata in termini di orbite di HST. I programmi sono classificati, in base al numero di orbite necessarie, in piccoli (fino a 34 orbite), medi (da 35 a 74 orbite) e grandi (da 75 orbite in poi). Un programma GO può richiedere tempo di osservazione anche nei cicli successivi quando questo è scientificamente giustificato. Una categoria aggiuntiva sono i *Treasury Programs* ideati per stimolare progetti ambiziosi e innovativi, che potrebbero non rientrare nella classificazione precedente.
- GO/DD - *Director's Discretionary program*: Fino al 10% del tempo di osservazione disponibile può essere riservato ad uso del Direttore dello *Space Telescope Science Institute* (STScI). Queste osservazioni generalmente sono immediatamente disponibili alla comunità astronomica. Una richiesta per il tempo DD potrebbe essere appropriata nel caso di un fenomeno transiente e/o inaspettato o quando si hanno risultati dai *proposal* del ciclo precedente che hanno necessità di osservazioni temporalmente vicine. I criteri principali per l'accettazione di un *proposal* DD sono alto valore scientifico e una dimostrazione inequivocabile della necessità di osservazioni tempestive.
- GO/PAR - *Pure parallel program*: Sono osservazioni non mirate che vengono eseguite durante gli altri programmi di osservazione e sfruttano il fatto di avere più strumenti a bordo di HST.
- GTO/team - *Guaranteed Time Observer program*: Dopo l'installazione di un nuovo strumento, la NASA destina una porzione del tempo di osservazione agli scienziati coinvolti nella costruzione dello strumento.
- NASA: Domande di tempo di osservazione gestite direttamente dalla NASA.
- SNAP - *Snapshot program*: Programmi che consistono in osservazioni separate e relativamente brevi di durata all'incirca 45 minuti o meno che riempiono il tempo lasciato libero da altre osservazioni di tipo GO al fine di avere il maggior numero di osservazioni durante ciascuna singola orbita di HST.

Qualunque astronomo nel mondo può presentare una domanda di osservazione allo STScI e richiedere tempo al telescopio, con la possibilità della coordinazione con altri osservatori sia spaziali che terrestri. Lo STScI è l'istituto che si occupa di valutare i *proposal*, organizzare le osservazioni dei programmi selezionati, costruire il programma temporale delle operazioni della missione ed infine archiviare i dati scientifici e ingegneristici del telescopio. La selezione delle richieste è necessaria visto che il tempo di osservazione disponibile è comunque limitato e la selezione è organizzata in modo tale

# Ciclo	Proposal ID	Tipo	P.I.	Periodo di esecuzione	# oggetti osservati
18	12194	GO	M. Negrello	04/2011	5
19	12488	<i>snapshot</i>	M. Negrello	10/2011-08/2013	149
25	15242	<i>snapshot</i>	L. Marchetti	09/2017-09/2019	114
26	16015	<i>snapshot</i>	L. Marchetti	11/2019-09/2020	28

Tabella 3.1: Riassunto delle osservazioni di lenti gravitazionali nell'IR con la WFC3.

che chi fa la proposta non è a conoscenza dell'identità di chi giudica e viceversa chi giudica non conosce gli autori dei *proposal*. Le domande di osservazione selezionate sono quelle che consentono il miglior uso del telescopio, ogni anno vengono visionati circa 1000 *proposal* e ne vengono selezionati approssimativamente 200, per un totale di 20000 osservazioni individuali.

3.2 Programmi di osservazione in infrarosso di lenti gravitazionali selezionate nel submillimetrico

3.2.1 Obiettivi dei programmi di osservazione

La camera WFC3 dell'HST è stata utilizzata per una serie di quattro programmi osservativi di cui sono riportati i dati principali in Tabella 3.1.

Questi programmi osservativi hanno come obiettivo principale quello di caratterizzare i campioni di dati selezionati con il metodo di Negrello et al. (2010) descritto in Sezione 2.3. Con questo metodo Wardlow et al. (2013), Nayyeri et al. (2016) e Negrello et al. (2017) hanno ricavato campioni più numerosi di DSFG con un'affidabilità vicina al 100% di essere lenti con un flusso $F_{500 \mu\text{m}} > 100$ mJy. Negrello et al. (2017) hanno individuato 80 possibili lenti tra $z_L = 0.22$ e $z_L = 1.22$ nella campagna osservativa H-ATLAS. Disponendo anche di *redshift* fotometrici nel lontano IR e di immagini da terra nel vicino IR la selezione di lenti gravitazionali forti può essere estesa fino a $F_{500 \mu\text{m}} > 80$ mJy (González-Nuevo et al., 2012). Combinando delle selezioni in densità di flusso ($F_{350 \mu\text{m}} > 85$ mJy, $F_{250 \mu\text{m}} > 35$ mJy) con delle condizioni sui colori ($F_{350 \mu\text{m}}/F_{250 \mu\text{m}} > 0.6$ e $F_{500 \mu\text{m}}/F_{350 \mu\text{m}} > 0.4$) e con la ricerca di associazioni vicine visibili nell'ottico o nel vicino infrarosso poste a *redshift* $z < 2$ diverse dal campione di sorgenti, essi hanno ottenuto una densità superficiale di lenti di 1.52 deg^{-2} che risulta essere circa 46 volte superiore rispetto quella ottenuta con la sola selezione in densità di flusso a $500 \mu\text{m}$. González-Nuevo et al. (2019) hanno rivisto ed ampliato questo metodo applicandolo sui $\sim 340 \text{ deg}^2$ della campagna H-ATLAS. Il metodo utilizzato consiste nel accoppiare diversi cataloghi in base alla somiglianza delle distribuzioni di probabilità associate ad osservabili differenti. In questo modo gli autori hanno ottenuto un campione di circa 450 candidati con una probabilità totale $P > 0.7$ di essere lenti gravitazionali forti. Le osservazioni GO e *snapshot* della Tabella 3.1 si prefiggono di osservare circa 400 sistemi di lenti gravitazionali identificati in una combinazione di H-ATLAS (GAMA09, GAMA12, GAMA15 e SGP, Eales et al. 2010) con HerMES, HeLMS e HerS (Oliver et al. 2012, Viero et al. 2014) osservando queste porzioni di cielo ($\sim 850 \text{ deg}^2$ in totale) per la prima volta con la camera WFC3. In Figura 3.2 è mostrata una mappa delle zone del cielo osservate. Queste 400 lenti candidate sono state selezionate perché dispongono sia di osservazioni supplementari a diverse bande, tutte analizzate uniformemente come parte del progetto *Herschel Extragalactic Legacy Project* (HELP, Shirley et al. 2019), che di osservazioni spettroscopiche/fotometriche successive (con, ad esempio, IRAM/PdBI, SMA, CARMA, GBT, NTT e ALMA). Di particolare importanza è il programma SALT *Gravitational Lensing Legacy Survey* condotto al *South African Large Telescope* (SALT), che è un progetto della durata di tre anni che ha fornito dati spettroscopici e *redshift* per queste lenti candidate. Il fatto che le osservazioni siano state fatte su una vasta area di cielo garantisce una strategia di osservazione efficace e un buon grado di completezza. Questo è fino ad ora il più grande campione di lenti gravitazionali selezionate omogeneamente nel lontano infrarosso. Questi *proposal* hanno lo scopo di superare le limitazioni, che si avevano negli studi statistici per via dei pochi campioni e realizzare più obiettivi scientifici. Innanzitutto vogliono confermare le lenti candidate tramite o la rilevazione diretta di archi

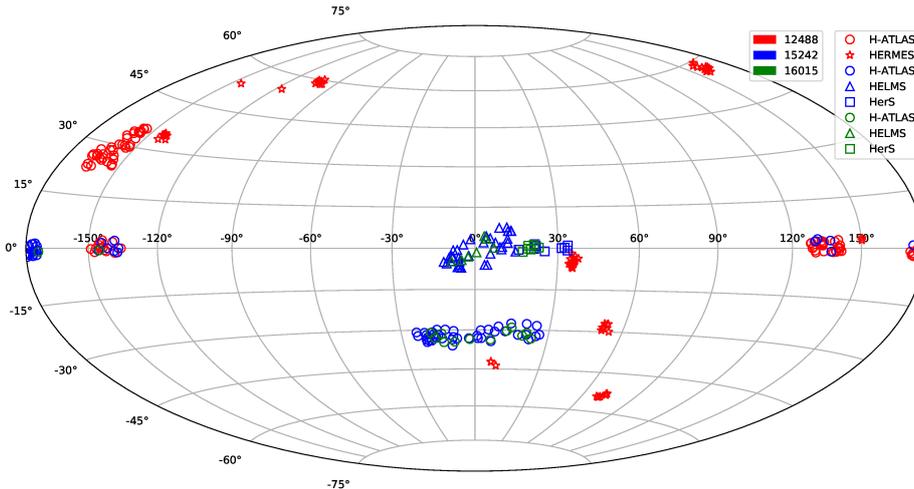


Figura 3.2: Mappa della distribuzione delle sorgenti candidate lenti dove i colori rosso, blu e verde corrispondono rispettivamente ai *proposal* 12488, 15242 e 16015. I diversi simboli si riferiscono alle campagne osservative Herschel in cui sono stati individuate, secondo la legenda riportata in alto a destra. Figura adattata da Borsato (2020) con l'aggiunta dei sistemi classificati nel Capitolo 4.

o risolvendo spazialmente la lente e dimostrare, in caso di galassie di tipo ellittico l'inconsistenza del *redshift* fotometrico submillimetrico. Questo può essere utilizzato anche per vincolare statisticamente la distribuzione di materia nella galassia lente anche senza ulteriori osservazioni in quanto presentano diverse profondità ottiche. Inoltre, nonostante la breve durata delle esposizioni, nel 40% dei casi è comunque possibile rilevare la sorgente affetta dalla lente gravitazionale, come previsto dal notevole oscuramento delle polveri nella popolazione del submillimetrico. La sorgente è ingrandita con una alta brillantezza superficiale e con la possibilità di risolvere strutture tangenziali fino a 50 parsec. Questa risoluzione estrema sarebbe impossibile senza la lente gravitazionale e sebbene gli archi gravitazionali siano molto brillanti risulta difficile separare il loro contributo da quello della lente. Pertanto è stato costruito un algoritmo per la ricostruzione della lente e della sorgente (Warren & Dye 2003, Dye et al. 2014) che contemporaneamente restituisce la struttura della sorgente e il profilo di massa della lente. Un altro aspetto che queste osservazioni offrono è la capacità di trovare eventi di lente gravitazionale rari, come sistemi con un ingrandimento estremo ($\mu > 50$) o doppi anelli di Einstein (Gavazzi et al., 2008). Grazie ai dati di HST si può ricostruire il profilo di massa stellare della lente mentre il profilo della massa totale viene ottenuto dal modello di lente. L'evoluzione della pendenza del profilo di densità di massa vincola la storia delle fusioni delle galassie lenti (Nipoti et al., 2009), mentre la combinazione del profilo di luce misurato da HST e il profilo di densità di massa può vincolare la funzione iniziale di massa. Potenzialmente il campionamento permetterà di avere delle relazioni tra lente e sorgente in funzione delle altre proprietà delle galassie. Infine poche sorgenti risultano non essere lenti gravitazionali forti ma oggetti altrettanto interessanti, come la fusione di due SMG iperluminose che andranno a formare una tra le galassie più massicce a $z \sim 2$. Queste galassie suggeriscono che le galassie nel submillimetrico hanno proprietà differenti rispetto ai sistemi ultraluminosi locali. Questi sistemi sono molto rari (nell'ordine di 1 ogni 100 deg^2) e possono perciò essere scoperti solo in grandi *survey*.

3.2.2 Acquisizione delle immagini infrarosse

Nelle osservazioni *snapshot* del Ciclo 19, 25 e 26 è stato utilizzato il canale IR di WFC3 con filtro F110W. Per effetto della selezione nel submillimetrico l'emissione in banda ottica/vicino-IR è data principalmente dalla galassia lente ellittica, che ha un flusso crescente andando dall'ottico all'IR e questo giustifica la scelta del canale IR della WFC3. La scelta del filtro F110W è invece data

da due fattori: permette di coprire efficacemente il contributo della componente stellare che domina la distribuzione spettrale di energia delle lenti, e coprendo un ampio intervallo di lunghezze d'onda consente di incrementare il rapporto S/N pur avendo tempi di esposizione brevi. I *proposal* propongono delle esposizioni di 12 minuti dove sono inclusi i tempi di configurazione strumentale (*overheads*) e il tempo di puntamento (*star-guide acquisition time*), che richiedono rispettivamente 1 e 6 minuti. Pertanto il tempo di esposizione reale per ogni sorgente è di 4 minuti, che comporta un S/N ~ 100 . L'acquisizione dei dati è avvenuta con una modalità MULTIACCUM, con apertura IR, filtro F110W e con parametri NSAMP=8, SAMP-SEQ=SPAR S25. Scegliendo il canale IR l'unica modalità osservativa è la MULTIACCUM che permette di rilevare più volte il segnale con l'avanzare del tempo di esposizione. Letture multiple del CCD offrono tre principali vantaggi: innanzitutto permettono di salvare il segnale prima che il *pixel* saturi e così incrementano l'intervallo dinamico dell'immagine finale, in secondo luogo possono essere analizzate separatamente per rimuovere i raggi cosmici ed infine sommando le immagini si ha una media che riduce il rumore di lettura, che risulta relativamente alto per i rivelatori nell'IR. Lo svantaggio di questa modalità è che richiede un notevole spazio di archiviazione. Una esposizione è completa se si specifica una delle dodici diverse sequenze di lettura che offre la MULTIACCUM e il numero totale di letture (che non possono essere più di 15) e quindi il tempo di esposizione totale specificato dal parametro NSAMP. Le sequenze della MULTIACCUM sono:

- la sequenza RAPID, che consiste in una serie di letture del rivelatore spaziate temporalmente in modo lineare e della durata più breve possibile di $t = 2.9$ s;
- sei sequenze SPARS, che sono le SPARS5, SPARS10, SPARS25, SPARS50, SPARS100 e SPARS200 e che consistono in letture del ricevitore spaziate linearmente, come per la sequenza RAPID, rispettivamente della durata di 5, 10, 25, 50, 100 e 200 s;
- cinque sequenze STEP, che sono le STEP25, STEP50, STEP100, STEP200 e STEP400 e che partono con delle letture delle letture di tipo RAPID per poi aumentare la durata delle esposizioni in maniera logaritmica rispettivamente fino a 25, 50, 100, 200 e 400 s.

Le sequenze di campionamento, il numero di letture e quindi i tempi di esposizione totale sono stati scelti in base alle condizioni e al tempo disponibile al momento dell'osservazione. Le configurazioni strumentali, che sono state utilizzate, sono alternativamente la sequenza di campionamento SPARS10 con 8 letture ed un tempo di esposizione totale di $t_{\text{esp}} = 251.75$ s e la sequenza di campionamento SPARS25 con 9 letture ed un tempo di esposizione totale di $t_{\text{esp}} = 711.74$ s. Per ogni candidato è stata utilizzata la tecnica del *dithering*, procedura che consiste nel muovere il telescopio per variare di piccoli angoli le singole esposizioni di un oggetto. Le immagini sono combinate successivamente nella *pipeline* o attraverso il *software Astrodrizzle* (Gonzaga et al., 2012). Il *dithering* viene usato per migliorare la qualità e la risoluzione dell'immagine, compensando ad esempio errori del CCD come imperfezioni, *pixel* morti, *pixel* caldi, *pixel* non affidabili e irregolarità della scala spaziale che potrebbero non essere completamente corretti dai file di riferimento della calibrazione. Inoltre può essere utilizzato per campionare meglio la PSF (Lauer, 1999) che per il canale IR risulterebbe sotto campionata di un fattore ~ 2 . In Tabella 3.1 sono riportate le date di esecuzione delle osservazioni per ogni domanda di tempo e il numero di oggetti osservati.

3.2.3 Riduzione delle immagini infrarosse

Le osservazioni HST snapshot sono state ridotte da un co-PI del *proposal* usando la procedura *calwf3* (Sabbie et al., 2009). Per ogni lettura delle quattro osservazioni sono stati esclusi i *pixel* corrotti conosciuti e utilizzando dei *pixel* di riferimento posti alla fine del rivelatore è stato calcolato e corretto il valore di *bias*. Per ogni immagine è stato stimato un valore degli errori di lettura basati su un modello di rumore del rivelatore. Così alle immagini scientifiche originali è stata associata un'immagine degli errori aggiornata ad ogni passaggio attraverso la propagazione degli errori. Le immagini sottratte di *bias* sono state corrette per tenere conto degli effetti di non linearità che caratterizzano il rivelatore. I *pixel* saturi, per cui non è possibile eseguire questa correzione, sono stati mascherati. Successivamente sono stati corretti gli effetti delle correnti oscure. I valori delle immagini scientifiche

sono stati trasformati da conteggi integrali a tassi di conteggi dividendo per il tempo di posa. Sono stati identificati e sottratti i raggi cosmici e, per ogni osservazione, sono state combinate le diverse letture ricavate dalla modalità MULTIACCUM. Questo ha permesso di ottenere quattro coppie di immagini scientifiche e immagini degli errori corrette per *bias*, *dark*, non linearità e raggi cosmici. Infine è stata eseguita la correzione per *flat-field*, in maniera da risolvere le variazioni di risposta del rivelatore sia su larga scala che tra *pixel* adiacenti. I *flat-field* utilizzati per il canale IR della WFC3 sono suddivisi in due componenti: una componente ad alto S/N utilizzata per rilevare le variazioni tra *pixel* vicini e ricavata da osservazioni a terra (*P-flat*) e una componente a basso S/N sensibile alle variazioni su più grande scala ottenuta da osservazioni in orbita tra il settembre 2009 e dicembre 2010 (*L-flat*). Utilizzando la procedura *Astrodrizzle*, le immagini sono state corrette per la distorsione geometrica e per gli effetti di deformazione dei *pixel* e successivamente combinate in una immagine finale.

3.3 Classificazione delle lenti gravitazionali

Una volta ridotte le immagini con *calfw3* e *Astrodrizzle* Borsato (2020) ha eseguito una classificazione visuale con l'intento di catalogare i sistemi di lenti gravitazionali a seconda della loro proprietà visuali. Questa classificazione si basa sui criteri definiti da Negrello et al. (2017), ma utilizza solamente le osservazioni della WFC3/F110W. Per costruzione, una frazione estremamente alta del campione di sorgenti individuate da Herschel è costituita da sorgenti submillimetriche osservate con SPIRE che sono certamente affette da *lensing* gravitazionale. Questo non garantisce però che la lente e la sorgente siano sistematicamente visibili nelle immagini WFC3/F110W, in quanto si stanno osservando differenti regioni dello spettro rispetto a quelle in cui queste vengono identificate. Le sorgenti vengono suddivise in quattro classi principali A, B, C e D e una classe di oggetti esclusi X alle quali vengono aggiunte delle classi ulteriori A/B, B/C, e C/D che descrivono i casi intermedi tra le quattro classi principali:

- La **classe A** comprende sistemi in cui è evidente la presenza di una galassia, generalmente ellittica, o anche di un gruppo di galassie che fanno da lente. Anche le strutture tipiche dell'effetto del *lensing* sono visibili, si notano infatti immagini multiple e/o archi gravitazionali. Questi sistemi si trovano in prossimità del picco di emissione misurata da SPIRE. In Figura 3.3a vengono mostrati due sistemi esemplificativi.
- Alla **classe B** appartengono i sistemi tali per cui l'analisi visuale non è sufficiente per stabilire l'appartenenza alla classe A. In genere la lente è ben visibile e corrisponde ai sistemi della classe A ma le strutture morfologiche del *lensing* o sono molto deboli, o molto piccole, o completamente coperte dalla lente oppure sono visibili delle strutture ma non sono facilmente riconducibili all'effetto di *lensing* gravitazionale. Anche questi oggetti generalmente si trovano in prossimità del picco di emissione misurata da SPIRE. In Figura 3.4a vengono presentati due esempi.
- La **classe intermedia A/B** contiene i sistemi per cui una classificazione A o B non è immediata e le sorgenti che si trovano ai bordi della regione di confidenza. In Figura 3.5a vengono presentati due esempi.
- La **classe C** comprende i sistemi in cui mancano del tutto le strutture morfologiche tipiche del *lensing* o non viene visualizzata la possibile lente come possono essere o sistemi ad alto *redshift*, o DSFG non affette da *lensing*, o galassie interagenti e gruppi molto complessi, oppure quei sistemi contaminati dalla presenza di una stella luminosa vicina. Inoltre in questa classe vengono inclusi tutti i sistemi che mostrano le caratteristiche proprie di sistemi di *lensing* gravitazionale forte ma si trovano ad essere molto distanti dal puntamento SPIRE per cui non si è sicuri di star osservando la sorgente Herschel catalogata. La Figura 3.6a mostra due sistemi esemplificativi.
- Alle sorgenti della **classe intermedia B/C** appartengono, ad esempio, quelle che mostrano archi o immagini multiple deboli e che si trovano ai limiti della regione di confidenza, oppure quelle immagini in cui è presente una possibile lente ma che risulta molto debole. Un esempio è mostrato in Figura 3.7a.

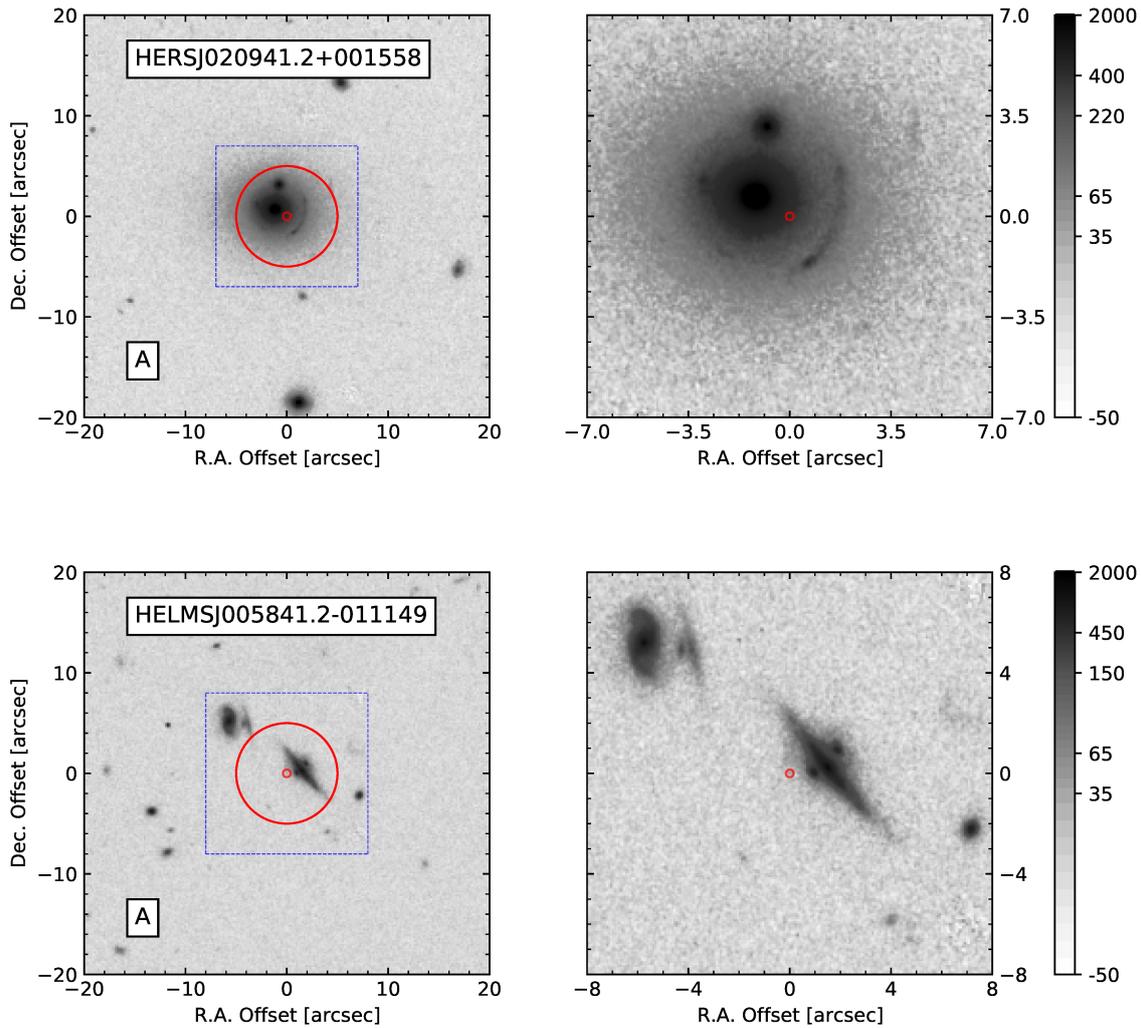


Figura 3.3: Esempi di sorgenti della classe A. Figura tratta da Borsato (2020).

- La **classe D** comprende i sistemi in cui si esclude l'effetto di *lensing* gravitazionale, grazie alla disponibilità di osservazioni aggiuntive. In Figura 3.8b vengono presentati due esempi.
- Invece la **classe intermedia C/D** è quella in cui cadono i sistemi probabilmente non affetti da *lensing* ovvero galassie vicine interagenti o molto luminose nel submillimetrico, dove però non si può escludere con certezza l'assenza di strutture morfologiche deboli.
- Nella **classe X** cadono le immagini che a seguito della riduzione risultano essere inutilizzabili, alcune di questi oggetti sono stati riosservati durante il ciclo osservativo 26. Un esempio viene presentato in Figura 3.7b.
- Sono state utilizzate anche le **classi intermedie A/C** e **B/D** per indicare rispettivamente i casi in cui nell'immagine è chiaramente visibile una sorgente, ma non è chiaro se sia quella identificata con Herschel oppure quando è presente una galassia a spirale vicina e si osservano alcune strutture che potrebbero essere effetti del *lensing* o far parte della galassia vicina.

Nei casi in cui si conosce con certezza che una particolare sorgente è o meno una lente gravitazionale tramite altri studi la classe confermata viene indicata attraverso una freccia \rightarrow . Usiamo $\rightarrow(A)$ nel caso la sorgente sia confermata e $\rightarrow(D)$ nel caso in cui la sorgente sia esclusa come affetta da *lensing*.

Per facilitare questa analisi le immagini WFC3/F110W sono state centrate in corrispondenza del picco dell'emissione della sorgente submillimetrica osservata con SPIRE nella banda a $250 \mu\text{m}$. Alla posizione del picco è stata associata una regione di confidenza, sotto forma di un cerchio di raggio

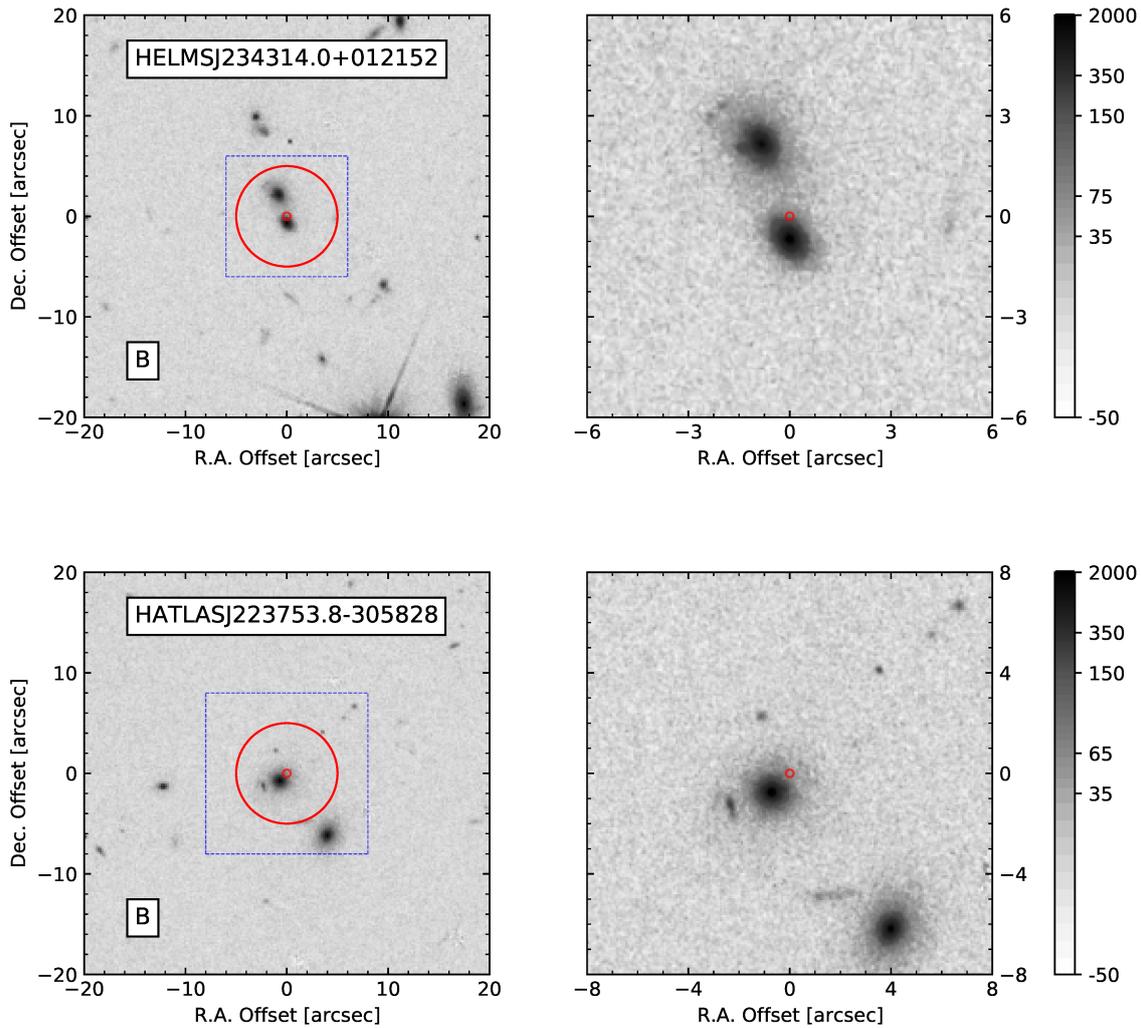


Figura 3.4: Esempi di oggetti della classe B. Figura tratta da Borsato (2020).

$5''$ che corrisponde alla FWHM media della PSF a $250 \mu\text{m}$. Per ogni immagine sono stati fatti due ingrandimenti: il primo mostra una regione di $20'' \times 20''$, il secondo mostra una regione la cui estensione è variabile per isolare la possibile controparte infrarossa della sorgente SPIRE. La scala dei colori utilizzata per l'analisi delle immagini è stata costruita in maniera da facilitare il riconoscimento delle morfologie caratteristiche dei sistemi affetti da *lensing* gravitazionale forte. Ogni sorgente Herschel viene identificata tramite un codice identificativo formato dall'acronimo della campagna osservativa in cui questa sorgente è stata osservata e dalle sue coordinate R.A. (J2000.0) in hhmmss e Dec (J2000.0) in \pm ddmss (e.g. HELMSJ003619.8+002420). La Tabella 3.2 riporta il numero di sorgenti per classe e la loro frazione rispetto al campione totale di 287 oggetti.

	A	B	C	D	X
# sorgenti	32	123	117	8	7
frazioni percentuali	11.1	42.8	40.8	2.8	2.4

Tabella 3.2: Numero di sorgenti per ogni classe definita da Borsato (2020) e relative frazioni percentuali.

Le frazioni percentuali trovate sono riportate nell'istogramma di Figura 4.2. Borsato (2020) ha poi confrontato la classificazione fatta con quelle presenti in letteratura confrontando le frazioni percentuali rispetto al totale del numero di sorgenti classificate nelle diverse classi. Le classi intermedie A/B, A/C, B/C, B/D e C/D sono state accorpate con la classe immediatamente precedente allo scopo di ottenere

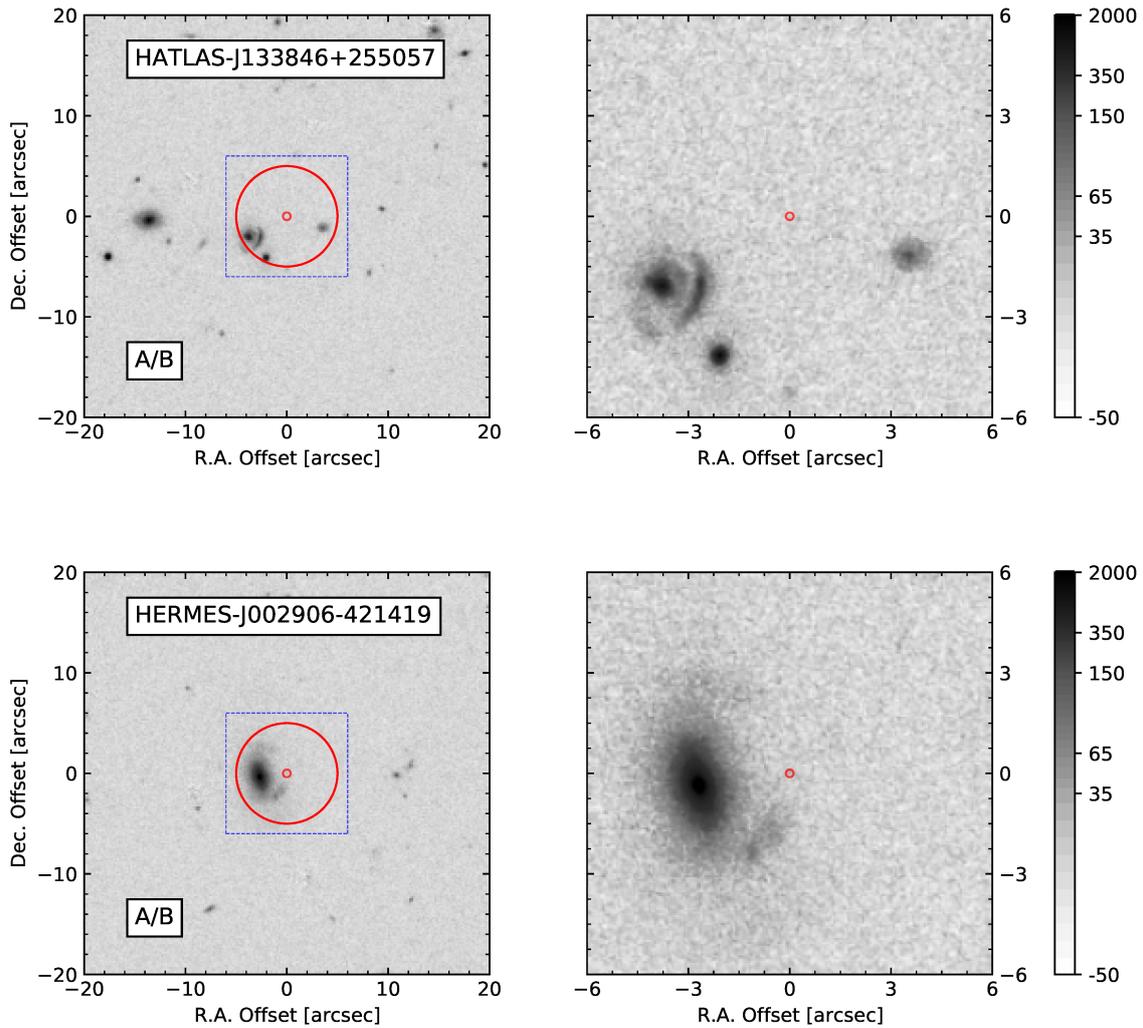


Figura 3.5: Esempi della classe intermedia A/B. Figura tratta da Borsato (2020).

una classificazione il più conservativa possibile. Nella Figura 4.2 viene riportato il confronto tra le frequenze percentuali ottenute con questa classificazione con quelle riportate da Calanog et al. (2014) e Negrello et al. (2017). Entrambi questi lavori basano la propria classificazione sul confronto di osservazioni in diverse regioni dello spettro, dalle mappe submillimetriche, utili a caratterizzare le sorgenti affette da lensing, alle immagini nel vicino infrarosso, sensibili all'emissione delle lenti e, quando disponibili, utilizzano anche le misure dei *redshift* delle lenti e delle sorgenti. Si nota che con la corrente classificazione si ha un eccesso di sorgenti di tipo B rispetto alle classificazioni precedenti. Questo è probabilmente dovuto al fatto che, utilizzando informazioni aggiuntive gran parte dei casi dubbi della classe B o viene confermato in A o declassato a C. Questo effetto è evidenziato dalla Tabella 4.3 in cui viene mostrata la distribuzione delle sorgenti classificate che hanno sia la classe HST (derivata dall'ispezione delle immagini F110W) che quella multibanda ricavata dalla letteratura (ridefinita in maniera da essere consistente con il sistema adottato). Dalla Figura si vede che, se da un lato le sorgenti A, C e D di HST tendono ad essere in buon accordo con la letteratura, le sorgenti B invece mostrano un'ampia variazione.

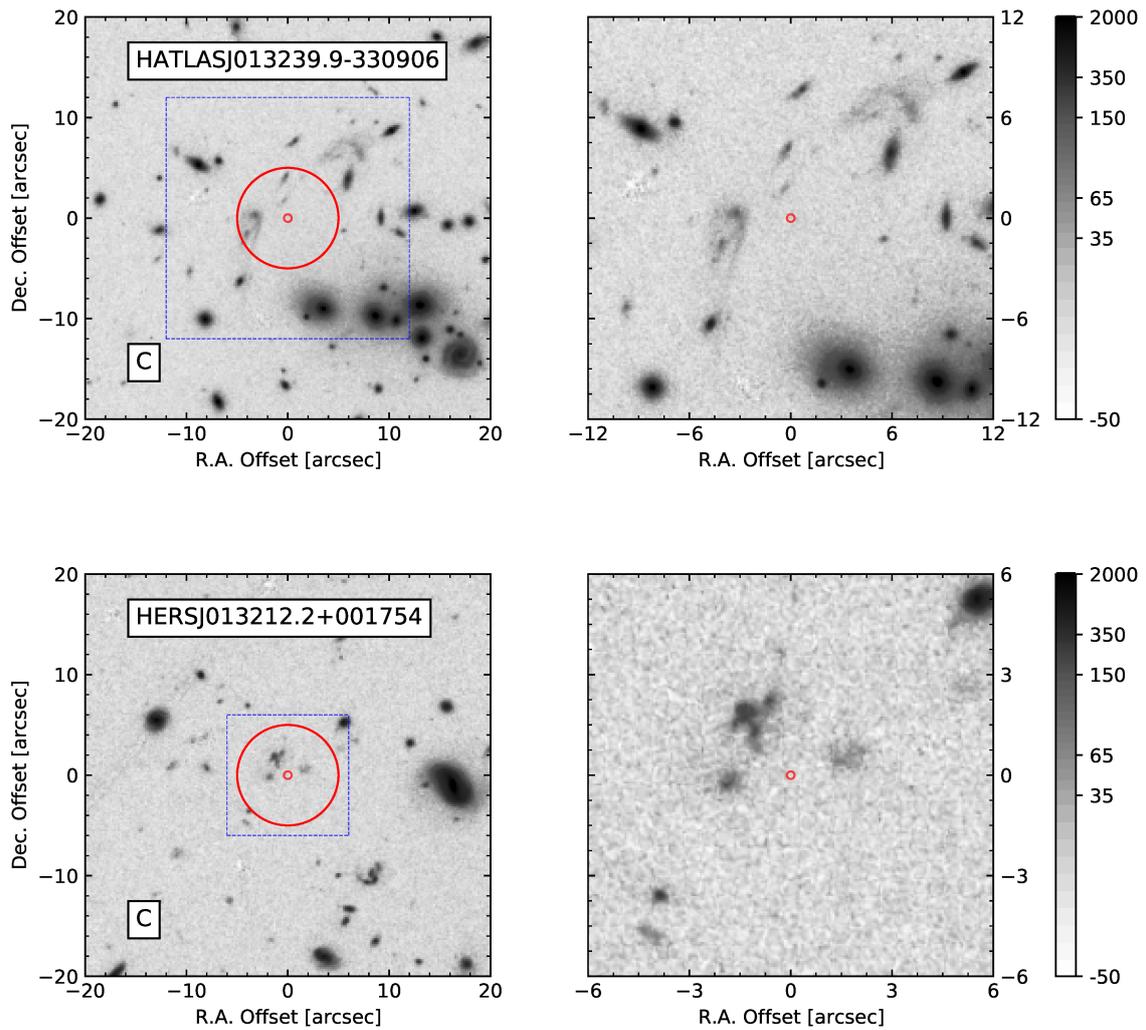


Figura 3.6: Esempi di oggetti della classe C. Figura tratta da Borsato (2020).

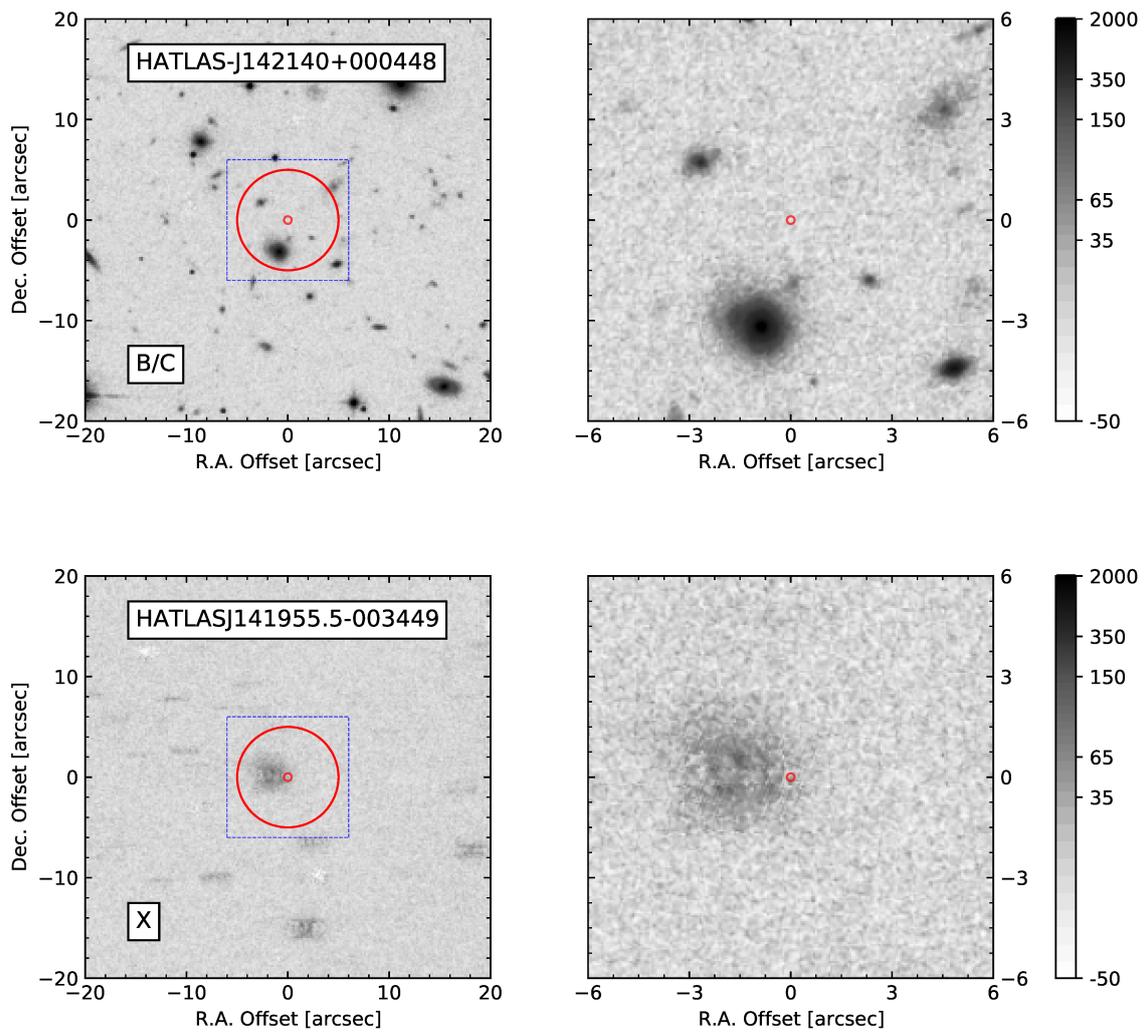


Figura 3.7: Esempi di sorgenti della classe intermedia B/C (in alto) e della classe X (in basso). Figura tratta da Borsato (2020).

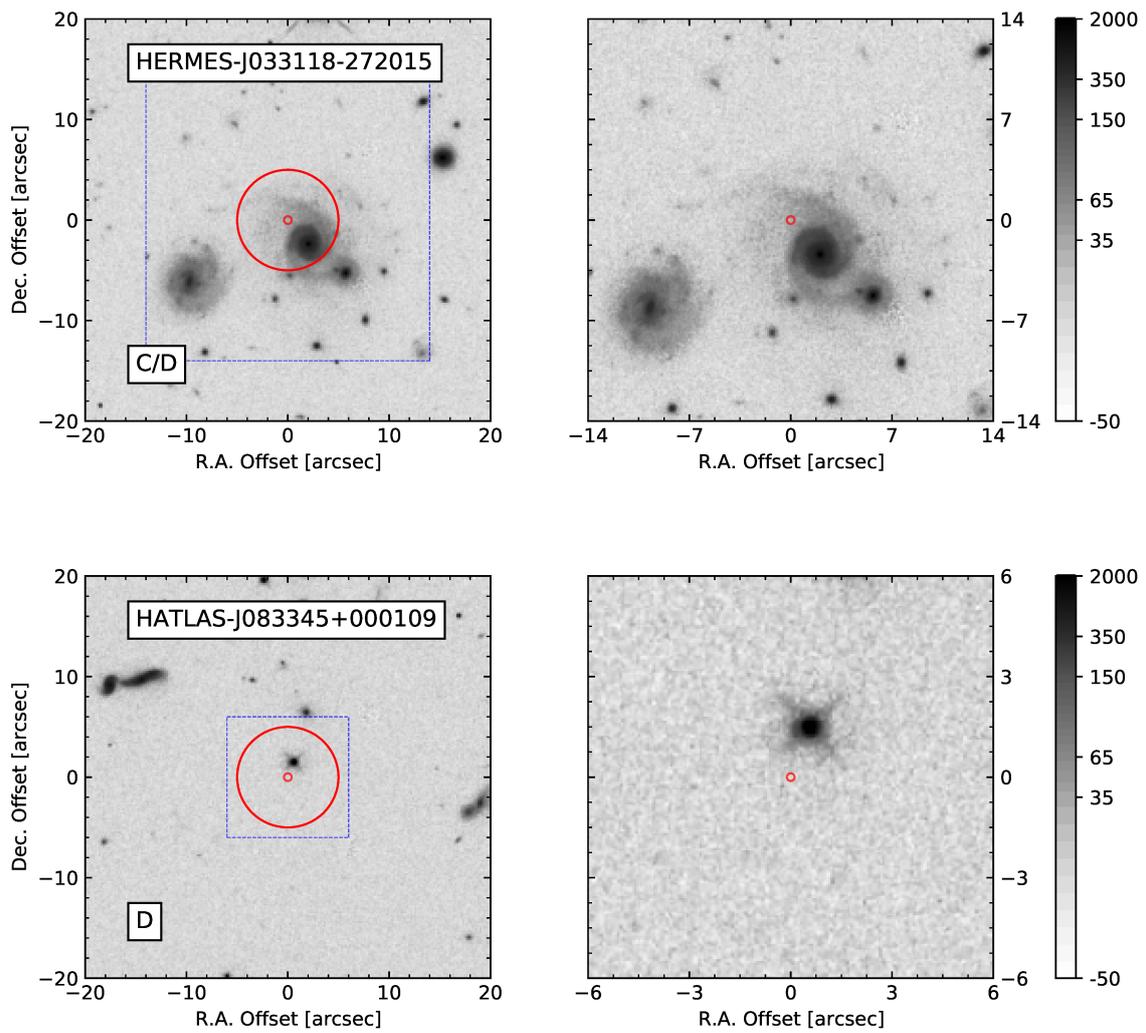


Figura 3.8: Esempi di sorgenti della classe intermedia C/D (in alto) e della classe D (in basso). Figura tratta da Borsato (2020).

Capitolo 4

Analisi, risultati e conclusioni

Nella Sezione 4.1 viene completata la classificazione di Borsato (2020) con gli ultimi oggetti osservati da WFC3 nel Ciclo 26 e aggiornata la statistica. Nella Sezione 4.2 si presenta la classificazione morfologica delle lenti appartenenti alle classi A e B. Infine nella Sezione 4.3 si traggono le conclusioni.

4.1 Presentazione delle ultime osservazioni e classificazione delle lenti gravitazionali

Al momento della stesura della tesi di Borsato (2020) mancava ancora la riduzione dei dati di dieci puntamenti di WFC3 condotti nel Ciclo 26, pertanto qui di seguito si completa la loro classificazione. Nella Figura 4.1 sono riportate le immagini di questi sistemi. La Tabella 4.1 elenca la classificazione di questi 10 oggetti con un commento per ciascuno di essi. Dei tre oggetti classificati come C da Negrello et al. (2017) due sono stati promossi alla classe B (HATLASJ232623.0-342642, HATLASJ230815.5-343801) e uno è stato confermato nella classe C (HATLASJ005132.8-301848) sulla base delle immagini WFC3.

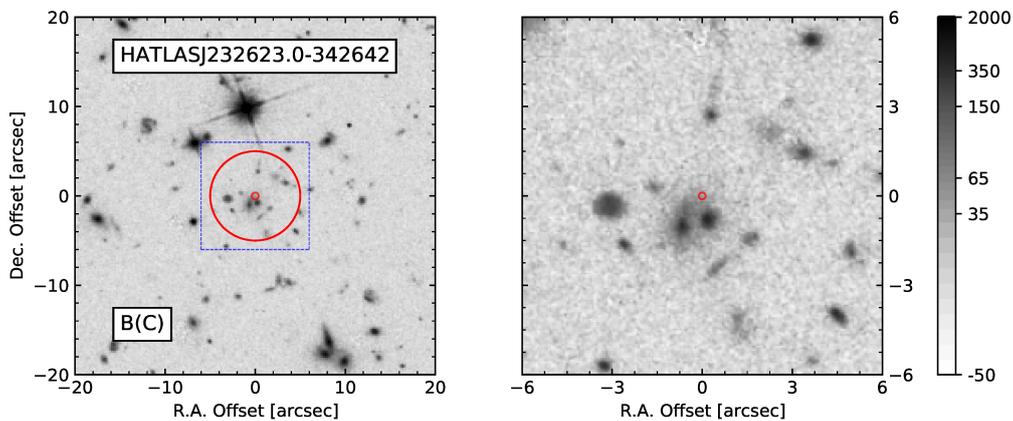


Figura 4.1: Immagini delle sorgenti classificate in questa tesi. La classificazione tra parentesi è tratta da Negrello et al. (2017).

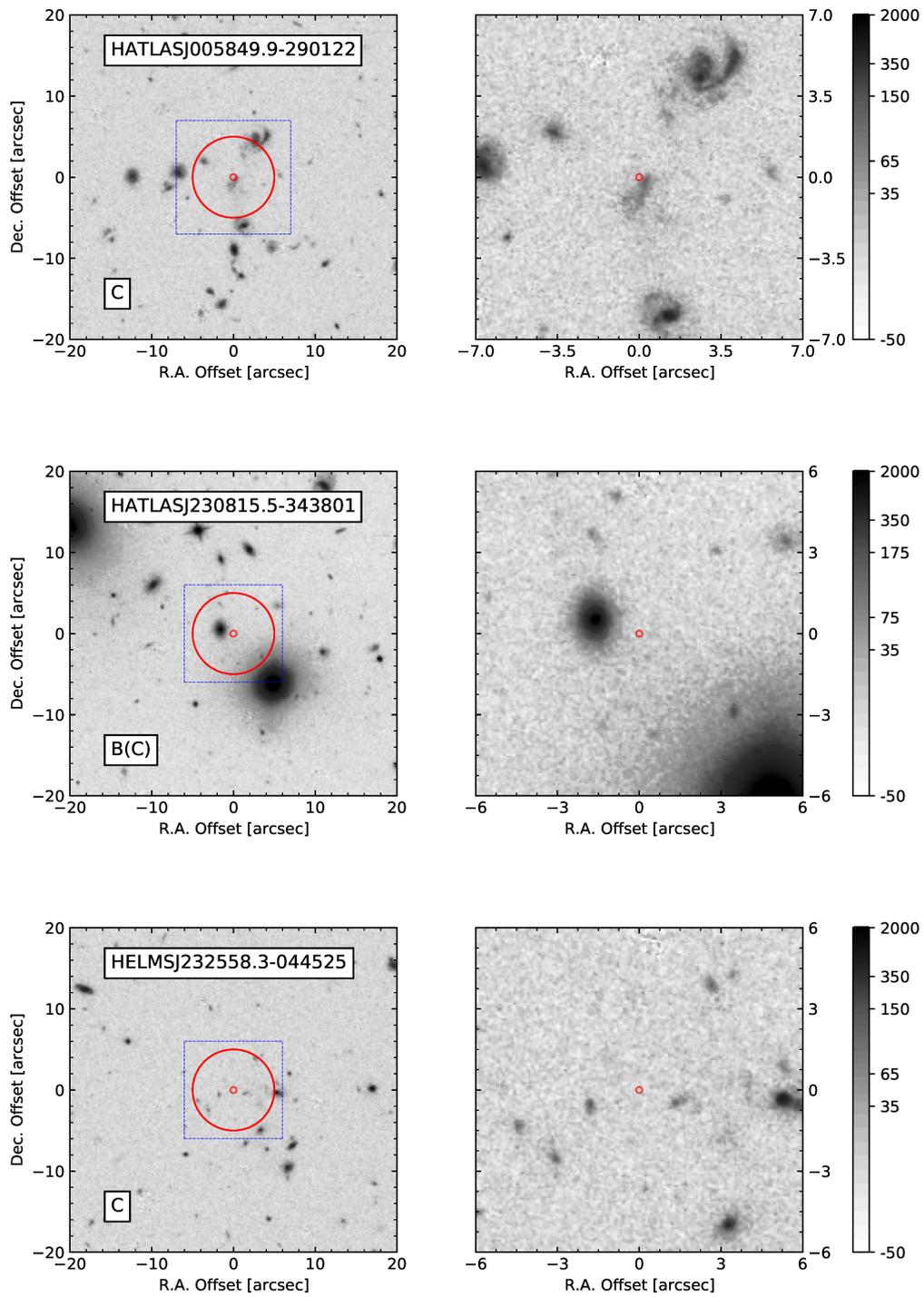


Figura 4.1: (continua)

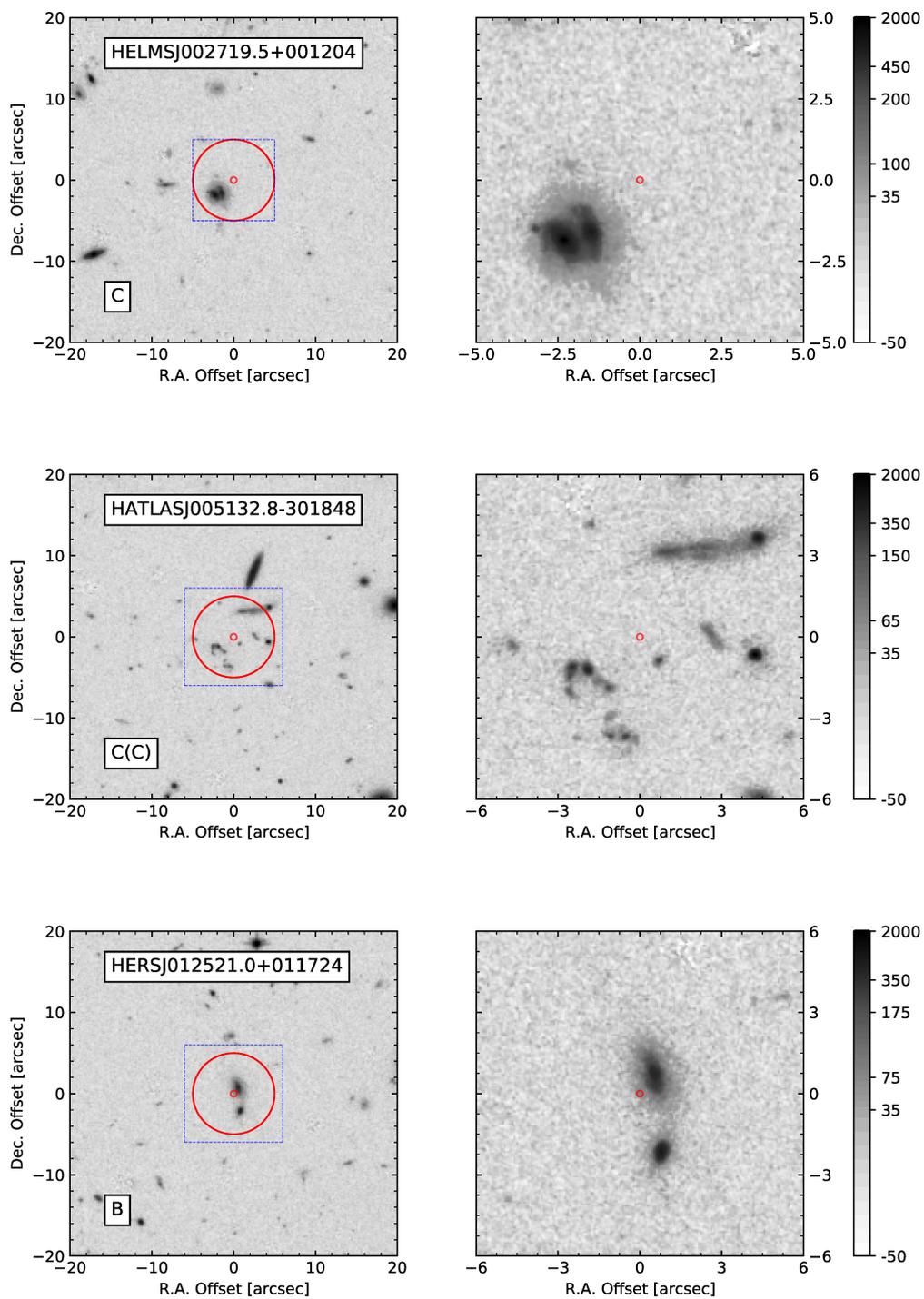


Figura 4.1: (continua)

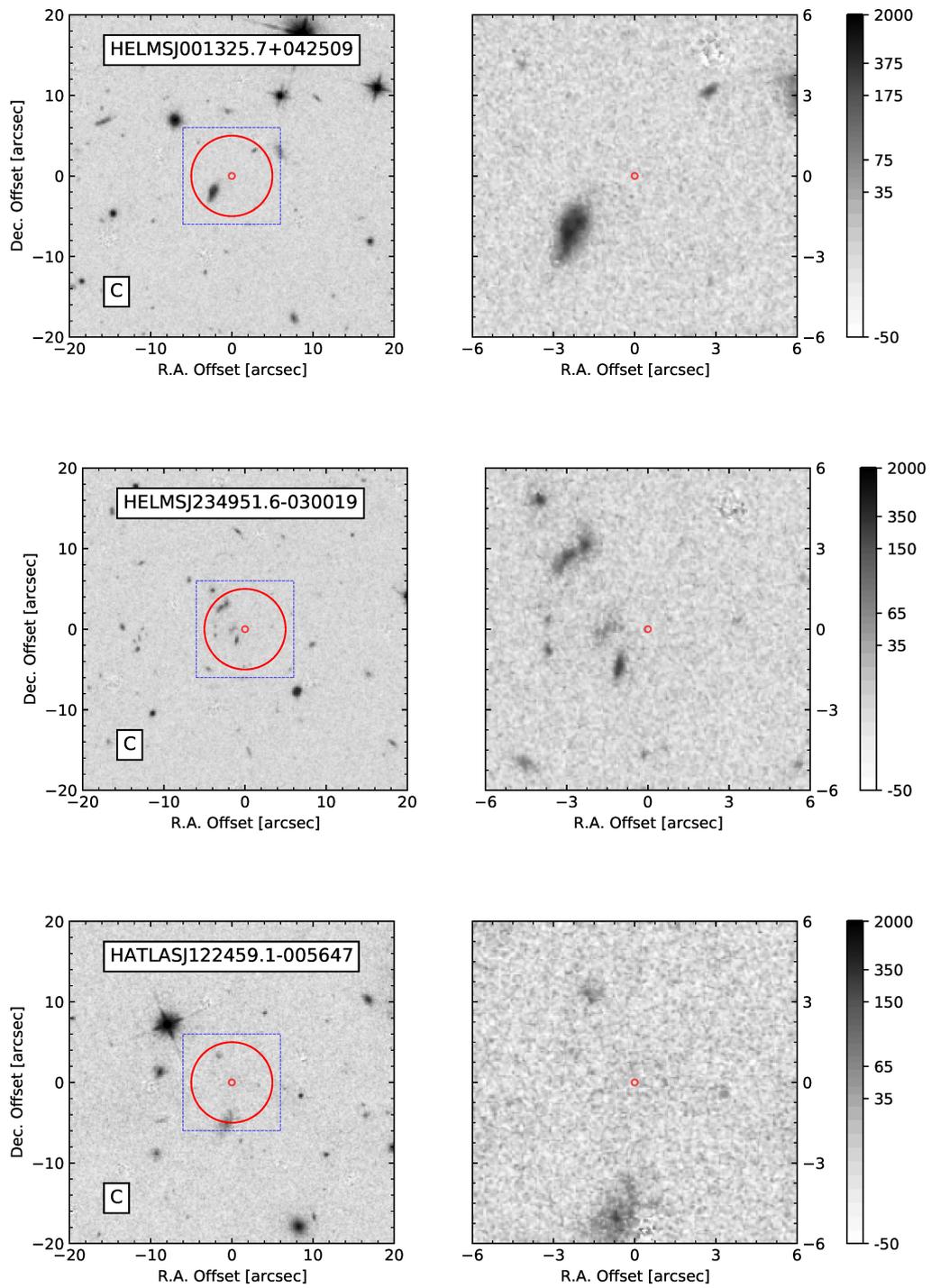


Figura 4.1: (continua).

Tabella 4.1: Classificazione e commento dei dieci oggetti rimanenti osservati con la WFC3.

Nome sorgente SPIRE ¹	Nome alternativo ²	Ciclo HST ³	Classe HST ⁴ (classe multibanda)	Referenza ⁵	Commento ⁶
HATLASJ232623.0-342642	HERBS37; SB.v1.202	26	B(C)	Negrello et al. (2017)	La possibile lente è quello che sembra essere un gruppo complesso di galassie. Il campo di vista risulta essere densamente popolato e non si osservano chiare immagini multiple e archi.
HATLASJ005849.9-290122	HERBS181	26	C	...	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini WFC3/F110W. Si osservano delle strutture ma non si è in grado di dire se si tratti di una sorgente affetta da <i>lensing</i> posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente normale.
HATLASJ230815.5-343801	HERBS28	26	B(C)	Negrello et al. (2017)	La lente consiste in una galassia ellittica compatta. Le immagini del <i>lensing</i> sono deboli e confuse con la lente nelle osservazioni WFC3/F110W. Modellare la distribuzione della brillantezza superficiale della lente potrebbe permettere di distinguere la sorgente affetta dal fenomeno.
HELMSJ232558.3-044525	HELMS17	26	C	...	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini WFC3/F110W. Non si è in grado di comprendere se sia una sorgente affetta da <i>lensing</i> posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente normale.
HELMSJ002719.5+001204	HELMS34	26	C	...	Il sistema non mostra la classica morfologia delle lenti gravitazionali. È possibile si tratti di galassie interagenti.
HATLASJ005132.8-301848	HERBS45	26	C(C)	Negrello et al. (2017)	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini WFC3/F110W. Non si è in grado di comprendere se sia una sorgente affetta da <i>lensing</i> posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente normale.
HERSJ012521.0+011724	HERS13	26	B	...	La possibile lente è una galassia compatta. Immagini multiple e archi, se presenti, sono deboli e confusi con la lente.
HELMSJ001325.7+042509	HELMS56	26	C	...	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini WFC3/F110W. Si osservano delle strutture ma non si è in grado di dire se si tratti di una sorgente affetta da <i>lensing</i> posta ad alto <i>redshift</i> o di una sorgente normale.
HELMSJ234951.6-030019	HELMS47	26	C	...	La lente consiste nella galassia in basso a sinistra del puntamento SPIRE. Non è immediato determinare se la formazione al di sopra della galassia sia un'immagine di <i>lensing</i> gravitazionale.
HATLASJ122459.1-005647	HERBS150	26	C	...	Il sistema è troppo debole per essere caratterizzato con le immagini WFC3/F110W. Non si è in grado di dire se si tratti di una lente debole o di una sorgente affetta da <i>lensing</i> e ad alto <i>redshift</i> .

¹ Nome dell'oggetto.² Nome alternativo.³ Ciclo del *proposal* HST.⁴ Classe HST secondo lo schema di Borsato (2020) e tra parentesi classe multibanda.⁵ Riferimento bibliografico della classe multibanda.⁶ Descrizione dell'oggetto e giustificazione della classificazione.

	A	B	C	D	X
# sorgenti	32	126	124	8	7
frazioni percentuali	10.8	42.4	41.8	3.7	2.4

Tabella 4.2: Numero di sorgenti per ogni classe definita da Borsato (2020) con l'aggiunta dei sistemi classificati in questa tesi e relative frazioni percentuali.

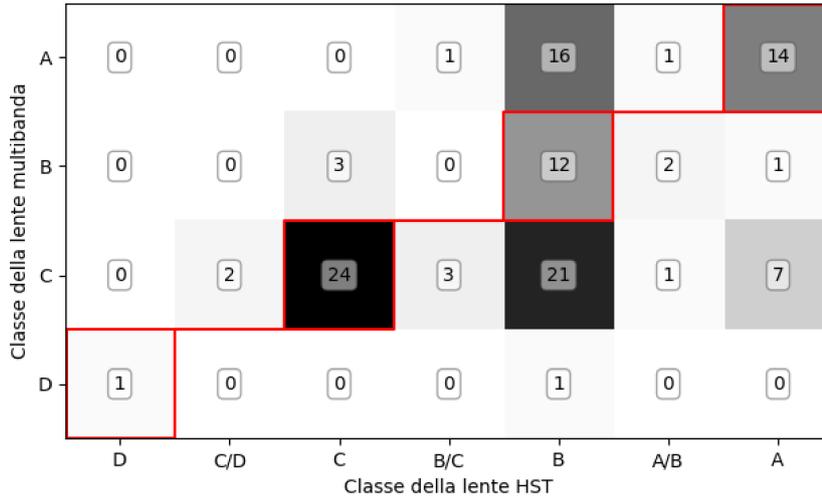


Tabella 4.3: Distribuzione dei sistemi che dispongono sia della classificazione multibanda che quella HST. Le zone riquadrate in rosso corrispondono alle sorgenti per cui la classe coincide. Tabella adattata da Borsato (2020) con l'aggiunta dei sistemi classificati in questa tesi.

Il numero totale di sorgenti aggiornato è quindi 297, suddivisi nelle classi A, B, C, D e X secondo i dati riportati in Tabella 4.2.

Le frazioni percentuali trovate sono riportate nell'istogramma di Figura 4.2, la classificazione fatta è stata poi confrontata con quelle presenti in letteratura ricavando le frazioni percentuali rispetto al totale del numero di sorgenti classificate nelle diverse classi. Le classi intermedie A/B, B/C e C/D sono state accorpate con la classe immediatamente precedente. Nella Figura 4.2 viene riportato il confronto tra le frequenze percentuali ottenute con questa classificazione e con quelle riportate da Calanog et al. (2014) e Negrello et al. (2017).

La Tabella 4.3 riporta tutti gli oggetti osservati che hanno la doppia classificazione, HST e multibanda. Infine in Figura 4.3 si mostrano quanti oggetti per classe sono stati classificati da Borsato (2020) e in questa tesi.

4.2 Classificazione morfologica delle lenti delle classi A e B

Una volta aggiornata la statistica delle tipologie di lenti del campione finale di 297 oggetti poi è stata eseguita la classificazione morfologica delle galassie lenti delle classi A e B, comprendenti in tutto 143 candidati al fine di selezionare gli oggetti più promettenti per ulteriori indagini. Ben 70 candidate lenti risultano essere delle galassie ellittiche, difatti la loro caratteristica intrinseca di essere compatte e massicce facilita il fenomeno del *lensing*, 53 sistemi sono gruppi di galassie, 7 sono galassie a spirale e 13 oggetti sono stati declassata (Figura 4.8). Bisogna sottolineare che nella classe dei gruppi cadono in realtà due tipologie. Si è infatti in presenza o di una sovradensità di oggetti nel campo di vista

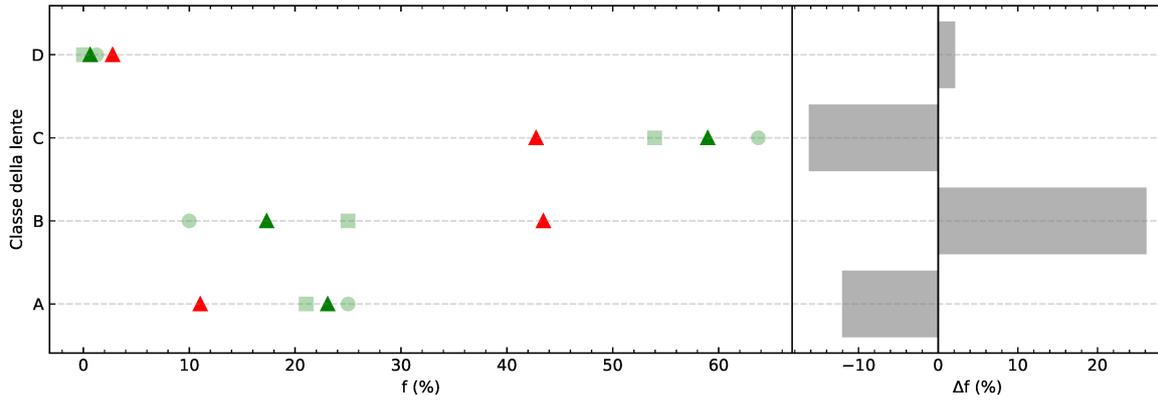


Figura 4.2: A sinistra: Frequenze percentuali della classificazione fatta da Calanog et al. (2014) (quadrati verdi), Negrello et al. (2017) (cerchi verdi) e da Borsato (2020) aggiungendo i 10 oggetti appena classificati (triangoli rossi). I triangoli verdi rappresentano il valore medio degli studi di Calanog et al. (2014) e Negrello et al. (2017). Al centro e a destra: Differenze percentuali tra la classificazione del campione completo secondo lo schema di Borsato (2020) e il valor medio di quanto trovato precedentemente. Figura adattata da Borsato (2020) con l'aggiunta dei sistemi classificati in questa tesi.

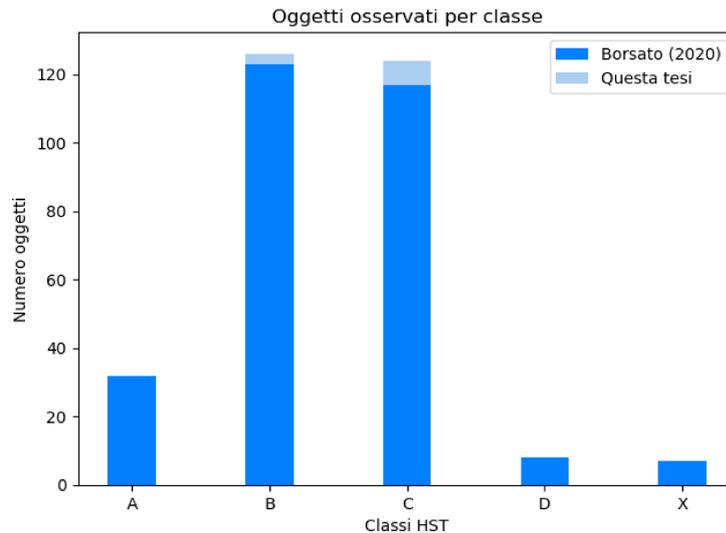


Figura 4.3: Numero di oggetti per classe classificati da Borsato (2020) (blu) e in questa tesi (azzurro).

o di una lente costituita effettivamente da più galassie distinte. Le classi morfologiche scelte sono le seguenti:

- La classe **E/S0** comprende le galassie ellittiche o lenticolari (Figura 4.4, in alto).
- Nella classe **E/S0?** rientrano le galassie che probabilmente sono ellittiche o lenticolari (Figura 4.4, in basso).
- Nella classe **S** rientrano le galassie a spirale (Figura 4.5, in alto).
- La classe **S?** comprende le galassie che sembrano essere delle spirali ma per cui l'immagine non permette di distinguere i caratteristici bracci rispetto a quello che potrebbe essere un effetto del *lensing* (Figura 4.5, in basso).
- La classe **gruppo** comprende le lenti composte da più galassie e le immagini con un campo di vista densamente popolato di galassie (Figura 4.6).

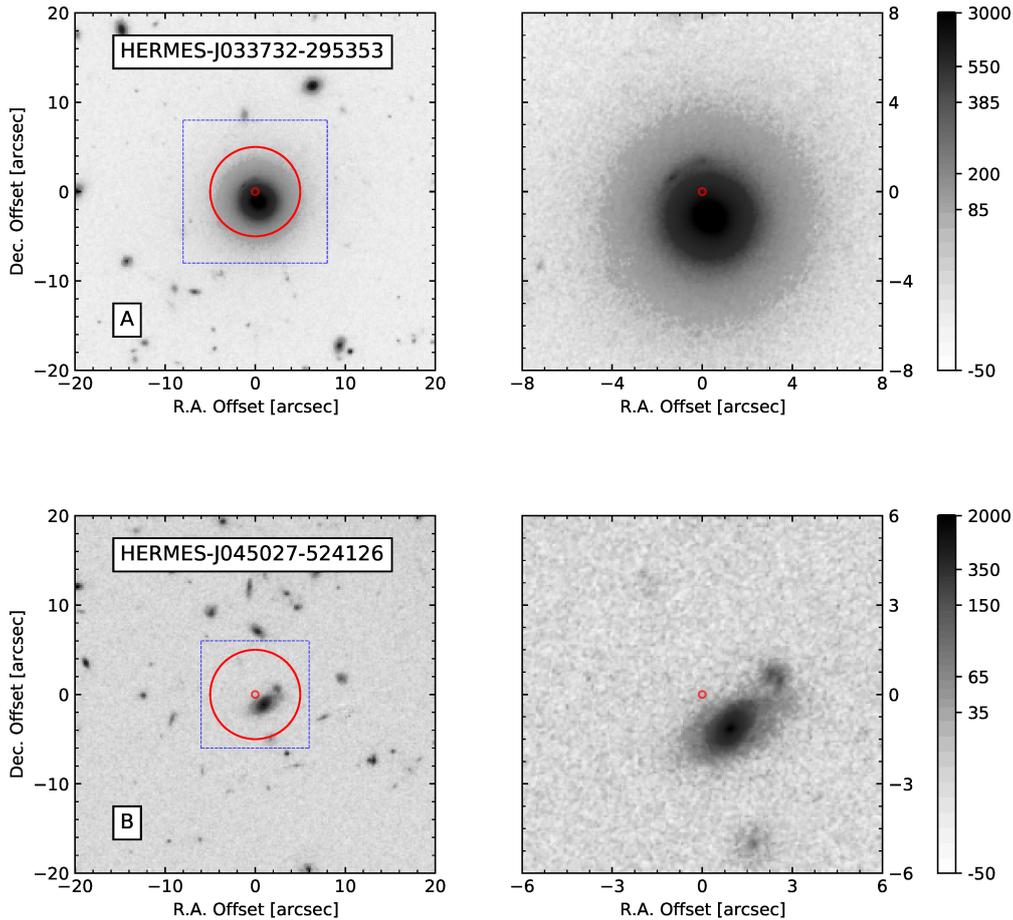


Figura 4.4: Esempi delle classi morfologiche E/S0 (in alto) e E/S0? (in basso).

- Infine alcune immagini, dopo un'attenta analisi, sono state declassata rispetto alle classi HST e quindi escluse dalla classificazione morfologica. Vengono indicate con **Declassata** (Figura 4.7).

In Tabella 4.4 vengono riportati gli oggetti con la classificazione morfologica. In alcuni casi è stato necessario riclassificare il tipo di *lensing* dell'oggetto e la nuova classe è indicata in rosso nella Tabella 4.4. In Appendice A.1 sono mostrate le immagini delle galassie classificate morfologicamente, con la classificazione morfologica segnata a fianco in blu e la riclassificazione del *lensing* in rosso.

Tabella 4.4: Classificazione morfologica delle galassie candidate lenti

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (classe multibanda)	Classe morfologica
HATLAS-J085359+015537		19	A (A)	E/S0
HATLAS-J141352-000027		19	B-- >(A)	E/S0
HATLAS-J132128+282023		19	B	gruppo
HATLAS-J084933+021443		19	B-- >(D)	gruppo
HATLAS-J092409-005018		19	B	E/S0?
HATLAS-J091841+023048		19	B (C)	gruppo
HATLAS-J125760+224558		19	A (C)	E/S0
HATLAS-J085112+004934		19	B	gruppo
HATLAS-J141833+010212		19	B	gruppo
HATLAS-J125126+254928		19	A (B)	E/S0
HATLAS-J091238+020050		19	B D	Declassata
HATLAS-J130054+260303		19	B	E/S0

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (classe multibanda)	Classe morfologica
HATLAS-J131322+285836		19	B	gruppo
HERMES-J105751+573026		19	B	gruppo
HERMES-J033732-295353		19	A (A)	E/S0
HERMES-J143331+345440		19	B-- >(A)	E/S0
HERMES-J142826+345547		19	B-- >(A)	S
HERMES-J021831-053131		19	B-- >(A)	gruppo
HERMES-J022017-060143		19	B (B)	gruppo
HERMES-J142824+352620		19	B-- >(A)	E/S0
HERMES-J022022-015329		19	B (C)	gruppo
HERMES-J022135-062617		19	B (B)	gruppo
HATLAS-J114638-001132		19	A (A)	gruppo
HERMES-J032443-282134		19	B (B)	gruppo
HERMES-J103618+585454		19	B (C)	E/S0
HERMES-J171451+592634		19	A (A)	E/S0?
HERMES-J003824-433705		19	B	E/S0
HERMES-J045027-524126		19	B	E/S0?
HERMES-J022548-041750		19	B (B)	gruppo
HERMES-J104549+574512		19	B-- >(A)	gruppo
HERMES-J104140+570859		19	B (C) C	Declassata
HERMES-J022029-064846		19	B (B)	E/S0?
HERMES-J105551+592845		19	B (B)	gruppo
HERMES-J142201+533214		19	B (C)	gruppo
HERMES-J032434-292646		19	B (B)	gruppo
HERMES-J143544+344743		19	B (B) C	Declassata
HATLAS-J142935-002837		19	A (A)	S
HATLAS-J083051+013225		19	B-- >(A) A	gruppo
HATLAS-J142004+014045		19	B	E/S0
HERMES-J022206-070727		19	B (C) C	Declassata
HERMES-J171545+601238		19	A (A)	E/S0
HERMES-J045058-531654		19	A	E/S0
HERMES-J110016+571736		19	A (A)	E/S0
HERMES-J043341-540338		19	B (B) C	Declassata
HERMES-J044154-540352		19	B-- >(A)	E/S0?
HERMES-J044947-525427		19	B C	Declassata
HERMES-J103827+581544		19	A (A)	E/S0
HERMES-J032637-270044		19	A	E/S0
HERMES-J100144+025709		19	A	E/S0
HATLAS-J085033+012914		19	B C	Declassata
HATLAS-J115112-012638		19	B (B)	E/S0
HATLAS-J113804-011736		19	B	gruppo
HATLAS-J113841-020237		19	B	gruppo
HATLAS-J142414+022304		19	B-- >(A)	gruppo
HATLAS-J145754+000017		19	B C	Declassata
HATLAS-J144715-012114		19	B	gruppo
HATLAS-J133543+300404		19	B-- >(A)	gruppo
HATLAS-J133256+342210		19	B C	Declassata
HATLAS-J133534+341837		19	B C	Declassata
HATLAS-J133440+353140		19	B	Declassata
HATLAS-J133008+245860		19	A (A)	E/S0
HATLASJ113833.3+004909		25	B	gruppo
HATLAS-J133715+352058		19	B	E/S0
HATLASJ142318.3+013913		25	B	S

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (classe multibanda)	Classe morfologica
HELMSJ232439.5-043936	HELMS7	25	B -- >(A)	E/S0
HELMSJ005258.6+061319	HELMS10	25	B B	Declassata
HELMSJ001800.1-060235	HELMS21	25	B	E/S0?
HELMSJ002220.9-015524	HELMS29	25	B	E/S0
HELMSJ232617.5-025319	HELMS51	25	B	gruppo
HATLASJ223942.4-333304	HERBS111	25	B	E/S0
HATLASJ121542.7-005220		25	B (C)	E/S0
HELMSJ233728.8-045106	HELMS20	25	B	gruppo
HELMSJ004747.1+061444	HELMS26	25	B	S?
HATLASJ224026.5-315154	HERBS148	25	B	gruppo
HATLASJ225250.7-313657		25	B (C)	E/S0
HATLASJ120127.6-014043		25	B (C)	gruppo
HELMSJ232210.3-033559	HELMS19	25	A	E/S0
HATLASJ000912.7-300807		25	A (C)	E/S0
HELMSJ232831.8-004035	HELMS55	25	B	E/S0
HELMSJ003519.7+072806	HELMS57	25	B C	Declassata
HERSJ012754.1+004940	HERS3	25	B	gruppo
HATLASJ232531.3-302235		25	B (C)	gruppo
HATLASJ002624.8-341737		25	B (C)	E/S0
HATLASJ013951.9-321446		25	B (C)	E/S0
HATLASJ230002.6-315005	HERBS80	25	B	E/S0
HATLASJ120127.8-021648		25	A (C)	gruppo
HATLASJ005724.2-273122		25	B	gruppo
HATLASJ012853.0-332719	HERBS73	25	B	E/S0
HATLASJ224400.8-340030	HERBS84	25	B	gruppo
HATLASJ120709.2-014702		25	B (C)	gruppo
HATLASJ232419.8-323926		25	B (C)	gruppo
HATLASJ121144.8+010638		25	B X	Declassata
HATLASJ222503.7-304847	HERBS166	25	B	E/S0
HATLASJ225844.7-295124		25	A (C)	gruppo
HATLASJ233037.2-331217	HERBS123	25	A	gruppo
HELMSJ003814.1-002252	HELMS24	25	B C	Declassata
HATLASJ230546.2-331038		25	B (C)	E/S0
HATLASJ121301.5-004922		25	B (C)	gruppo
HATLASJ115433.6+005042		25	B	E/S0
HERSJ021434.4+005926	HERS16	25	B	S?
HATLASJ090453.2+022017		25	B	gruppo
HELMSJ233721.9-064740	HELMS49	25	B	E/S0
HATLASJ232210.9-333749	HERBS146	25	B	S
HERSJ012546.3-001143	HERS12	25	B	E/S0
HELMSJ231447.5-045658	HELMS44	25	B	gruppo
HELMSJ233420.4-003458	HELMS43	25	B	E/S0?
HATLASJ225045.5-304719	HERBS168	25	B	E/S0
HELMSJ234314.0+012152	HELMS36	25	B	gruppo
HELMSJ001353.5-060200	HELMS31	25	A	gruppo
HATLASJ000330.6-321136	HERBS155	25	A	E/S0
HERSJ012620.5+012950	HERS5	25	A	E/S0
HATLASJ223753.8-305828		25	B (C)	E/S0
HELMSJ005841.2-011149	HELMS23	25	A	S
HERSJ021402.6-004612	HERS17	25	B	E/S0
HELMSJ005159.5+062241	HELMS18	25	B -- >(A)	gruppo
HELMSJ235332.0+031718	HELMS40	25	B -- >(A)	E/S0

Nome sorgente SPIRE	Nome alternativo	Ciclo HST	Classe HST (classe multibanda)	Classe morfologica
HATLASJ224805.3-335820		25	B (C)	E/S0
HELMSJ001626.0+042613	HELMS22	25	B-- >(A)	E/S0
HATLASJ121334.9-020323		25	B (B)	E/S0
HERSJ010301.2-003301	HERS6	25	B	E/S0
HELMSJ233441.0-065220	HELMS1	25	B	gruppo
HELMSJ002208.1+034044	HELMS38	25	B	E/S0
HELMSJ003619.8+002420	HELMS14	25	A	E/S0
HERSJ020941.2+001558	HERS1	25	A	E/S0
HELMSJ235101.7-024426	HELMS50	25	B	E/S0
HERSJ012041.6-002705	HERS2	26	B	gruppo
HATLASJ230538.5-312204	HERBS182	26	B C	Declassata
HATLASJ235121.9-332902	HERBS159	26	B	gruppo
HATLASJ012415.9-310500		26	B (C)	E/S0
HERSJ011722.3+005624	HERS10	26	A (C)	E/S0
HATLASJ002533.5-333825	HERBS87	26	B	E/S0
HERSJ011640.1-000454	HERS4	26	B	E/S0
HERSJ010911.7-011733	HERS9	26	A	gruppo
HELMSJ001615.7+032435	HELMS13	26	B-- >(A)	E/S0
HELMSJ000215.9-012829	HELMS3	26	B	gruppo
HATLAS J091043.0-000322	SDSS-091043-000323	18	A (A)	E/S0
HATLAS J090302.9-014127	SDSS-090303-014127	18	A (A)	E/S0
HATLAS J090740.0-004200	SDSS-090740-004160	18	(A)	E/S0
HATLAS J090311.6+003907	SDSS-090312+003907	18	A (A)	E/S0
HATLAS J091304.9-005344	SDSS-091305-005343	18	A (A)	E/S0
HERSJ012521.0+011724	HERS13	26	B	E/S0
HATLASJ230815.5-343801	HERBS28	26	B(C)	gruppo
HATLASJ232623.0-342642	HERBS37; SB.v1.202	26	B(C)	gruppo

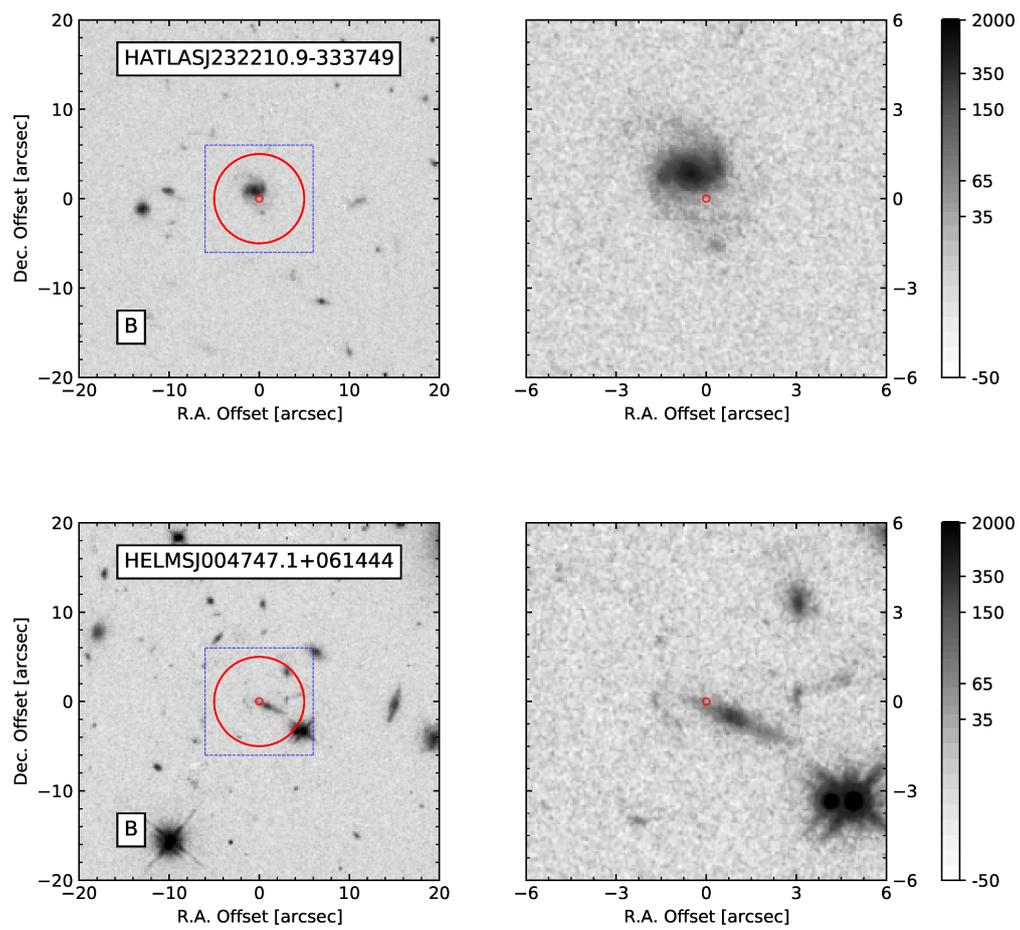


Figura 4.5: Esempi delle classi morfologiche S (in alto) e S? (in basso).

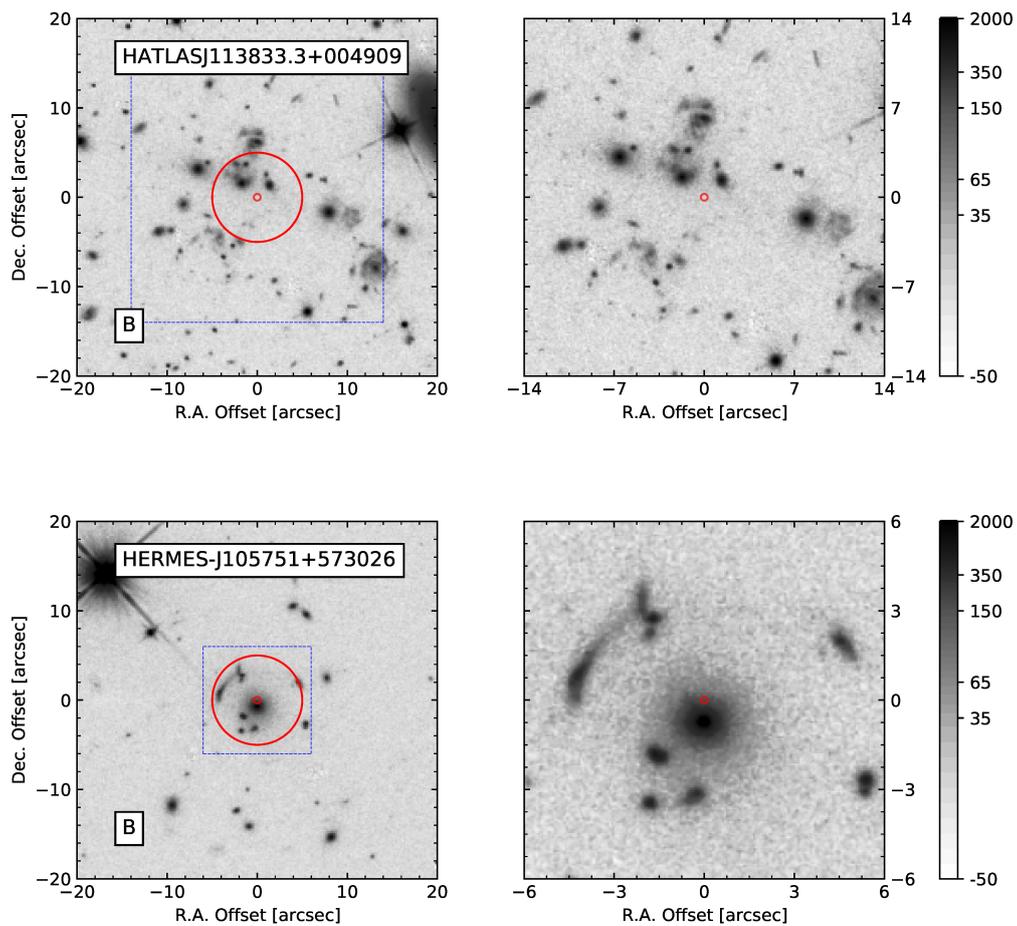


Figura 4.6: Esempi della classe morfologica dei gruppi.

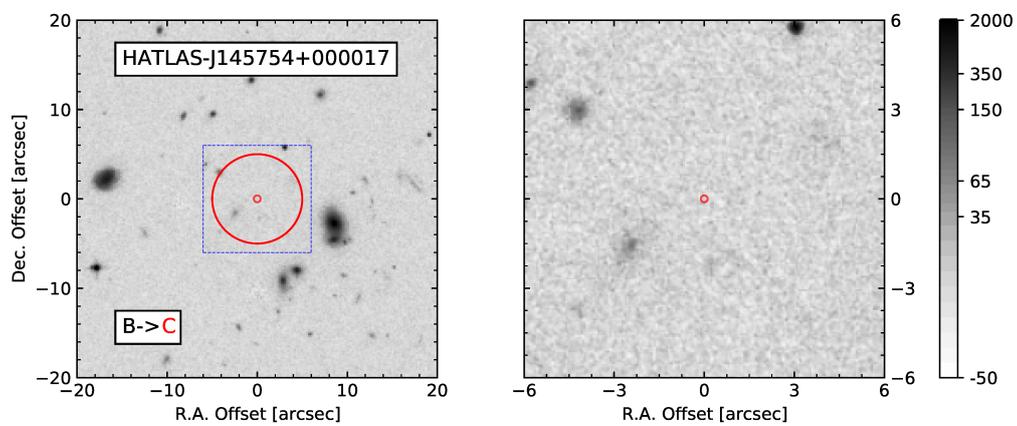


Figura 4.7: Esempio immagine declassata da B a C.

4.3 Conclusioni

In Figura 4.8 è rappresentata la distribuzione morfologica delle candidate lenti. Le classi incerte E/S0? e S? sono state contate rispettivamente come E/S0 e S. Come si nota dalla distribuzione, la selezione delle sorgenti è indipendente dalla natura delle lenti e difatti sono state trovate galassie ellittiche, a spirale e gruppi di galassie. Il conteggio elevato delle galassie ellittiche è giustificato dalla loro caratteristica intrinseca di essere compatte e massicce, il che facilita il fenomeno del *lensing* gravitazionale. La numerosità dei gruppi è invece spiegata dalla selezione del campione nel submillimetrico che non è basata dalla presenza o meno di un singolo oggetto che agisce da lente. La scarsa risoluzione del telescopio *Herschel* non è infatti in grado di risolvere l'emissione data dalle singoli componenti di un gruppo e di conseguenza la selezione basata sul flusso può facilmente rivelare questo tipo di configurazione. Questi sono i sistemi più promettenti ad essere indagati maggiormente nel futuro.

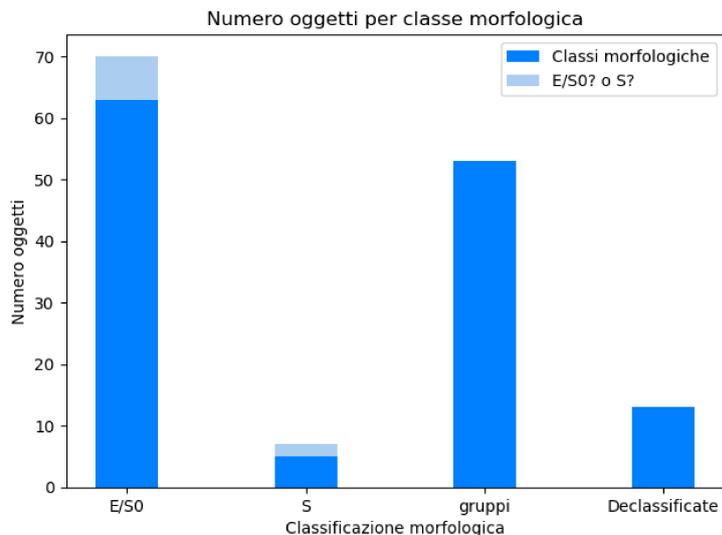


Figura 4.8: Numero di oggetti per classe morfologica della galassia lente appartenenti alle classi A e B di Borsato (2020) con inclusi gli oggetti classificati in questa tesi.

Appendice A

Classificazione morfologica delle lenti delle classi A e B

Qui di seguito vengono mostrate le immagini WFC3 degli oggetti del campione classificato da Borsato (2020) con inclusi gli oggetti classificati nella Sezione 4.1. A fianco dei sistemi di classe A e B, è indicata la classificazione morfologica della galassia candidata lente. In rosso vengono evidenziati i sistemi di cui si è cambiata la classificazione di Borsato (2020) alla luce di una attenta ispezione dell'immagine.

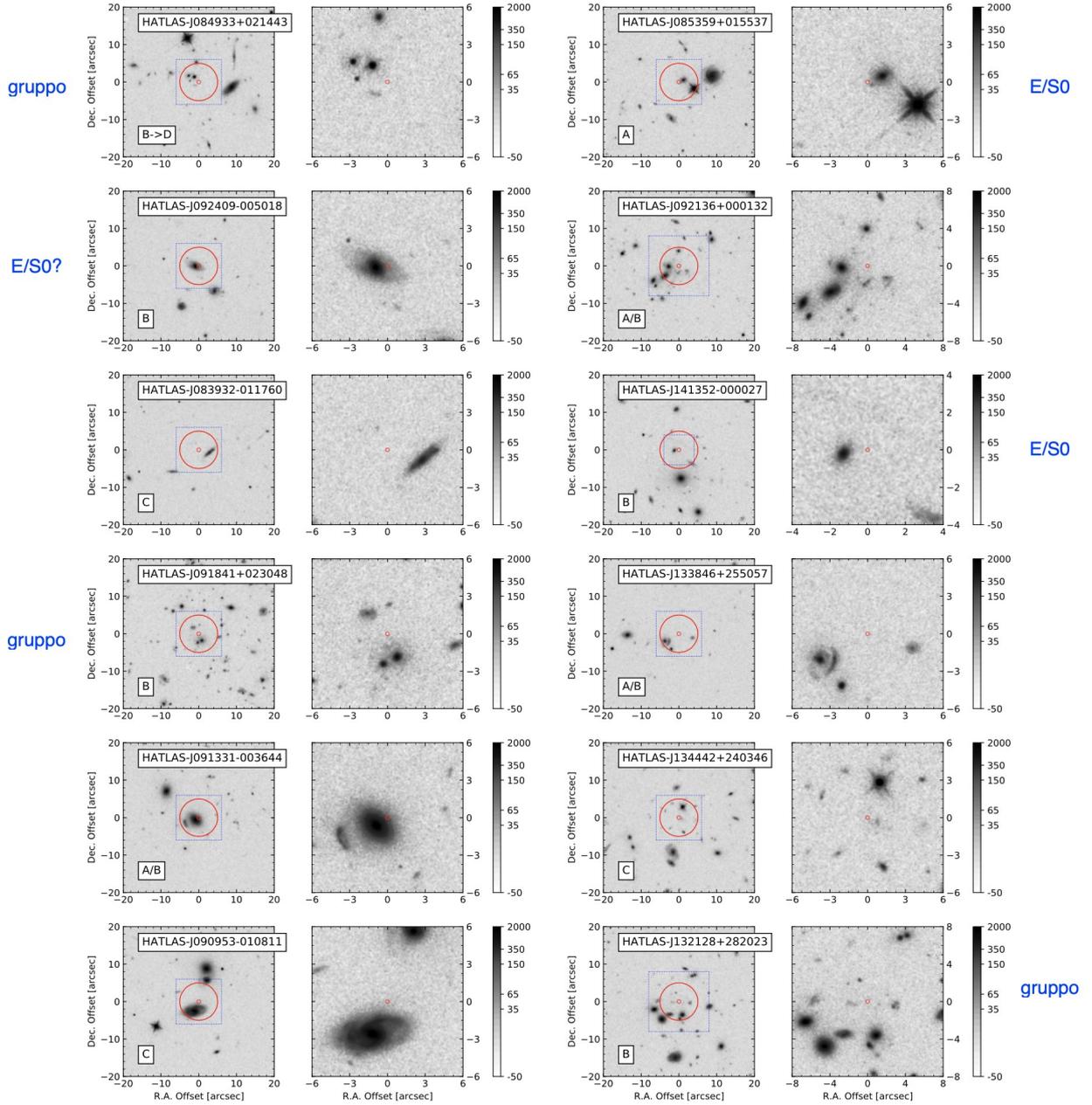


Figura A.1: Classificazione morfologica degli oggetti di classe A e B del campione di Borsato (2020) e degli oggetti analizzati in questa tesi.

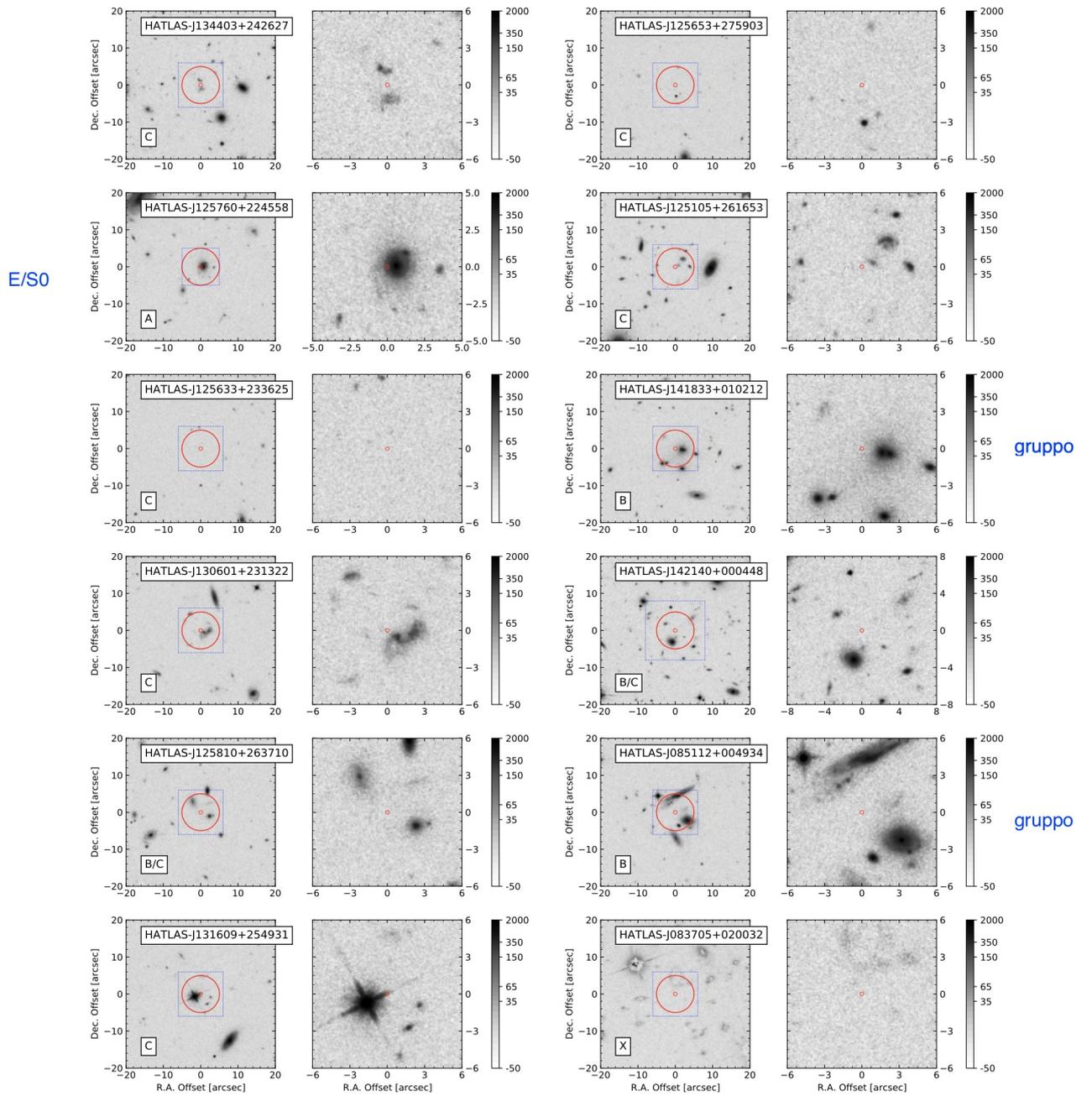


Figura A.1: (continua)

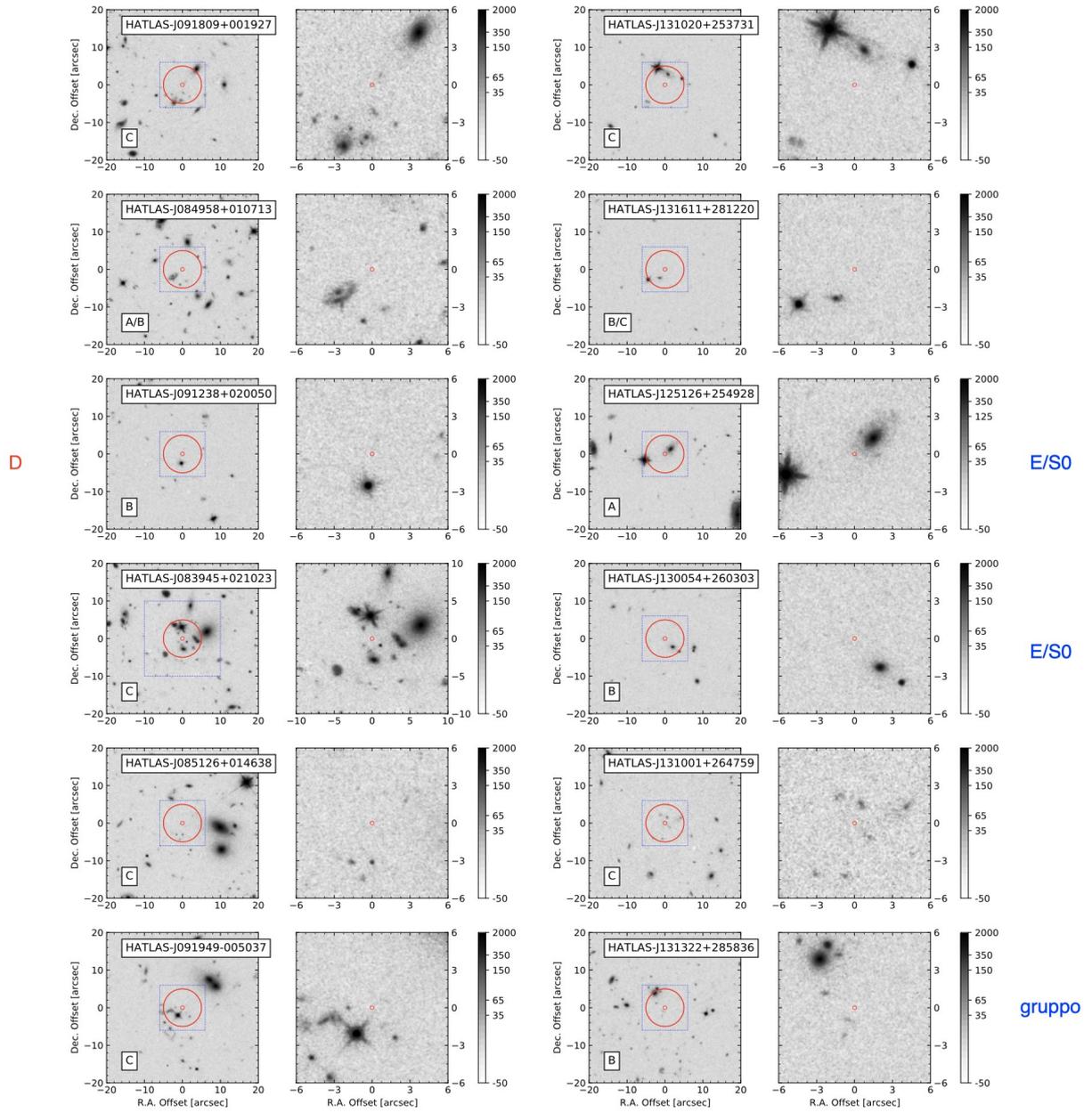


Figura A.1: (continua)

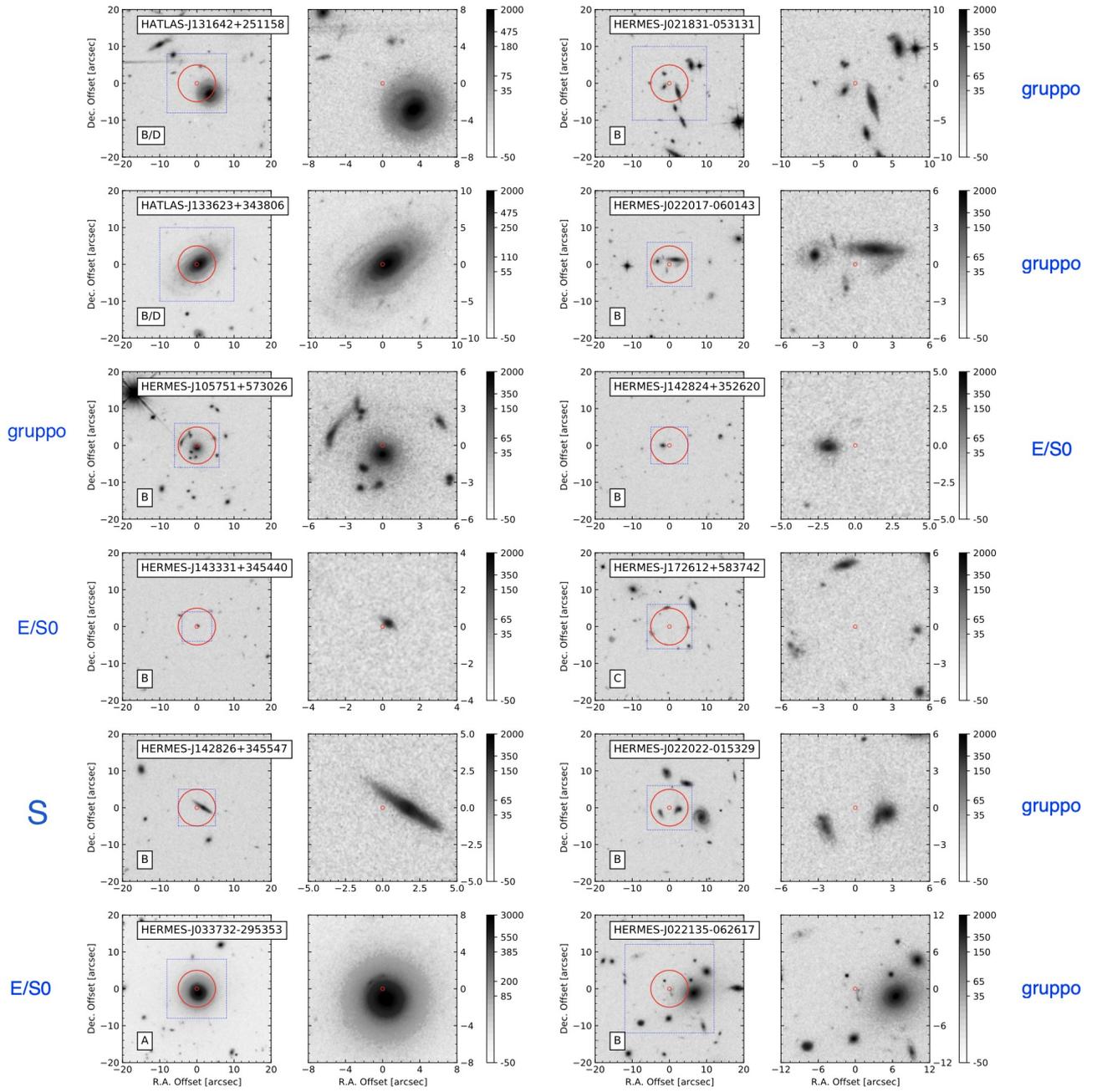


Figura A.1: (continua)

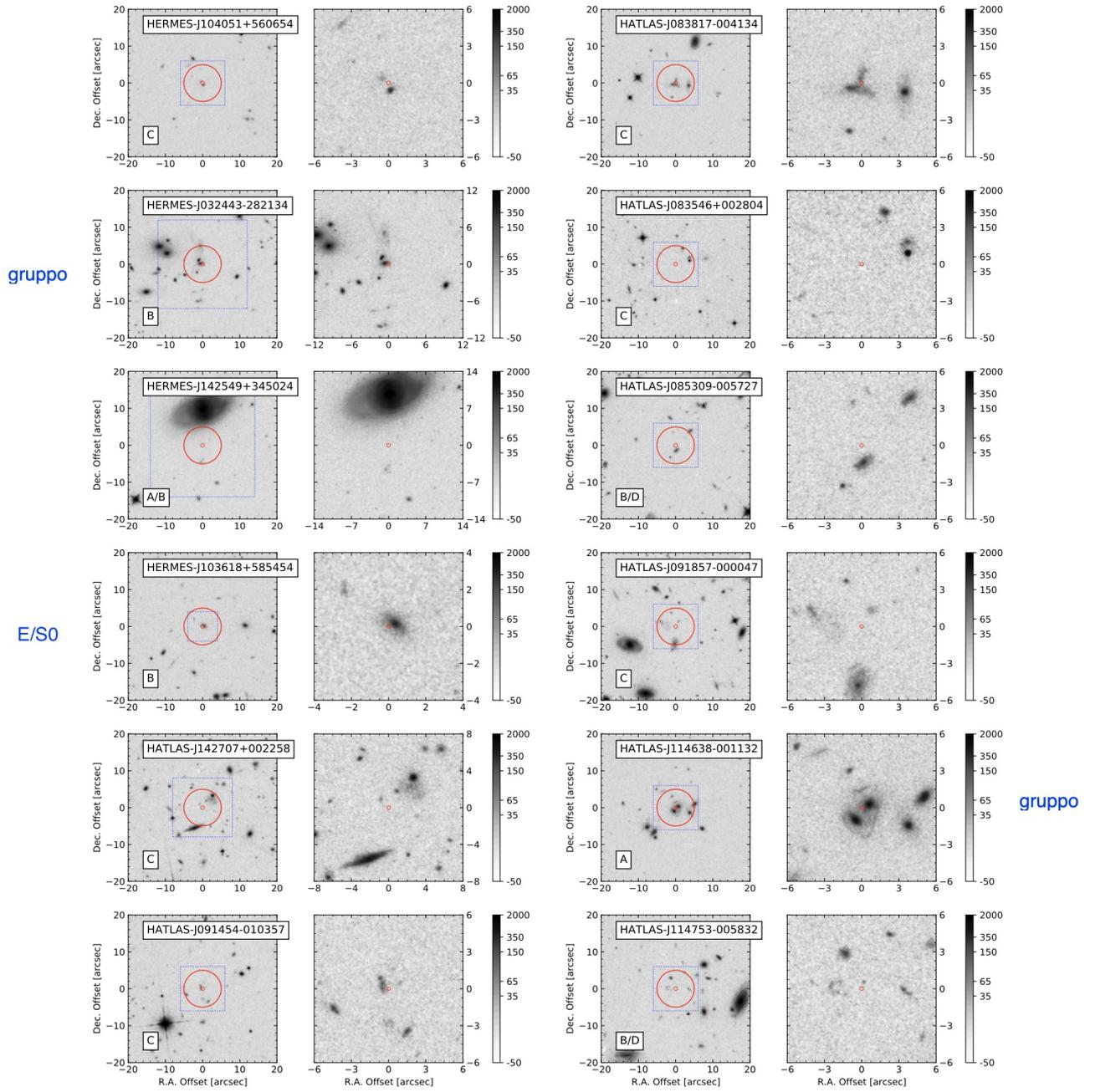


Figura A.1: (continua)

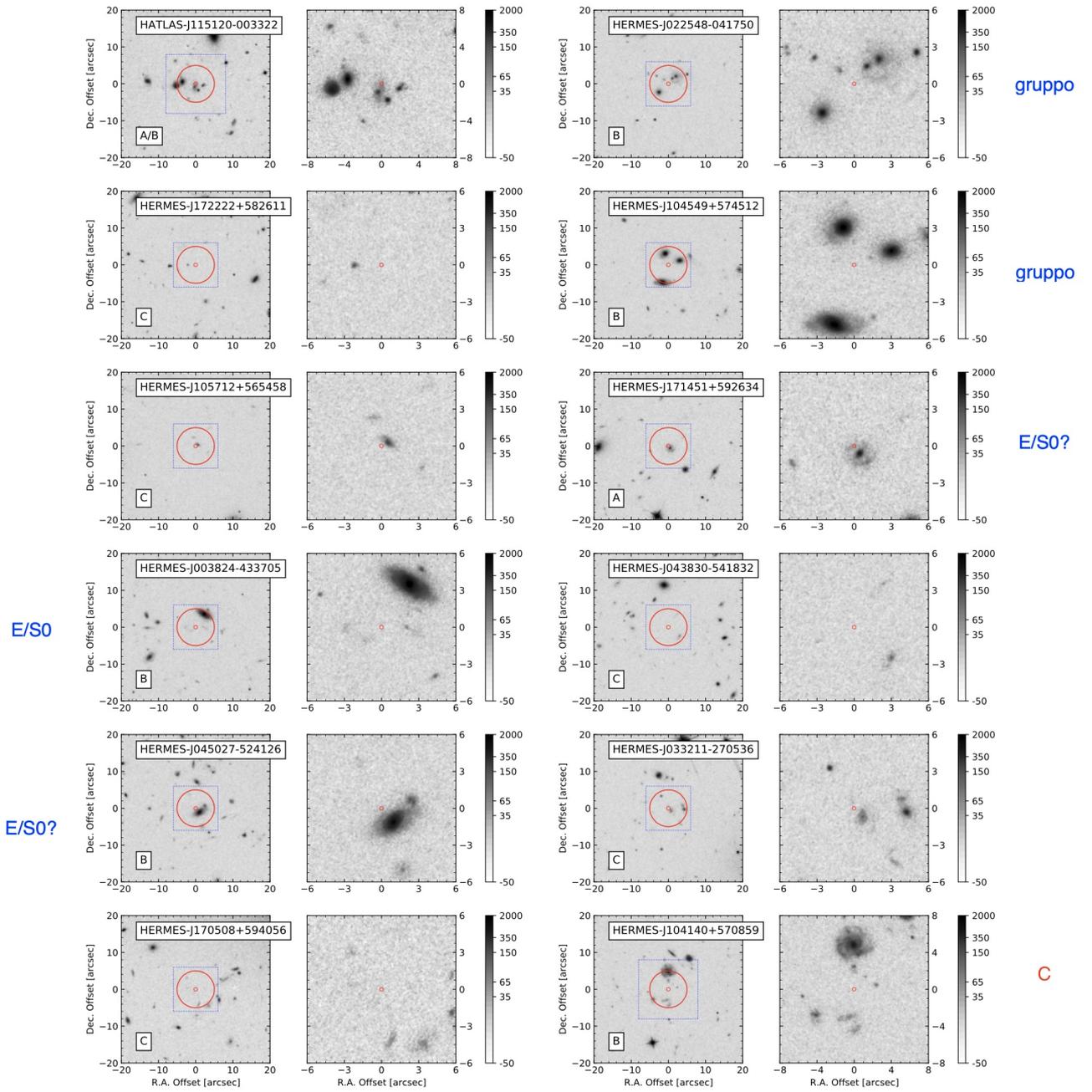


Figura A.1: (continua)

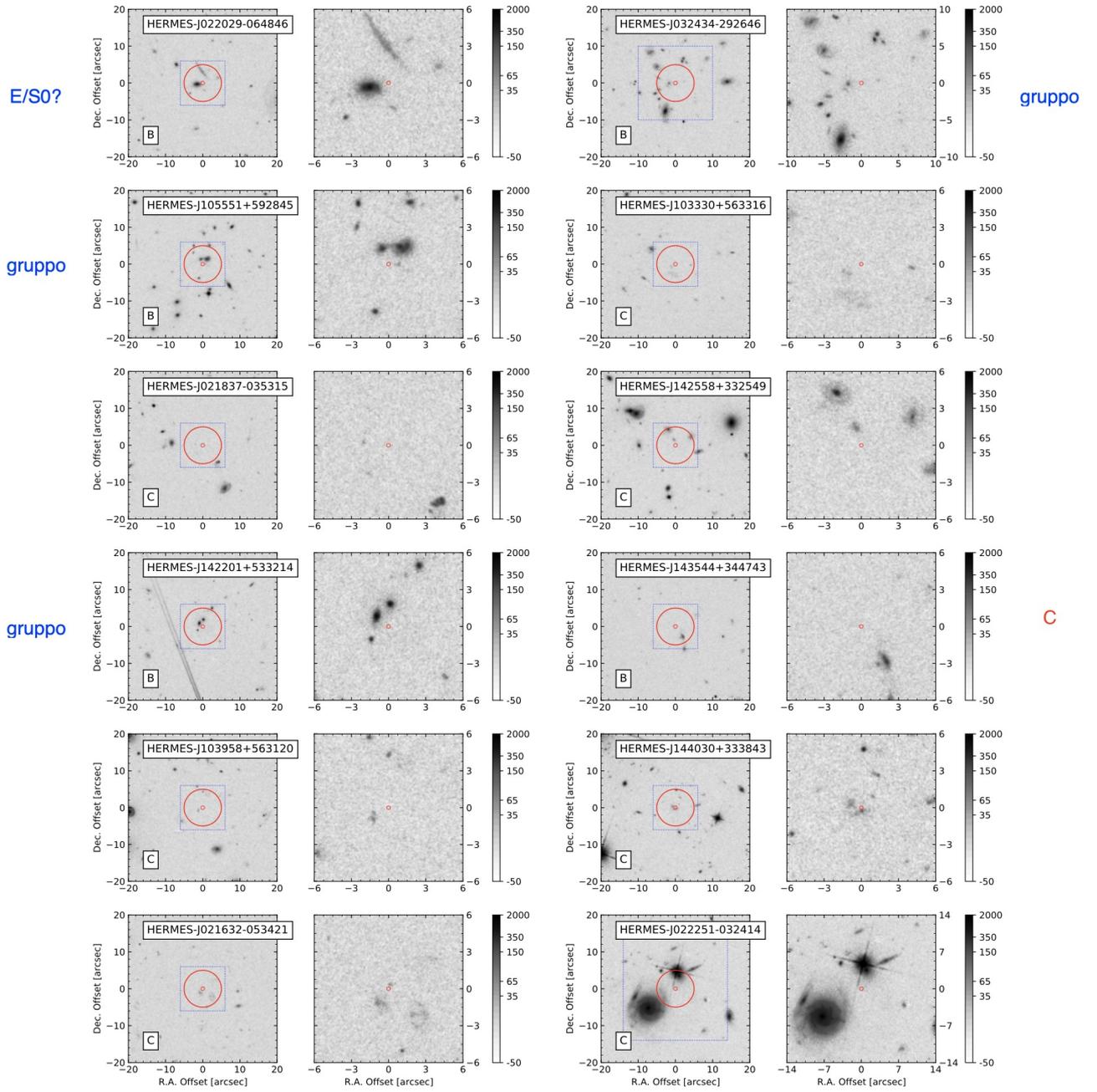


Figura A.1: (continua)

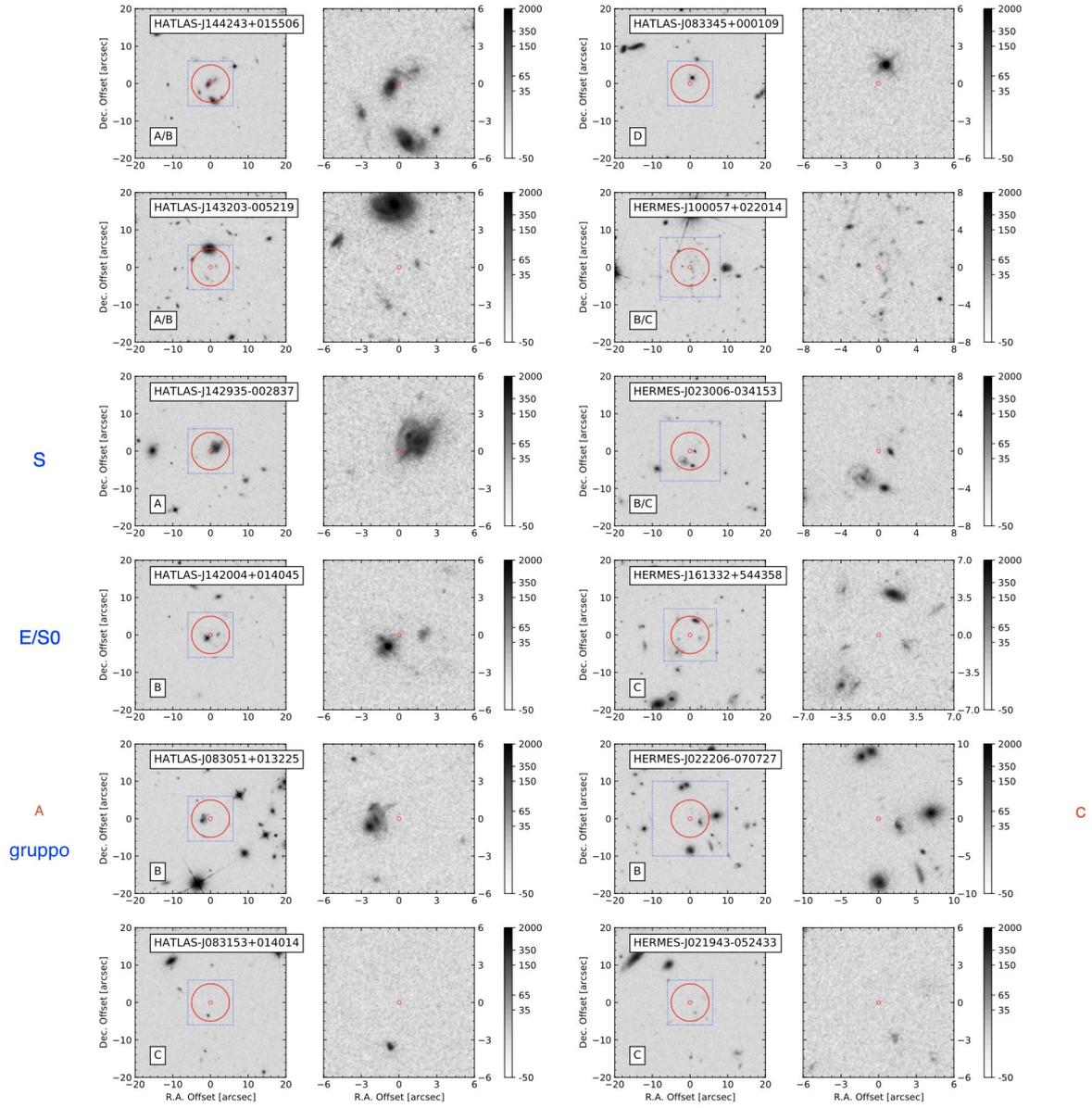


Figura A.1: (continua)

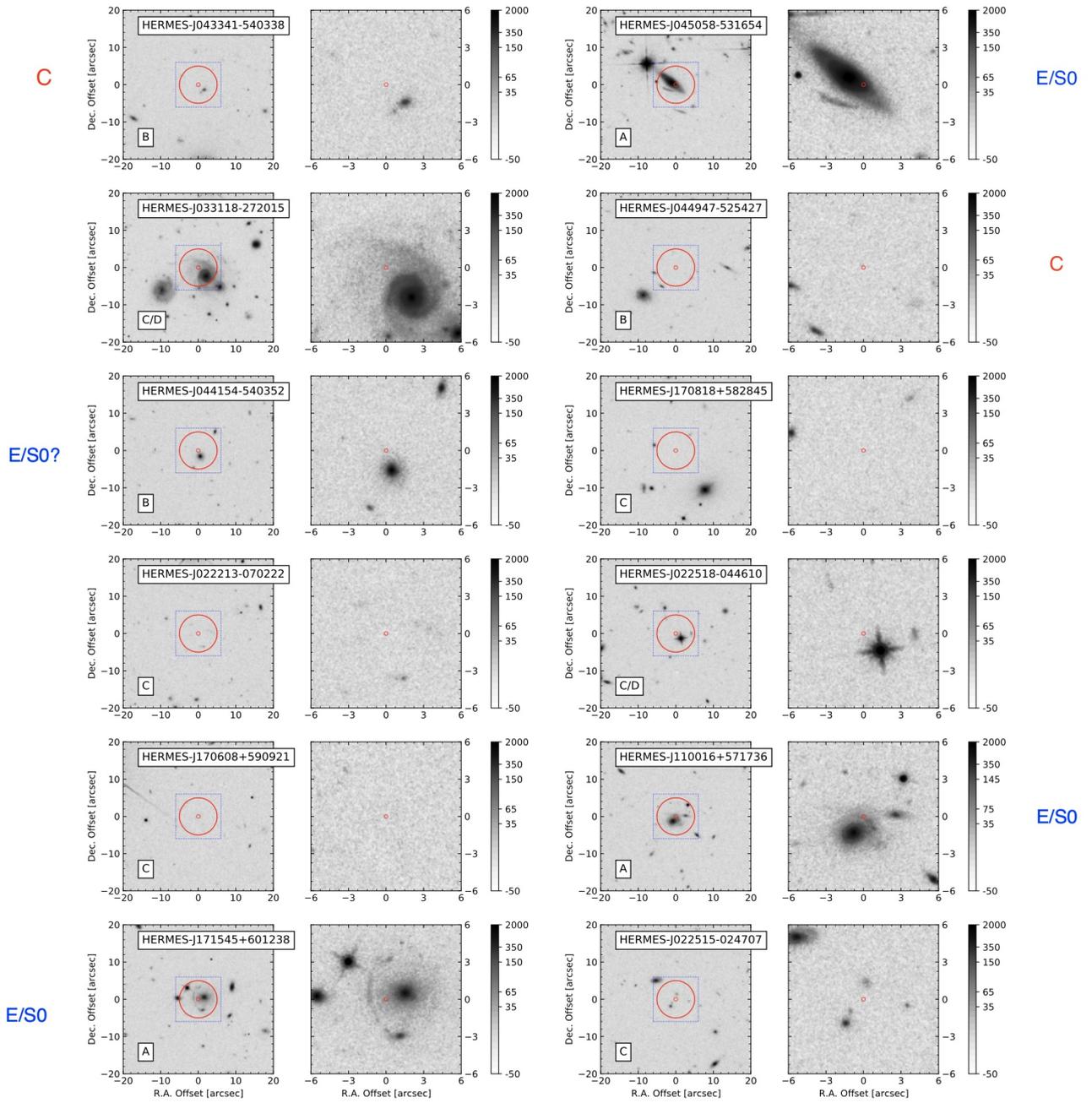


Figura A.1: (continua)

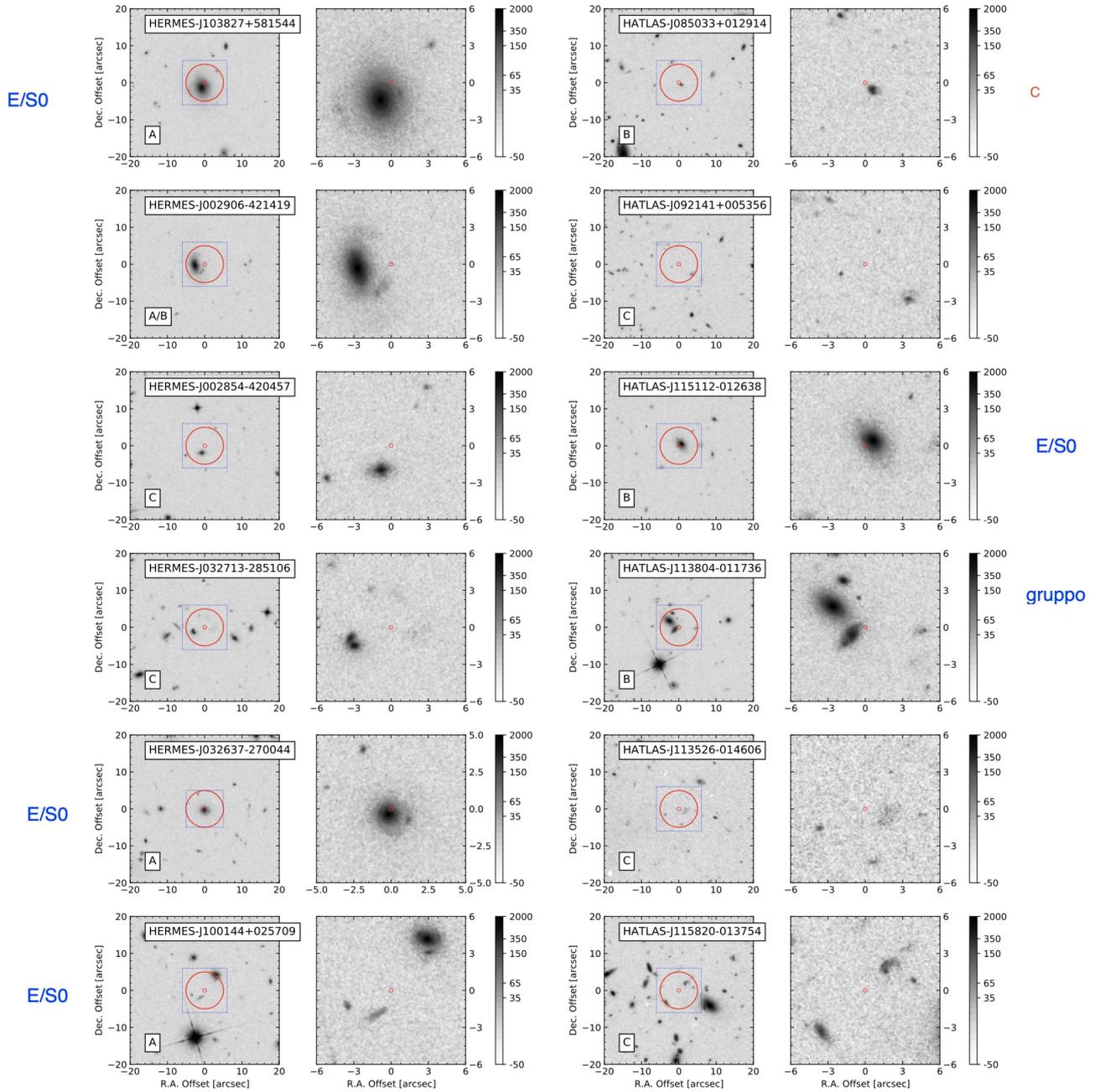


Figura A.1: (continua)

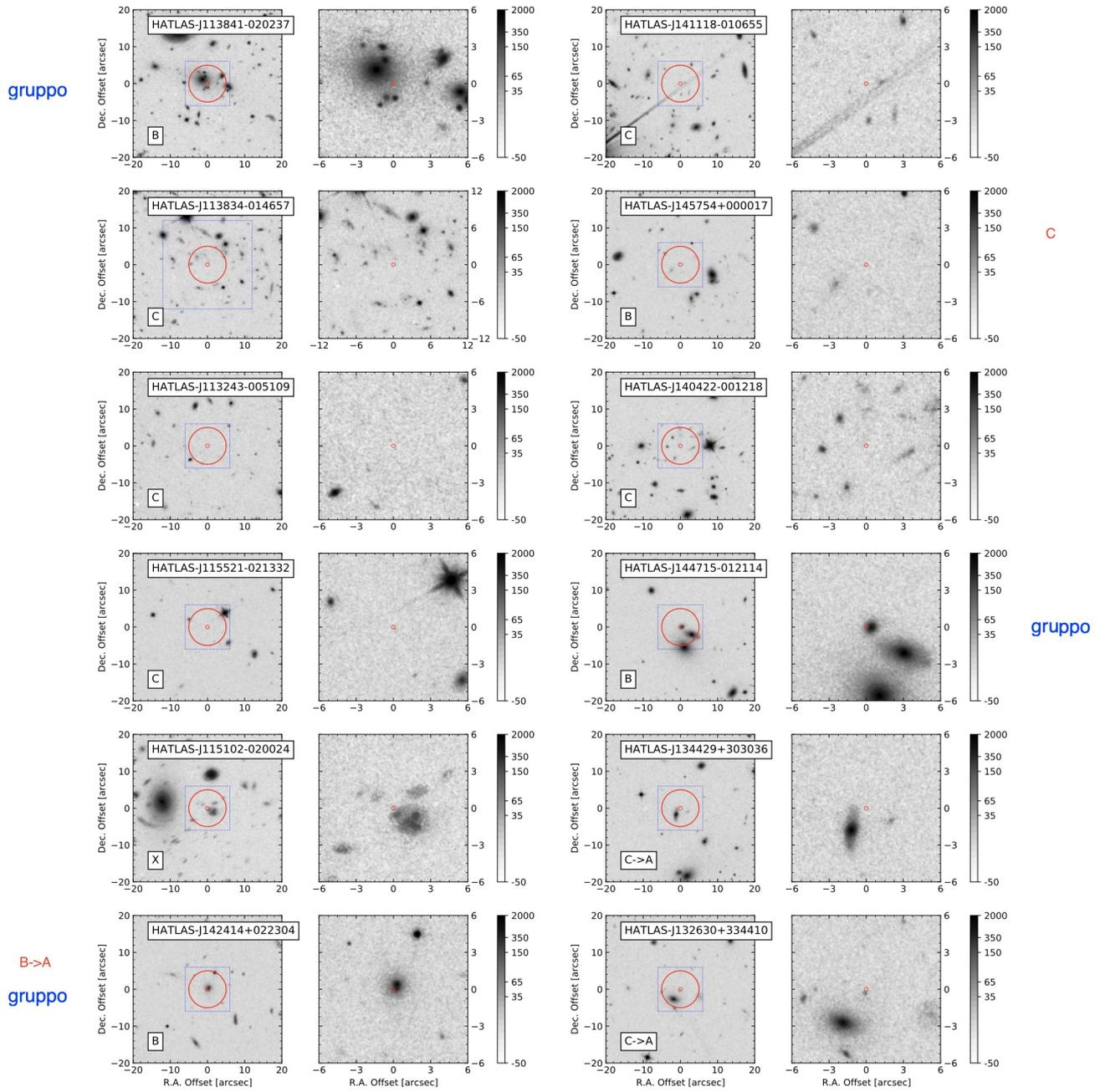


Figura A.1: (continua)

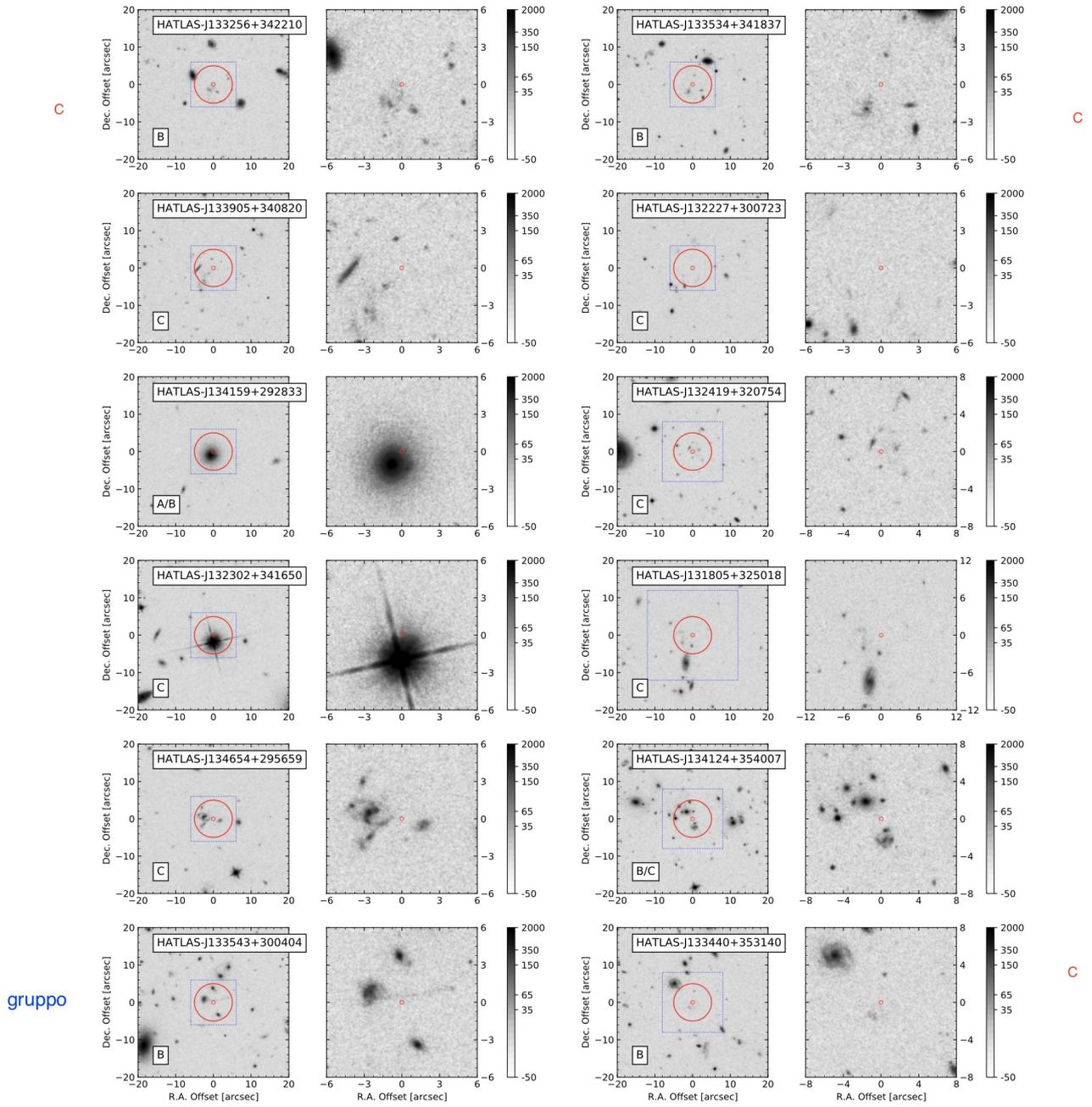


Figura A.1: (continua)

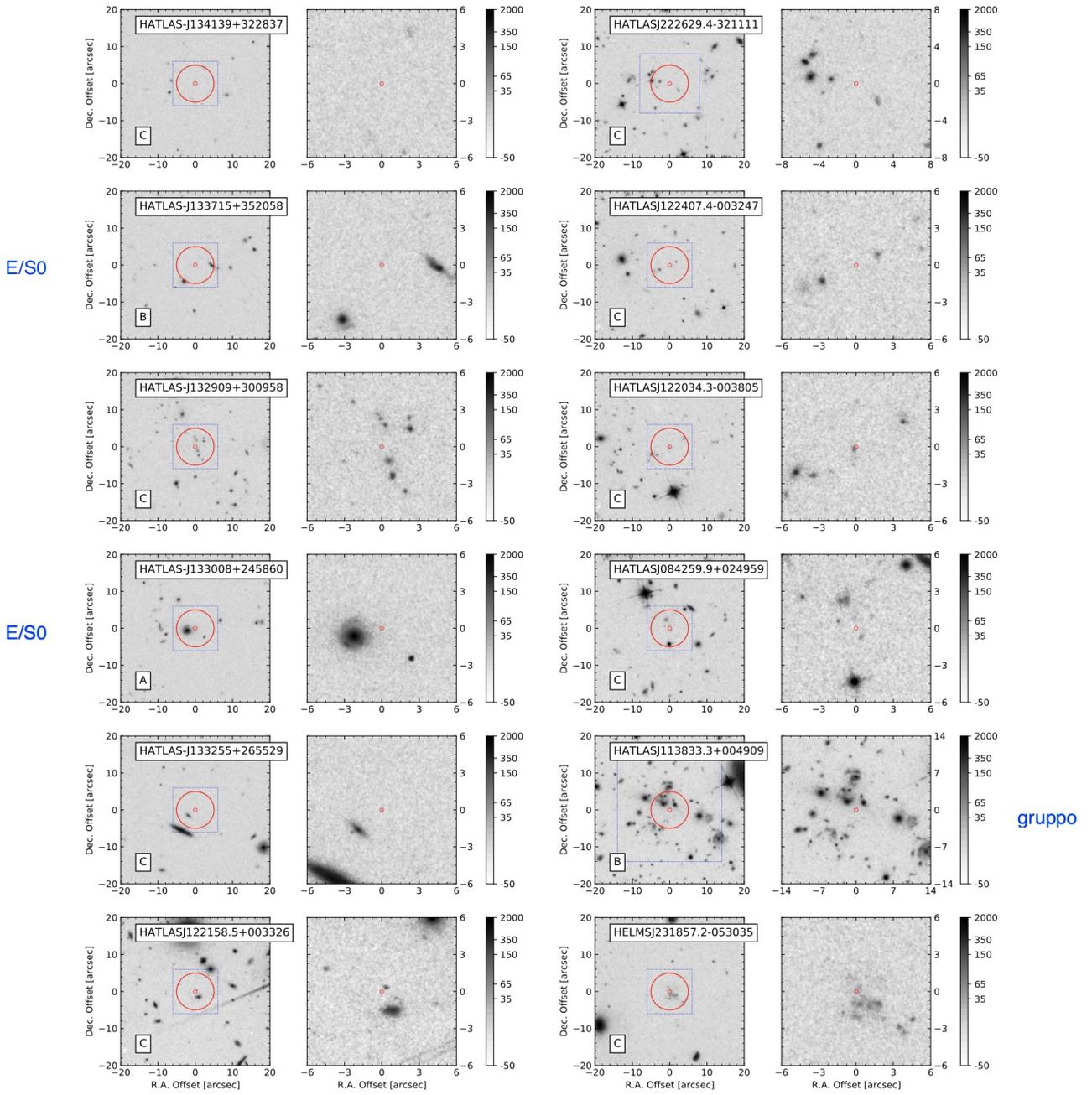


Figura A.1: (continua)

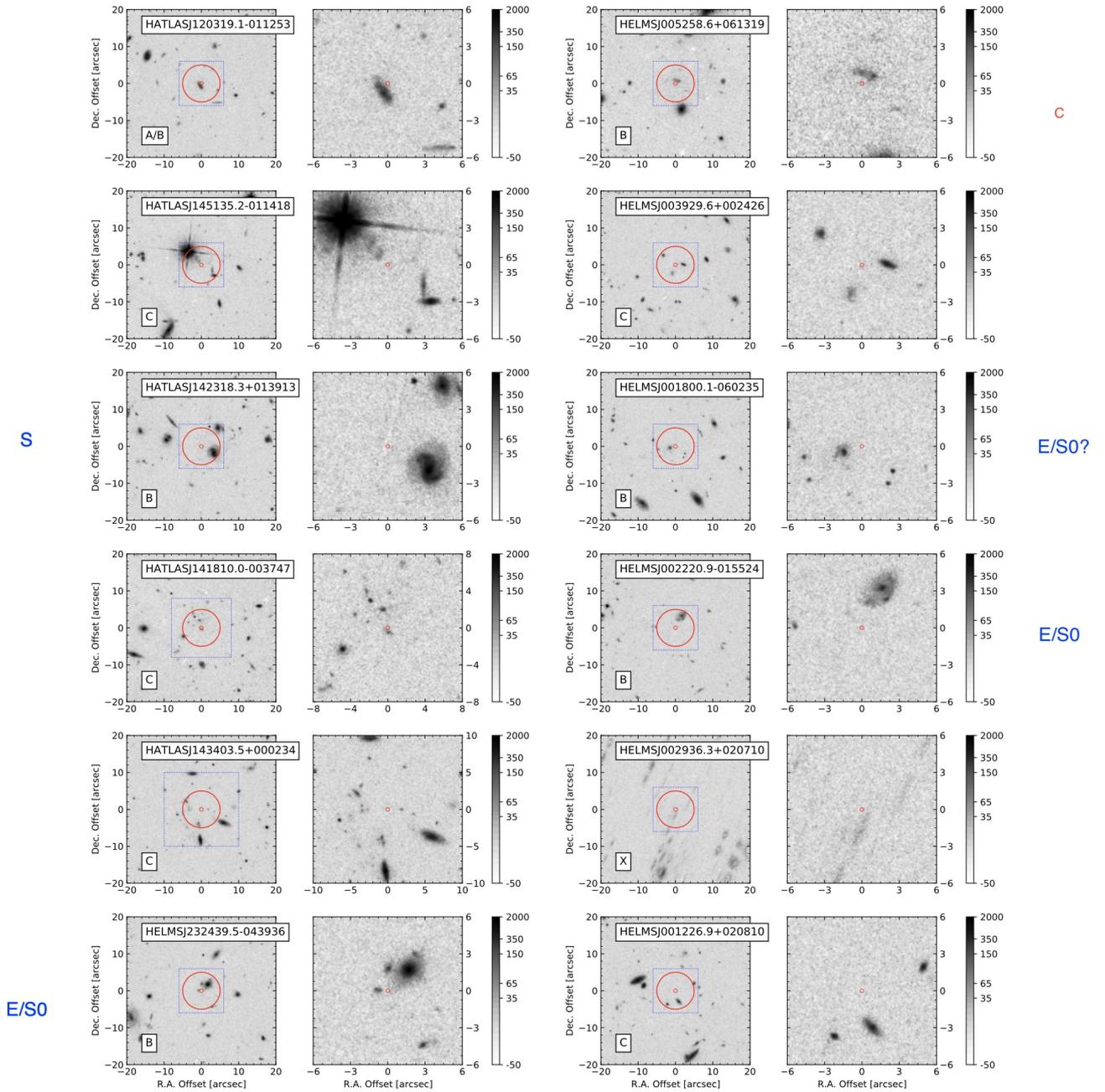


Figura A.1: (continua)

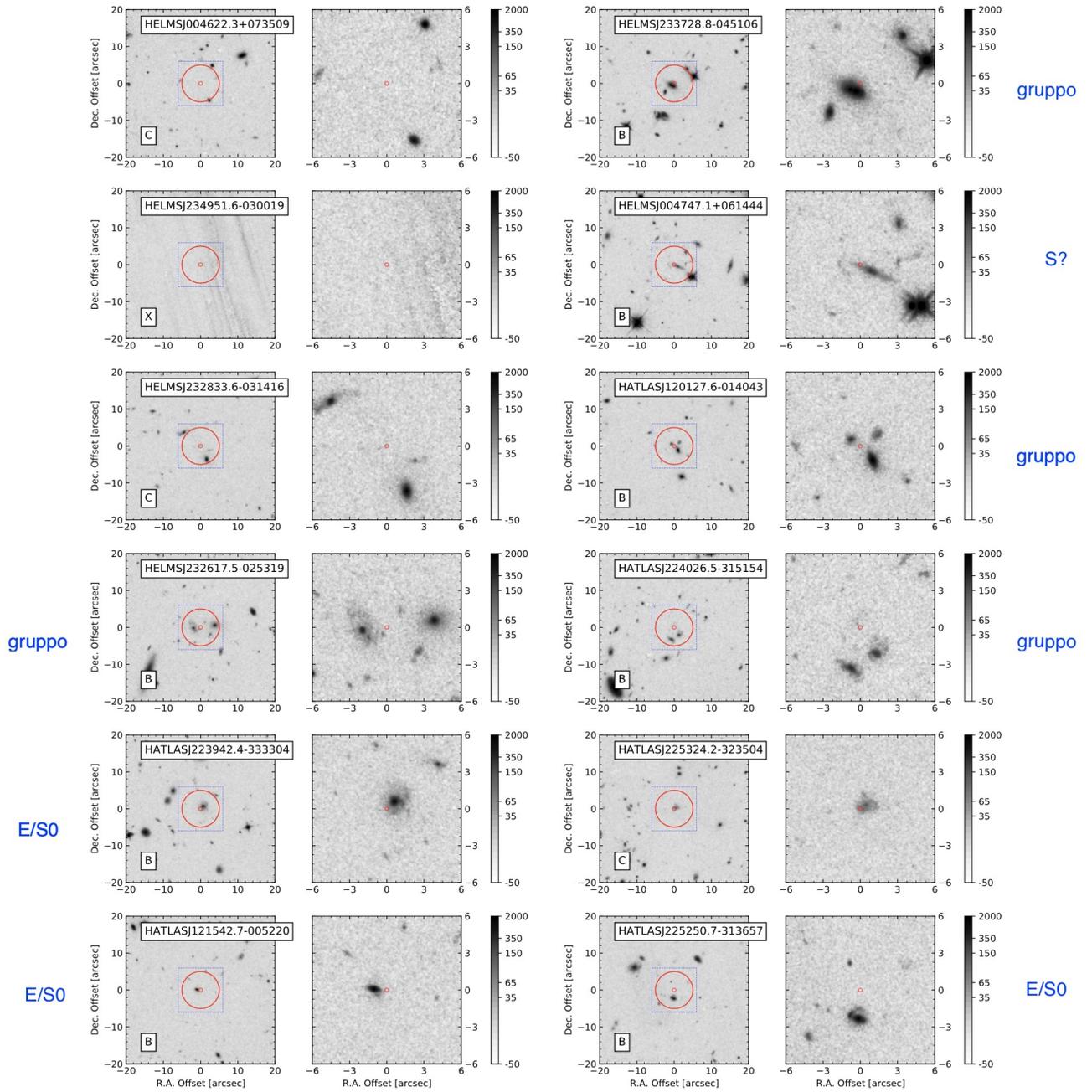


Figura A.1: (continua)

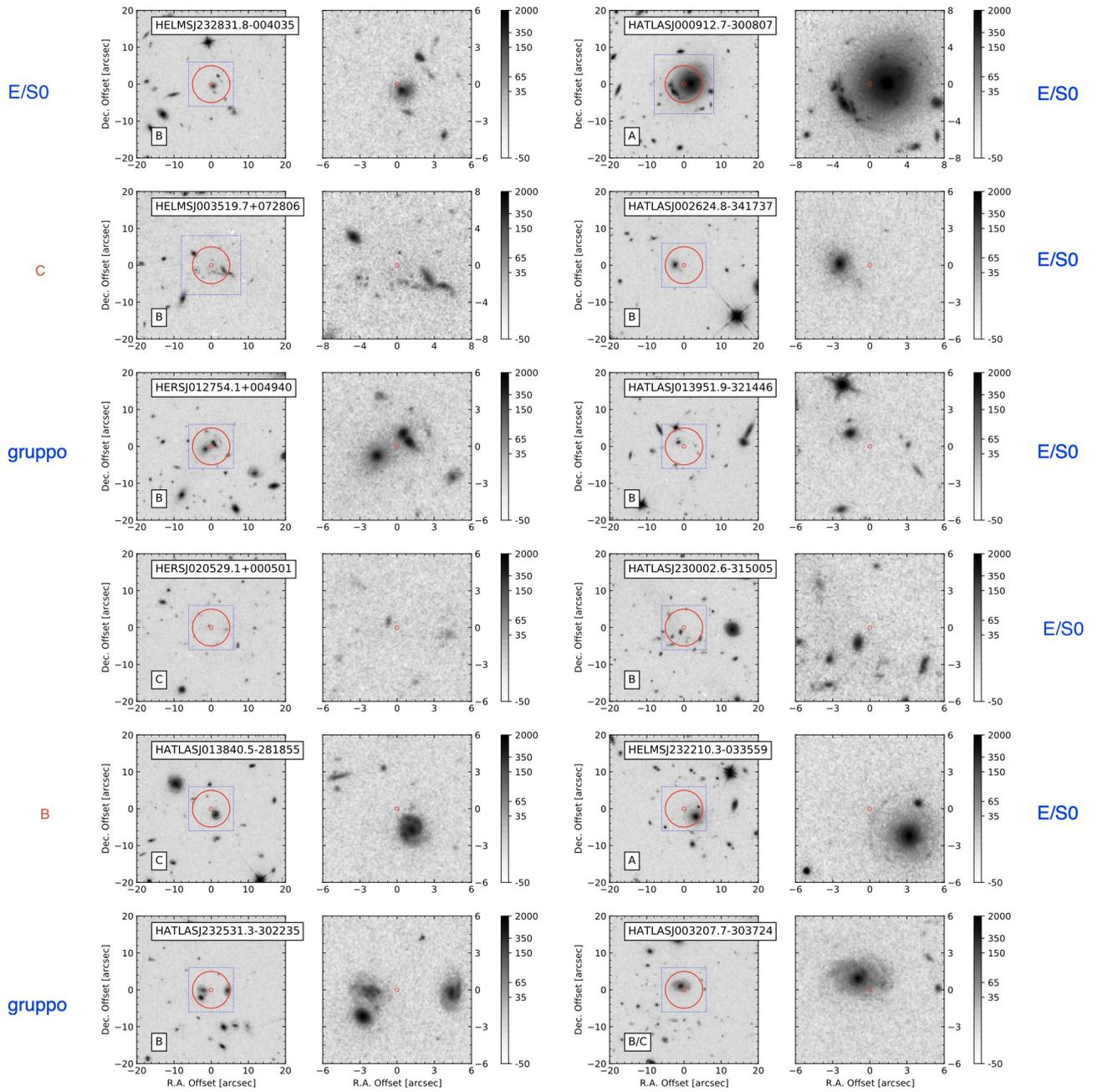


Figura A.1: (continua)

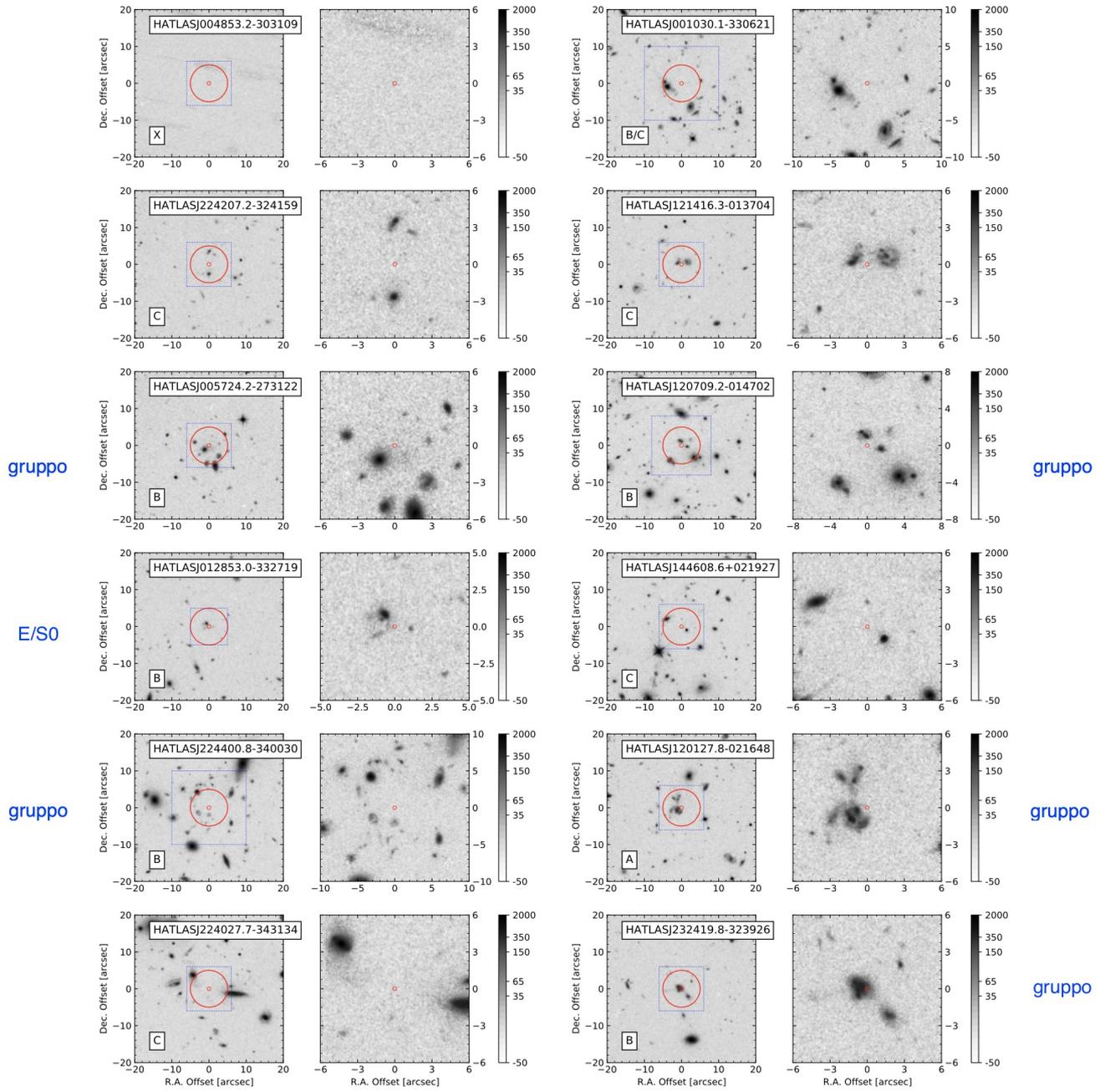


Figura A.1: (continua)

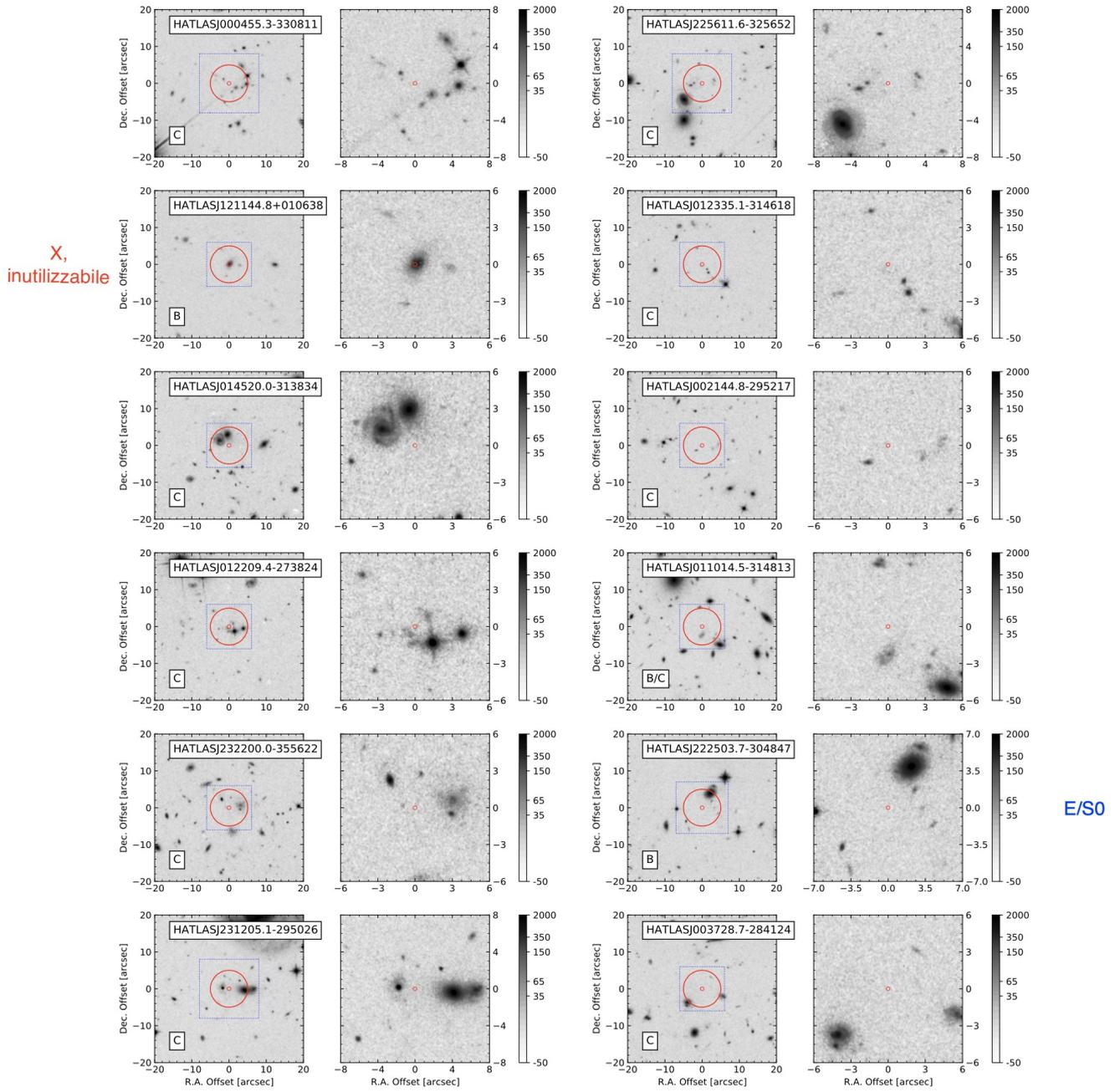


Figura A.1: (continua)

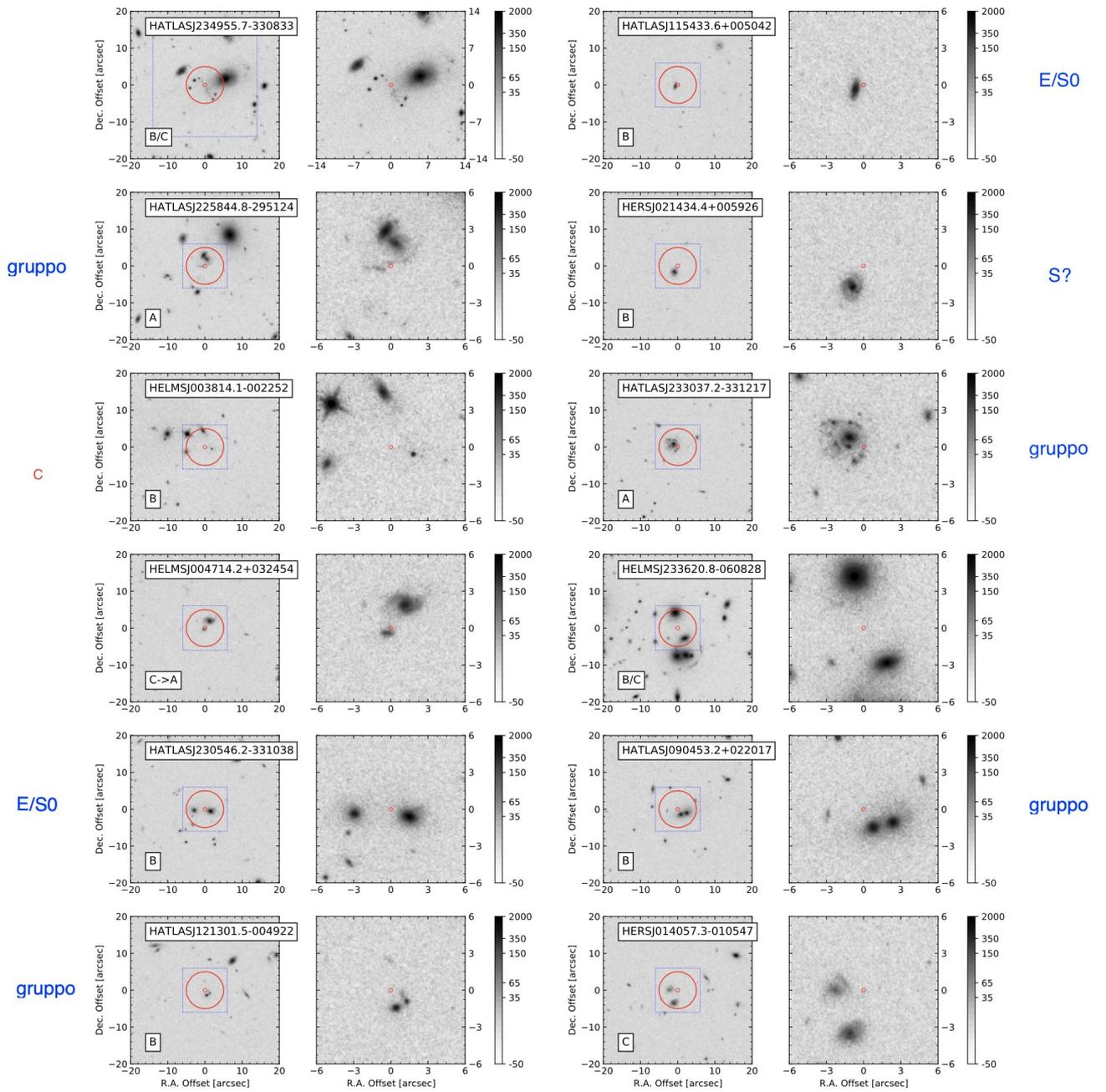


Figura A.1: (continua)

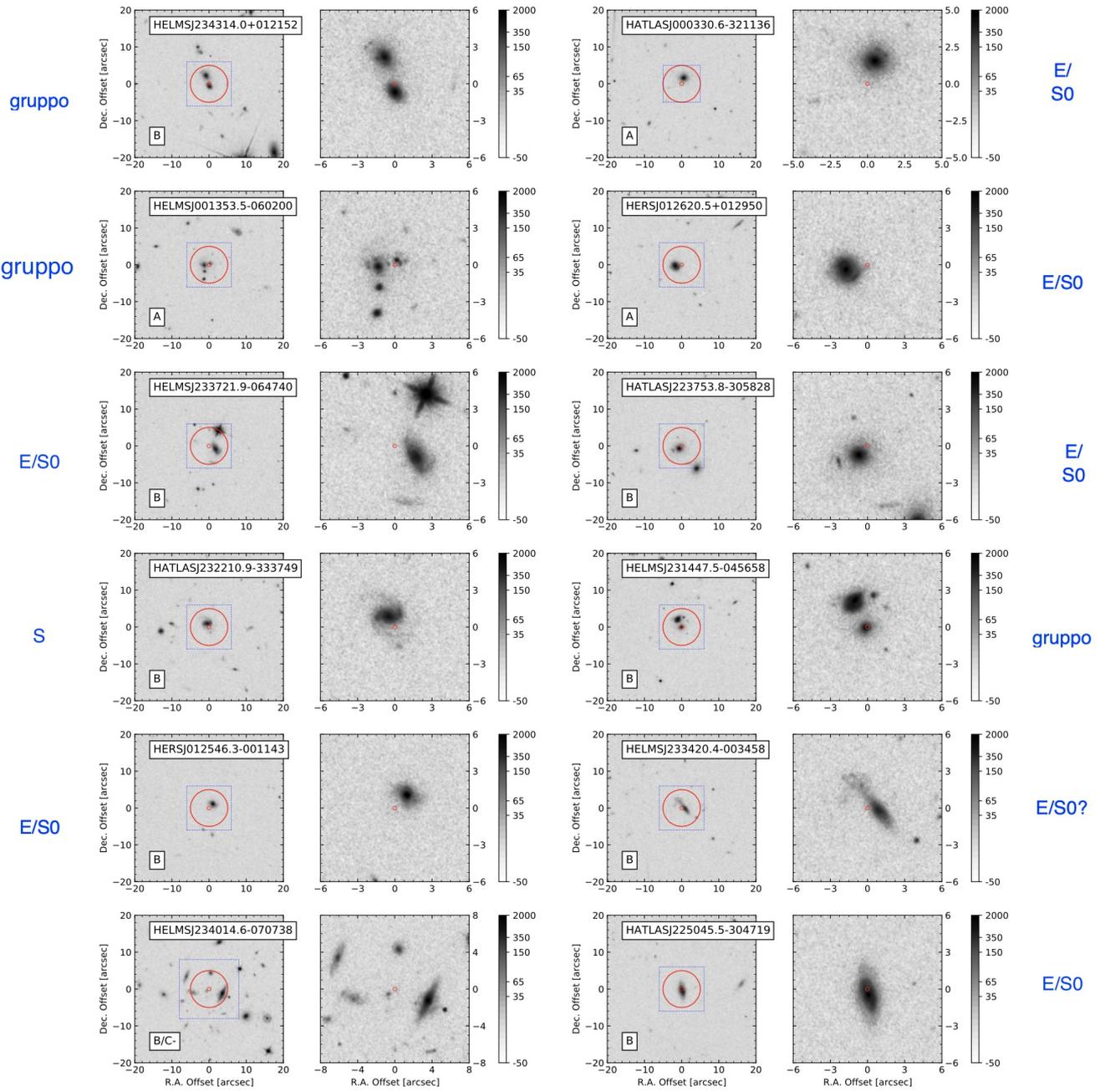


Figura A.1: (continua)

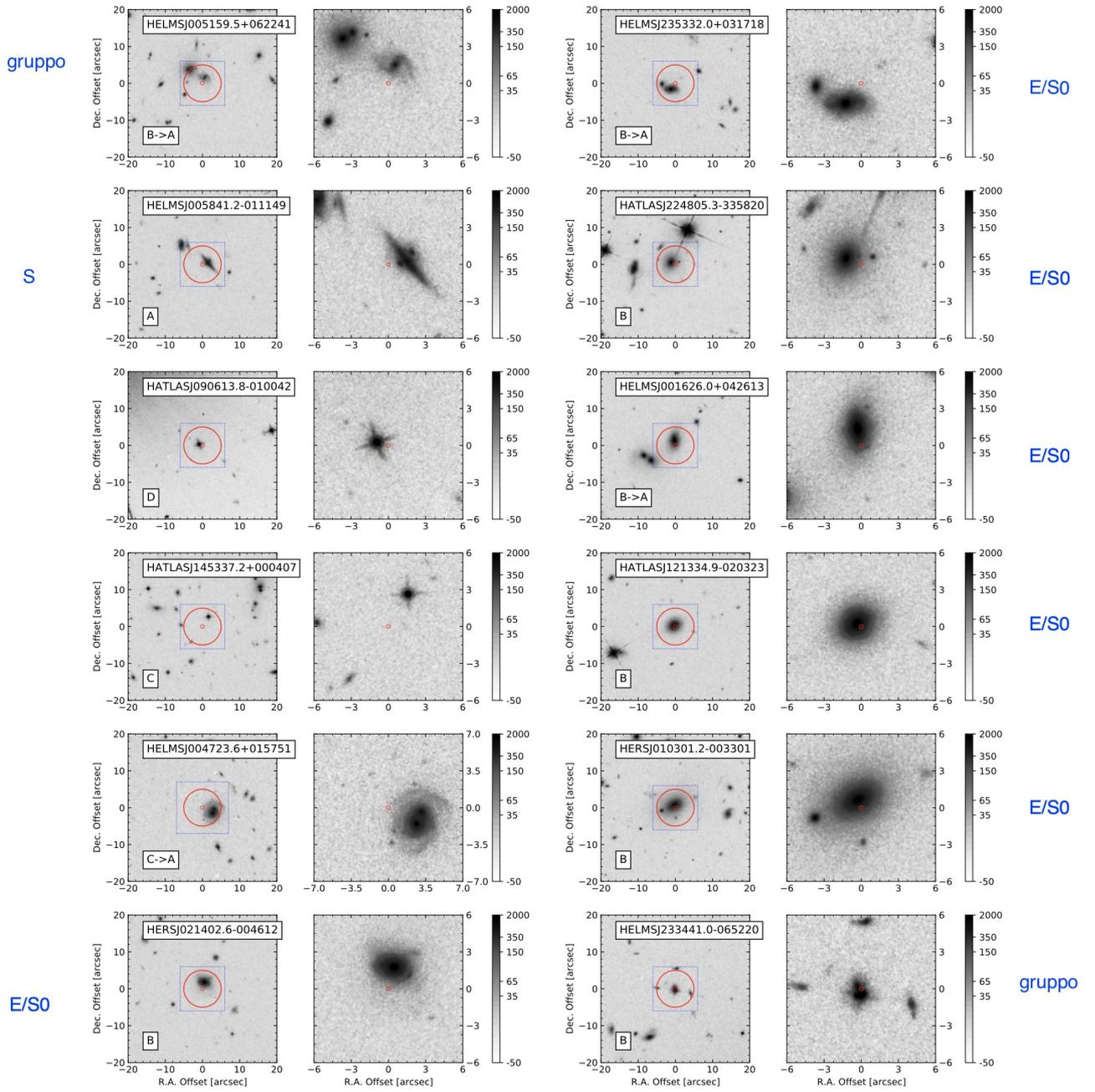


Figura A.1: (continua)

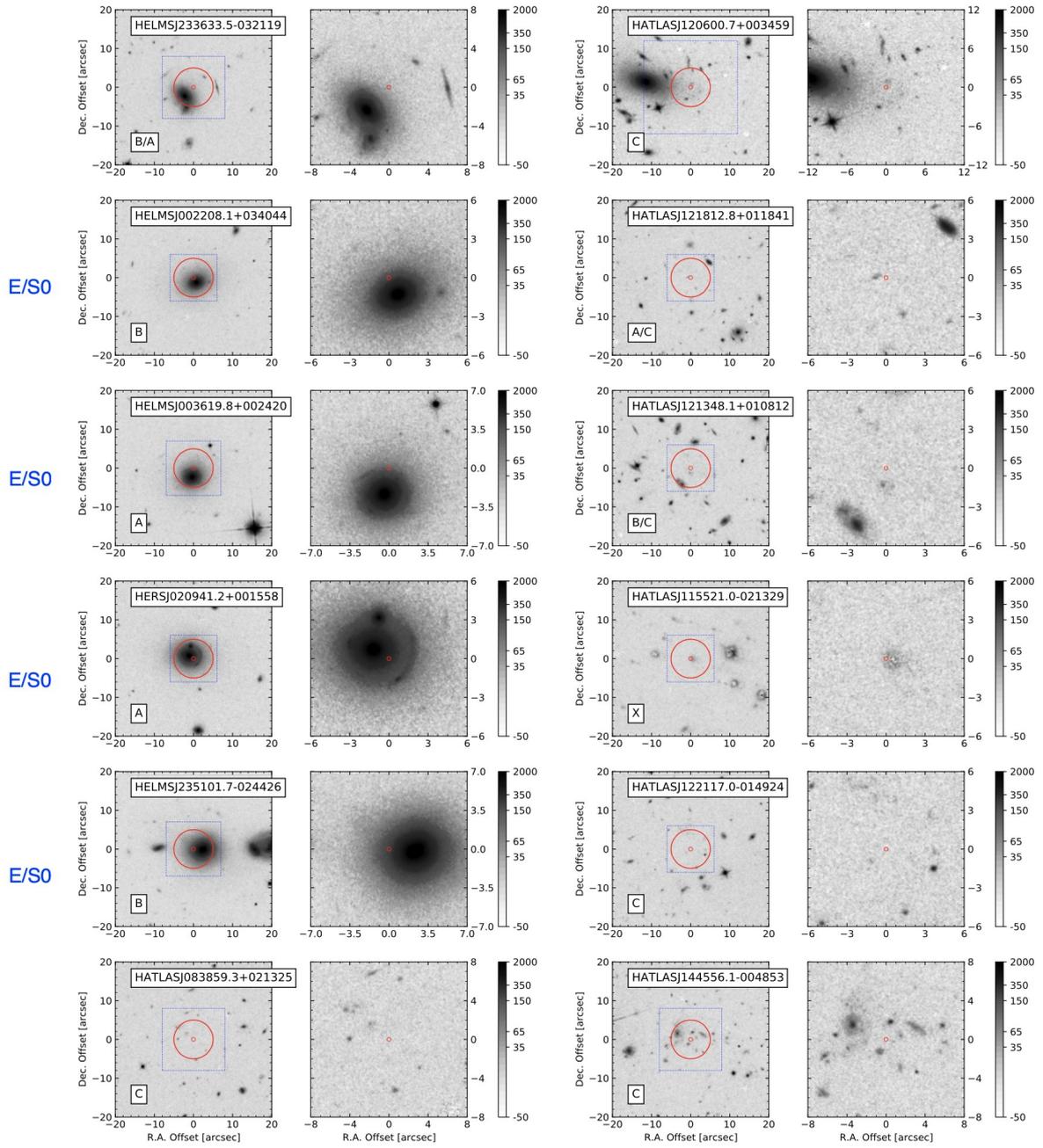


Figura A.1: (continua)

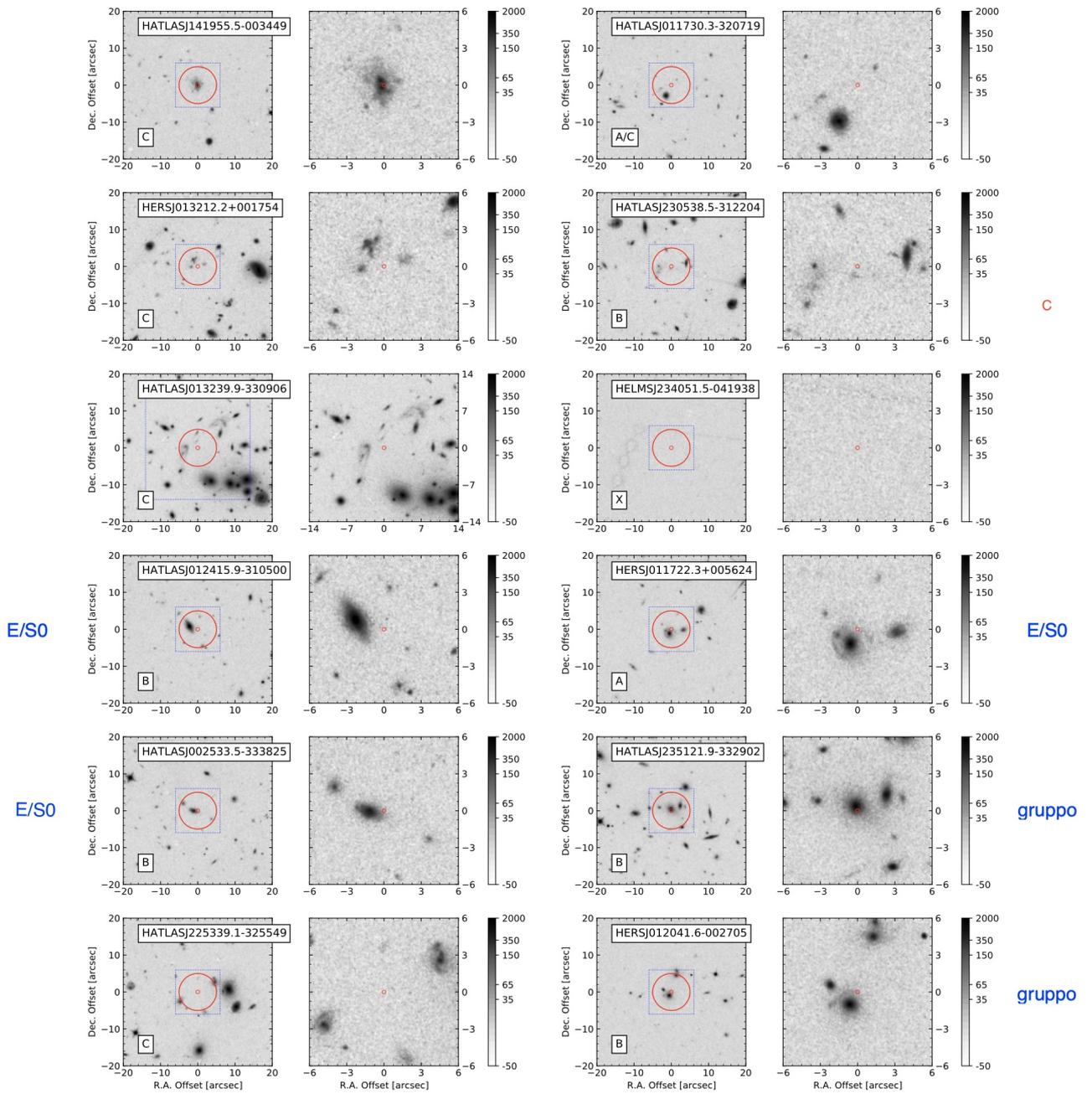


Figura A.1: (continua)

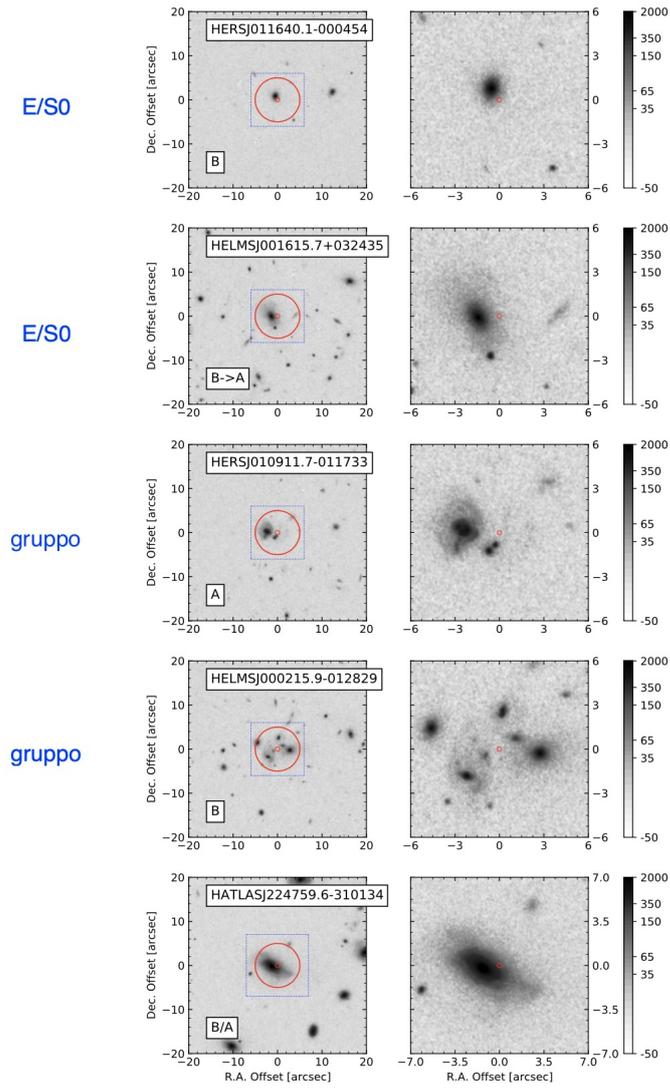


Figura A.1: (continua)

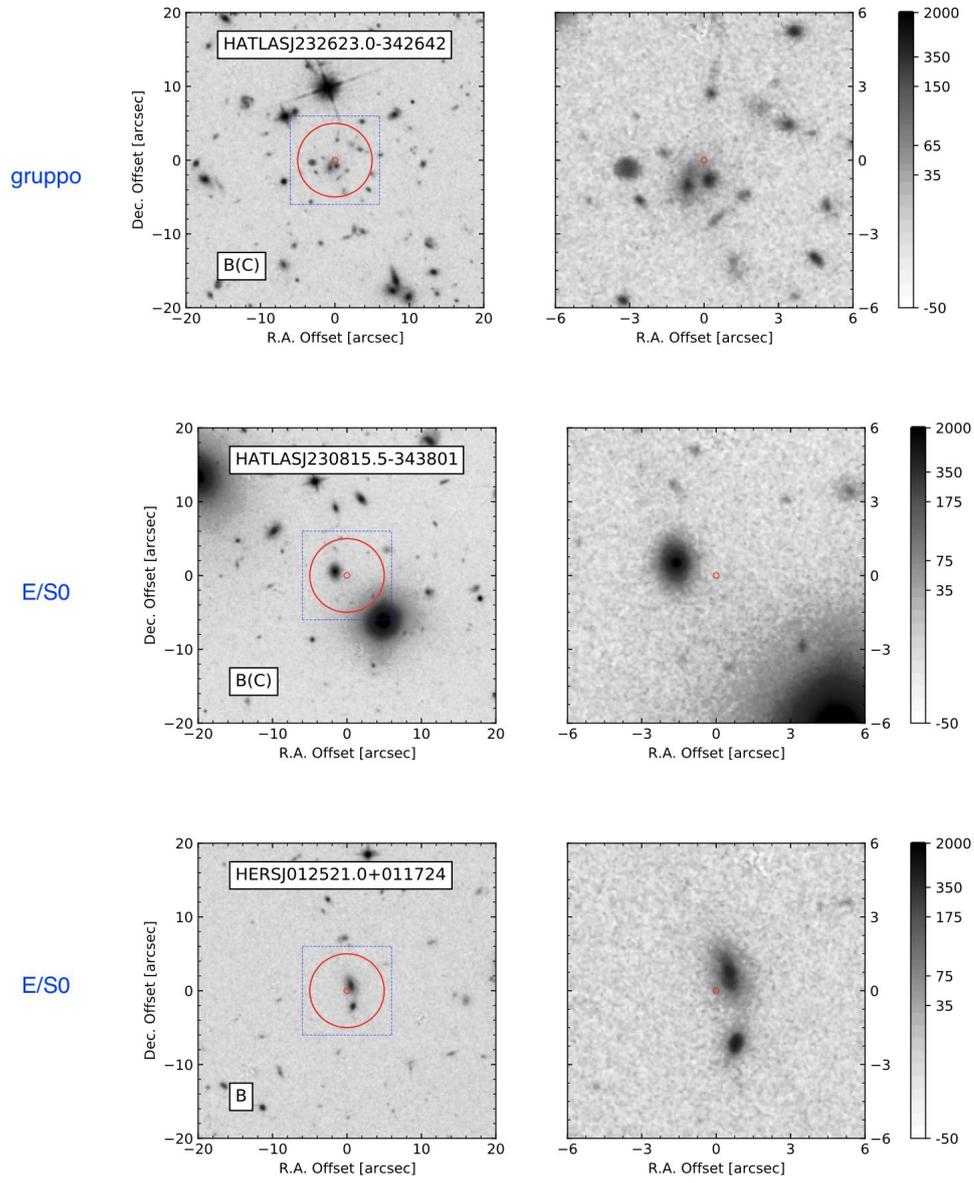


Figura A.1: (continua)

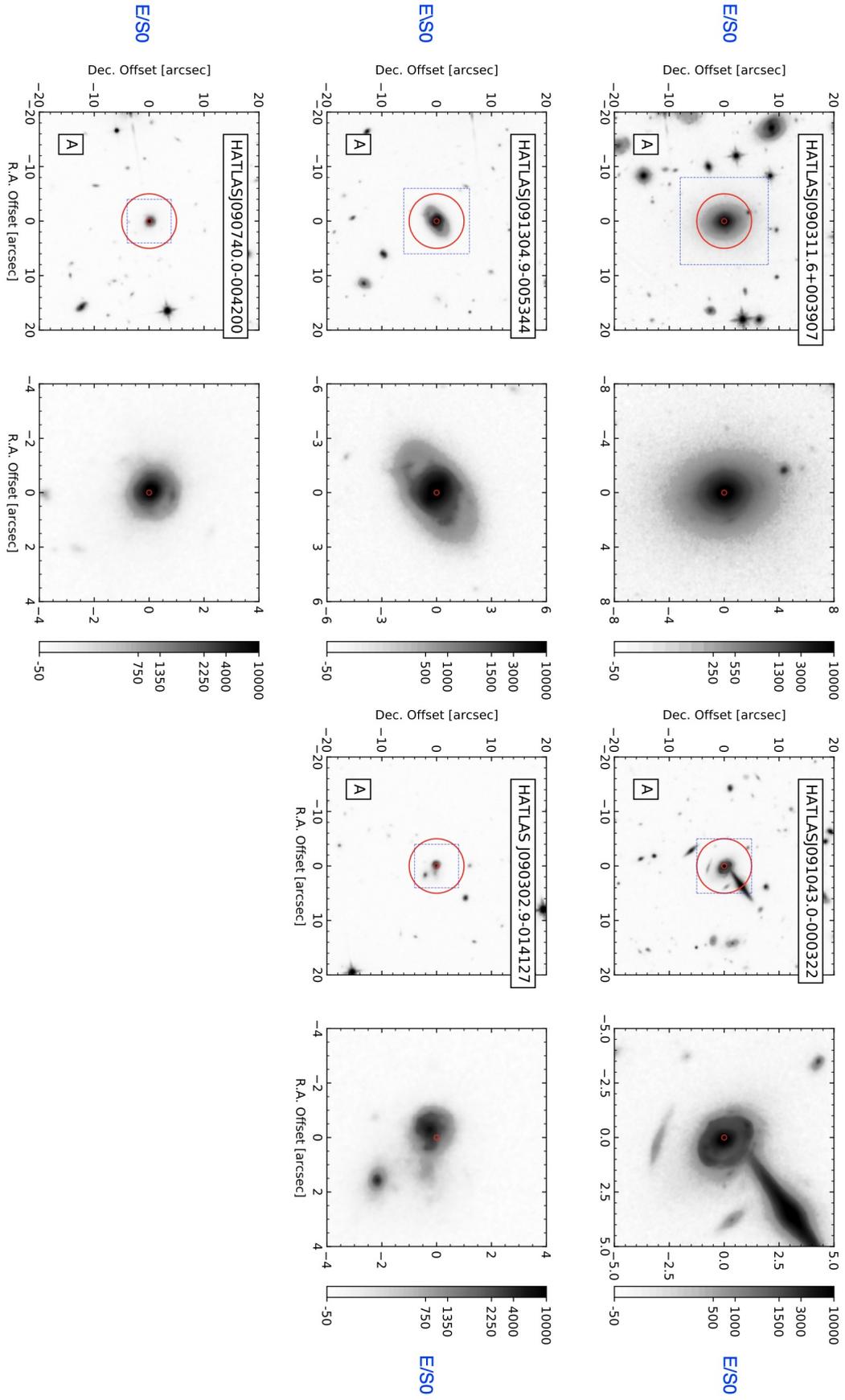


Figura A.1: (continua).

Bibliografia

- Asboth V., et al., 2016, MNRAS, 462, 1989
- Blain A. W., 1996, MNRAS, 283, 1340
- Borsato E., 2020, Tesi di Laurea Magistrale. Università di Padova, Padova, Italia
- Calanog J. A., et al., 2014, ApJ, 797, 138
- Casey C. M., Narayanan D., Cooray A., 2014, Physics Reports, 541, 45
- Condon J. J., et al., 1998, AJ, 115, 1693
- Dye S., et al., 2014, MNRAS, 440, 2013
- Dye S., et al., 2015, MNRAS, 452, 2258
- Eales S., et al., 2010, PASP, 122, 499
- Gavazzi R., et al., 2008, ApJ, 677, 1046
- Glenn J., et al., 2010, MNRAS, 409, 109
- Gonzaga S., et al., 2012, The DrizzlePac Handbook. STScI, Baltimore, US
- González-Nuevo J., et al., 2012, ApJ, 749, 65
- González-Nuevo J., et al., 2019, A&A, 627, A31
- Griffin M. J., et al., 2010, A&A, 518, L3
- Griffiths R. E., et al., 1994, ApJ, 437, 67
- Hezaveh Y. D., et al., 2016, ApJ, 823, 37
- Hodge J. A., et al., 2009, AJ, 138, 900
- Huchra J., et al., 1985, AJ, 90, 691
- Johnston D. E., et al., 2003, AJ, 126, 2281
- Kochanek C. S., 2006, in Meylan G., Jetzer P., North P., Schneider P., Kochanek C. S., Wambsganss J., eds, Saas-Fee Advanced Course 33: Gravitational Lensing: Strong, Weak and Micro. Springer-Verlag, Berlin, pp 91–268
- Kochanek C. S., Lawrence C. R., 1990, AJ, 99, 1700
- Kormann R., Schneider P., Bartelmann M., 1994, A&A, 286, 357
- Lapi A., et al., 2012, ApJ, 755, 46
- Lauer T. R., 1999, PASP, 111, 227
- Meneghetti M., 2016, Introduction to Gravitational Lensing. Springer, Università di Bologna, Italia

- Meylan G., Madrid J. P., Macchetto D., 2004, *PASP*, 116, 790
- Miralda-Escude J., Lehar J., 1992, *MNRAS*, 259, 31
- Nayyeri H., et al., 2016, *ApJ*, 823, 17
- Negrello M., et al., 2007, *MNRAS*, 377, 1557
- Negrello M., et al., 2010, *Science*, 330, 800
- Negrello M., et al., 2017, *MNRAS*, 465, 3558
- Nipoti C., Treu T., Bolton A. S., 2009, *ApJ*, 703, 1531
- Oliver S. J., et al., 2012, *MNRAS*, 424, 1614
- Pearson E. A., et al., 2013, *MNRAS*, 435, 2753
- Perrotta F., et al., 2002, *MNRAS*, 329, 445
- Poglitsch A., others. 2010, *A&A*, 518, L2
- Ratnatunga K. U., Griffiths R. E., Ostrander E. J., 1999, *AJ*, 117, 2010
- Sabbi E., et al., 2009, CALWF3 Testing, Space Telescope WFC Instrument Science Report.
- Shirley R., et al., 2019, *MNRAS*, 490, 634
- Swinbank A. M., et al., 2010, *Nature*, 464, 733
- Treu T., 2010, *ARA&A*, 48, 87
- Valiante E., et al., 2016, *MNRAS*, 462, 3146
- Viero M. P., et al., 2014, *ApJS*, 210, 22
- Wardlow J. L., et al., 2013, *ApJ*, 762, 59
- Warren S. J., Dye S., 2003, *ApJ*, 590, 673
- Warren S. J., et al., 1996, *MNRAS*, 278, 139