



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

Instituto de Astronomía

EMISORES LYMAN ALFA ENTRE CORRIMIENTOS AL ROJO DE
 ~ 2 Y 10: OBSERVACIÓN, DETECCIÓN Y CARACTERÍSTICAS

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:

MARIO ANDRÉS DE LEO WINKLER

TUTORES:

DR. JOSÉ ANTONIO DE DIEGO ONSURBE, INSTITUTO DE ASTRONOMÍA - UNAM
DR. NIV DRORY, PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

MÉXICO, D.F., ABRIL 2014



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Índice

1 Resumen / Abstract	5
1.1 Español	5
1.2 English	8
2 Propósito	10
3 Introducción	12
3.1 Emisores Lyman Alfa (LAEs)	12
3.1.1 Detección de Emisores Lyman Alfa	15
3.1.2 Distribución de Emisores Lyman Alfa	20
3.1.3 Tasa de formación estelar en emisores Ly α	21
3.1.4 Color	23
3.1.5 Masa estelar (M_*)	23
3.1.6 Fracción de escape (f_{esc})	24
3.1.7 Funciones de Luminosidad	24
3.1.8 Emisores Lyman Alfa Magnificados por Lentes Gravitatorias	26
3.2 Lentes gravitatorias	29
3.2.1 Introducción	29
3.2.2 Teoría de Lentes Gravitatorias	30
3.2.3 La Ecuación de Lente	36
3.2.4 Distancia Lumínica y Angular	39
3.2.5 Acromatismo, Afocalismo	40
3.2.6 La Conservación del Brillo Superficial	40
3.2.7 Amplificación (A, μ)	40
3.2.8 La Formación de Imágenes Múltiples	43
3.2.9 LENSTOOL	45
3.2.10 Modelos de masa de cúmulos de galaxias	48
4 Datos	50
4.1 Gran Telescopio de Canarias (GTC) - OSIRIS	50
4.1.1 Reducción de datos	52
4.1.2 Cambio de λ en filtros sintonizables	54
4.2 VIRUS-P / HETDEX Survey	56
4.3 CLASH - Telescopio Espacial Hubble	56
4.3.1 Reducción de datos	57
4.4 Algoritmo de selección de candidatos fotométricos de LAEs	58
4.4.1 Algoritmo para de Diego et al. (2013)	58
4.4.2 Algoritmo para De Leo et al. (2014b)	60
5 Artículos	64
5.1 De Leo, M., et al, 2014, in preparation	64

5.1.1	Introducción	64
5.1.2	Conclusiones	67
5.2	de Diego, J.A., De Leo, M.A., et al., 2013, AJ, 146, 96	68
5.2.1	Introducción	68
5.2.2	Conclusiones	70
5.3	De Leo, M.A., et al, 2014b, in preparation	71
5.3.1	Introducción	71
5.4	De Leo, M., et al, 2011, not published	77
5.4.1	Introducción	77
5.4.2	Conclusiones	79
6	Conclusiones	81
7	Trabajo a Futuro	83
7.1	OSIRIS-GTC	83
7.2	VIRUS-P / HETDEX	83
7.3	CLASH	83
8	Bibliografía	85
	Apéndices	90
A	Acrónimos	91
B	Rutinas en IRAF	93
B.1	CCMAP	93
B.2	CCXYMATCH	94
B.3	DAOFIND	95
B.3.1	DATAPAR	95
B.3.2	FINDPAR	96
B.4	FIXPIX	96
B.5	IMARITH	97
B.6	IMCOMBINE	97
B.7	IMCOPY	98
B.8	LACOS_IM	99
B.9	MSCIMAGE	99
B.10	OBJMASKS	100
B.11	RMFRINGE	101
B.12	tringSub3	101
B.13	TFWHM	102
B.14	TGAUSS	102
B.15	WREGISTER	103
C	Algoritmos	105

C.1 Selección de candidatos a LAEs en de Diego et al. (2013)	105
C.2 Selección de candidatos a LAEs en De Leo et al. (2014b)	108

Índice de figuras

1	Detección de galaxias en emisión (LAEs) o absorción (LBGs) por métodos fotométricos.	16
2	Líneas del cielo en La Palma, Islas Canarias, España.	18
3	Detección de LAEs por fotometría de banca angosta.	18
4	Distribución de LAEs espectroscópicamente confirmados (2007).	21
5	Función de luminosidad de LAEs.	26
6	Geometría de una sistema de lente gravitatorio.	33
7	Geometría requerida para generar un Anillo de Einstein.	34
8	Creación del fenómeno de lente fuerte, lente débil y lente muy débil.	35
9	Deformación y amplificación de las imágenes.	42
10	Creación de imágenes radiales y tangenciales.	45
11	Mosaico de imagen reducida de OSIRIS sobre el cúmulo de galaxias MS2053.	54
12	Cambio de λ_{eff} del centro óptico	55
13	Catastro CLASH: filtros utilizados.	57
14	CLASH - Función de luminosidad preliminar a $z = 5$	72
15	CLASH - Función de luminosidad preliminar a $z = 6$	73
16	CLASH - Función de luminosidad preliminar a $z = 7$	74
17	CLASH - Función de luminosidad preliminar a $z = 8$	75
18	CLASH - Función de luminosidad preliminar a $z = 9$	76

1. Resumen / Abstract

1.1. Español

La tesis engloba diferentes observaciones, detecciones, estudios y conclusiones de emisores Lyman Alfa (LAE, *Lyman Alpha Emitters*) entre corrimientos al rojo $1.88 \leq z \lesssim 10$.

Entre $1.88 \leq z \leq 3.77$ utilizo datos del catastro piloto HETDEX (HPS, *HETDEX Pilot Survey*) tomados con un espectrómetro de campo integral (VIRUS-P) para comparar las características entre poblaciones de emisores Lyman Alfa, no-emisores Ly α y fuentes detectadas por el catastro COSMOS. En [De Leo et al. \(2014a\)](#) realizo un estudio estadístico entre las diferentes poblaciones al comparar sus masas estelares, historia de formación estelar, edad estelar, contenido de polvo y posición en diagramas color-color. Concluyo que, tanto los emisores Ly α como los no-emisores Ly α , se pueden detectar con los mismos criterios observacionales, la diferencia entre ambas poblaciones reside en el tiempo evolutivo de cada uno. Los emisores Lyman Alfa pueden ser fuentes en donde la formación estelar es reciente (una decena de millones de años) o antigua (miles de millones de años). Los no-emisores Lyman Alfa son objetos que recientemente (una decena de millones de años) iniciaron a formar estrellas, su emisión Ly α no se detecta con facilidad debido, posiblemente, a grandes cantidades de hidrógeno neutro (en la vecindad) que impide su escape. La edad estelar evolutiva que tiene la fuente al momento de observarse determina si se clasifica como LAE o no-LAE.

A $z \simeq 6.5$ estudio el cúmulo de galaxias MS2053.7-0449, el cual presenta el efecto de lente gravitatorio fuerte. Las observaciones se realizaron como programa piloto para detectar emisores Ly α con los filtros sintonizables del instrumento OSIRIS en el Gran Telescopio de Canarias (GTC). Los filtros sintonizables permiten observar dichos emisores con una mayor señal-ruido, ade-

más de arrojar un corrimiento al rojo fotométrico más acotado para ellos. En [De Leo et al. \(2011\)](#) detecto dos fuentes en forma de arco, las cuáles trato como la manifestación de un sistema de lente gravitatoria fuerte. La estudio es no-conclusivo, un segundo set de observaciones no mostraron el fenómeno. La no detección se pudo deber a una segunda sesión de observación en la longitud de onda errónea, un fenómeno transitorio o un efecto instrumental. En [de Diego et al. \(2013\)](#) obtengo candidatos a galaxias Lyman Alfa y Lyman Break (LBG, *Lyman Break Galaxy*) a través de su detección en filtros sintonizables en OSIRIS-GTC. Realizo la reducción de imágenes, el algoritmo para su detección entre múltiples fuentes del campo observado, el estudio de magnificación por fenómeno de lente fuerte y la obtención de fotometría de los candidatos entre múltiples archivos públicos de imágenes astronómicas científicas. La mayoría de los candidatos resultaron ser *interlopers* [OII] a $z = 1.45$, sin embargo obtengo dos buenos candidatos LBG a $z \sim 5.5$. El artículo también trata sobre el sesgo que sufren los catastros realizados hasta ahora, utilizando filtros gaussianos, a través de telescopios tipo Subaru. Concluyo con la caracterización y detección de ventajas/desventajas del uso de filtros sintonizables para la búsqueda de LAEs a través de los filtros sintonizables.

Para $z = 5 - 10$ utilizo datos del catastro CLASH-HST en 16 filtros para detectar LAEs. En [De Leo et al. \(2014b\)](#) genero una alineación óptima entre las imágenes de todos los filtros y desarrollo un algoritmo para la óptima detección de LAEs de forma automatizada. El propósito futuro del trabajo es generar funciones de luminosidad estadísticamente significativas para Emisores Lyman Alfa a corrimientos al rojo de $z = 7, 8, 9$ y 10 , además de presentar nuevas y más robustas funciones de luminosidad para LAEs (ya tratadas por varios autores), producto de las observaciones multi-filtro a $z = 5, 6$.

La tesis se divide de la siguiente forma. El capítulo §2 describe el impulso del trabajo. El capítulo §3 resume el marco teórico utilizado para la investi-

gación realizada. Los datos utilizados en la investigación se describen en el capítulo §4. La aportación científica del autor se sintetiza en el capítulo §5, presentada como introducción a los artículos científicos ahí presentados y producidos por este documento doctoral. El trabajo propuesto a futuro se describe en el capítulo §7. Las conclusiones se recapitulan en la sección §6. Los apéndices permiten conocer las rutinas utilizadas para generar los resultados y están disponibles en el capítulo §8.

1.2. English

This thesis covers different observations, detections, studies and conclusions on Lyman Alpha Emitters (LAEs) between redshifts $1.88 \leq z \lesssim 10$.

Between $1.88 \leq z \leq 3.77$, I use data from the HETDEX Pilot Survey (HPS), taken by an integral field spectrometer (VIRUS-P) to compare characteristics among populations of LAEs, non-LAEs and sources detected by the COSMOS survey. In [De Leo et al. \(2014a\)](#) I perform a statistical study among the different populations by comparing their stellar masses, star formation history, stellar age, dust content and position in color-color diagrams. I conclude that LAEs and much as non-LAEs can be detected through the same observational criteria but the difference in both populations resides in the evolution time of each one. Lyman Alpha Emitters can be sources where stellar formation has been recently active (for dozens of millions of years) or on-going for a long time (billions of years). Non-Lyman Alpha Emitters are objects which have only recently (for dozens of millions of years) started stellar formation, its Ly α emission is not easily detected possibly due to big clouds of neutral hydrogen (in the vicinity) which impedes its escape. The time of evolution of a source, at the moment of observation, can determine if the object is classified as a LAE or a non-LAE.

At $z \simeq 6.5$ I study the galaxy cluster MS2053.7-0449, which presents strong gravitational lensing. Observations were carried out as a pilot program to detect Ly α emitters using tunable filters from the OSIRIS instrument at the Gran Telescopio de Canarias. Tunable filters observe such sources with a better signal-to-noise ratio and allow a very precise photometric redshift estimation. In [De Leo et al. \(2011\)](#) I detect two sources with an arc morphology, which I treat a manifestation of a lensed system. The study is non-conclusive, a second set of observations do not show the arcs; this could be due to a wrongfully tuned wavelength for that observation, a transitory phenomena or an instru-

mental effect. In [de Diego et al. \(2013\)](#) I obtain candidate LAEs and Lyman Break Galaxies (LBG) by detecting them through tunable filters in OSIRIS–GTC. I perform the image reduction, create the algorithm for their detection among multiple sources in the observed field and obtain photometry of the candidates from multiple public image archives. Most candidates were finally categorized as [OII] *interlopers* at $z = 1.45$, but I still obtain two good LBG candidates at $z \sim 5.5$. The paper also deals with the bias suffered by other present surveys that use gaussian filters through telescopes like Subaru. My conclusion characterizes and enumerates the advantages and disadvantages of the use of tunable filters for LAE search.

At $z = 5 - 10$, I use data from the CLASH–HST survey with 16 filters to detect LAEs. In [De Leo et al. \(2014b\)](#) I work on an optimum alignment between images in all filters and create an algorithm that detects and selects LAEs in an automated way. The future purpose of the research is to generate statistically significant luminosity functions for LAEs at redshifts of $z = 7, 8, 9$ and 10 , while also aiming to present more robust luminosity functions for LAEs (already done by some authors), by means of the multi–wavelength observations at $z = 5, 6$.

The thesis is divided in the following way. Chapter §2 describes the purpose of the research. Chapter §3 presents the theoretical background for the developed research. The data used for the scientific investigation is described in chapter §4. The original scientific contribution of the author is summarized as introductions to the academic papers generated in this thesis and presented in section §5. Conclusions are remarked in chapter §6. The proposed future work is described in chapter §7. Finally, the appendixes show the routines required to generate results and are available in chapter §8.

2. Propósito

La meta de la tesis se modificó con el paso del tiempo, hasta ocupar la forma que aquí se presenta.

El propósito inicial era realizar una búsqueda de LAEs en diferentes ventanas de corrimiento al rojo ($z \sim 4.6, 5.7, 6.6$). La búsqueda se realizaría observando tres diferentes cúmulos de galaxias (MS2053.7–0449, MS1358.4+6245, MS0440.5+0204) a través de filtros sintonizables del instrumento OSIRIS en el Gran Telescopio de Canarias. La bondad de los cúmulos seleccionados reside en la detección del efecto de lente gravitatorio fuerte y la existencia de robustos modelos de masa. Dichas características permitirían un buen modelo del efecto de lente gravitatorio sobre las fuentes, facilitando estimar su magnificación y flujo. La meta era realizar funciones de luminosidad robustas a los corrimientos al rojo observados y poder completarlas, en particular, para los objetos más débiles, cuya observación era facilitada por la lente gravitatoria. Una segunda meta consistía en buscar emisores duales ($\text{Ly}\alpha$ y $\text{HeII } 1640 \text{ \AA}$) a $z \sim 4.6$ que permitieran un estudio de estrellas de población III. Sin embargo, la calidad de las observaciones astronómicas de OSIRIS–GTC limitaron drásticamente los alcances del estudio inicial. Solamente el $\sim 10\%$ de los datos obtenidos cumplían con la calidad necesaria para llevar a cabo la búsqueda de emisores Lyman alfa y el estudio de sus características.

Tomando en cuenta lo anterior, se limitó la búsqueda de LAEs y su estudio a observaciones, a través de filtros sintonizables, en 32 \AA contiguos ($9122\text{--}9154 \text{ \AA}$) en el cúmulo MS2053.7–0449. Realicé un algoritmo para seleccionar a las fuentes candidato, se estudiaron, buscaron en imágenes astronómicas de archivo, ajustaron distribuciones espectrales de energías en los datos multi-banda de los candidatos y estudiaron los resultados. Los resultados se presentan en [De Leo et al. \(2011\)](#); [de Diego et al. \(2013\)](#).

Decidimos iniciar un estudio adicional para caracterizar las diferencias en-

tre emisores Lyman alfa y no-emisores Lyman alfa. Para ello utilizamos datos previamente obtenidos con el espectrógrafo de campo integrado VIRUS-P y pertenecientes al catastro prototipo HETDEX (HPS, *HETDEX Pilot Survey*). [Adams et al. \(2011\)](#); [Blanc et al. \(2011\)](#); [Finkelstein et al. \(2011\)](#) buscaron, detectaron y analizaron por medio de espectroscopía, emisores Lyman Alpha entre los corrimientos al rojo $1.88 \leq z \leq 3.77$. Comparé los LAEs con fuentes detectadas en el catastro COSMOS y con una muestra de comparación creada específicamente para tal propósito. La diferencia entre las poblaciones se debe al momento evolutivo de la fuente captada en las observaciones. Los resultados se presentan en [De Leo et al. \(2014a\)](#).

Adicionalmente, existió la posibilidad de colaborar con el grupo de la Dra. Roser Pelló en el Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, Toulouse, Francia. La meta de la colaboración es obtener suficientes candidatos fotométricos de emisores Lyman alfa a corrimientos al rojo de $z = 5, 6, 7, 8, 9$ y 10 para obtener funciones de luminosidad estadísticamente significativas. Realicé el algoritmo de selección de candidatos. El trabajo sigue en proceso. Los resultados se presentarán en [De Leo et al. \(2014b\)](#).

Juntos, los trabajos recuperan observaciones, procesos de detección y selección, y características de emisores Lyman alfa entre los corrimientos al rojo de $1.88 \simeq z \lesssim 10$.

3. Introducción

3.1. Emisores Lyman Alfa (LAEs)

La teoría más aceptada dicta que nuestro Universo se creó con una Gran Explosión, en cuyas primeras fracciones de segundo estaba extremadamente caliente, para posteriormente expandirse y enfriarse en el proceso. Después de esta etapa inicial de "sopa primordial", donde las partículas y la radiación estaban atadas y la física de alta energía gobernaba todo, inició el periodo de enfriamiento. Cerca de 300 mil años después de la Explosión, el Universo se enfrió y perdió presión, de tal forma que los núcleos atómicos se formaron y los electrones fueron capturados para poder formar átomos neutros. Esta época es conocida como la *recombinación*. Es en este tiempo que los fotones creados durante la Gran Explosión son liberados y pueden iniciar su viaje a través del Universo, creando un espacio transparente. La radiación conocida como Cósmica de Fondo (CMB, *Cosmic Microwave Background*) es una radiación de cuerpo oscuro casi perfecto con un pico a 2.73 K de temperatura. Las irregularidades vistas en el CMB indican que existieron ligeras inhomogeneidades en la densidad de la materia durante la recombinación, ellas evolucionaron en las estructuras que vemos hoy.

Al final de la recombinación, estos picos en la distribución de materia-densidad continuaron contrayéndose gracias a la gravedad y después de ~100 millones de años se formaron las primeras estrellas. Estas eran masivas: quemaron su combustible rápidamente, explotaron y enriquecieron químicamente sus alrededores. Poco después se formaron más estrellas y las galaxias empezaron a crearse. Las galaxias y cuásares produjeron una gran cantidad de radiación ultravioleta, la cual permitió que el Universo volviera a ionizarse y que los electrones se pudieran separar de los átomos una vez más. Esta época es

conocida como la *re-ionización* y se cree sucedió entre corrimientos al rojo de $z \approx 6-9, 10$ (Nilsson 2007; Stark et al. 2007; Bolton et al. 2010; Komatsu et al. 2011; Zaroubi 2013). Dicha época es la frontera actual de la cosmología observacional. Sin embargo, aún no se conocen qué fuentes provocaron tal fenómeno: ni los cuásares brillantes descubiertos por el SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*), ni núcleos débiles activos de galaxias detectados en observaciones profundas de rayos-X producen suficientes fotones para re-ionizar el Universo (Oh 2001; Mirabel et al. 2011). Las galaxias tempranas pudieron haber jugado papeles muy importantes que trascienden su participación en la re-ionización. El medio intergaláctico (IGM, *intergalactic medium*) era metálicamente más abundante que los valores primordiales a $z = 5$. Es importante identificar la transición entre las primeras estrellas (libres de metales) y estrellas de población II.

A partir de $z \sim 6$, el Universo continuó en expansión, enfriándose y acumulando masa en cúmulos y galaxias, además de producir estrellas. El corrimiento al rojo al cual la formación estelar, por unidad de volumen, tiene un máximo, es alrededor de $z \sim 1 - 2$ (nuestro Sol se formó hace 4 Ga, $z \approx 0.4$). Para entender la formación estelar y galáctica se pueden generar modelos, pero su comprobación requiere de observaciones del Universo joven, por lo tanto se necesitan buscar galaxias a alto corrimiento al rojo, cuya luz se emitió hace miles de millones de años.

La serie Lyman ($Ly\alpha$, $Ly\beta$, $Ly\gamma$, ...) son líneas de emisión creadas cuando un electrón cae de una nivel de energía más alto al nivel base del átomo más abundante y simple del Universo: el hidrógeno. La línea más fuerte, con la longitud de onda mayor (1215.67 Å; $Ly\alpha$), se emite cuando el tránsito es del segundo nivel de energía al primero. Una multitud de objetos en el Universo

emiten Ly α . Para ionizar el átomo de hidrógeno se requiere un fotón con una longitud de onda menor a 912 Å. Este tipo de radiación ultravioleta puede provenir de diferentes fuentes. Las más comunes son las estrellas más brillantes en el Universo que emiten gran parte de su luz en el rango UV: jóvenes, masivas y de corta vida de tipo espectral O y B. Por lo tanto, las emisiones Ly α comúnmente provienen de regiones con intensa formación estelar (que contienen estrellas de dicho tipo espectral). Otro tipo de objetos que emiten en Lyman Alfa, o que tienen un halo de emisión alrededor, son los cuásares y otros núcleos activos de galaxias (AGN, *active galactic nucleus*). El disco de acreción alrededor de AGNs es responsable por los halos de Ly α detectados, debido al haz de luz UV altamente colimado emitido a lo largo del eje del disco; es esta componente UV la que ionizará el hidrógeno que posteriormente emitirá en Ly α a través de dos conos perpendiculares al disco. Un tercer tipo de productor de emisores es la *acreción fría*, cuya idea general es que el Universo contiene halos de materia oscura en los cuáles no se han generado galaxias pero existe mucho hidrógeno en estado neutro, posteriormente éste empieza a caer hacia el halo por efecto del potencial gravitacional. La reacción de dicha caída sería el calentamiento del material, que teóricamente puede enfriarse por emisión de fotones Ly α . Los Ly α *blobs* son grandes nebulosas de gas emitiendo una gran cantidad de luz en la línea de Ly α . Su brillo puede ser hasta de 10^{44} erg s $^{-1}$ y tienen diámetros proyectados de hasta 150 kpc.

¿Qué son entonces los Emisores Lyman Alpha, las Galaxias Lyman Break y los no-emisores Lyman Alpha? Los LAEs se aceptan como galaxias distantes y jóvenes que tienen una alta emisión en la línea de Ly α (1215.67 Å) debido a las fuentes mencionadas en el párrafo anterior. Las LBGs son galaxias con formación estelar localizadas a alto corrimiento al rojo seleccionadas por su muy débil o imperceptible espectro a longitudes de onda menores a 912 Å (pueden o no presentar fuerte emisión en Ly α). Los no-LAEs son fuentes a las cuáles no

se les detecta emisión en la línea de Ly α , ya sea por que no alcanzan el flujo suficiente (generalmente en observaciones espectroscópicas) o el ancho equivalente establecido (generalmente en observaciones de filtro angosto) para caracterizarlas como tal.

3.1.1. Detección de Emisores Lyman Alfa

El método actual de gran eficiencia para la búsqueda y detección de galaxias de tipo Emisores Lyman Alpha (LAEs, *Lyman Alpha Emitters*) es similar al procedimiento de detección de Galaxias Lyman Break (LBGs, *Lyman Break Galaxies*) a $z > 2$. La fotometría de banda ancha utilizada originalmente por [Steidel et al. \(1995\)](#), cuyo método consiste en tomar y comparar imágenes profundas en tres filtros anchos (**U**ltravioleta, **G**-Verde y **R**ojo), cómo se ilustra en la Figura 1. Las galaxias que presentan formación estelar a corrimientos al rojo $z > 2.5$ tendrán muy poca luminosidad o estarán completamente ausentes en el filtro *U*, debido a que a $z > 2.5$ el filtro es sensible al flujo de la parte azul del límite de Lyman en el marco de referencia de la galaxia ([Giavalisco 2002](#)). Se produce poco flujo en el lado azul debido a: a) que pocas estrellas tienen la temperatura lo suficientemente alta para producir fotones tan energéticos; b) los fotones en el lado azul del límite de Lyman pueden ionizar fácilmente el hidrógeno neutro y por lo tanto pueden ser absorbidos con facilidad; c) los fotones se pueden absorber en nubes de hidrógeno a lo largo de la línea de visión a la galaxia.

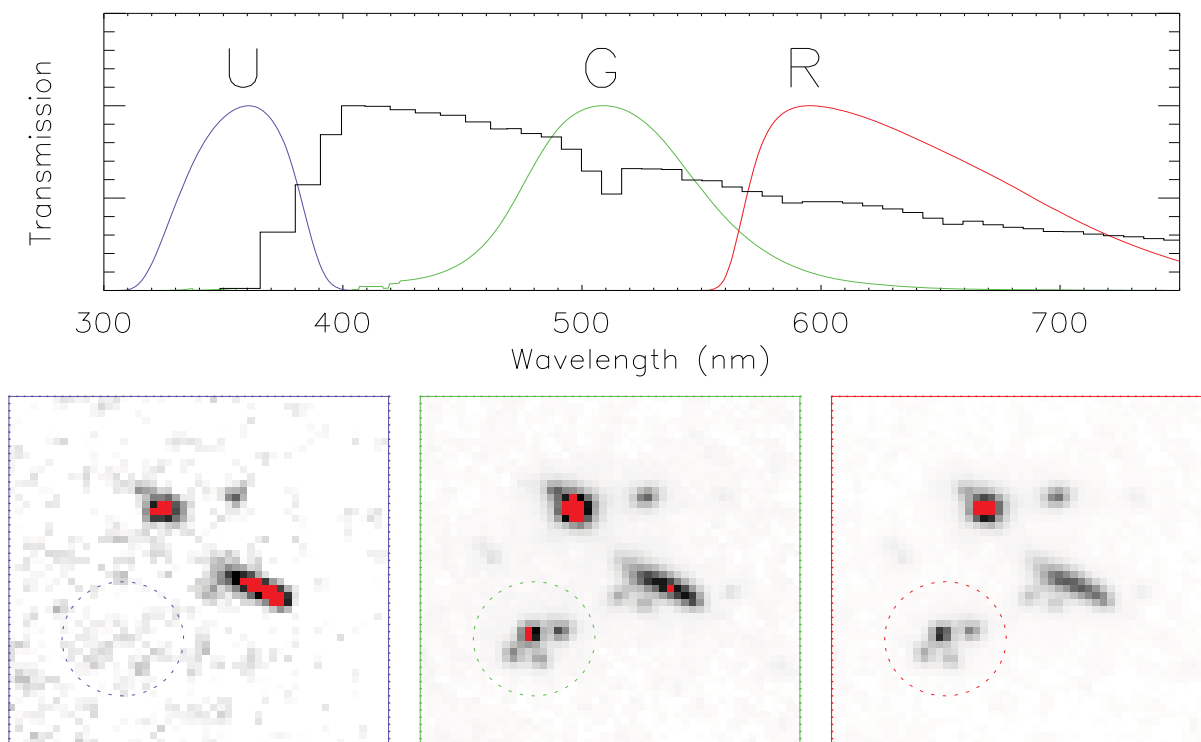


Figura 1: El método original de [Steidel et al. \(1995\)](#) para detectar galaxias de tipo Lyman Break consistía en tomar imágenes profundas en **U**ltravioleta, **G**-Verde y **R**ojo. Poco flujo se produce en el lado azul debido a que pocas estrellas tienen la temperatura lo suficientemente alta para producir fotones tan energéticos o los fotones en el lado azul del límite de Lyman pueden ionizar fácilmente el hidrógeno neutro y por lo tanto pueden ser absorbidos con facilidad o los fotones se pueden absorber en nubes de hidrógeno a lo largo de la línea de visión a la galaxia. En la imagen se puede ver una LBG en los filtros *G* y *R*, pero no en el *U*. Obtenido de [Nilsson \(2007\)](#).

Las aplicaciones del método han sido modificadas para buscar galaxias en emisión (LAEs). La primera adecuación que he utilizado en este trabajo es el uso de filtros ultra-angostos sintonizables ([Cepa et al. 2003](#); [Cepa 2007, 2009](#); [de Diego et al. 2013](#)) enfocados en la región espectral (y por lo tanto el corrimiento al rojo) de la línea de emisión Ly α con ancho típico de $\sim 9 - 12 \text{ \AA}$, cuya

región espectral tenga bajo ruido (6750 Å – 6930 Å; 8100 Å – 8230 Å; 9110 Å – 9250 Å) de fondo del cielo (ver Figura 2). Un filtro ultra-angosto es aquel que permite que solo un rango pequeño de longitudes de onda pasen y bloquea el resto de la luz. Esta técnica permite buscar emisores en ventanas con rango de $\Delta z \sim 0.05$ a $z \sim 6$ con anchura a media altura (FWHM, *Full Width Half Maximum*) de 12 Å. Para encontrar emisores de Ly α , el mismo campo se observa con múltiples filtros ultra-angostos contiguos cuya longitud de onda de observación está separada entre ellos por un medio del FWHM de los filtros. Los objetos detectados a $> 3\sigma$ en uno o dos filtros contiguos, comparados al flujo en la misma posición espacial en filtros contiguos más rojos o azules, son seleccionados (ejemplo en Figura 3). Varios grupos han realizado, con gran éxito, la búsqueda ciega de LAEs con filtros ultra-angostos (Wang et al. 2005; Tilvi et al. 2010; Krug et al. 2012). La segunda adecuación es la imposición de niveles de detección ($\geq 5\sigma$) de fuentes en un filtro ancho que cubre el rango espectral donde se espera caiga la línea de emisión Ly α y una nula detección ($< 2\sigma$) en múltiples filtros anchos contiguos (más hacia el azul y rojo) al de detección (De Leo et al. 2014b).

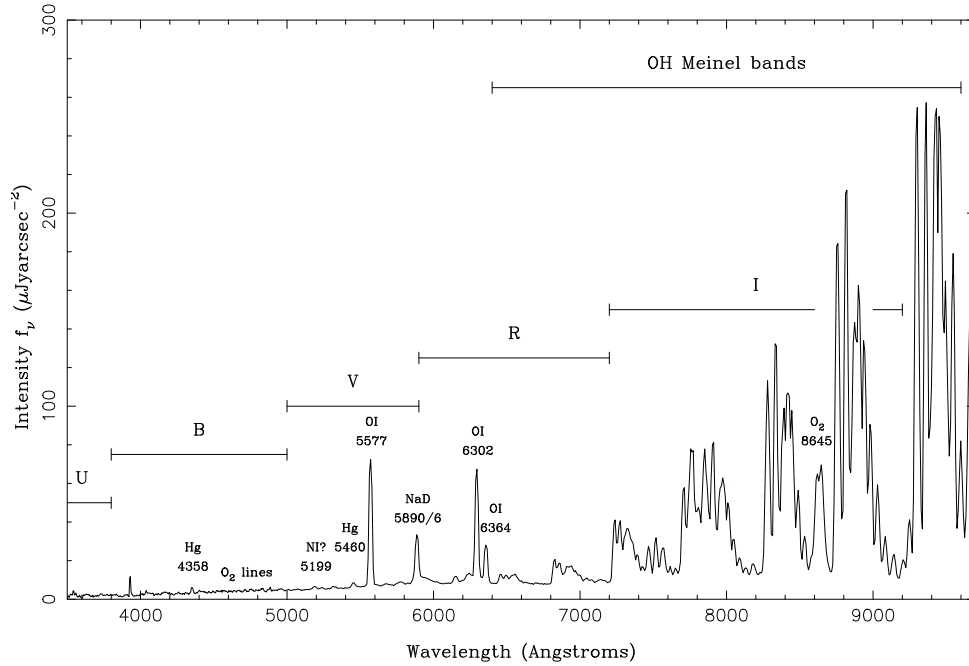


Figura 2: Líneas de emisión del cielo en La Palma, Islas Canarias, España. Nuestra búsqueda con OSIRIS-GTC se realiza en regiones con baja emisión del cielo: 6750 Å–6930 Å; 8100 Å–8230 Å; 9110 Å–9250 Å.

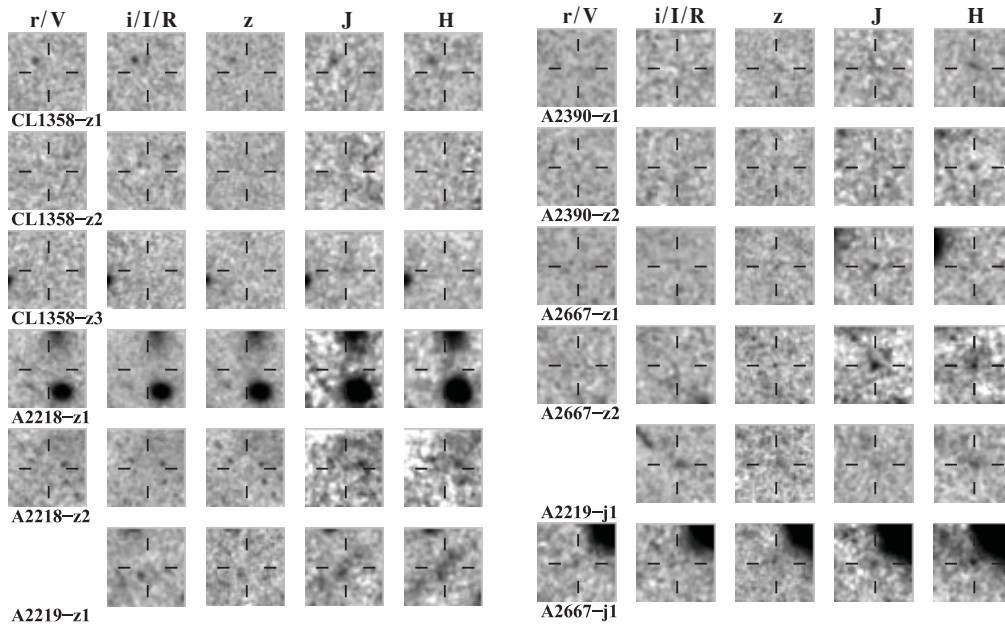


Figura 3: Se muestra un ejemplo de detección de candidatos fotométricos a LAEs de Bouwens et al. (2009). Las bandas utilizadas son r_{625} , i_{775} , z_{850} , J_{110} , H_{160} .

El reconocimiento espectroscópico provee una técnica complementaria para el método de banda ultra-angostas. Para un tiempo de observación semejante, en una sola posición, la búsqueda espectroscópica en el Gran Telescopio de Canarias (GTC) cubre una región de corrimiento al rojo de $\Delta z \sim 3$. Sin embargo, la región barrida por una rejilla larga es muchísimo menor ($\sim 5 \times 10^{-2}$ arcmin², en contraste con un área de 20 – 2000 arcmin² de un CCD).

La mayor complicación en la interpretación de la intensidad de la línea Ly α es el efecto de la nebulosa alrededor de la región de formación estelar. A bajas densidades, el hidrógeno no se recombina rápidamente, por lo tanto los fotones ionizantes se escapan al IGM y se 'pierden', produciendo una línea de emisión de Ly α . Aún cuando una recombinación de hidrógeno produce un fotón Ly α (situación que sucede en dos tercios de las recombinaciones), hay muchas formas en las cuales el fotón se puede destruir previo a su escape. La resonancia natural de la transición Ly α resulta en un camino libre medio muy corto, aún en una nebulosa mayoritariamente ionizada. Consecuentemente, si el polvo está mezclado con el gas, la posibilidad de absorción por un grano de polvo puede ser mayor para un fotón Ly α que para un fotón esparcido no-resonante a la misma longitud de onda. Sin embargo, la cantidad de polvo en galaxias a muy alto corrimiento al rojo aún no está bien constreñido. Lo que se puede usar es que Ly α es, intrínsecamente, la línea de recombinación más fuerte en una región H II. Otro aspecto notorio de Ly α se refleja en la intensidad de emisión, la cual no depende fuertemente de la metalicidad del gas ionizado (el único efecto es de la temperatura del gas foto-ionizado, que depende de la metalicidad); consecuentemente, se puede utilizar como un trazador de la formación estelar primordial, donde no se espera que la extinción por polvo presente un problema.

3.1.2. Distribución de Emisores Lyman Alfa

Los emisores Lyman Alfa son galaxias más fácilmente observables en el régimen óptico ($2 \leq z \leq 6$) o cercano infrarrojo ($z \geq 6$) debido al corrimiento al rojo (ecuación 1) de la línea $\text{Ly}\alpha$ 1215.67 Å (Santos et al. 2004; Nilsson et al. 2007). Estas ventanas son fácilmente observables desde telescopios terrestres. Dicha línea de emisión podrá ser muy fuerte, pero su luminosidad es muy sensible a las características físicas y geometría de regiones de formación estelar. El rango de corrimientos al rojo $5 \lesssim z \lesssim 7$ es de particular interés para la detección de la emisión $\text{Ly}\alpha$, ya que puede constreñir el progreso de la re-ionización (Hu et al. 2002); los corrimientos al rojo $2 \lesssim z \lesssim 7$ son de importancia para conocer la evolución formativa de polvo en las galaxias (Dayal et al. 2009; Bridge et al. 2012). En el más lejano rango de estudio en este documento ($5 \lesssim z \lesssim 10$), se pueden constreñir la densidad de las galaxias en las primeras épocas del Universo, así como detallar la historia de formación estelar (SFH) y la tasa/densidad de formación estelar con el tiempo cósmico (Laporte et al. 2012).

$$z = \frac{\lambda}{1215.67_{\text{Ly}\alpha}} - 1 \quad (1)$$

Hasta el 2007 (Nilsson et al. 2007) se tenían 565 LAEs confirmados espectroscópicamente (ver Figura 4). Existen dos picos en la distribución que se explican de la siguiente manera: en $z \sim 3$ se debe a la alta sensibilidad de los CCDs a 5000 Å así como la abundancia de filtros diseñados para observar esta longitud de onda, en $z \sim 4.5$ se debe al incremento de fuentes por el catastro de LALA (Dawson et al. 2007). A $z \geq 5$, la eficiencia de los detectores CCD empieza a decaer y las líneas OH del cielo empiezan a incrementar en brillo, por lo tanto las búsquedas deben utilizar *ventanas* de OH a $z = 5.7, 6.5, 7.7, 8.8\dots$ Por lo tanto también se observan picos en la distribución a $z = 5.7$ y 6.5 . Adi-

cionalmente, en nuestro estudio de LAEs (sección §5.1) a corrimientos al rojo $1.88 \leq z \leq 3.77$ no encontramos una muestra contundente evolutiva del número de fuentes con el corrimientos al rojo. Diversos autores han demostrado un contradictorio incremento o decremento del conteo de LAEs cercanos a $z \sim 2$ (Nilsson et al. 2009; Guaita et al. 2010).

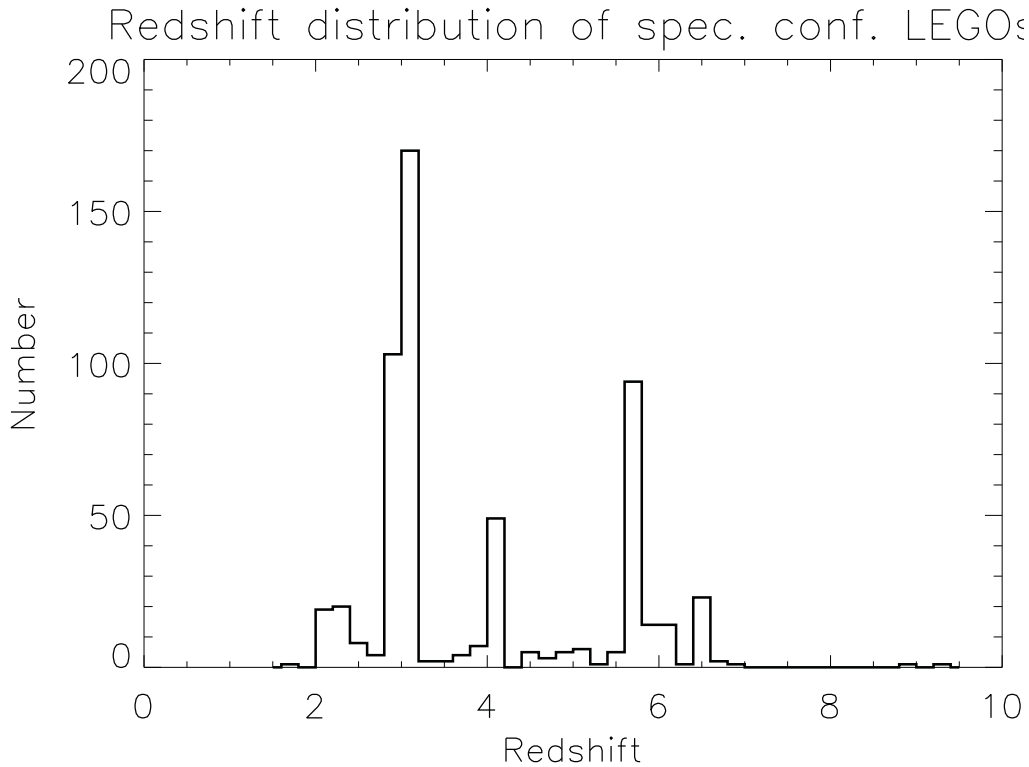


Figura 4: Distribución de LAEs espectroscópicamente confirmados hasta 2007, compilado por Nilsson (2007).

3.1.3. Tasa de formación estelar en emisores Ly α

La tasa de formación estelar (SFR, *star formation rate*) de una galaxia denota la cantidad de materia en forma de estrellas que se produce en una galaxia por año. Cuando se observan galaxias a alto corrimiento al rojo, donde las estrellas o regiones de formación estelar son imposibles de resolver indivi-

dualmente, existen muchos otros indicadores que se pueden utilizar. La parte UV del espectro ($\lambda \sim 1500 \text{ \AA}$), se ha argumentado, es un buen trazador de la SFR de una galaxia debido a la luz de estrellas masivas, brillantes y de corta vida, con emisión intensa en fotones ionizantes. Asumiendo cierta razón de recombinación entre $\text{Ly}\alpha$ y $\text{H}\alpha$, se puede derivar una simple relación entre la luminosidad $\text{Ly}\alpha$ y la SFR (Nilsson et al. 2007), aunque diversas discrepancias existen entre los datos publicados (posiblemente creadas por los modelos de extinción de polvo). Todavía se carece de modelos correctos de extinción por polvo, *integridad* de muestras, determinación de distancias y las conversiones mismas.

En De Leo et al. (2014a) utilizamos la conversión de luminosidad en UV a tasa de formación estelar derivada por Kennicutt (1998). Dicha conversión no toma en cuenta la extinción dado el polvo del medio interestelar, por lo tanto la tasa de formación estelar puede estar subestimada en un factor 3 o 4 (Blanc et al. 2011).:

$$\text{SFR}_{\text{UV}} [\text{M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}] = 1.4 \times 10^{-28} L_{\nu, 1500} [\text{ergs}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}] \quad (2)$$

En De Leo et al. (2011, 2014a) utilizamos la conversión de luminosidad de Kennicutt (1998) unida a la teoría de recombinación (caso B) (Brocklehurst 1971) utilizado por Ota et al. (2010) para convertir luminosidad $\text{Ly}\alpha$ en tasa de formación estelar.

$$\text{SFR}_{\text{Ly}\alpha} [\text{M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}] = 9.1 \times 10^{-43} L_{\text{Ly}\alpha} [\text{ergs}^{-1} \text{ s}^{-1}] \quad (3)$$

Debido a que en De Leo et al. (2014a) tenemos, además, fotometría multi-banda, podemos obtener la pendiente del continuo UV (β), por lo tanto podemos corregir por la presencia de polvo la tasa de formación estelar $\text{SFR}(\text{UV})_{\text{corr}}$. La ecuación de Calzetti et al. (1997, 2000) toma en cuenta el enrojecimiento

debido a intensa formación estelar (k_{1500} , *starburst reddening*) y el exceso de color $E(B - V)$:

$$\text{SFR}(\text{UV})_{\text{corr}} = \text{SFR}(\text{UV}) \times 10^{0.4k_{1500}E(B-V)} \quad (4)$$

3.1.4. Color

Los colores en el sistema de referencia estático pueden ofrecer detalles sobre la naturaleza de las fuentes de líneas de emisión. En [De Leo et al. \(2014a\)](#) utilizamos la clasificación de [Guaita et al. \(2010\)](#) para LAEs a $z \sim 2$, considerando 'azules' aquellas cuyo color $(B - R) < 1$, mientras que galaxias con brote estelar (*starburst galaxies*) presentan $(B - R) \ll 1$. Debido al bajo contenido de polvo esperado en los emisores Lyman Alfa, por lo general se espera que su color azul sea mayor al de otras galaxias emisoras, sin embargo, nosotros encontramos que nuestro grupo de comparación ([De Leo et al. 2014a](#)) es todavía más azul en los colores $(g - r)_{\text{rest}}$ y $(u - g)_{\text{rest}}$. El análisis y las implicaciones de dicho resultado se presentan en la sección correspondiente al artículo mencionado.

3.1.5. Masa estelar (M_*)

El contenido de masa estelar en galaxias con brote estelar se puede estimar a través de modelos que se ajustan a las magnitudes de las fuentes en múltiples bandas fotométricas (distribución espectral de energía, SED, *spectral energy distribution*). En este caso, los modelos a su vez están basados en modelos de síntesis de formación estelar ([Bruzual & Charlot 2003](#)) y a una función inicial de masa (IMF, *initial mass function*; Salpeter 1967). Las rutinas ([De Leo et al. 2014a](#)) para ajustar los modelos de SEDs fueron generados por [Drory et al. \(2001, 2004\)](#). Dichos modelos permiten que la extinción (A_V) de las fuentes varíen entre 0 y 3 magnitudes utilizando la ley de [Calzetti et al. \(2000\)](#), además establece una metalicidad solar para las fuentes, permite un solo bro-

te estelar basado en los modelos de [Maraston \(1998\)](#) y utiliza la función inicial de masa de Salpeter con rango de 0.1 a 100 M_{\odot} .

3.1.6. Fracción de escape (f_{esc})

La reionización del Universo en general se considera sucedió entre corrimientos al rojo $6 \lesssim z \lesssim 9, 10$. El estudio de la cantidad de fotones Ly α que escapan el hidrógeno neutro alrededor galaxias con intensa formación estelar permite una constricción al estado de ionización del medio intergaláctico. A corrimientos al rojo más bajos ($z \leq 6$), el estudio los fotones Ly α que escapan arroja información sobre la cantidad existente de polvo (regulador del escape de los fotones) alrededor de las galaxias y su evolución a lo largo del tiempo.

En [De Leo et al. \(2014a\)](#) calculamos la fracción de fotones Ly α que logran escapar (f_{esc}) a su fuente emisora y ser detectados. Para su cálculo utilizamos la ecuación de [Blanc et al. \(2011\)](#), donde la razón de la tasa de formación estelar calculada basada en la luminosidad Ly α entre la tasa de formación estelar basada en la luminosidad ultravioleta corregida por extinción da f_{esc} :

$$f_{\text{esc}} = \frac{\text{SFR}_{\text{Ly}\alpha}}{\text{SFR}_{\text{UV}} \times 10^{0.4k_{1500}E(B-V)}} \quad (5)$$

3.1.7. Funciones de Luminosidad

La función de luminosidad es aquella que describe la densidad de cierto tipo de objetos como función de su luminosidad. En el caso de las galaxias, el cual nos atañe en esta tesis, siempre es cierto que las más brillantes son más escasas que las de menor brillo. Al comparar funciones de luminosidad, del mismo tipo de objetos a diferentes corrimientos al rojo, se pueden determinar cambios evolutivos de densidad o luminosidad a lo largo del tiempo. Por lo general, la función de luminosidad se muestra de forma acumulativa, por lo que la densidad volumétrica a cierta luminosidad es la densidad de todos los

objetos más brillantes que ella misma. Por lo tanto, dado un límite de luminosidad, se puede calcular el número de galaxias que se pueden detectar hasta cierto volumen de exploración.

Se ha comprobado que la función de luminosidad se ajusta bien con la función de [Schechter \(1976\)](#), que tiene la siguiente forma:

$$\phi(L) dL = \phi^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{L}{L^*} \right) \frac{dL}{L^*} \quad (6)$$

donde la función está determinada por tres parámetros: α , ϕ^* y L^* . El parámetro α determina la pendiente en la parte débil de la función de luminosidad, L^* representa el corte en la parte brillante de la función y ϕ^* normaliza la función.

Existen muchas dificultades para determinar la función de luminosidad para emisores Ly α . Primero, se requiere una gran muestra de galaxias para reducir los errores estadísticos de los puntos. Idealmente, la función debe construirse únicamente con emisores espectroscópicamente confirmados, de lo contrario puede contaminarse con intrusos de más bajos corrimientos al rojo (*redshift interlopers*). Sin embargo, la confirmación espectroscópica se limita a los objetos más brillantes. Segundo, la detección de emisores por fotometría de banda angosta presenta problemas debido a la forma de los filtros mismos, además de que solo se detectan al centro y no en las alas del ancho de banda. Por lo tanto, las diferentes funciones de luminosidad difieren significativamente (ver Figura 5), e incluso algunos autores deciden no ajustar sus datos con la función de Schechter. Para LAEs, las funciones de luminosidad hasta corrimientos al rojo de $z = 6$ están bien estudiadas, sin embargo, a mayor corrimiento al rojo la contaminación por parte de *interlopers* a bajo corrimiento al rojo empieza a afectar de forma considerable. Datos de múltiples bandas (azul a infrarrojo) podrían ayudar en la búsqueda de candidatos fotométricos más confiables, especialmente si están auxiliados de efecto de lente gravitatoria fuerte

Laporte et al. (2012).

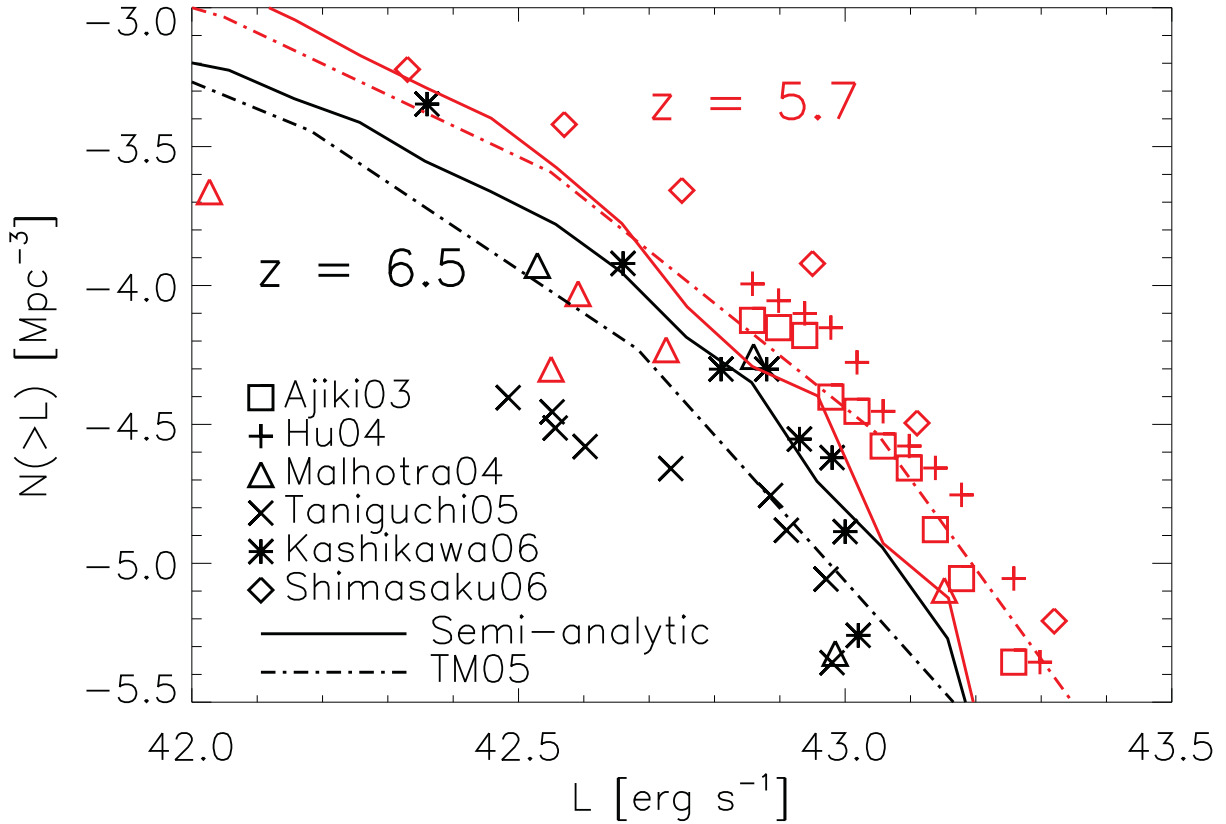


Figura 5: Funciones de luminosidad de LAEs a los corrimientos de rojo que indica cada línea, basados en observaciones por diferentes autores (Nilsson et al. 2007).

3.1.8. Emisores Lyman Alfa Magnificados por Lentes Gravitatorias

Al momento del inicio de la tesis doctoral, en la literatura arbitrada solamente existían dos artículos (Santos et al. 2004; Bayliss et al. 2010) que reportaban detecciones de LAEs en regiones de alta magnificación ($\mu \geq 10$) por efecto de lente gravitatorio fuerte. El número de objetos candidatos son únicamente 13, localizados a corrimientos al rojo entre $2.2 \leq z \leq 5.6$.

La finalidad de [De Leo et al. \(2011\)](#); [de Diego et al. \(2013\)](#) es buscar nuevos candidatos fotométricos de emisores Ly α a $4.55 \leq z \leq 6.61$ ($6750 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 9254 \text{ \AA}$) utilizando los filtros sintonizables de OSIRIS – Gran Telescopio de Canarias (GTC) en cúmulos de galaxias que se ha comprobado producen un efecto de lente gravitatorio fuerte (MS0440.5+0204, MS1358.4+6245 y MS2053.7–0449) y cuyo modelo de masas ha sido mejorado por [Verdugo \(2008\)](#). Dichos candidatos pueden ser de dos tipos:

- *De campo*: emisores presentes en el campo de observación, que por su flujo y distancia, se detectan sin la necesidad de fenómenos adicionales.
- *Magnificados*: objetos cuyo bajo flujo impediría su observación, pero la amplificación por efecto de lente gravitatorio permite su detección.

Los candidatos de campo junto con los objetos reportados en la literatura (ver Figura 5) son importantes ya que permiten:

- Caracterizar de forma más robusta la función de luminosidad de los LAEs a través de ajustes estadísticos ([Hu et al. 2004](#); [Tilvi et al. 2010](#)).
- Ayudan a determinar con mayor precisión el final de la era de re-ionización, cómo procede y qué fuentes son las que generan los fotones ionizantes ([Nilsson et al. 2007](#); [Tilvi et al. 2010](#)).

Los objetos magnificados, tanto lente fuerte como débil, permiten:

- Caracterizar la parte lejana de la función de luminosidad para los LAEs más débiles y más remotos conocidos ([Santos et al. 2004](#); [Stark et al. 2007](#); [Laporte et al. 2012](#)).
- Agregar constricciones a los modelos de lente gravitatorio y con ello generar nuevos modelos más precisos para sus respectivos cúmulos ([Hamana et al. 2004](#); [Verdugo 2008](#)).

Adicionalmente, las observaciones hubiesen permitido determinar la razón de formación estelar (SFR), ya sea para emisores duales Ly α - HeII (1640 Å), pertenecientes a la población III localizada a $z \sim 4.6$ (Nagao et al. 2008) o para estudios de evolución galáctica (Gronwall et al. 2007). Sin embargo, las observaciones realizadas en los rangos espectrales requeridos no fueron de la calidad suficiente para llevar a cabo dicho estudio.

3.2. Lentes gravitatorias

3.2.1. Introducción

El interés en lentes gravitatorias se extiende más de 90 años, desde [Eddington \(1919\)](#) y [Lodge \(1919\)](#). Una de las primeras pruebas para la Teoría General de la Relatividad consistió en la observación de la desviación de los rayos de luz en la proximidad solar. Durante el eclipse total de Sol del 29 de mayo de 1919, tres años después de la publicación de la Teoría General de Relatividad por Albert Einstein ([Einstein 1916](#)), Sir Arthur Stanley Eddington detectó que la deflexión de la luz por el Sol producía imágenes secundarias de la fuente de fondo. Las imágenes reflejadas por la masa solar aparecían en las posiciones predichas por la Teoría General de la Relatividad (sólo un par de segundos de arco desplazados de su posición original). [Chwolson \(1924\)](#), aclaró que estas imágenes secundarias podrían hacer ver a las estrellas del fondo como binarias y si la alineación entre fuente, deflector y observador fuera perfecta la imagen de la fuente sería un anillo. [Einstein \(1936\)](#) publicó la expresión correcta para la magnificación de dos imágenes de una estrella muy distante, sin embargo concluyó que este efecto no tenía importancia práctica debido a la muy pequeña separación angular de las imágenes producidas y la baja probabilidad de que existiera una gran amplificación. [Zwicky \(1937\)](#) fue el primero en darse cuenta que el fenómeno podría tener un efecto mayor en la cosmología, específicamente en determinar la masa de las *nebulosas* o proveyendo telescopios rudimentarios para magnificar fuentes *lenteadas*. Posteriormente, el descubrimiento de fuentes puntuales *cuasi-estelares* añadió dos posibilidades adicionales para el uso de lentes: la determinación de distancias ([Klimov 1964](#); [Liebes 1964](#); [Refsdal 1964](#)) y como sondas de la composición estelar de las lentes ([Chang & Refsdal 1979](#)).

Existen diversas dificultades relacionadas con los sistemas de lente gravi-

tatorio, descritas aún antes de la primera detección en 1979. La principal es la generación de múltiples imágenes debido al efecto de lente, el cual afecta solamente a una diminuta fracción de fuentes distantes (Press & Gunn 1973). Adicionalmente (Blandford & Narayan 1992):

- La gran magnificación de alguna imagen puede opacar la fuente.
- La distribución de masa de la lente es incierta y esto se refleja en las propiedades de la lente (sin embargo, el efecto de lente débil y micro-lente puede constreñir de mejor forma la masa; de igual forma lo hacen sistemas de imágenes de múltiples fuentes).
- Regiones de diferentes tamaños de la fuente, pueden ser magnificados en diferentes grados.
- Perturbaciones, debidas a inhomogeneidades a lo largo de la línea de visión, pueden introducir distorsiones adicionales.

En 1979, Walsh et al. (1979) descubrieron dos imágenes del cuásar (QSO, *quasi-stellar object*) Q0957+561, con espectros idénticos, a un alto corrimiento al rojo. Posteriormente se detectó un cúmulo de galaxias cercano a las dos imágenes, comprobando la existencia de las lentes gravitatorias. Dicho descubrimiento abrió grandes campos de investigación en la astronomía, en particular en la cosmología.

Posteriores trabajos (Young et al. 1980; Stockton 1980) descubrieron la existencia de una galaxia-lente a $z \sim 0.36$, incrementando el interés por el fenómeno y llevando a la identificación de otros cuásares lenteados.

3.2.2. Teoría de Lentes Gravitatorias

El fenómeno de lente gravitatorio se emplea como un trazador de la distribución de masa en galaxias, grupos y cúmulos de galaxias. Su efecto tam-

bién se hace notar en las cuentas de objetos con altos corrimientos al rojo, como un sesgo introducido por la magnificación. Este fenómeno se emplea también para la detección de MACHOs (*Massive Astrophysical Compact Halo Objects*, en particular de una galaxia). En el caso de imágenes de cuásares, el estudio de las variaciones en las curvas de luz permite medir los retrasos temporales entre imágenes y de esta manera la escala geométrica del Universo. En esta sección resumo la teoría de las lentes gravitatorias. Para abordar el tema con mayor detalle se refiere al lector a los excelentes libros de texto [Schneider et al. \(1992\)](#); [Courbin & Minniti \(2002\)](#); [Mollerach & Roulet \(2002\)](#).

El fenómeno se explica sólo al tener en cuenta la deformación del espacio-tiempo en presencia de una masa, fenómeno predicho en la Teoría General de la Relatividad. Sin embargo, debido a las características de los sistemas de lente que estudiaremos más adelante, la explicación del fenómeno se reduce a la utilización de óptica geométrica. Esta simplificación permite hacer uso de matemáticas menos complejas, generando al mismo tiempo resultados análogos a los de la relatividad general.

Para tener un sistema de lente gravitatorio se requiere de al menos tres actores: una fuente, una lente y un observador. El observador, en nuestro caso, somos nosotros, que a través de diversos instrumentos de detección con una posición dada en el Universo nos es posible localizar lentes en la totalidad de la esfera celeste. La lente, es un cuerpo celeste compuesto de masa (bariónica o no-bariónica) que, alcanzando cierta densidad crítica, genera un efecto de lente fuerte en un plano imaginario llamado plano imagen. La fuente es un fenómeno astronómico que emite fotones, y que consideramos situada en el plano fuente, cuyas trayectorias se ven alteradas por la presencia de la lente.

Sin embargo, no basta contar con al menos tres actores para tener un sistema de lente; su manifestación requiere de una alineación geométrica cómo se muestra en la Figura 6. La fuente debe encontrarse, desde el punto de vista del observador, detrás del plano imagen y en la vecindad del núcleo de masa de la lente. De la Figura 6: las imágenes son la proyección de la fuente bajo la influencia de la curvatura espacio-tiempo de la lente en el plano imagen; β representa el ángulo de la fuente con relación a la línea que genera el observador y la lente; θ representa el ángulo entre la línea que tiende el observador-lente y la línea que tiende el observador y una imagen; α es el ángulo entre la línea observador-posición verdadera de fuente y la línea observador-imagen; α' es el ángulo de deflexión que sufre la fuente.

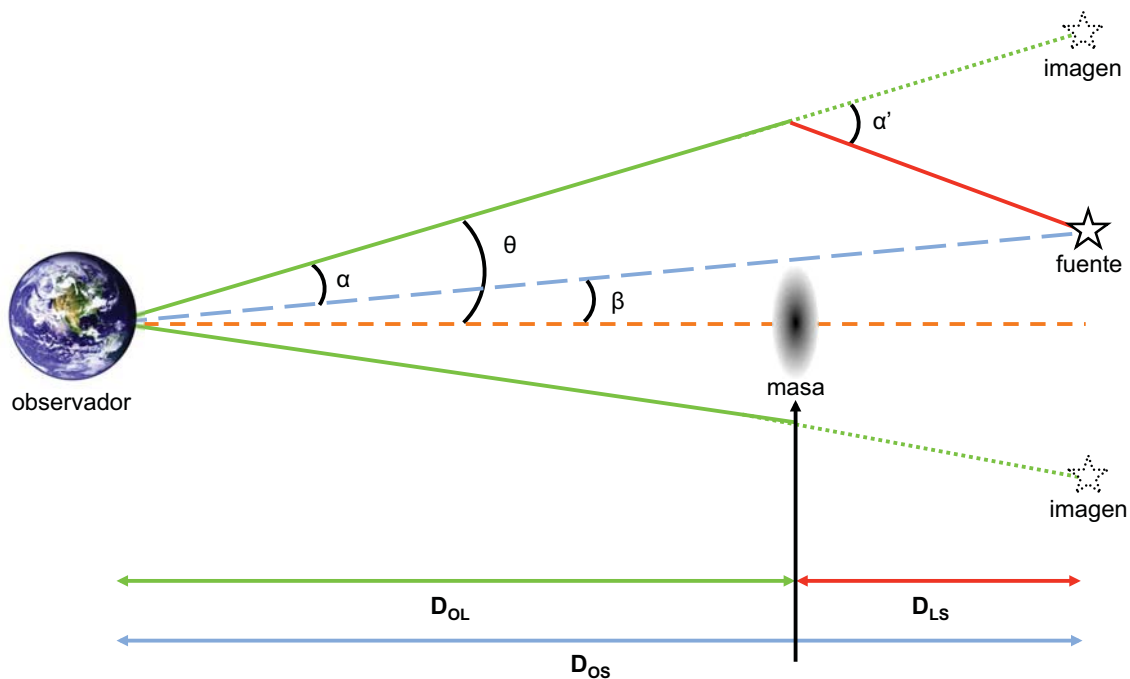


Figura 6: Las imágenes son la proyección de la fuente, bajo la influencia de la curvatura espacio-tiempo de la lente, en el plano imagen; β representa el ángulo de la fuente con relación a la línea que genera el observador y la lente; θ representa el ángulo entre la línea que tiende el observador-lente y la línea que tiende el observador y una imagen; α es el ángulo entre la línea observador-posición verdadera de fuente y la línea observador-imagen. Modificado de [Mollerach & Roulet \(2002\)](#).

Como casos particulares tenemos los siguientes (Figura 7 y Figura 8):

- Si la fuente se encuentra perfectamente alineada con la lente y el observador, se genera un anillo de Einstein; esto quiere decir que $\beta = 0$.
- Si las componentes del sistema se encuentran ligeramente desalineadas ($\beta \sim 0$), entonces se genera un fenómeno de lente fuerte.
- Si las componentes del sistema se encuentran medianamente desalineadas ($\beta > 0$), entonces se genera un fenómeno de lente débil.

- Si las componentes del sistema se encuentran desalineados ($\beta \gg 0$), pero aún ejerce influencia la masa de la lente, entonces se genera un fenómeno de lente muy débil.

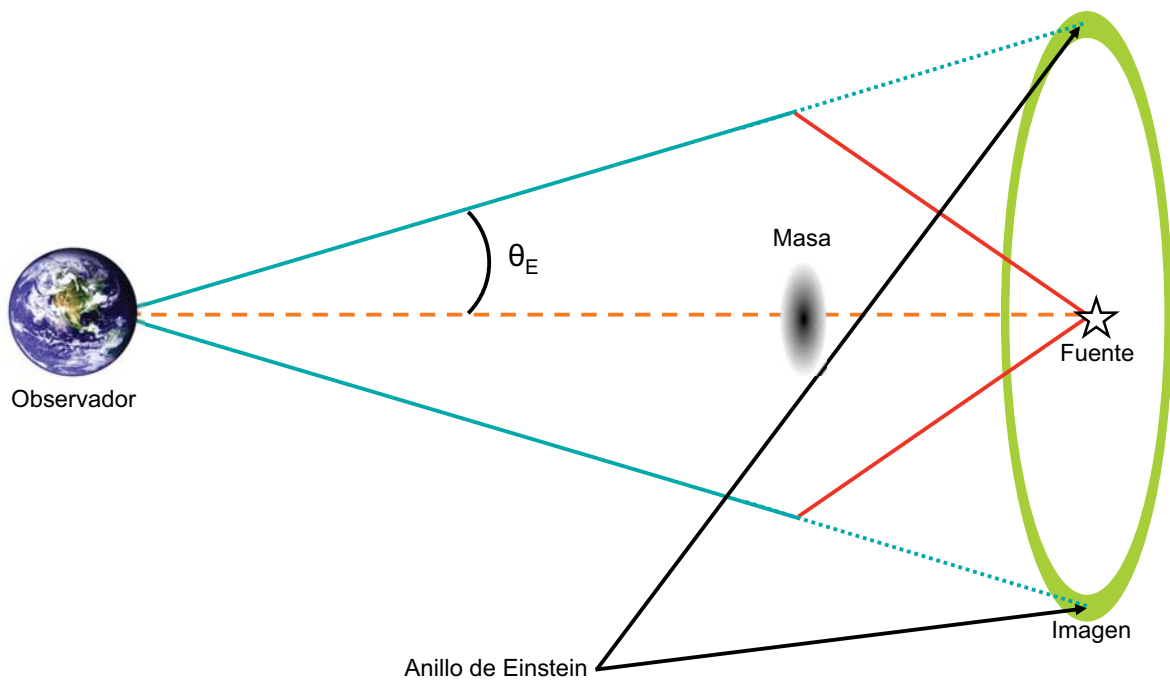


Figura 7: Los anillos de Einstein se forman cuando la lente extendida tiene una simetría esférica y la fuente está perfectamente alineada con el eje de simetría. El tamaño del ángulo de Einstein depende de la masa total de la lente contenida dentro del mismo ángulo y de las distancias angulares entre las componentes. Modificado de [Mollerach & Roulet \(2002\)](#).

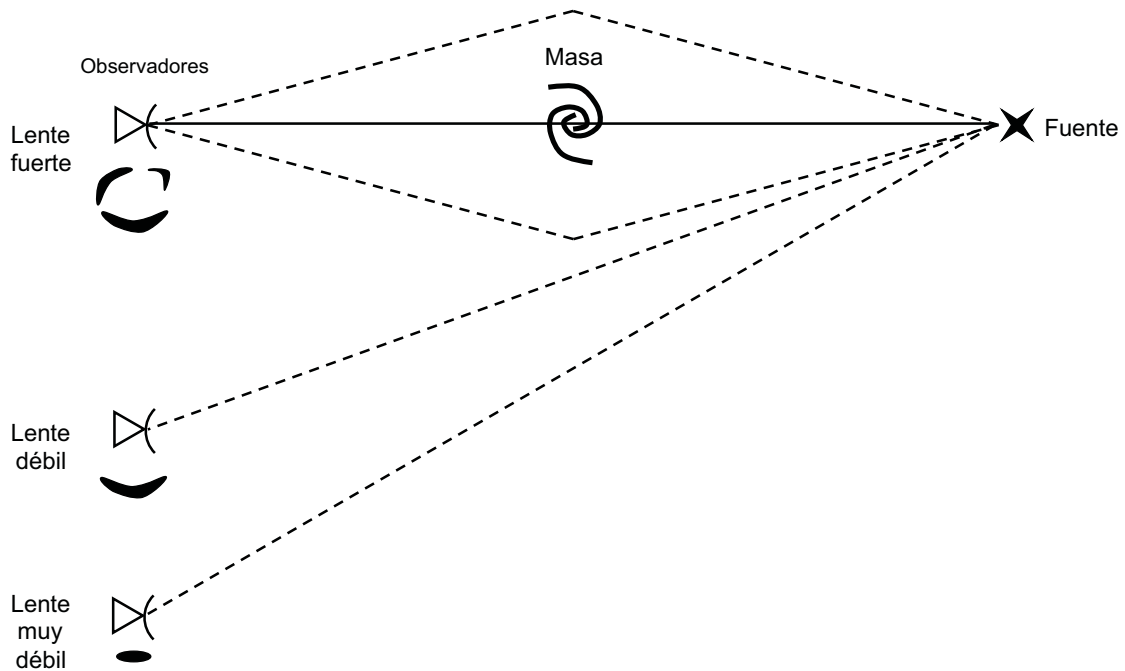


Figura 8: Si el sistema se encuentra ligeramente desalineado ($\beta \sim 0$), entonces se genera un fenómeno de lente fuerte. Si el sistema se encuentra medianamente desalineado ($\beta > 0$), entonces se genera un fenómeno de lente débil. Si las componentes del sistema se encuentran desalineados ($\beta \gg 0$), pero aún ejerce influencia la masa de la lente, entonces se genera un fenómeno de lente muy débil. Modificado de [Mollerach & Roulet \(2002\)](#).

Hay contornos imaginarios que definen regiones o líneas que generan fenómenos diferentes en el sistema y se producen tanto en el plano imagen como en el plano fuente. Para una distribución de lentes dada, la amplificación puede divergir en algunas posiciones para la(s) fuente(s). Las direcciones en el plano fuente a lo largo de las cuales la amplificación diverge se denominan *líneas cóusticas*. Las imágenes de las cóusticas proyectadas en el plano imagen se conocen como *líneas críticas*, y son las direcciones en el cielo del observador

sobre las cuales una fuente tendría amplificación infinita. Las líneas cáusticas y críticas generan importantes propiedades cuando nos referimos al número de imágenes producidas. Por ejemplo, si consideramos una fuente lejana a la línea observador–fuente, entonces solamente se generará una sola imagen de la fuente si la lente es no–singular (no tiene una singularidad en radio cero). Pero si desplazamos la fuente hacia el centro de la distribución de masa de la lente, aparecerán imágenes adicionales (en pares) cada vez que la fuente cruce una línea cáustica. Así, el número total de las imágenes producidas debe ser impar; puede ser que unas no se detecten ya sea porque la lente las opaca o porque están demasiado de–magnificadas (su tamaño se ve disminuido). Para el observador, las dos imágenes nuevas aparecen en la misma dirección en el cielo, en un punto que corresponde a una línea crítica y con magnificación divergente. Siempre, una de las nuevas imágenes tendrá una paridad negativa (estará invertida) y la otra una paridad positiva (sin inversión). Si la fuente la separamos de la línea cáustica, entonces las imágenes se separan, una a cada lado de la línea. Así, las líneas críticas siempre dividen regiones en el cielo donde las imágenes tienen paridades contrarias y al mismo tiempo estas líneas forman contornos que delimitan regiones en las cuales las imágenes tienen una paridad definida.

3.2.3. La Ecuación de Lente

Para iniciar a estudiar los efectos de una lente gravitatoria, utilizaremos el ejemplo más sencillo: una masa puntual actuando como lente (M) y que está localizada cerca de la línea de visión hacia la fuente (Figura 6). El ángulo α está definido por la línea observador–posición verdadera de fuente y la línea observador–imagen. El ángulo β define la posición real no observable de la fuente con respecto al eje óptico en dirección a la lente, y θ es el ángulo de posición aparente observada de la imagen de la fuente. Debido a la presencia

del campo gravitatorio de la lente, la trayectoria del rayo de luz (fotones) de la fuente se dobla en un ángulo α' (ilustrado en la Figura 6). Así queda claro que de las distancias angulares y los ángulos subtendidos (definidas en términos del tamaño actual del objeto y de su tamaño angular visto desde la Tierra; dependientes de la cosmología asumida del Universo) obtenemos la ecuación 7:

$$\theta D_{OS} = \beta D_{OS} + \alpha' D_{LS} \quad (7)$$

donde D_{OS} es la distancia angular del observador a la fuente (S , *source*) y D_{LS} es la distancia angular de la lente a la fuente.

Introducimos el ángulo de deflexión reducido (8):

$$\alpha \equiv \alpha' \frac{D_{LS}}{D_{OS}} \quad (8)$$

Utilizando la ecuación 7 en la ecuación 8 obtenemos 9:

$$\beta = \theta - \alpha \quad (9)$$

conocida como la *Ecuación de la Lente*, cuya función es describir la relación entre la posición real y aparente de la fuente.

La deflexión que sufre un rayo de luz, al pasar cerca de un cuerpo masivo, es directamente proporcional a la masa del objeto e inversamente proporcional a la distancia mínima de aproximación:

$$\alpha' = \frac{4GM}{r_m c^2} \quad (10)$$

donde r_m es la distancia mínima del rayo de luz a la lente y es igual a:

$$r_m = \theta D_{OL} \quad (11)$$

Introduciendo la ecuación 11 en la ecuación 10 y sustituyendo en la ecuación 8, podemos generar la ecuación de ángulo de deflexión reducido:

$$\alpha = \frac{D_{LS}}{D_{OS}D_{OL}} \frac{4GM}{c^2\theta} \quad (12)$$

donde G es la constante gravitatoria, M es la masa, c es la velocidad de la luz y D_{OL} es la distancia angular del observador a la lente.

De esta forma la Ecuación de Lente toma la forma simple (ecuación 13):

$$\theta^2 - \beta\theta - \theta_E^2 = 0 \quad (13)$$

donde el ángulo de Einstein (θ_E) está definido como:

$$\theta_E = \sqrt{\frac{D_{LS}}{D_{OS}D_{OL}} \frac{4GM}{c^2}} \quad (14)$$

Resolviendo la ecuación para cualquier posición dada β de la fuente, se pueden obtener los valores de θ_E , correspondientes a las posiciones de las imágenes. Un resultado particular, reportado inicialmente por [Chwolson \(1924\)](#), se da cuando la lente y la fuente están perfectamente alineadas, es decir $\beta = 0$. Debido a la configuración simétrica de la lente puntual, la imagen es un anillo de radio angular $\theta_E = 0$, como se muestra en la Figura 7. Estas imágenes se conocen como anillos de Einstein y se esperan cada vez que la lente extendida tiene una simetría esférica y la fuente está perfectamente alineada con el eje de simetría. El tamaño del ángulo de Einstein depende de la masa total de la

lente contenida dentro del mismo ángulo (ecuación 14).

Para una posición dada de la fuente, se generarán dos imágenes (arcos en el caso de que la fuente sea un objeto extendido) con una posición angular:

$$\theta_{\pm} = \frac{\beta}{2} \pm \theta_E \sqrt{1 + \frac{\beta^2}{4\theta_E^2}} \quad (15)$$

Ambas imágenes se encuentran en la línea determinada en el cielo por la fuente y la posición de la lente y en lados opuestos de la lente. La separación angular entre las dos imágenes está dada por:

$$\Delta\theta = \theta_+ - \theta_- = 2\theta_E \sqrt{1 + \frac{\beta^2}{4\theta_E^2}} \quad (16)$$

Así, cuando la fuente está desalineada ligeramente del eje óptico ($\beta < \theta_E$), la separación de las imágenes es aproximadamente el doble del ángulo de Einstein.

3.2.4. Distancia Lumínica y Angular

La distancia lumínica (D_L) está definida de tal forma (Schneider et al. 1992) que el flujo observado (F) de una fuente isotrópica con luminosidad intrínseca sea:

$$F = \frac{L}{4\pi D_L^2} \quad (17)$$

donde L es la luminosidad bolométrica y 4π da el flujo sobre toda el área esferoidal de la fuente. La distancia angular (D_A) es aquella a la que se encontraría un objeto para, dadas sus dimensiones físicas, subtender un ángulo como el

observado y está relacionada con la distancia lumínica de la siguiente forma :

$$D_A = \frac{D_L}{(1+z)^2} \quad (18)$$

donde z es el corrimiento al rojo del objeto. Dichas distancias son las utilizadas para caracterizar un sistema de lente gravitatorio.

3.2.5. Acromatismo, Afocalismo

A diferencia de las lentes ópticas delgadas, los rayos de luz pasan la lente con diferentes parámetros de impacto a diferentes distancias detrás o cercano a la lente (centro gravitacional). Por lo tanto, la lente gravitacional no tiene un único punto focal.

La magnificación de las fuentes no depende de la longitud de onda, por lo tanto se espera acromática (Narayan & Bartelmann 1996).

3.2.6. La Conservación del Brillo Superficial

La deflexión de la luz debido a la materia puede producir un cambio aparente en la luminosidad de la fuente. Puesto que la lente gravitatoria no tiene foco, no hay concentración de la luz y este aumento aparente de la luminosidad es consecuencia de la distorsión del ángulo sólido que tiende el objeto. Cabe destacar que al no haber concentración de la luz, el brillo superficial que se observa en la imagen lenteada no difiere del que se observaría para el objeto en ausencia de lente. O sea, no aumenta el flujo que llega por ángulo sólido, sino que el ángulo sólido aumenta (o disminuye si $|\mu| < 1$).

3.2.7. Amplificación (A , μ)

El flujo recibido de una fuente es simplemente el producto del brillo superficial por el ángulo sólido que tiende. Debido a que se conserva el brillo super-

ficial pero la deflexión diferencial de los rayos de luz cambian la apariencia y el ángulo sólido que tiende una determinada fuente, el flujo recibido se *amplificará* (también llamado *magnificación*, μ) como efecto de la lente gravitatoria en un factor A :

$$A = \frac{d\Omega}{d\Omega_0} \quad (19)$$

donde $d\Omega$ es el ángulo sólido observado y $d\Omega_0$ es el correspondiente en ausencia de una lente.

Consideremos el caso de una lente puntual. Una fuente con posición angular β tiene dos imágenes localizadas en posiciones angulares θ_{\pm} dados por la ecuación 15. Como se muestra en la Figura 9, un elemento fuente dS que tiende un ángulo sólido $d\Omega_0 = dS/D_{OS}^2 = \beta d\phi d\beta$ genera en el plano lente unas imágenes con un ángulo sólido dado por $d\Omega_{\pm} = dS_{\pm}/D_{OL}^2 = \theta_{\pm} d\phi d\theta_{\pm}$. Así la amplificación de cada imagen se puede escribir cómo:

$$A_{\pm} = \frac{d\Omega_{\pm}}{d\Omega_0} = \frac{\theta_{\pm} d\theta_{\pm}}{\beta d\beta} \quad (20)$$

y usando la ecuación 15, queda como:

$$A_{\pm} = \frac{1}{2} \pm \frac{\beta^2 + 2\theta_E^2}{2\beta\sqrt{\beta^2 + 4\theta_E^2}} \quad (21)$$

Para la imagen que aparece en posición opuesta a la lente (ángulo θ_-), el valor de $d\Omega_-/d\Omega_0$ es negativo, esto es, la imagen está invertida o tiene *paridad* negativa. Cuando la separación de las imágenes es lo suficientemente grande como para que se puedan resolver, se puede medir su amplificación relativa (A_+/A_-).

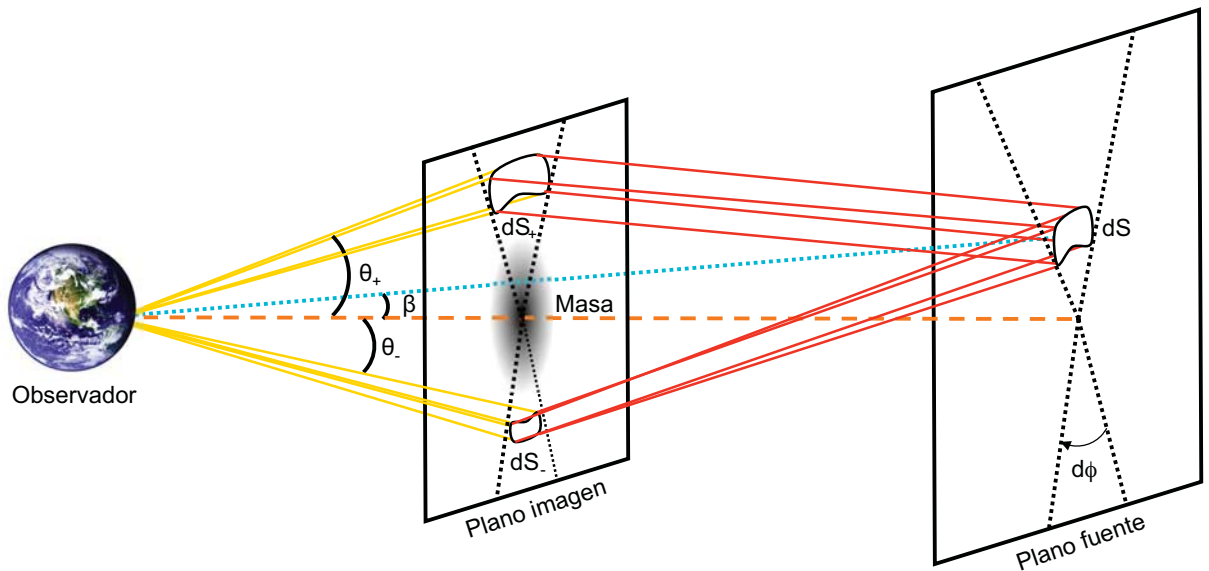


Figura 9: Debido a que se conserva el brillo superficial pero la deflexión diferencial de los rayos de luz cambian la apariencia y el ángulo sólido que tiene una determinada fuente, el flujo recibido se amplificará como efecto de la lente gravitatoria en un factor llamado amplificación (A). Si el valor de la imagen es negativo, significa que la imagen está invertida o que tiene *paridad* negativa.

Medir la amplificación a partir de una sola observación no es posible, debido a que el flujo de la fuente no se conoce, pero si la lente se mueve con respecto a la línea de observación a la fuente la amplificación cambiará con el tiempo y la variación en la luminosidad de las imágenes (en el fenómeno de micro-lentes) se puede medir. Este efecto se detectó inicialmente en una de las imágenes del cuásar lenteado QSO 2237+0305 (Cruz de Einstein); modificado de [Mollerach & Roulet \(2002\)](#).

3.2.8. La Formación de Imágenes Múltiples

Un modelo de distribución de masa simple, ampliamente utilizado para lentes simétricos circulares, es la esfera isoterma singular. Se entiende a efectos de este trabajo a una esfera isoterma como un sistema auto-gravitatorio formado por partículas no-colisionales cuyo espacio-fase puede describirse por una distribución de Maxwell-Boltzmann. La dispersión de velocidades (σ) de las partículas se fija con la densidad de masa y el teorema del virial. La σ del ensamble de partículas a un radio dado es igual a la velocidad orbital. Debido a que la velocidad orbital es aproximadamente constante con el radio, la velocidad de las partículas es independiente del radio al igual que su temperatura. Por esto la esfera de materia se llama isoterma. La energía cinética por unidad de volumen decrece de forma $1/r^2$; la densidad depende de la misma relación. La distribución de masa está dada por la ecuación 22.

$$\rho(r) = \frac{\sigma^2}{2\pi Gr^2} \quad (22)$$

donde σ es la dispersión de velocidades uni-dimensional, que está relacionada con la velocidad circular como $\sigma = v_c/\sqrt{2}$. Integrando la densidad de masa a lo largo de la línea de visión se obtiene la densidad superficial $\Sigma(\theta)$:

$$\Sigma(\theta) = \frac{\sigma^2}{2GD_{OL}\theta} \quad (23)$$

La masa encasillada en un círculo de radio angular θ es $M(\theta) = \pi\sigma^2 D_{OL}\theta/G$. Los modelos más realistas de galaxias y cúmulos de galaxias deben de considerar la elipticidad del sistema. Una posibilidad para el modelo es el uso de contornos elípticos de isodensidad en la densidad superficial. Un posible mo-

delo es el de una isoterma elíptica alisada mostrado en la ecuación 24:

$$\Sigma(\theta_1, \theta_2) = \frac{\Sigma_0 \theta_c}{\sqrt{(1 - \epsilon) \theta_1^2 + (1 + \epsilon) \theta_2^2 + \theta_c^2}} \quad (24)$$

que provee una buena descripción de perfiles de galaxias con elipticidad ϵ . Donde $\Sigma(\theta)$ es la densidad superficial correspondiente de cada ángulo, con r_c el radio del núcleo y θ_c definido como $\theta_c = r_c/D_{OL}$.

Las líneas cáusticas y críticas son más complejas para lentes elípticas que para circulares. La cáustica central puntual, típica de sistemas de simetría circular, se vuelve en una cáustica de cuatro picos. Cada vez que una fuente cruza una de estas líneas cáusticas de afuera hacia adentro (dirección al centro del sistema) se forma un par adicional de imágenes. Por lo tanto hay regiones definidas para la formación de imágenes mostradas en la Figura 10, donde en la columna del lado derecho se define con una línea discontinua las líneas cáusticas con forma de estrella de cuatro picos y un ovalo. Si la fuente se encuentra afuera de las dos figuras se genera una sola imagen, si se encuentra dentro de una sola figura se forman tres imágenes y si se encuentra dentro de las dos se forman cinco imágenes.

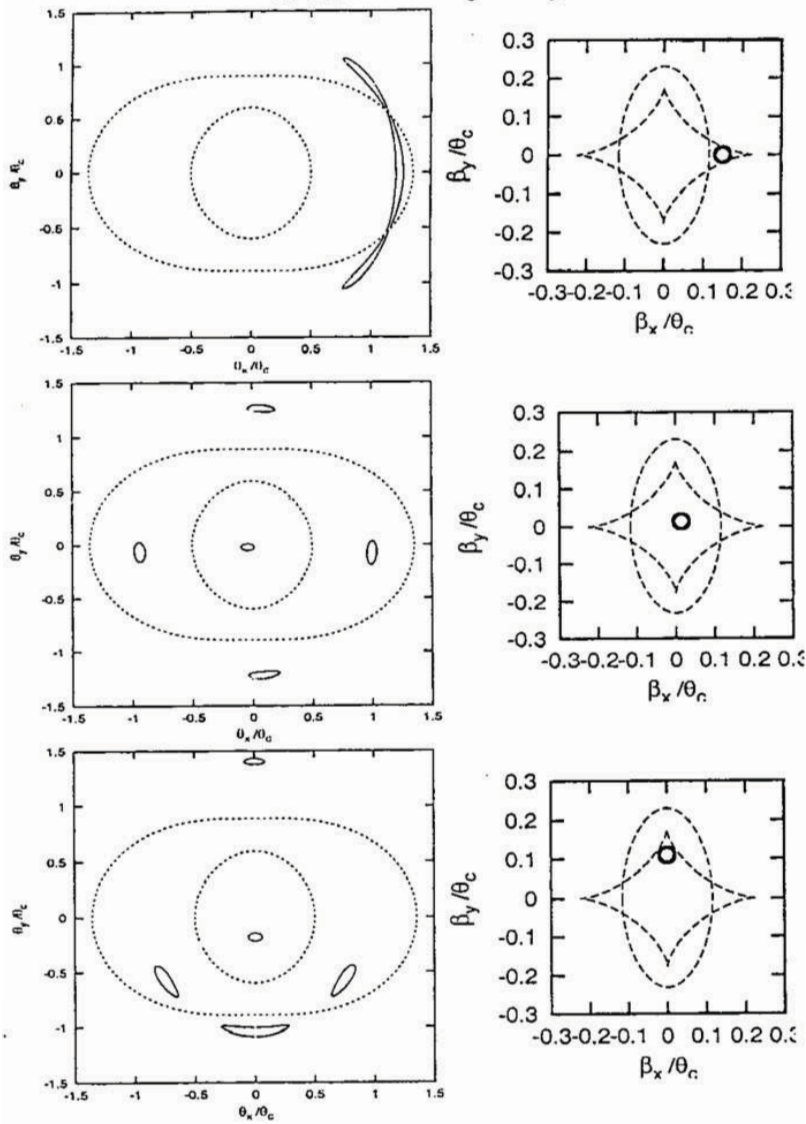


Figura 10: El número de imágenes creadas depende de la posición de la fuente con respecto a las líneas cóusticas y críticas del sistema. Esto también influye en el tipo de imagen creada y su deformación (Mollerach & Roulet 2002).

3.2.9. LENSTOOL

La ecuación de lente (9) permite determinar las posiciones de las imágenes asociadas a una fuente si se conoce el potencial asociado a la lente así como los corrimientos al rojo de la lente y de la fuente; también permite resolver el

problema inverso: conocidas las distancias de la lente y de la fuente, la solución a esta ecuación para los diferentes sistemas de imágenes observadas restringe el potencial, y por lo tanto la distribución de masa de la lente. Esta forma inversa de análisis es la que comúnmente se emplea cuando se hacen modelos de lentes gravitatorias. Dadas las posiciones, las formas de las imágenes múltiples así como las posiciones de las líneas críticas (constricciones), se busca determinar cuáles son los parámetros asociados a determinado perfil de masa (potencial) que mejor reproduzcan los datos observacionales; esto se conoce como *optimización* del modelo.

A orden cero, el modelo más simple que podemos construir es el de un cúmulo representado por un halo de materia oscura esféricamente simétrico. Sin embargo, como los arcos gigantes nunca tienen contra-imágenes de igual brillo superficial, esto significa que la lente no puede ser esférica. Lo cual nos lleva, como primer orden, a considerar un halo elíptico. Se ha demostrado que es necesario incluir sub-estructura (halos a escala de galaxias) para poder reproducir con precisión las imágenes múltiples observadas cerca de los cúmulos de galaxias, sin embargo, en nuestras observaciones del cúmulo MS 2053.7-0449, la información disponible nos permite únicamente utilizar el primer orden de complejidad. Este primer orden en los modelos es el que se utiliza en [De Leo et al. \(2011\)](#). En segundo orden, el potencial gravitacional total es una suma de los potenciales asociados a los potenciales asociados a halos a escala del cúmulo y potenciales relacionados con los halos a escala de galaxias. Esta forma de construir el potencial total (cómo la suma de una componente asociada al halo del cúmulo, más pequeñas perturbaciones al potencial) ha probado ser muy eficiente para modelar cúmulos de galaxias en el sentido de que no sólo permite reproducir los sistemas de imágenes múltiples observados sino también ha demostrado ser de gran utilidad para estudiar el tamaño de estos sub-halos dentro de los cúmulos. El potencial total depende

de todos los parámetros que son parte de los potenciales individuales, y que siendo éste un modelo multi-paramétrico puede dar origen a degeneraciones. Donde por degeneración se entiende que diferentes valores en los parámetros (es decir, diferentes modelos) pueden reproducir de manera adecuada las observaciones.

La creación de modelos complejos de lentes gravitatorias ha creado dos metodologías competitivas:

- Los métodos ‘no paramétricos’, donde la distribución de masa o el potencial de la lente se reconstruye como un mapa definido sobre una malla de pixeles, ha sido desarrollado para constreñir la distribución de masa de lentes de escalas galácticas, con el propósito inicial de explorar la gran diversidad de modelos de masa posibles con la meta particular de investigar la degeneración existente entre modelos de mediciones de la constante de Hubble (Jullo et al. 2007). Dicho método es altamente flexible debido al gran número de parámetros que requiere, pero debe manejarse con cuidado para no sobre-ajustar los datos.
- Los modelos ‘paramétricos’ (o de ‘simple parametrización’) tienen dos ventajas: la suposición de un modelo físico lleva a inferencias que están directamente relacionadas con las cantidades físicas y el modelo se ajusta con los datos con pocos parámetros libres comparado con el modelo ‘no paramétrico’. La regularización de la distribución de masa se logra a través del propio modelo físico. Los mapas de densidad predichos están suavizados (por diseño), una situación válida únicamente en sistemas tranquilos donde la dinámica galáctica está bien entendida. La creación de modelos de sistemas en interacción o perturbados es el siguiente reto para este método.

LENSTOOL es un código abierto generado en el Laboratoire d’Astrophysique de Toulouse y mantenido en el Observatoire Astronomique de Marseille Pro-

vence (OAMP) para generar modelos de distribución de masa de galaxias y cúmulos creadores de regímenes de lente gravitatoria fuerte y débil. Ha sido desarrollado principalmente por Jean–Paul Kneib y [Jullo et al. \(2007\)](#). El programa utiliza el método ‘paramétrico’ para generar los modelos.

Otro tema de relevancia es cómo se explora el parámetro de espacios. En LENSTOOL, dada una parametrización que describe la lente, el programa explora el espacio de parámetros alrededor de la región con el mejor ajuste y reproduce la localización de las imágenes múltiples observadas dentro de un rango de incertidumbres dadas.

3.2.10. Modelos de masa de cúmulos de galaxias

El modelo se empieza a construir para los halos de materia de las galaxias más grandes pertenecientes al cúmulo (generalmente de tipo cD) con perfiles de densidad, principalmente de tipo NFW ([Navarro et al. 1997](#)) o PIEMD ([Kassiola & Kovner 1993](#)), y los cuales, a su vez, están basados en las velocidades de dispersión medidas. Para representar la sub–estructura se agregan perfiles de densidad de galaxias más pequeñas pertenecientes al mismo cúmulo. Se ingresan las posiciones y corrimientos al rojo de imágenes de las fuentes que han sido detectadas (tanto reportadas, como los candidatos fotométricos de LAEs). Todos los datos: posiciones (x,y), ángulos de posición, elipticidades, corrimientos al rojo, funcionan como constricciones al modelo. El código calcula las líneas críticas y cáusticas y los mapas de magnificación por efecto de lente gravitatorio y puede predecir la posición de contra–imágenes de nuestros candidatos a LAEs. Ello se puede aplicar a observaciones futuras:

- Saber dónde se deben enfocar observaciones espectroscópicas en el cúmulo para confirmar contra–imágenes.
- Conocer las regiones de alta magnificación para buscar más fuentes débiles de tipo LAEs.

Para De Leo et al. (2011) se utilizaron los modelos de masa del cúmulo de galaxias MS 2053 partiendo de aquellos realizados por Verdugo et al. (2007); Verdugo (2008), los cuáles principalmente utilizan los perfiles NFW y PIEMD.

Para De Leo et al. (2014b) se utilizaron los modelos generados por Johan Richard para los cúmulos Abell 383 (Richard et al. 2011), Abell 611 (Newman et al. 2009; Donnarumma et al. 2011), MACS 1149 (Smith et al. 2009), MACS 0329, MACS 0416, MACS 1206, MACS 1532, y SMACS 2248 (Richard, J., *private communication*) para poder generar los mapas de amplificación por efecto de lente gravitatoria y así determinar los flujos de las fuentes y poder realizar las funciones de luminosidad de emisores Lyman Alfa a diferentes corrimientos al rojo. Dichos modelos utilizan los potenciales gravitatorios del tipo PIEMD.

4. Datos

4.1. Gran Telescopio de Canarias (GTC) - OSIRIS

Para la búsqueda de emisores Ly α de baja luminosidad (auxiliados en su flujo por el efecto de magnificación de lente gravitatoria) y de campo, se solicitó tiempo de observación en el Gran Telescopio de Canarias (GTC) en múltiples ocasiones, en particular a través de su detector OSIRIS (*Optical System for Imaging and low Resolution Integrated Spectroscopy*). El detector utiliza filtros sintonizables (se puede modificar la longitud de onda central de observación al igual que generar filtros ultra-angostos con FWHM de hasta 9 Å) y por lo tanto está optimizado para la determinación de flujos de línea y corrimientos al rojo fotométricos; incluso ha sido llamado una *máquina de formación estelar* (Cepa et al. 2003). Como resultado colateral, se espera obtener el corrimiento al rojo de otros objetos, como son LBGs y galaxias emisoras de [O II].

Para nuestra búsqueda se han elegido longitudes de onda que no están contaminadas por líneas fuertes del cielo (6750 Å–6930 Å; 8100 Å–8230 Å; y 9110 Å–9250 Å), correspondientes a corrimientos al rojo de la emisión Ly α entre $4.55 \leq z \leq 6.61$. Los tiempos de exposición que elegimos permiten observar objetos con flujos de hasta $\geq 9 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

Durante el desarrollo de la tesis se obtuvieron varios sets de observaciones, de las cuales solamente 2 tuvieron la calidad necesaria para llevar a cabo una búsqueda de emisores Lyman Alfa. A continuación una descripción de las observaciones:

- GTC1-09BIACMEX (2009, cúmulo de galaxias MS0440.5+0204): OSIRIS todavía estaba en periodo de comisión, por lo que el detector presentó una intensa corriente oscura. Nuestra búsqueda y detección de LAEs requiere

una cuidadosa calibración para estimar los flujos, por lo que dicha corriente oscura representó un obstáculo. Estamos trabajando en una eliminación máxima del fenómeno, permitiéndonos trabajar de manera experimental con los datos en el futuro.

- GTC3-10BIACMEX (2010, cúmulo de galaxias MS2053.7-0449): Las observaciones presentaron una excelente calidad del cielo (*seeing* de 0.6 – 0.7"). Estos datos fueron utilizados para [De Leo et al. \(2011\)](#); [de Diego et al. \(2013\)](#). Sin embargo, la cantidad de longitudes de onda contiguas solamente fueron 5 (cubriendo 32 Å), lo que severamente limitó el alcance del estudio propuesto de LAEs.
- GTC4-11AIACMEX (2011, cúmulo de galaxias MS1358.4+6245): Las observaciones presentan un *seeing* variado e inadecuado (> 1.2") dado a la presencia de polvo, producto de un incendio forestal durante la toma de datos; adicionalmente existe problema con los *flats* (una serie de datos carece de ellos). El objeto no se estudió más; se intentará un estudio posterior para probar nuestro algoritmo de detección de LAEs con estos *seeings*.
- GTC3-11BIACMEX (2011, cúmulo de galaxias MS2053.7-0449): Aproximadamente una hora de observación solamente a 9128 Å para obtener una imagen con señal-a-ruido más alta de los arcos observados en GTC3-10BIACMEX y estudiados en [De Leo et al. \(2011\)](#). Las observaciones arrojaron un resultado nulo, el cual todavía no entendemos.
- GTC3-12BIACMEX (2012, cúmulo de galaxias MS0440+0204): Varias series de datos tienen un desplazamiento físico con respecto al centro óptico deseado. Debido a que los filtros sintonizables sufren un desplazamiento en la longitud de onda efectiva conforme se aleja uno radialmente del centro (§4.1.2), se canceló la detección de LAEs en dichas observaciones,

ya que requerimos fotometría de apertura de precisión para comparar flujos en longitudes de onda equivalentemente separadas.

4.1.1. Reducción de datos

La reducción de datos se realiza con rutinas standard de IRAF, auxiliado de rutinas escritas para los filtros sintonizables desarrollados por el grupo de trabajo del Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC). La cámara OSIRIS consiste de 2 CCDs, cuyos datos deben procesarse por separado antes de unirse en un solo mosaico. No se utilizó el pipeline OOPS (*OSIRIS Offline Pipeline Software*, Ederoclite & Cepa (2010)), debido a que no estaba disponible al comenzar esta tesis, y después hubiera supuesto un cambio de metodología.

La reducción, la cual automaticé, cumple los siguientes pasos:

1. Darks

a) Combinación de *darks* en un dark maestro.

2. Flats

a) Se resta a los *flats* el dark maestro.

b) Se corrigen los flats por pixeles malos.

c) Se recortan los flats para eliminar las áreas no útiles (viñetas).

d) Se eliminan rayos cósmicos en los flats a través de la rutina *lacos_im* (van Dokkum 2001).

e) Se combinan todos los flats de una misma longitud de onda en un flat maestro.

f) Se obtiene la media de los flats y se divide el valor entre cada flat.

3. Imágenes Científicas

a) Se resta a las imágenes *científicas* el dark maestro.

- b) Se corrigen las imágenes científicas por píxeles malos.
- c) Se recortan las imágenes científicas para eliminar las áreas no útiles (viñetas).
- d) Se dividen las imágenes científicas con el flat maestro de su respectiva longitud de onda.
- e) Se eliminan rayos cósmicos en las imágenes científicas.
- f) Se crean máscaras sobre las fuentes de las imágenes científicas.
- g) Se eliminan anillos del cielo en las imágenes científicas.
- h) Se alinean las imágenes científicas de una misma longitud de onda.
- i) Se convolucionan al peor *seeing* las imágenes científicas de una misma longitud de onda.
- j) Se combinan las imágenes científicas de una misma longitud de onda (por promedio y por mediana).
- k) Se unen las imágenes combinadas de los dos CCDs para una misma longitud de onda y se genera un mosaico.
- l) El mosaico se deforma para contrarrestar la gravedad y presión que sufre el CCD.

Los detalles de cada rutina utilizada se muestra en el Apéndice [B](#).



Figura 11: Mosaico de los datos reducidos a través de rutinas estándar de IRAF perteneciente al cúmulo MS 2053 (centro-izquierda de la imagen).

4.1.2. Cambio de λ en filtros sintonizables

Cuando se utilizan los filtros sintonizables de OSIRIS, se debe tener en consideración que la longitud de onda efectiva central (λ_{eff}) cambia conforme uno atraviesa el campo de visión, siendo más cortas aquellas más distantes del centro óptico (Figura 12). Este efecto geométrico depende únicamente del ángulo incidente y está determinado por la razón entre la distancia del telescopio y el colimador focal del instrumento.

Durante la comisión del instrumento, se tomaron diferentes líneas de emisión en las longitudes de ondas sobre las cuáles funciona OSIRIS, obteniendo la siguiente relación de cambio de λ_{eff} con respecto al centro óptico:

$$\lambda(r) = \lambda_0 - 5.04 * r^2 \quad (25)$$

donde λ_0 es la longitud de onda central sintonizada y r es la distancia al centro óptico (en arcominutos). La expresión es suficientemente precisa para cualquier longitud de onda, con un error típico de $\pm 2 \text{ \AA}$.¹

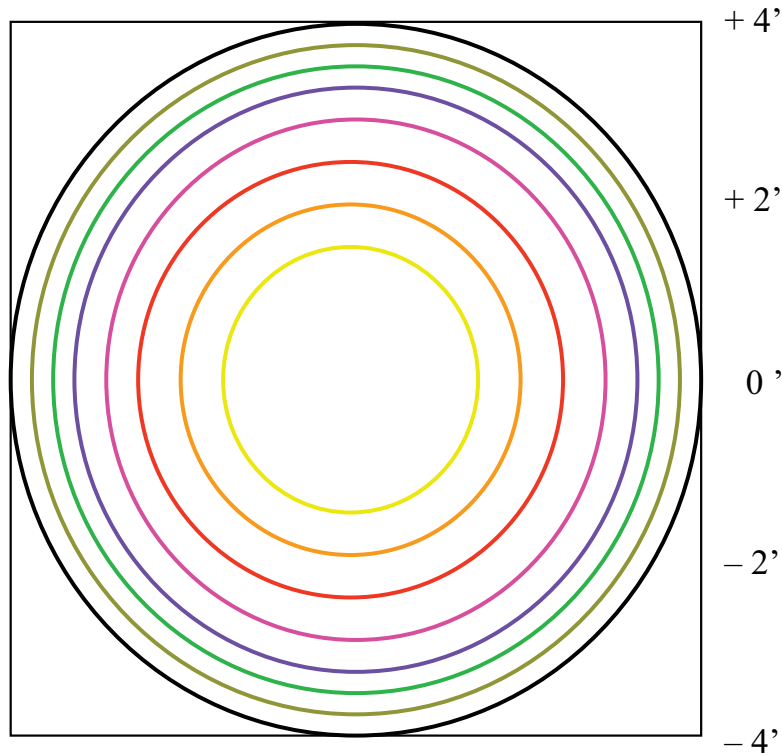


Figura 12: La longitud de onda central efectiva (λ_{eff}), en filtros sintonizables, cambia con la distancia al centro óptico, reduciéndose mientras más externo se esté. La región amarilla, anaranjada, roja, rosa, violeta, verde, café y negra muestran regiones donde λ_{eff} cambia al azul por 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 nm, respectivamente, basada en la longitud sintonizada en el centro óptico.

¹www.gtc.iac.es/instruments/osiris/data-commissioning.php#TF_FOV

4.2. VIRUS-P / HETDEX Survey

El espectrógrafo de campo integral VIRUS-P (*Visible Integral-field Replicable Unit Spectrograph Prototype*) fue utilizado para un catastro en el telescopio Harlan J. Smith en Texas, como prototipo para el instrumento HETDEX en el telescopio Hobby-Eberly. El espectro de operación es de 3400 a 6800 Å, pero para el catastro se utilizó de 3500 a 5800 Å con resoluciones de 4.5 a 5.5 Å FWHM, y es recolectado por un CCD de 2k × 2k de 15 μm por pixel. El campo COSMOS [Scoville et al. \(2007\)](#) con 71.6 arcmin² está mapeado en patrones de 1.7 × 1.7 arcminutos a través de 246 fibras que observan en 6 posiciones de *dithering*.

Las observaciones, que buscaban fuentes con líneas de emisión, se realizaron durante 2008, 2009 y 2010. La reducción de datos la realizó [Adams et al. \(2011\)](#) y la primera búsqueda de emisores Ly α la realizó [Blanc et al. \(2011\)](#), obteniendo 54 fuentes, de las cuáles utilizamos 50 en nuestro artículo [De Leo et al. \(2014a\)](#).

Las fuentes fueron ajustadas a modelos de síntesis de formación estelar, descritos en la sección §3.1.5.

4.3. CLASH - Telescopio Espacial Hubble

El catastro CLASH ([Postman et al. 2012](#)) tomó datos de 25 cúmulos masivos de galaxias con efecto de lente gravitatorio fuerte a lo largo de 2.7 años (noviembre 2010 - julio 2013) en 524 órbitas del telescopio Hubble y a través de 16 filtros (Figura 13). Para ello se utilizó la Cámara Avanzada de Catastros (ACS, *Advanced Camera for Surveys*) y la Cámara de Campo Amplio 3 (WFC3, *Wide-Field Camera3*).

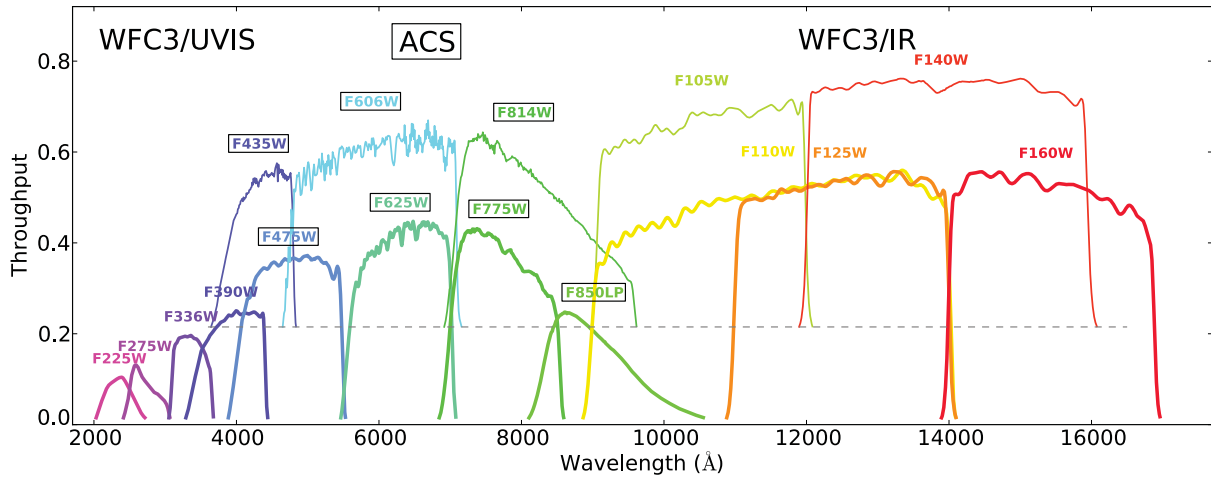


Figura 13: Ilustración de los filtros utilizados y su nivel de transmisión, en el catastro CLASH; 16 filtros que van desde 2000 hasta 17000 Å (Postman et al. 2012).

La cantidad de filtros utilizados permiten la obtención de corrimientos al rojo fotométricos de alta precisión (en conjunto con modelos de síntesis estelar). Adicionalmente, permite la detección de la línea Ly α a $z \sim 10$. La integridad de los catastros se estima alta ($\sim 80\%$) en los filtros mas rojos debido a los largos tiempos de exposición (entre 2000 y 4000 s, dependiendo del filtro; Tabla 5 en Postman et al. (2012)) con lo cual se alcanzan magnitudes (AB) de F160W = 26.7 y F814W = 27.0, lo que permite la búsqueda de galaxias a alto corrimiento al rojo que sufren el efecto de lente gravitatoria.

4.3.1. Reducción de datos

Las imágenes vienen previamente reducidas y alineadas por Johan Richard (CRAL, *Observatoire de Lyon, private communication*). La cámara WFC3 permite una extraordinaria resolución de $0.128 \text{ arcsec pix}^{-1}$, nosotros aprovechamos esta característica, debido a que los flujos de las fuentes (candidatos a

emisores Ly α) se calculan con fotometría de apertura. A pesar de una astro-metría de precisión con coordenadas WCS en las imágenes, tuve que realizar una alineación adicional de las mismas para que hubiera una diferencia máxima de 1 pixel entre filtros de un mismo cúmulo de galaxias. Dicha alineación se logró a través de rutinas estándar de IRAF (*DAOFIND*, *GEOMAP*, *GEOTRAN*), con procedimiento semejante al utilizado en la sección §4.1.1.

Adicionalmente, las fuentes consideradas candidatos a LAEs fueron introducidas al código SED Hyper-Z de [Bolzonella et al. \(2000\)](#). El código utiliza fuertes propiedades espectrales (como pueden ser intensas líneas de emisión o el break de Lyman a 912 Å) para ajustar un espectro general basado en plantillas de referencia de diferentes tipos de objetos y poblaciones, y así poder arrojar una distribución de probabilidades de corrimientos al rojo de residencia de las fuentes.

4.4. Algoritmo de selección de candidatos fotométricos de LAEs

4.4.1. Algoritmo para [de Diego et al. \(2013\)](#)

Debido a que los datos que tenemos disponibles para [de Diego et al. \(2013\)](#) son muy limitados (solamente 5 longitudes de onda contiguas, en el mismo número de filtros ultra-delgados, con FWHM de 12 Å), el algoritmo debe ser lo más efectivo y puntual para poder encontrar emisores Lyman Alfa.

Hay que establecer una definición para los datos fotométricos científicos:

- *Exposición*: son datos científicos tomados de los CCDs.
- *Imagen*: son datos científicos de la misma longitud de onda combinados por mediana y convolucionados al peor *seeing* de la muestra.

- *Campo*: es la suma de todas las imágenes para crear una imagen ‘profunda’ o de filtro ancho, la cual tiene el mayor límite de detección de flujo.

Con la rutina SExtractor (Bertin & Arnouts 1996) se obtiene un catálogo de fuentes sobre cierta señal-a-ruido (en nuestro caso estuvo entre 2.5 y 5σ) que ingresarán al análisis del algoritmo para detectar posibles candidatos LAE. La extracción de fuentes se realiza en el modo dual, utilizando el campo como referencia y extrayendo las fuentes de las imágenes con diferente λ_{eff} .

El algoritmo hace lo siguiente:

1. Extrae el catálogo de cada imagen y analiza fuente por fuente sus diferentes características.
2. Las banderas (*flags*) impuestas por SExtractor (no debe ser una fuente con datos corruptos, incompletos o con errores en memoria) y encontrarse dentro de la zona física del CCD impuesta por nosotros para la detección.
3. Se tiene que asegurar que una misma fuente, en diferentes imágenes y longitudes de onda, tenga el mismo número identificador, para ello restringimos la distancia máxima a la que puede estar una fuente en diferentes imágenes y sea considerada como la misma (se debe encontrar desplazada un máximo de 2 píxeles entre imágenes).
4. La fuente debe cumplir con las condiciones de detección:
 - a) Tener una razón de al menos 2.5 (una magnitud) entre la menor y mayor cantidad de cuentas (flujo) de una misma fuente en todas las imágenes.
 - b) Ser detectado con dicha razón solamente en uno o dos longitudes de onda contiguas.

- c) El número de cuentas (flujo) tiene que ser al menos 3 veces mayor que el error inherente de medición.
- d) Limitamos la detección a objetos puntuales (no extendidos).

Así se obtiene una lista de fuentes pre-candidatos a emisores de Ly α . Se generan los pseudo-espectros de los pre-candidatos y se comparan los espectros sintéticos generados por simulaciones en [De Leo et al. \(2014a\)](#) con los espectros de emisores Lyman Alfa. Se hace una inspección individual de los pre-candidatos en las imágenes para descartar fenómenos no considerados/rebasados por los algoritmos (rayos cósmicos sobrantes, objetos transitorios, etc.) clasificando finalmente a las fuentes como candidatos fotométricos de galaxias emisoras Lyman Alpha. Dichos candidatos posteriormente pasarán por una rutina de ajuste de SED (Hyper-Z, §4.3.1).

El algoritmo se presenta en el Anexo [C.1](#).

4.4.2. Algoritmo para [De Leo et al. \(2014b\)](#)

Los datos del catastro CLASH provienen de múltiples filtros de banda ancha, principalmente del telescopio espacial Hubble, que van desde el violeta hasta el cercano infrarrojo (F435W, F475W, F555W, F606W, F625W, F775W, F814W, F850LP, F105W, F110W, F125W, F140W, F160W)². La riqueza de filtros y su anchura (las restricciones de (no)detección de fuentes en ellos es más estricta) permite otro enfoque en el algoritmo de búsqueda (escrito en código fuente) de candidatos a emisores Ly α :

1. Las imágenes de los filtros de interés (que son aquellos que detectarían la línea de emisión Ly α a corrimientos al rojo $z = 5, 6, 7, 8, 9, 10$: F105W, F110W, F125W, F140W, F160W) son procesadas por SExtractor para extraer la mayor cantidad de fuentes posibles (nivel de detección $\geq 1\sigma$).

²www.stsci.edu/hst/wfc3/design/at_a_glance/

2. En el algoritmo, se asigna una apertura de $0.6''$ para leer y utilizar las magnitudes que servirán en el proceso de selección.
3. Para el filtro cuya longitud de onda central está más cercana al corrimiento al rojo donde queremos detectar LAEs, se pide un nivel de detección de la fuente con respecto al fondo $\geq 5\sigma$ y un error en la medición de las magnitudes $m_{\text{err}} \leq 0.2m$.
4. Al mismo tiempo se pide que en los filtros contiguos (el más próximo hacia el azul y el rojo) debe haber una mínima detección de la fuente con respecto al fondo $\leq 3\sigma$ y un error en la medición de las magnitudes menor a $m_{\text{err}} \leq 0.3m$.
5. En los filtros más hacia el azul que el *break* de Lyman (912 \AA) no debe existir detección de la fuente, por lo que la medición con respecto al fondo no debe ser mayor a $m \geq 2\sigma$ y el error de medición de magnitudes mayor a $m_{\text{err}} \geq 0.5m$.
6. Para filtros más al rojo, no sabemos cómo podría comportarse el continuo, por lo tanto no imponemos restricciones en ese sentido.
7. Queda armado el primer catálogo tentativo de candidatos emisores Lyman Alfa.
8. Se corrigen las magnitudes de las fuentes al restar la magnitud de la apertura de referencia a la magnitud calculada en una apertura automatizada establecida por SExtractor, al resultado de la resta le llamamos *corrección*; posteriormente se resta a todas las magnitudes calculadas en una apertura automática por SExtractor.
9. La lista de precandidatos se edita con el formato de entrada para el programa de distribución espectral de energía Hyper-Z (Bolzonella et al. 2000); §4.3.1.

10. La lista preliminar de candidatos es introducida en Hyper-Z, donde se ajustan los espectros sintéticos para todas las fuentes en cada filtro que albergaría LAEs a corrimientos al rojo $z = 5, 6, 7, 8, 9, 10$.
11. Se ejecuta otro algoritmo para seleccionar únicamente las fuentes que tienen mayor probabilidad de ser LAEs, dado un valor de buen ajuste del espectro sintético otorgado por Hyper-Z.
12. El algoritmo tiene una sección automatizada que posteriormente muestra la imagen del filtro de interés y marca los mejores candidatos, los cuáles se inspeccionan de forma manual e individual para eliminar aquellos que se encuentran en áreas del detector con ruido, en el centro de los cúmulos galácticos o en los márgenes
13. Queda armado el catálogo final de fuentes más probables a ser emisores Lyman Alfa.
14. Se puede realizar un ejercicio de verificación de candidatos, para corroborar que las fuentes finales son en realidad objetos verdaderos y no un producto equivocado del algoritmo de selección.
 - a) Se cambian los conteos de los CCDs a su valor negativo (multiplicando por -1). Dicho proceso permite mantener el mismo ruido de las imágenes, pero ninguna fuente astronómica. Estas imágenes se tratan exactamente como las originales, solo que las detecciones y extracciones son de objetos espurios, lo cual permite cifrar la contaminación en función de las magnitudes de detección.
 - b) Sobre ellos se ejecutan los mismos algoritmos de detección y se compara al final si las fuentes finales son las mismas entre ambos procedimientos

- c) Si aparecen en ambos catálogos se consideran como candidatos finales confirmados.

Dichas fuentes se utilizan en la elaboración de las funciones de luminosidad.

5. Artículos

5.1. De Leo, M., et al, 2014, in preparation

5.1.1. Introducción

El artículo aborda la diferencia entre emisores Lyman Alfa y no-emisores Lyman Alfa, dos poblaciones que han generado gran controversia sobre cuáles son sus características inherentes.

Para el estudio utilizamos datos del Catastro Piloto HETDEX (HPS, *HETDEX Pilot Survey*; Hill et al. (2004, 2008, 2010)), que fueron adquiridos con el espectrógrafo de campo integral VIRUS-P (*Visible Integral-field Replicable Unit Spectrograph*, §4.2). Las observaciones se realizaron en el mismo campo del catastro COSMOS (Scoville et al. 2007) con el telescopio de 2.7 m Harlan J. Smith en el Observatorio Astronómico McDonald en Texas, EEUU. HPS busca fuentes con líneas de emisión, en particular los emisores Ly α localizados a corrimientos al rojo entre $1.88 \leq z \leq 3.77$. Los detalles de las observaciones se cubren en Adams et al. (2011); Blanc et al. (2011); Finkelstein et al. (2011). El penúltimo autor confirma espectroscópicamente 54 LAES, los cuales fungen como nuestro catálogo inicial de fuentes.

Generé los catálogos de fuentes que se van a comparar entre sí. Del catálogo de 54 LAEs escojo solamente 50, eliminando aquellos que tienen emisión en rayos-X, suprimiendo la posibilidad de tener AGNs contaminantes; al catálogo se le llama *HPS*. Posteriormente se creó el catálogo de fuentes de COSMOS, limitados a las coordenadas exactas sobre las cuáles observó VIRUS-P y lo llamamos *COSMOS*. Finalmente ajustamos una función exponencial a la distribución de anchos equivalentes (EW) de *HPS*, la cual consideramos universal y no evolutiva dado los estudios en otros catastros como lo son LALA (Dawson et al. 2007), el catastro SXDS (Ouchi et al. 2008) y los resultados de Nilsson et al. (2009). Dicha distribución la aplico a las fuentes de *COSMOS* y se

modelaron con su SED (*Spectral Energy Distribution*) a través del programa de síntesis estelar generada por [Drory et al. \(2004\)](#). Nos quedamos con aquellas fuentes en la región observada por las fibras de HPS y que además cumplen con una probabilidad de detección $P > 0.5$. Al catálogo final de esta selección le llamamos de *comparación*. En este catálogo garantizamos que las fuentes tienen un continuo en el rango UV semejante a los LAEs, la misma distribución de ancho equivalente y además no fueron detectadas por HPS, a pesar de contar con características semejantes.

Primero analizo la pendiente del continuo ultravioleta (β), mientras más negativa es, se estima que tiene menos polvo la fuente. Los emisores Lyman Alfa generalmente se consideran fuentes prácticamente libres de polvo. Encontré que, como se espera de una muestra de emisores Lyman Alfa, *HPS* presenta una pendiente más negativa con respecto a la muestra de *comparación* con $\beta = -2.0 \pm 0.6; -1.8 \pm 0.4$, respectivamente. Al graficar β vs. el corrimiento al rojo, para *HPS* y *comparación*, no encontramos evidencia de evolución en la cantidad de polvo en las fuentes.

Posteriormente comparo el color en reposo $(g - r)_{rest}$. Se espera que la muestra *HPS* sea más azul que la de *comparación* debido la menor cantidad de polvo presente. Sin embargo, el resultado de las medianas es inverso con $(g - r)_{rest} = 0.12, 0.07$ para las muestras *HPS* y *comparación* (la más azul), respectivamente. Este resultado marca una primera diferencia intrínseca entre ambas poblaciones.

Seguidamente, utilicé la selección por color (basada en observaciones terrestres) de las galaxias Lyman Break ([Steidel et al. 1995, 1999](#); [Giavalisco 2002](#)). Todas las fuentes de los catálogos *HPS* y de *comparación* (excepto una en el último caso) cumplen con la clasificación de LBGs.

A través de modelos de distribución espectral de energía (SED) obtuve los siguientes parámetros: masa estelar, edad estelar, tasa de formación estelar

y fracción de escape de fotones $Ly\alpha$.

El promedio de las masas estelares obtenidas es $M_* = 2.4, 2.1, 1.8 \times 10^9 M_\odot$ para las fuentes *COSMOS*, *HPS* y de *comparación*, respectivamente. Las poblaciones son muy similares entre sí, semejante a la conclusión de [Kornei et al. \(2010\)](#). Encontramos una sobre-abundancia de fuentes en los catálogos *HPS* y de *comparación* en el rango de $10^{8-9} M_\odot$.

La edad estelar (t_*) indica el tiempo de formación de estrellas que tienen las fuentes. Encontré una media de $\simeq 5.7 \pm 2 \times 10^8$, $\simeq 3 \pm 2 \times 10^8$, $\simeq 5 \pm 7 \times 10^7$ años para los catálogos *COSMOS*, *HPS* y de *comparación*, respectivamente. La muestra de *comparación* presenta, principalmente (60%), objetos que apenas iniciaron a formar estrellas ($t_* \leq 200$ Myr) y prácticamente ninguna fuente ($\sim 5\%$) con una edad estelar mayor a 10^9 años. El catálogo *HPS* tiene una población significativa con formación estelar reciente ($t_* \leq 200$ Myr, $\sim 45\%$), y con una antigua formación ($t_* \geq 1$ Gyr, $\sim 30\%$). Similarmente, el catálogo *COSMOS* presenta reciente formación estelar en el $\sim 30\%$ de sus fuentes y antigua formación en $\sim 45\%$ de las fuentes. Queda clara una diferencia en la distribución de las edades, siendo la muestra de *comparación* la más joven.

La historia de formación estelar (SFH, *star formation history*) muestra diferencias, también, entre poblaciones. El catálogo *COSMOS* tiene una mayor probabilidad ($\sim 60\%$) de una formación temprana y breve de formación estelar ($\tau \leq 100$ Myr) y una menor probabilidad ($\sim 35\%$) de una continua formación ($\tau > 2$ Gyr). Mientras que la muestra de *comparación* y *HPS* tienen, entre ellas, casi la misma probabilidad ($\sim 55\%$ y $\sim 40\%$, respectivamente) de una breve formación estelar, comparada a una formación continua ($\sim 40\%$, para ambas). Por lo que esperamos que las muestras de *comparación* y *HPS* tengan una historia de formación estelar semejante, cuestión que no se observa en la edad estelar previamente discutida. Cuando nos enfocamos en fuentes dentro del rango de masas de $10^{8-9} M_\odot$ encontramos que en la mues-

tra de *comparación* el 90% de las fuentes tienen una formación estelar muy reciente ($t_* \leq 5 \times 10^8$ años), contrastando con el $\sim 55\%$, $\sim 60\%$ de las muestras *HPS* y *COSMOS*, respectivamente.

La tasa de formación estelar la calculé con la luminosidad $\text{Ly}\alpha$ y UV (§3.1.3). Adicionalmente, teniendo β , se puede corregir por la extinción producida por el polvo. Para $\text{Ly}\alpha$ queda $\text{SFR}_{\text{Ly}\alpha} = 9.6 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, y $\text{SFR}_{\text{UV,corr}} = 26.6 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

La fracción de fotones ionizantes que escapan de las fuentes (f_{esc}) se calcula como la razón de la tasa de formación estelar en $\text{Ly}\alpha$ y UV corregida. La mediana y la media resultan $f_{\text{esc}} = 0.39 \pm 0.48$, 0.53 ± 0.08 , respectivamente, para la muestra *HPS*, comparable con Hayes et al. (2010), pero eluden las mediciones con Gawiser et al. (2006); Ouchi et al. (2008); Nilsson et al. (2009); Guaita et al. (2010); Ciardullo et al. (2012) debido a que ellos no corrigen por el polvo. Al graficar la fracción de escape contra el corrimiento al rojo, no observamos evidencia de evolución, comparable a Blanc et al. (2011).

5.1.2. Conclusiones

Encuentro diferencias físicas entre poblaciones de emisores Lyman Alfa y no-emisores Lyman Alfa. Destaca la diferencia en colores y pendiente β . Al mismo tiempo los no-emisores son objetos con formación estelar mucho más reciente, especialmente en el rango de $10^{8-9} M_{\odot}$. Los objetos, en función de su continuo en UV, pueden ser clasificados como LAEs, LBGs o no-LAEs si recientemente han empezado a formar estrellas ($t_* \leq 200 \text{ Myr}$), mientras que los objetos que llevan una formación estelar de un orden de magnitud mayor en tiempo ($t_* \leq 1 \text{ Gyr}$) con mayor probabilidad serán clasificados como LAEs. Esto apunta a una evolución estelar entre ambas poblaciones, probablemente por una diferencia en la cantidad de fotones ionizantes $\text{Ly}\alpha$ o del contenido del medio intergaláctico (hidrógeno neutro).

The HETDEX Pilot Survey IV: what distinguishes Lyman Alpha Emitters (LAEs) from non-LAEs?

M. A. De Leo¹, N. Drory², J. J. Adams², K. Gebhardt², G. A. Blanc², G. J. Hill²
and

ThingThree⁴

Whatever

aastex-help@aas.org

Abstract

We use multi-wavelength data from the HETDEX Pilot Survey (HPS), COSMOS and ULTRAVISTA surveys to determine which intrinsic characteristics differentiate Lyman Alpha Emitters (LAEs) and non-LAEs. We create a comparison sample consisting of COSMOS sources, which are undetected in HPS but have similar UV continuum and g magnitude, which should have resulted in their detection as LAEs. We apply a LAE equivalent width distribution function to the COSMOS sources and fit SED models through them to understand the underlying difference between both populations (stellar formation age, stellar mass, colors, dust extinction, redshift). We find the comparison sources comply with ground observational color-color selection for LBGs. We find the most prominent differences between LAE and non-LAEs is in color (B-R) and stellar formation age. We conclude that young and old LAEs (which have been forming stars for 10^{8-9} yr) can be identified as such, while young non-LAEs with a similar UV continuum and equivalent width distribution will be identified as LAEs after some hundred million years of evolutionary development.

Subject headings: COSMOS, Lyman Alpha Emitters, Cosmology

1. Introduction

We want to elucidate which intrinsic properties distinguish Lyman Alpha Emitters (LAEs) from non-LAEs, both presenting a similar UV continuum. Astrophysicist have reached a point where galaxies at high redshift are routinely found, we wish to unify all the selection techniques to obtain a unified view of the galaxy population at such times.

Lyman Alpha Emitters are believed to be galaxies with an intense burst of stellar formation,

which is characterized by a strong Lyman Alpha line emission ($\text{Ly}\alpha$; 1215.7 \AA) produced by escaping photons from hydrogen atoms originally excited through young and intense UV-emitting stars. Non-LAEs are galaxies that are not detected as LAEs due to the lack of a prominent $\text{Ly}\alpha$ emission line. Lyman Break Galaxies (LBGs) are galaxies detected by the presence of a Lyman Break in their broadband colors, most are star forming galaxies and some can present strong $\text{Ly}\alpha$ emission. LAEs and LBGs have been distinctly named due only to selection techniques and not necessarily intrinsic distinguishing properties.

Over a broad range of observations at different redshifts, it is clear that both populations share and differ in properties. Yuma et al. (2010) explore LAEs and LBGs at $z \sim 4.9$ using GOODS-N data (Dickinson et al. 2003), they find similar physical

¹Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70-264, México, D. F., México

²Department of Astronomy, University of Texas at Austin, 1 University Station C1400, Austin, TX 78712, USA

properties and no difference in stellar populations; Spectral Energy Distribution (SED) fits suggest lower star formation rates (SFRs) and dust extinctions for LAEs. Gawiser et al. (2006a) find that candidate Ly α emitting galaxies are dimmer in continuum magnitude than LBGs through the ECDF-S/MUSYC photometric pipeline (Gawiser et al. 2006b). LAEs are less massive with respect to LBGs according to Pentericci et al. (2007, 2010) at $z \sim 4$, who use data from GOODS/FORS2 (Vanzella et al. 2005, 2006); there is no hard evidence in favor of an age difference between LBGs with/without Lyman Alpha emission. Red and dusty LAEs exist in the paper by Nilsson et al. (2009), who use the WFI instrument at the MPG/ESO 2.2 m telescope at La Silla Observatory (Baade et al. 1999); a complex range of colors are possible for that particular population in contradiction with their general accepted pristine nature. Kornei et al. (2010) find LAEs to be older, less dusty and less active in creating stars than LBGs when using observational data by Steidel et al. (2003, 2004). Stellar masses derived from observations are usually smaller in LAEs than in LBGs, with $\sim 10^8 - 10^{10} M_{*,\odot}$ for the former (Gawiser et al. 2007; Lai et al. 2008; Nilsson et al. 2011) and $\sim 10^9 - 10^{11} M_{*,\odot}$ for the latter (Shapley et al. 2005; Magdis et al. 2010) at $z \sim 2, 3$. Star formation rates (SFRs) for LBGs at $z \sim 3$ go from $31 \pm 7 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ by Carilli et al. (2008) from radio data to $\sim 50 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ by Reddy et al. (2006) using 280 $U_n G R$ color-selected star forming galaxies, among them 74 LBGs from $1.4 \leq z \leq 2$; de Barros et al. (2012) find a very large scatter in the SFR for LBGs at $z \sim 3$ from the GOODS-MUSIC catalog. The average star formation rate calculated from the Ly α luminosity of confirmed LAEs is around $\sim 10 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Gawiser et al. 2006a). The lowest stellar masses and specific SFR are found in LAEs, when compared to LBGs with data from SXDS (Furusawa et al. 2008; Ouchi et al. 2008) and UKIDSS/UDS (Lawrence et al. 2007) survey data mentioned within Ono et al. (2010). SED models adjusted to observational data suggest a lower content of dust in LAEs than in LBGs, $E(B - V) \sim 0.13$ for the former and ~ 0.2 for the latter by Kornei et al. (2010) at $z \sim 3$. On the other side Finkelstein et al. (2011) find $E(B - V) \sim 0.13, 0.2$ for two LAEs at $z \sim 2.3$, while Steidel et al. (1999) and Ly et al. (2009) find $E(B - V) \sim 0.15$ for LBGs at $z \sim 2$ when

using the Calzetti's extinction law. The lower limit in flux for LAE detection in different surveys is $> 2.5 \times 10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in Gawiser et al. (2006a), $> 1.5 \times 10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in Gronwall et al. (2007), $> 2.4 \times 10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in Ciarullo et al. (2012) and $> 1.8 \times 10^{-17} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in Yamada et al. (2012).

On the theoretical side similarities and differences are also found by multiple authors. Shimizu & Umemura (2010) create Λ CDM simulations whose results propose LBGs could be detected as LAEs and divide the latter population in 2 subgroups based on the mean age of the stellar component. Dayal & Ferrara (2012) perform smoothed-particle hydrodynamic (SPH) simulations of LAEs and LBGs finding no appreciable differences between stellar masses/ages, dust and SFRs, concluding that LAEs are a luminous subset of LBGs. Population synthesis models by Kornei et al. (2010), using Bruzual & Charlot (2003) SEDs and the Calzetti et al. (2000) local extinction law for sources at $z \sim 3$, find an older median age for 34 LAEs (763 Myr) than for 145 non-LAEs (181 Myr). Several authors have reported SED fitted data for LAEs where the dominating color is blue (Gawiser et al. 2006a, 2007; Nilsson et al. 2009), other authors have found a best fit in which red is the dominating color (Stiavelli et al. 2001; Lai et al. 2008) at redshifts $z \sim 2, 3$; Kornei et al. (2010) find $\langle G - R \rangle_{\text{LAE}} = 0.54$ and $\langle G - R \rangle_{\text{non-LAE}} = 0.65$.

In short, the observational and theoretical evidence fails to rule in favor or against a dichotomy between both populations.

Our aim is to compare a blind emission line selected sample with a continuum selected sample (in this case COSMOS) in a manner in which we can compare their physical properties. The way we achieve this is by asking which objects we could have detected in the survey if they had Ly α , and concentrate on a comparison of the LAEs with these continuum sources only. Therefore, we aim to obtain a comparison sample that is selected to match the LAE sample as closely as possible besides having the emission line.

This paper is organized in the following way: Section §2 gives an overview of the data we used and details of its acquisition; Section §3 explains the samples we use throughout the paper and how we define our comparison sample; Section §4 is a detailed analysis of our results in the UV contin-

uum slope, colors, stellar masses, SFRs, star formation histories and escape fractions; Section §5 concludes based on the results.

The cosmological parameters considered throughout the text are: $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$, $h = 0.7$.

2. Data

The HETDEX Pilot Survey (HPS) (Hill et al. 2004, 2008b, 2010) covers ~ 169 arcmin² (and $\sim 10^6$ Mpc³) of sky without preselection of target objects, blindly surveying for emission lines in four extra-galactic fields: COSMOS (Scoville et al. 2007), GOODS-N (Dickinson et al. 2003), MUNICS-S2 (Drory et al. 2001) and XMM-LSS (Pierre et al. 2004) using the IFU Visible Integral-field Replicable Unit Spectrograph – Prototype (VIRUS-P) (Hill et al. 2008a) at the 2.7 m Harlan J. Smith telescope in the McDonald Observatory. It is a precursor of the HETDEX instrument, which will be installed in the Hobby Eberly Telescope at the same observatory. The survey utilizes a six position dithering pattern with a nearly $\times 2$ oversampling, which provides improved spatial registration between detected spectral objects and imaging-based continuum counterparts. VIRUS-P has a spectral coverage of 3400 - 6800 Å but for the survey it was set to cover the 3500 - 5800 Å range at a resolution from 4.5 - 5.5 Å full-width-half-maximum (FWHM) over the whole data, with 1.1 Å pixel⁻¹ in the unbinned charge-coupled device (CCD) mode. The spectral resolution varies weakly and gradually with wavelength and between IFU fibers due to CCD surface deviations from planarity, residual camera alignment errors and design limits. The 2k \times 2k CCD with 15 μ m pixels is custom built in a vacuum-sealed camera (Tufts et al. 2008).

Adams et al. (2011) (from now on A11) samples emission line galaxies ([O II] within $0 \leq z \leq 0.56$, C IV emitters at $1.26 \leq z \leq 2.75$ and Ly α emitters within $1.9 \leq z \leq 3.8$) from which 99 LAEs are classified by Blanc et al. (2011) (from now on B11) and of which 54 fall within the COSMOS survey area, our study zone. This paper uses data reduced and analyzed by B11, we recommend a thorough read together with references therein.

The source classification is done in B11 as well as a cross-correlation of the primary emission line at various assumed redshifts with other bright and expected emission lines (Mg II 2798 Å,

[O II]3727 Å, H γ 4341 Å, H β 4861 Å, [O III]4959 Å & 5007 Å, etc.). Afterwards, the Ly α line is tested for the presence of C IV1549 Å emission. The most common contaminants of LAEs at high redshifts are [O II]3727 Å and [O III]5007 Å. Due to the lack of spectroscopical resolution, the equivalent width is used as a discriminant, following Gronwall et al. (2007), with cuts, that select LAEs, made at rest frame equivalent widths $EW_{\text{rest}} > 20$ Å. The EW is best determined through R -band data; a redward choice of filter is important to avoid attenuation of the intergalactic medium (IGM). The median flux value of LAEs in the HPS sample is 2.24×10^{-16} erg cm⁻² s⁻¹.

3. Our Samples

We use sources categorized as galaxies in the survey of the COSMOS field. We then extract the EW distribution of LAEs in the HPS survey and apply them to the COSMOS sources. We therefore extract sources in COSMOS that would have been detected in HPS, that also share similar continuum characteristics as LAEs, but were not detected in the aforementioned survey. This sample comprises our *comparison* samples. The comparison of both populations will help us determine why some sources are characterized, or not, as LAEs, while having similar characteristics. Figure 1 shows how the photometric redshift distribution for the *comparison* and *HPS* samples are, on average, the same.

Our *HPS* sample (A11, B11) has 50 of the 54 LAEs catalogued in HPS as described in §2; we eliminate 4 sources that have x-ray counterparts to avoid possible AGN contamination. The HPS survey coordinates and limiting Ly α line detection redshifts are shown in Table 1. The survey is mainly limited by the flux of the Ly α line. All LAEs are spectroscopically detected and match continuum counterparts through multi-band aperture photometry from broadband images (filters B , r^+ , i^+ and z^+) from COSMOS. The *HPS* sources' identification, pairing and aperture photometry is thoroughly discussed in B11.

Our *COSMOS* sample derives from the original COSMOS catalogue of sources (Capak et al. 2007), but is restricted to the *HPS* coordinates and its spectroscopical detection limits of the redshifted Ly α line. The redshift of the sources is extracted from the median and the minimum of

the SED fitted model χ^2 distribution. We find that the ULTRAVISTA survey (McCracken et al. 2012), which surveys the same region in space, is deeper in the Y and J band than in COSMOS. We therefore substitute the shallower value from COSMOS with the deeper value from ULTRAVISTA, for this we pair sources from both surveys, considering an object is the same in COSMOS and ULTRAVISTA when their compared coordinates are less than $0.3''$ apart. The *COSMOS* sample consists of 4695 sources and is limited by the continuum flux.

	Minimum	Maximum
R.A.	150.0235°	150.1976°
Dec.	2.2052°	2.3451°
Redshift	1.88	3.77

Table 1: *HPS* survey limits

Our *comparison* sample consists of randomly redshifted COSMOS sources that were not detected in *HPS*. First, from the *HPS* LAE sample we plot a histogram of the EW_{rest} against the number of sources and fit an negative exponential function; we have therefore extracted a distribution function of EWs for LAEs. Following the results of the LALA survey (Dawson et al. 2007) or SXDS (Ouchi et al. 2008), the EW distribution of LAEs does not show evolution from $3 \lesssim z \lesssim 6$; additionally, Nilsson et al. (2009) has shown that there is no correlation between EW and UV absolute magnitudes, therefore we assume our obtained distribution is universal. Secondly, we impose the EW distribution function to all sources of the *COSMOS* sample. Thirdly, sources outside the area covered by the fibers of the *HPS* survey are removed, for they could not have been detected. Afterwards, we fit an SED model to the multi-filter data. Sources are selected when the fitted continuum flux together with the $Ly\alpha$ emission line flux have a probability of detection $P \geq 0.5$. The sample is therefore made up of sources, which, on average, given their continuum properties plus an added emission line from the EW_{rest} distribution inherited from LAEs, should have been detected by *HPS* but were not. Therefore, by comparing against the other samples, we study common characteristics (UV continuum magnitudes, UV slopes, rest-frame colors, stellar masses, SFRs and redshifts) and analyze why they differ among objects which are similar in UV and are detected (or were

not, but should have been) in *HPS*. The *comparison* sample consists of 326 sources.

The stellar masses and populations, absolute magnitudes and star formation histories (SFHs) were computed through SED fitting of our collective multi-band data through the routine by Drory et al. (2004). The code uses metallicities from 0.0001 to $0.1 Z_{\odot}$ following Bruzual & Charlot (2003) and fits with $E(B - V)$ from 0 to 3.0 incremental steps of 0.1. The SFH follows the form $e^{-t/\tau}$ with $0.5 < \tau < \infty$.

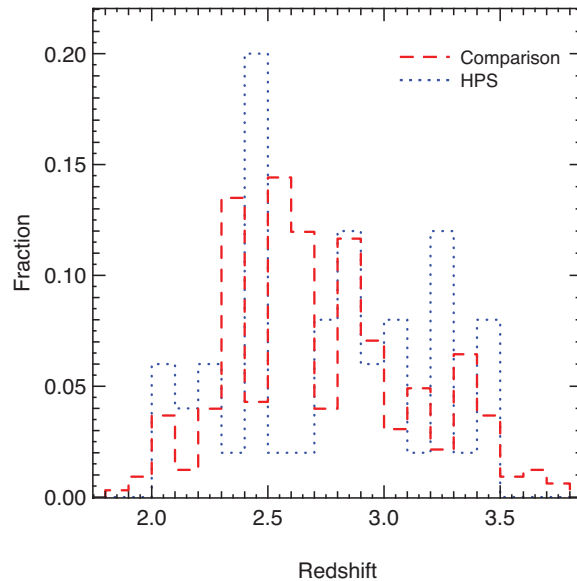


Fig. 1.— The histogram shows the best fit to a model χ^2 photometric redshift for sources of the *HPS* and *comparison* samples. Both samples roughly follow the same redshift distribution.

4. Results

4.1. UV continuum slope

The quantitative value of dust in a studied galaxy, and therefore of its dust extinction, allows for corrected UV-measured SFRs, which in turn translate into better estimations of the escape fraction (f_{esc}) of $Ly\alpha$ photons from the interstellar medium (ISM) in the vicinity of high-redshift sources. A $Ly\alpha$ photon suffers from scatterings when it tries to escape the neutral medium of a galaxy, an high amount of dust increases the probability of absorption. We compare the amount of dust to find intrinsic differences among the three

samples and to determine if there is an evolution of the dust content with redshift.

Estimating the amount of dust extinction in high-redshift star-forming galaxies is normally done with the UV continuum slope (β ; equation 1) as demonstrated by Bouwens et al. (2009); Reddy et al. (2010); Dunlop et al. (2012); Wilkins et al. (2013). Equation 1 uses the rest-frame magnitude of the sources converted to flux at 1500 and 2500Å (f_{1500} , f_{2500}). For local star-forming galaxies, observations of the UV SED in the $\sim 1000 - 3000$ Å range show that it follows the power law form $f_\lambda \propto \lambda^\beta$ (Calzetti et al. 1994); this approximation is applied to higher redshift sources through observed magnitudes in the restframe wavelength. The UV continuum slope was calculated for sources present in the COSMOS dataset and derived from the GALEX survey (Zamojski et al. 2007). The slope does not solely depend on the amount of dust extinction, but also on the age, metallicity, and initial mass function (IMF) that give rise to the stellar population (B11), although studies have shown that the UV slope is largely insensitive to the assumed IMF (Leitherer & Heckman 1995) or marginally modified by age or metallicity (Bouwens et al. 2009).

$$\beta = \frac{\log_{10} f_{1500} - \log_{10} f_{2500}}{\log_{10} 1500 - \log_{10} 2500} \quad (1)$$

Figure 2 is a histogram of sources from the three samples binned by β . The sources show a median UV continuum slope $\tilde{\beta} = -1.4 \pm 0.8$; -2.0 ± 0.6 ; -1.8 ± 0.4 for the *COSMOS*, *HPS*, and *comparison* samples, respectively; the latter two values are slightly larger than those obtained from other LAE and LBG samples: Nilsson et al. (2009) find a median $\tilde{\beta} = -1.4$ for LAEs within redshift $2 \lesssim z \lesssim 4$; Guaita et al. (2010) find a mean $\tilde{\beta} = -1.5$ when converting $E(B - V)$ following equation 3 in Nilsson et al. (2009) for LAEs at $z = 2.1$; finally Blanc et al. (2011) find $\tilde{\beta} = -1.5 \pm 0.1$ for the *HPS* sources; LBGs also have similar UV slopes as reported by Bouwens et al. (2009), who find a mean $\tilde{\beta} \sim -1.5$ for LBGs from $2 \lesssim z \lesssim 4$; Reddy et al. (2008) with $\tilde{\beta} = -1.5$ for sources at $1.9 \lesssim z \lesssim 3.4$ when taking $\beta_0 = -2.23$; Hathi et al. (2013) with $\tilde{\beta} = -1.7$ for sources at $2 \lesssim z \lesssim 3$.

An over-abundance of sources with $\beta \leq -1.5$ is clear in the *HPS* and *comparison* samples when compared to the *COSMOS* sources. This is an expected result from a line-flux selected sample

(such as *HPS*) and, by definition, also points to sources being bluer, UV-intense and having a low level of dust extinction. The two distinct distribution peaks of the UV continuum slope, with *HPS* sources being bluer than the *comparison* sample, suggests a first intrinsic difference between both populations.

Additionally, we study if the amount of dust in non-LAEs and LAEs evolves with redshift. As discussed in B11 and as obtained in our analysis of the mean UV slope value inside equally spaced redshift bins (not shown in this paper), there is no conclusive evidence of an evolution in the slope and dust reddening with in $1.9 \lesssim z \lesssim 3.8$ for non-LAEs and LAEs.

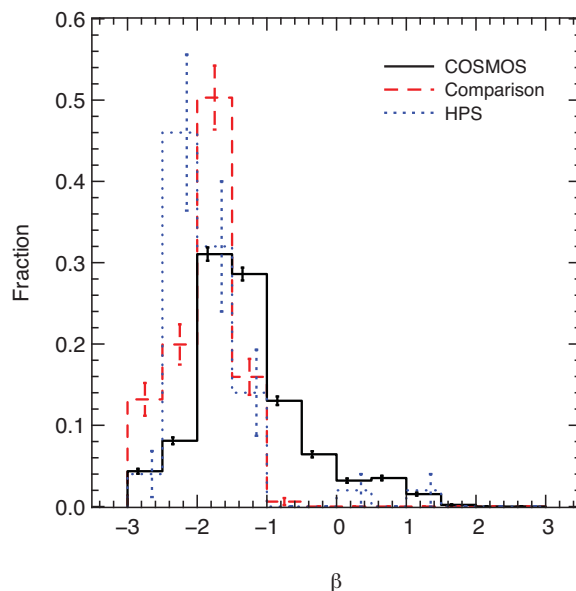


Fig. 2.— The histogram shows the UV continuum slope (β) for our three samples. As expected for UV continuum selected samples, the *HPS* and *comparison* samples have bluer median $\tilde{\beta}$ than the *COSMOS* sample: $\tilde{\beta} = -2.0 \pm 0.6$; -1.8 ± 0.4 ; -1.4 ± 0.8 , respectively.

Figure 3 shows how the *HPS* and *comparison* samples measure up with *COSMOS* when comparing their UV continuum slope and g magnitude. The 50 sources from *HPS* (labeled as LAEs) are mostly contained at $\beta \leq -1.0$ and $g \leq -18.0$. The fill color of the circles represents the EW value (red being smaller values and blue being higher). Due to their brightness ($g \leq -19.0$) and UV continuum slope ($\beta \leq -1.0$), the *comparison* sample sources (in red), which occupy the same space as *HPS* sources, are potentially discoverable in that

survey, nevertheless they were not detected. The rest of the sources (in black) represent the COSMOS objects which sample a wide range of emitting galaxies. From the Figure, it is evident that our sample is flux restricted. In §4 we will analyze why the *comparison* sources were not detected and what makes them inherently different from the *HPS* LAEs.

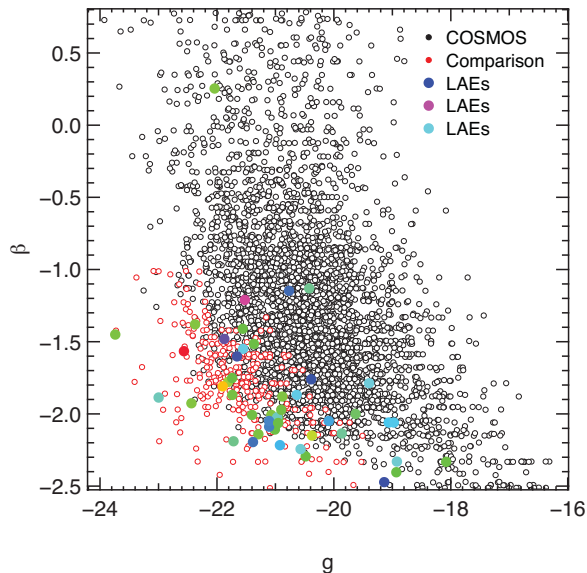


Fig. 3.—: This UV slope – color diagram shows areas in which each sample resides. The *HPS* sample is mostly contained at $\beta \leq -1.0$ and $g \leq -18.0$, the the *comparison* sample is totally contained at $\beta \leq -1.0$ and $g \leq -19.0$. The latter should have been detected in the *HPS* survey, but were not. This paper aims to discover the intrinsic differences between both samples. The fill color of the circles represents the EW value (red being smaller values and blue being higher).

4.2. Colors

Rest-frame UV colors can elucidate on the nature of line emitting sources; ‘blue’ LAEs, as classified by Guaita et al. (2010), have color $(B - R) < 1$, while sources with $(B - R) \ll 1$ are considered star forming galaxies, which are young with no dust (age $\simeq 0.5 - 1$ Gyr; $A_V = 0$), or younger with moderate extinction (age $\simeq 300 - 500$ Myr; $A_V \simeq 1$), or youngest and no dust, especially in negatively valued cases (age < 100 Myr; $A_V = 0$).

LAEs from the *HPS* survey have bluer UV slopes than the *comparison* sample, therefore, we expect the rest-frame optical colors of the former

to be bluer, suggesting younger objects. We proceed to compare colors $(u_n - g)_{rest}$ and $(g - r)_{rest}$ between samples.

We produce histograms of rest-frame color $(g - r)_{rest}$ in Figure 4. The *comparison* and *HPS* surveys have a median value (converted from SDSS to Johnson filters)¹ of $(B - R)_{rest} = 0.59, 0.66$, respectively. Contrary to the UV slope prediction, the *comparison* sample population is made up of a larger population of bluer sources than the *HPS* sample. This marks a second intrinsic difference between the two samples. The median values are also in good agreement with previous LAE surveys by Gronwall et al. (2007), where sources at $z \simeq 3.1$ and brighter than $R = 25$ have a median $(B - R)_{rest} = 0.53$; Guaita et al. (2010) study LAEs at $z \simeq 2.1$, where the median color $(B - R)_{rest} = 0.5 - 0.6$ if $A_V = 1.0$ or $(B - R)_{rest} = 0.38$ if brighter than $R = 25$. Gawiser et al. (2006a) find Ly α emitters are bluer in $G - R$, Kornei et al. (2010) finds the same in color $V_{corr} - R$, than non-LAEs.

A similar histogram for color $(u - g)_{rest}$ (not presented in this paper) shows the same tendency. Additionally, the *HPS* and *comparison* samples are clearly different from the *COSMOS* sources, which lean more to the red.

Bluer colors of galaxies confirm their nature as young, star forming objects; if they were to possess a population of older stars, it must be very small. Therefore, the *comparison* sample suggests a composition of the youngest objects compared, on average, to the other samples.

In Figure 5 we plot the absolute magnitude in g . The distributions are similar for the three samples. The excess of *comparison* sample objects in the $-23/-22$ bin suggest a fraction of older sources compared to the rest of the population.

4.2.1. LBG selection

Gronwall et al. (2007) state that LAEs, in general, inhabit the same location as LBGs in color-color space $(U - V)$ versus $(V - R)$. They find that $\sim 75\%$ of their spectroscopically confirmed LAEs fall within the LBG color selection criterion; the survey has a median continuum magnitude of $\tilde{R} \sim 26.7$. Gawiser et al. (2006a), with a median magnitude $\tilde{R} \sim 27$, find that 16 out

¹www.sdss.org/dr5/algorithms/sdssUBVRITransform.html

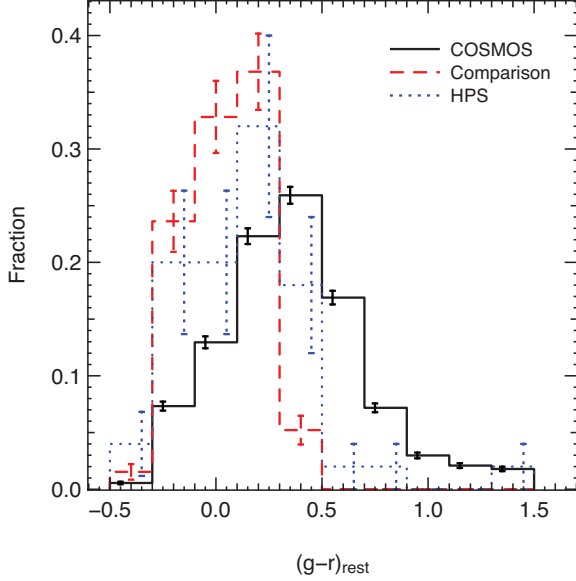


Fig. 4.—: This histogram compares color $(g-r)_{\text{rest}}$ for all samples. As expected, the *COSMOS* sample is redder than *HPS*, which is redder (an unexpected result, given the β slope) than the *comparison* sample: $(g-r)_{\text{rest}} = 0.07, 0.12, 0.34$, respectively. This is the first intrinsic difference between samples. Error bars at the left, centre and right of each bin of all presented histograms belong to the *COSMOS*, *comparison* and *HPS* samples, respectively.

of 18 of their confirmed LAEs (and most candidates) at $z = 3.1$ fall within the color-color selection area. Guaita et al. (2010), on the other hand, find very few of their LAE sources within the LBG section of the color-color selection, yet their survey is not as deep (their median continuum magnitude is $\tilde{R} = 25.3$), noting that brighter LAEs ($R < 25$) do not occupy the LBG selector space and fainter galaxies ($R > 25$) do occupy it more frequently.

Figure 6 shows a color-color selection of LBGs, as proposed through ground based observations by Steidel et al. (1995, 1999) & Giavalisco (2002), using custom filters by Steidel & Hamilton (1993). Their photometric selection criteria is based on a combination of expectations from modeling the spectral energy distributions of star-forming objects at high redshift, considerations such as photometric errors and avoiding regions in the *GRI* color-color plane that are obviously contaminated with objects that are not at the desired redshift (*i.e.*, interlopers).

We convert the selector equation into SDSS fil-

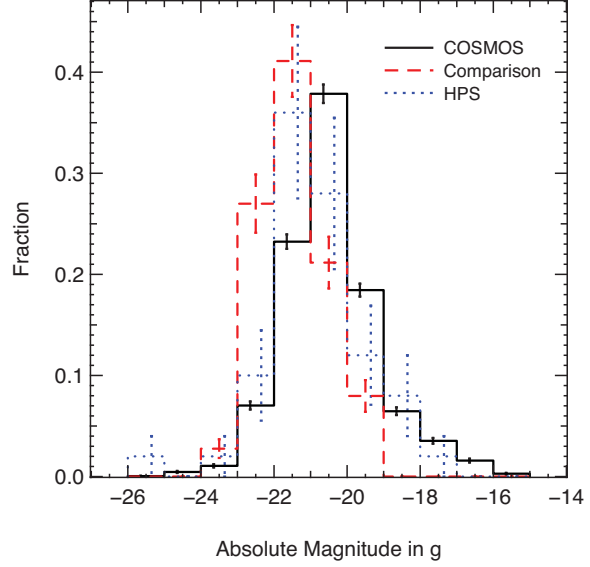


Fig. 5.—: As in the $(g-r)$ color histogram, the *comparison* sample is bluer than the *HPS* sample, an unexpected result due to the β values of both samples. Error bars at the left, centre and right of each bin of all presented histograms belong to the *COSMOS*, *comparison* and *HPS* samples, respectively.

ter values (equation 2):

$$(U_n - G) \geq 1 + (G - R); \quad (U_n - G) \leq 1.2 \quad (2)$$

The horizontal line at $(g-r) = 1.09$ and the diagonal line set by equation 2 selects $z \sim 3$ LBGs when found to the left and up of the former and latter mentioned lines. All of the *HPS* and all but one of the *comparison* sample sources, which by selection (former) and construction (latter) are LAEs, fall within the LBG selection area. Therefore, our samples agree with Gawiser et al. (2006a); Gronwall et al. (2007): LAEs, in general, inhabit the same location as LBGs in a color-color space. All of our sources in plot are constrained at magnitudes brighter than $r, g \leq 26$ due to instrumental limitations of the original COSMOS survey at $r, g \sim 29$ and in *HPS* at $r, g \sim 28.5$.

4.3. Stellar Mass

The spectral energy distribution (SED) of a galaxy contains information about its age, mass, stellar population, star formation rate, metallicity and dust. Multi-wavelength photometry allows for robust information when paired with stellar population synthesis models and initial mass func-

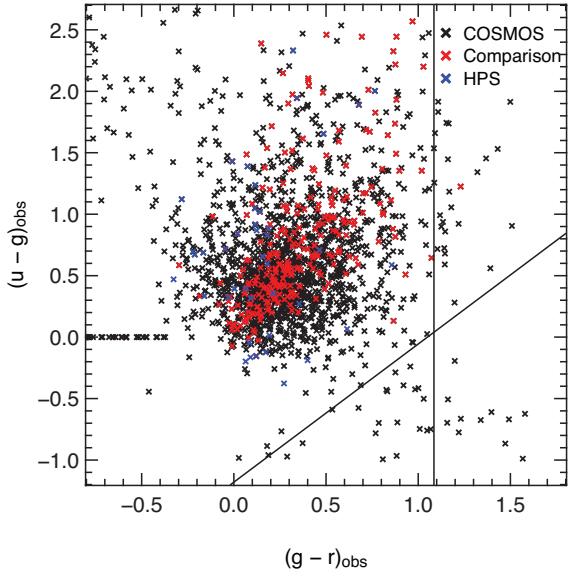


Fig. 6.— We apply the color-color LBG selection criteria by Steidel et al. (1995, 1999); Giavalisco (2002) to all of our sources. Objects to the left of $(g-r)_{obs} \leq 1.09$ and above the line described by equation 2 are considered as Lyman Break Galaxies. Both, the *HPS* and *comparison* sample sources, which are LAEs by selection (former) and by construction (latter) comply within the LBG selection criteria. We conclude that all *HPS* and *comparison* sources are also LBGs by definition.

tions (IMF). We calculate the stellar mass component of our LAEs and non-LAEs to discover if it acts as a discriminator between both populations.

Lai et al. (2008) use multi-wavelength photometry for SED fitting of Lyman Alpha emitters at $z \simeq 3$ detected in Spitzer/IRAC data ($3.6 \mu\text{m}$ channel magnitudes). This data probes the mature stellar mass, which also is the most luminous (in rest-frame UV & near-IR) and the most massive; the average is $\bar{M}_* = 9 \pm 3 \times 10^9 M_\odot$ when considering a metallicity of $Z = 0.2 Z_\odot$, a constant SFR, a population synthesis by Bruzual & Charlot (2003) and a Salpeter IMF. This particular population provides a link between LAEs and other galaxy populations, in particular LBGs. Gawiser et al. (2006a) analyze the full SED of LAEs with stacked fluxes using Bruzual & Charlot and Salpeter’s IMF from 0.01 to $100 M_\odot$, with solar metallicity and a Calzetti et al. (1997) dust reddening; their average stellar mass for 40 LAEs at $z \simeq 3.1$ is $\bar{M}_{*,\text{LAE}} = 5 \times 10^8 h_{70}^{-2} M_\odot$ and for LBGs the average mass is $\bar{M}_{*,\text{LBG}} = 2 \times 10^{10} M_\odot$; they also present an upper limit for LAEs of $M_{*,\text{LAE}} =$

$8.5 \times 10^9 h_{70}^{-2} M_\odot$. Kornei et al. (2010) divide the emission line galaxy population in two depending on their equivalent width (EW): sources with strong Ly α emission ($\text{EW}_{\text{Ly}\alpha} \geq 20 \text{ \AA}$) are defined as LAEs (34 sources) and sources with a weak Ly α emission or in absorption (having $\text{EW}_{\text{Ly}\alpha} < 20 \text{ \AA}$) as non-LAEs (145 sources). LAEs present a median $\bar{M}_* = 1.1 \times 10^{10} M_\odot$ while non-LAEs have a median $\bar{M}_* = 7.9 \times 10^9 M_\odot$. Kornei et al. (2010) note that both populations are not strongly dissimilar and the stellar masses are comparable within their errors. In conclusion, masses for LAEs and non-LAEs cover a wide range of possibilities.

Our SED fitting (Drory et al. 2004) uses the sources’ multi-band data, allows A_v to vary between 0 and 3 magnitudes, uses a Calzetti et al. (2000) extinction law, solar metallicity, are based on a single burst simple stellar population models by Maraston (1998) and uses a Salpeter IMF with lower and upper mass cutoffs of 0.1 and $100 M_\odot$.

We first check for a correlation between the EW and Ly α flux against the stellar mass by plotting the distribution (not shown in this paper). In both cases there is a large scatter and no relationship is apparent. This result shows that more stellar content does not necessarily increase the flux of the Ly α emission line or the EW of the sources; additionally it eliminates the possibility of either the EW or Ly α flux as acting selection factors of LAE and non-LAE populations.

Figure 7 is a histogram of the stellar masses per bin for all samples. The average of the COSMOS, HPS and *comparison* samples is very similar: $M_* \simeq 2.4, 2.1$ and $1.8 \times 10^9 M_\odot$, respectively. This is about four times smaller than the most massive populations studied by Lai et al. (2008) and half than Gawiser et al. (2006a); Kornei et al. (2010). We do however find that the masses of our LAE and non-LAE samples are comparable between them, similar to the conclusion of Kornei et al. (2010). Inspection of the histogram reveals that the *comparison* sample (red) is not a representative population of COSMOS sources, the former fails encompass the lower ($\leq 10^{7.5} M_\odot$) and higher ($\geq 10^{10.5} M_\odot$) mass COSMOS population. At lower masses ($\sim 10^8 - 10^9 M_\odot$) the *comparison* sample fetches all sources from the *COSMOS* (black) and *HPS* (blue) surveys; at higher masses ($\sim 10^{11} - 10^{12} M_\odot$), it misses them. As the *comparison* sample is made up of sources, which could

have been observed by HPS but were not, a first conclusion from the histogram is that the non-LAE population is not driven by mass processes. The *comparison* sample is different from *COSMOS* and *HPS*, but the latter is not necessarily different from the former. A second conclusion is that higher-mass sources are the expected bright and evolved galaxies in COSMOS, as shown in Karim et al. (2011).

A very intriguing result is the overabundance in the *comparison* sample of low-mass objects ($\sim 10^8 - 10^9 M_\odot$) relative to the *HPS* & *COSMOS* samples. We offer an explanation in §4.4.

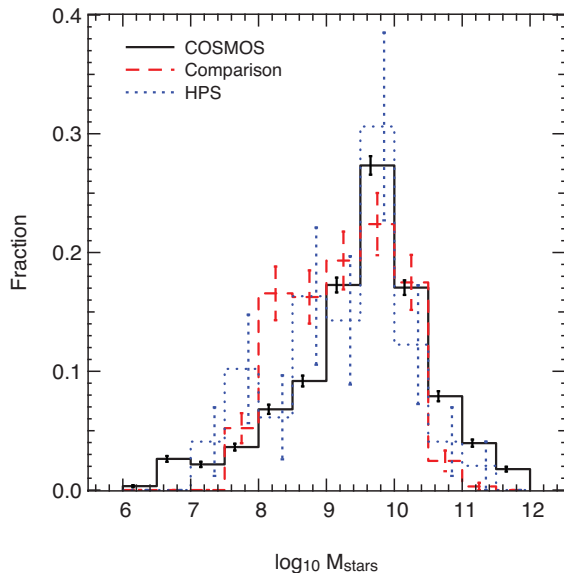


Fig. 7.— This histogram shows the stellar mass (M_*) calculated by SED model fits for all samples. The average stellar mass of the *COSMOS*, *comparison* and *HPS* surveys are very similar: $\bar{M}_* = 2.4, 1.8, 2.1 \times 10^9 M_\odot$, respectively. An overabundance is seen in the *comparison* sample in masses of $10^8 - 10^9 M_\odot$. Error bars at the left, centre and right of each bin of all presented histograms belong to the *COSMOS*, *comparison* and *HPS* samples, respectively.

4.4. SFR, SFH & f_{esc}

4.4.1. Stellar age and star formation history

The age of the stellar population is obtained through models fitted to each sources' SED. It estimates the time since star formation began in a source, counting back from the distance in which it is observed (obtained by the best photometrically/spectroscopically fit of its redshift). By comparing this age we study additional intrinsic dif-

ferences among our samples.

The age of the stellar population (t_*) has been studied by several authors. Gawiser et al. (2006a) obtain a weakly constrained value of $10 \text{ Myr} \leq t_* \leq 2 \text{ Gyr}$ for 40 candidate LAEs at $z \simeq 3.1$. Nilsson et al. (2009) find 118 candidate LAEs with an age range of $10^6 - 8 \text{ yr}$ at $z \sim 2.3$. Guaita et al. (2010) find and median starburst age of $\sim 20 \text{ Myr}$ for 250 LAEs at $z \sim 2.1$. When Nilsson et al. (2011) stack the SEDs of their 171 Ly α emitting candidates at $z \sim 2.25$, the best fit for stellar age is of $0.44^{+0.40}_{-0.15} \text{ Gyr}$; when considering the mean of individual candidates, the value rises to $1.02 \pm 0.11 \text{ Gyr}$. As can be seen, it is very difficult to constrain a stellar age for LAEs, as results fall within a wide range, depending on the particularities of the used star formation models. For LBGs the estimates are also loosely constrained. Sawicki & Yee (1998) find 17 spectroscopically confirmed LBGs at $z > 2$ with a t_* of 25 Myr. Kornei et al. (2010) find a median stellar age of 320 Myr for 248 LBGs at $z \sim 3$. Schaerer et al. (2013) find a median age within 30 to 90 Myr for their LBGs at $z \sim 3$.

Our SED fitted data produces Figure 8, which is a histogram of the stellar ages for all the samples. The *comparison* sample is mostly ($\sim 60\%$) made up of objects which have recently started to form stars ($t_* \leq 200 \text{ Myr}$), there are almost no sources ($\sim 5\%$) with over 10^9 years of star formation. The *HPS* sample has significant populations with either recent stellar formation ($t_* \leq 200 \text{ Myr}$, $\sim 45\%$) and with older stellar formation ($t_* \geq 1 \text{ Gyr}$, $\sim 30\%$). Similarly, the *COSMOS* sample has recent stellar formation in $\sim 30\%$ and older stellar formation in $\sim 45\%$ of its sources. The median stellar ages are $\simeq 5.7 \pm 2 \times 10^8 \text{ yr}$, $\simeq 3 \pm 2 \times 10^8 \text{ yr}$, and $\simeq 5 \pm 7 \times 10^7 \text{ yr}$ for the *COSMOS*, *HPS*, and *comparison* samples, respectively.

In Figure 9 we plot a histogram of the star formation history (SFH) of our samples. This allows for insight on the windows available for the sources to have active star formation. The *COSMOS* sources have a higher probability ($\sim 60\%$) of an initial and brief initial stellar burst ($\tau < 100 \text{ Myr}$) and a lower probability ($\sim 35\%$) of continuous stellar formation ($\tau > 2 \text{ Gyr}$); while the *comparison* and *HPS* samples have an almost equal probability ($\sim 55\%$ & $\sim 40\%$, respectively) of a brief initial stellar burst than a continuous stellar formation ($\sim 40\%$, for both). Therefore, for the *com-*

parison and *HPS* survey we expect similar star formation histories, which is not reflected in the stellar age diagrams (Figures 8 and 10).

Our conclusion for Figures 8 & 9 is that bright LAEs selected by the HPS survey are more likely to be evolved objects than young objects with primordial star formation. This points to bright LAEs being sources in which time has led to increased Ly α photon escape, most probably through a reduced amount of neutral hydrogen molecular clouds.

The significant percentage of young stellar formation in the *comparison* sample when juxtaposed with the other samples calls for additional analysis. It is in this instance that we recall the difference seen among surveys in the mass histogram at the $10^{8-9} M_{\odot}$ range (Figure 7). We only extract the sources from all samples within the $10^{8-9} M_{\odot}$ range and plot their respective stellar ages in Figure 10. Surprisingly, in that mass range, the *comparison* sample is almost totally ($\sim 90\%$) made up of objects which have just very recently started to form stars ($t_{\star} \leq 5 \times 10^8$ yr). This contrasts with $\sim 55\%$ and $\sim 60\%$ from the *HPS* and *COSMOS* samples, respectively.

From Figures 8, 9, and 10, we conclude that non-LAE sources, that form the *comparison* sample, lack the stellar mass and age for significant production of Ly α photons (flux) to be detected by the HPS survey. The bright, UV intense, young stars are probably still cocooned inside neutral hydrogen clouds that create an impasse for the Ly α emission (through scattering) or the stellar mass has not achieved critical proportions for detectable Ly α emission in the sensibility range of current surveys.

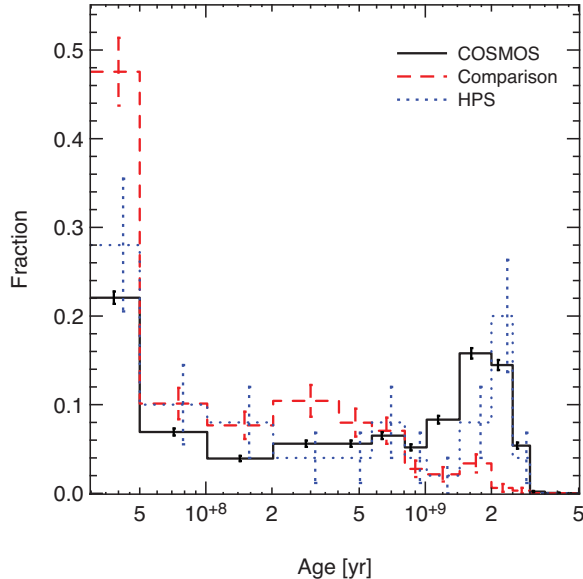


Fig. 8.—: The histogram presents the stellar age (t_{\star}) of the sources for all samples. The median stellar ages are $\simeq 5.7 \pm 2 \times 10^8$ yr, $\simeq 3 \pm 2 \times 10^8$ yr, and $\simeq 5 \pm 7 \times 10^7$ yr for the *COSMOS*, *HPS*, and *comparison* samples, respectively. The *comparison* sample is made of much younger (an order of magnitude) stellar components. Error bars at the left, centre and right of each bin of all presented histograms belong to the *COSMOS*, *comparison* and *HPS* samples, respectively.

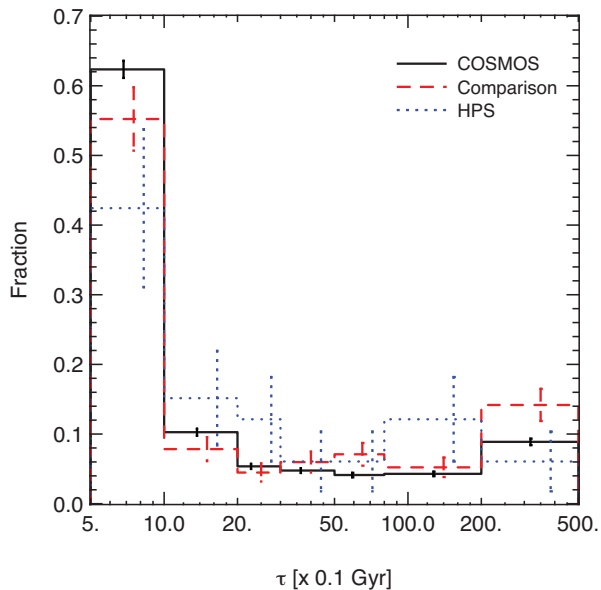


Fig. 9.—: The histogram presents the star formation history of the sources for all samples. Apart from the *COSMOS* sample, the *comparison* and *HPS* samples have a very similar star formation history that is not compatible with the very different stellar ages seen in Figure 8. Error bars at the left, centre and right of each bin of all presented histograms belong to the *COSMOS*, *comparison* and *HPS* samples, respectively.

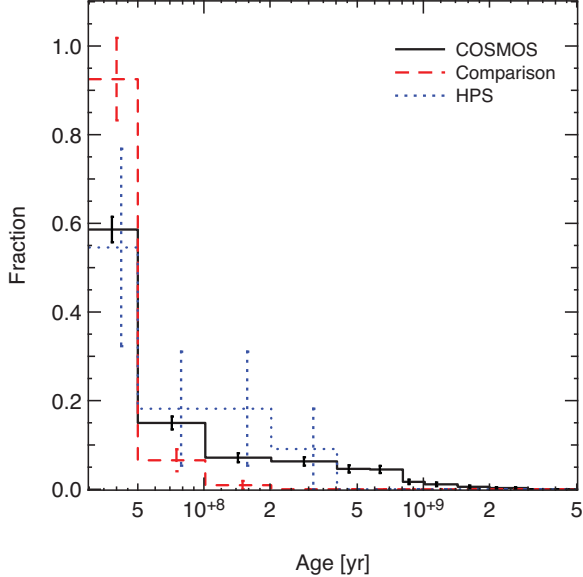


Fig. 10.—: The histogram presents the stellar age (t_*) of sources within the $10^{8-9} M_*$ range. The *comparison* sample is almost totally ($\sim 90\%$) made up of objects which have just very recently started to form stars ($t_* \leq 5 \times 10^8$ yr). This contrasts with $\sim 55\%$ and $\sim 60\%$ from the *HPS* and *COSMOS* samples, respectively. Error bars at the left, centre and right of each bin of all presented histograms belong to the *COSMOS*, *comparison* and *HPS* samples, respectively.

4.4.2. Star formation rate

The production of both Ly α and UV continuum photons in a galaxy is proportional to the amount of ionizing photons produced by young stars, which, in turn, is also proportional to the star formation rate (SFR). Nevertheless, due to the resonant nature of hydrogen transitions and the complex physics of Lyman Alpha photon escapes, we do not expect a direct correlation between measured Ly α luminosity and SFR. We use the UV continuum slope to calculate the dust extinction and therefore the dust-corrected star formation rate (SFR_{corr}) for LAEs in our *HPS* sample. Although the equations we use are the same as in B11, our SED models and UV slope calculations are different (compare our equation 1 and B11 §4.1), therefore the resulting β slope, dust content and SFR differs slightly.

We compare between observed Ly α luminosity and the intrinsic Ly α luminosity implied by the dust-corrected SFR, this allows us to estimate the escape fraction of Ly α photons from the source galaxies. Following B11, we neglect the effects of

the intergalactic medium (IGM) due to expected attenuations for Ly α of no more than 5%–25%. Furthermore, if outflows are common in LAEs, as other authors suggest, then IGM scattering at these redshifts may become even less important as most Ly α photons leave galaxies redshifted from the resonance wavelength. For a more detailed description we suggest reading Blanc et al. (2011), Section §1.

We use the UV continuum slope to estimate the dust-corrected SFR for the *HPS* sample. The compared values of the observed Ly α luminosity and the intrinsic Ly α luminosity implied by the dust-corrected SFR allows an estimation of the escape fraction of Ly α photons from the sources. We have neglected the effects of the IGM in this calculation. As stated in B11 – §1, at these redshifts we expect attenuation of the Ly α of no more than 5% – 25%; additionally, if outflows are common in LAEs, as many lines of evidence suggests, then IGM scattering at these redshifts may become even less important as most Ly α photons leave galaxies redshifted from the resonance wavelength.

The SFR is calculated through a standard Kennicutt (1998) conversion (equation 3) which uses the UV monochromatic luminosity at 1500 Å mentioned in §4.1 and assumes a Salpeter IMF within the 0.1–100 M_\odot mass range:

$$\text{SFR (UV)} [M_\odot \text{ yr}^{-1}] = 1.4 \times 10^{-28} L_{\nu,1500} [\text{erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}] \quad (3)$$

The SFR (Ly α) is calculated from the Ly α flux reported by Blanc (private communication) together with the conversion factor which assumes an intrinsic Ly α to H α ratio of 8.7 from Case B recombination theory (Brocklehurst 1971; Osterbrock & Ferland 2006) in equation 4:

$$\text{SFR (Ly}\alpha) [M_\odot \text{ yr}^{-1}] = 7.9 \times 10^{-42} \frac{L_{\text{Ly}\alpha}}{8.7} [\text{erg s}^{-1}] \quad (4)$$

We find a median $\widetilde{\text{SFR}}$ of 7.5 $M_\odot \text{ yr}^{-1}$ and 9.6 $M_\odot \text{ yr}^{-1}$ from the UV continuum and Ly α , respectively; which does not account for dust extinction. They agree with typical values found in literature but are underestimated due to the lack of a dust extinction correction. We observe a median ratio $\widetilde{\text{SFR}}_{\text{Ly}\alpha}/\widetilde{\text{SFR}}_{\text{UV}}$ of 0.98; which is in

rough agreement with the ratio value of 0.66 for LAEs at $z \sim 2.1$ reported by Guaita et al. (2010) and fairs better with Gronwall et al. (2007) who report a value of ~ 1 for LAEs and Ouchi et al. (2008) who report a value of 1.2 for LAEs, both authors at $z \sim 3.1$.

We correct the UV star formation rates for dust using equation 5 which applies the attenuation law by Calzetti et al. (2000). This correction also allows us to estimate the escape fraction. The equation takes into consideration the starburst reddening curve (k_{1500}) obtained in Calzetti et al. (1994, 1997) and the color excess $E(B - V)$ due to interstellar reddening. The $E(B - V)$ values are extracted from Table 1 in B11. Again, we expect the resulting values to be comparable, but not equal to B11, due to our different UV slope equation and SED model fits.

$$\text{SFR}(\text{UV})_{\text{corr}} = \text{SFR}(\text{UV}) \times 10^{0.4k_{1500}E(B-V)} \quad (5)$$

The SFR from UV luminosities corrected for dust extinction increases the median value to $\widetilde{\text{SFR}}_{\text{UV,corr}} = 26.6 \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, which contrasts with $\widetilde{\text{SFR}}_{\text{UV,corr}} = 34 \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ in Blanc et al. (2011) due to the different calculation methods described above.

4.4.3. Escape fraction

The reionization of the Universe is generally considered to have happened between $6 \gtrsim z \gtrsim 20$. The study of the amount of Lyman Alpha photons that escape the neutral hydrogen around star-forming galaxies allows a constriction on the ionization state of the IGM. At $z \lesssim 6$ the study of the escaping Ly α photons sheds light on the amount of dust, which regulates the escape fraction (f_{esc}) of Ly α photons, present in galaxies and its evolution with time. Additionally, the Ly α selection methods preferentially find galaxies with higher f_{esc} , making its study of general interest in planning future surveys.

The median escape fraction of Ly α photons is given by equation 6, which is the ratio between calculated $\widetilde{\text{SFR}}_{\text{Ly}\alpha}$ and $\widetilde{\text{SFR}}_{\text{UV}}$:

$$\widetilde{f}_{\text{esc}} = \frac{\widetilde{\text{SFR}}_{\text{Ly}\alpha}}{\widetilde{\text{SFR}}_{\text{UV}} \times 10^{0.4k_{1500}E(B-V)}} \quad (6)$$

We find a median and mean escape fraction $f_{\text{esc}} = 0.39 \pm 0.48, 0.53 \pm 0.08$ (the formal error of

the mean on the latter), respectively. Hayes et al. (2010) find an average lower limit for the escape fraction of $f_{\text{esc}} > 0.32$ for 38 LAES at $z = 2.2$, consistent with our measured average. Blanc et al. (2011) find a median and mean value for f_{esc} of $0.29 \pm 0.04, 0.55 \pm 0.08$, respectively. The values do not match other published ratios as they elude dust corrections (Gawiser et al. 2006a; Ouchi et al. 2008; Nilsson et al. 2009; Guaita et al. 2010; Ciardullo et al. 2012).

Figure 11 shows the resulting f_{esc} for each LAE in the *HPS* sample, covering a broad range (0.04 - 100%). Common sense points to an expected evolution in the escape fraction due to the changing opacity, of the IGM and its Ly α absorption due to the changing amount of dust in galaxies with redshift. As we mentioned in section §4.1, we do not find conclusive evidence for evolution on the β slope (and therefore dust content) for LAEs in our *HPS* sample. Therefore we do not expect or find conclusive evidence in the same direction for the escape fraction of Ly α photons; the black points in Figure 11 represent the average value of the escape fraction for a bin with a width of $z \pm 0.25$.

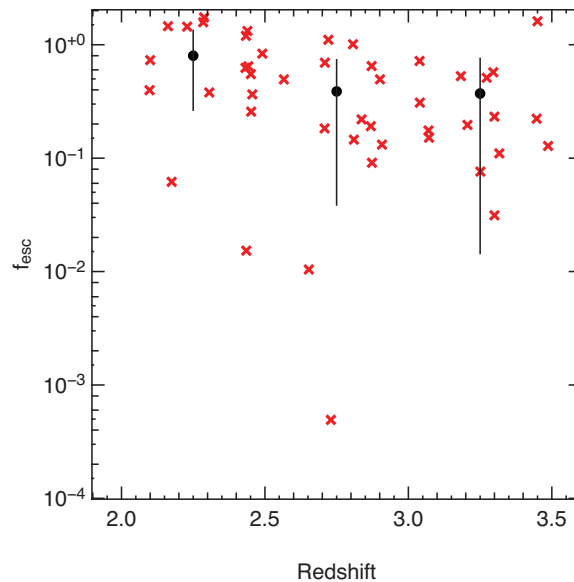


Fig. 11.—: The escape fraction (f_{esc}) of the *HPS* sample does not present a conclusive evolution with redshift. The results defer slightly from Blanc et al. (2011) due to our calculation method of our UV slope.

5. Conclusions

We search and find intrinsic physical differences among sources from the COSMOS survey, spectroscopically confirmed LAEs from the HPS survey and non-LAEs from a constructed *comparison* sample. Our *COSMOS* sample uses the sources from the original survey, but confined within the coordinates and redshift restrictions of the HPS survey. Our *HPS* survey uses 50 (out of 54) LAEs detected by Blanc et al. (2011) in a blind search for line emitting sources; we omit sources with an x-ray counterpart that could pollute our sample with probable AGNs. The *comparison* sample is made up of *COSMOS* sources, which share the *HPS* LAEs' UV continuum and EW distribution function (the latter was applied to the sample) but were not detected in the HPS survey (non-LAEs).

1. As expected for a UV continuum and EW selected population, LAEs have a more negatively sloped UV continuum (β), and therefore contain less dust, than the non-LAE sample. Contrary to expectations from the UV continuum slope, non-LAEs are bluer than LAEs in colors $(g-r)_{\text{rest}}$ and $(u-g)_{\text{rest}}$.
2. We do not find significant evolution in the slope of the UV continuum or f_{esc} in LAEs or in the UV continuum slope in non-LAEs from $1.9 \lesssim z \lesssim 3.8$.
3. All the non-LAEs (except one) and LAEs classify as LBGs when using the ground based color-color selection by Steidel et al. (1995, 1999); Giavalisco (2002).
4. Non-LAEs are mostly ($\sim 60\%$) made up of sources with recent star formation ($t_{\star} \leq 200$ Myr) and almost no ($\sim 5\%$) sources with over 10^9 years of star formation. LAEs, on the other hand, have a bulk of sources with old stellar formation ($\sim 30\%$ with $t_{\star} \geq 1$ Gyr) and a fair percentage of sources with recent stellar formation ($\sim 45\%$ with $t_{\star} \leq 200$ Myr).
5. The SFR derived from the uncorrected UV flux of LAEs has a median of $7.5 M_{\odot}$. The median dust corrected $\widetilde{\text{SFR}}_{\text{UV}}$ is $\simeq 26.6 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, contrasting the general assumption of LAEs being dust free galaxies, which in turn underestimates their star

forming capabilities. The $\widetilde{\text{SFR}}_{\text{Ly}\alpha}/\widetilde{\text{SFR}}_{\text{UV}}$ ratio for our LAE sample differs slightly from Blanc et al. (2011) due to the different methods used to determine the β slope. The results agree with values obtained by Gronwall et al. (2007); Ouchi et al. (2008); Guaita et al. (2010).

6. We do not see conclusive evidence in favor of evolution with redshift of the escape fraction of Ly α photons (f_{esc}) from LAEs, consistent with Atek et al. (2009); Blanc et al. (2011); Ciardullo et al. (2012).

We conclude that sources categorized based on their UV continuum properties can fall within the LAE/LBG/non-LAE criterium if they just recently started stellar formation ($t_{\star} \leq 200$ Myr). Sources which have been forming stars for an additional order of magnitude in years ($t_{\star} \geq 1$ Gyr) are mostly classified as LAEs. This points to a clear temporal evolution between both populations, probably a difference in the amount of ionizing Ly α photons or their enveloping intergalactic medium (neutral hydrogen) which can lead to their distinct classification.

Facilities: HETDEX.

REFERENCES

- Adams, J. J., Blanc, G. A., Hill, G. J., et al. 2011, ApJS, 192, 5
- Atek, H., Kunth, D., Schaerer, D., et al. 2009, A&A, 506, L1
- Baade, D., Meisenheimer, K., Iwert, O., et al. 1999, The Messenger, 95, 15
- Blanc, G. A., Adams, J. J., Gebhardt, K., et al. 2011, ApJ, 736, 31
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Franx, M., et al. 2009, ApJ, 705, 936
- Brocklehurst, M. 1971, MNRAS, 153, 471
- Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, MNRAS, 344, 1000
- Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, ApJ, 533, 682
- Calzetti, D., Kinney, A. L., & Storchi-Bergmann, T. 1994, ApJ, 429, 582

- Calzetti, D., Meurer, G. R., Bohlin, R. C., et al. 1997, *AJ*, 114, 1834
- Capak, P., Aussel, H., Ajiki, M., et al. 2007, *ApJS*, 172, 99
- Carilli, C. L., Lee, N., Capak, P., et al. 2008, *ApJ*, 689, 883
- Ciardullo, R., Gronwall, C., Wolf, C., et al. 2012, *ApJ*, 744, 110
- Dawson, S., Rhoads, J. E., Malhotra, S., et al. 2007, *ApJ*, 671, 1227
- Dayal, P. & Ferrara, A. 2012, *MNRAS*, 421, 2568
- de Barros, S., Schaerer, D., & Stark, D. P. 2012, *ArXiv e-prints*
- Dickinson, M., Giavalisco, M., & GOODS Team. 2003, in *The Mass of Galaxies at Low and High Redshift*, ed. R. Bender & A. Renzini, 324
- Drory, N., Bender, R., Feulner, G., et al. 2004, *ApJ*, 608, 742
- Drory, N., Feulner, G., Bender, R., et al. 2001, *MNRAS*, 325, 550
- Dunlop, J. S., McLure, R. J., Robertson, B. E., et al. 2012, *MNRAS*, 420, 901
- Finkelstein, S. L., Hill, G. J., Gebhardt, K., et al. 2011, *ApJ*, 729, 140
- Furusawa, H., Kosugi, G., Akiyama, M., et al. 2008, *ApJS*, 176, 1
- Gawiser, E., Francke, H., Lai, K., et al. 2007, *ApJ*, 671, 278
- Gawiser, E., van Dokkum, P. G., Gronwall, C., et al. 2006a, *ApJ*, 642, L13
- Gawiser, E., van Dokkum, P. G., Herrera, D., et al. 2006b, *ApJS*, 162, 1
- Giavalisco, M. 2002, *ARA&A*, 40, 579
- Gronwall, C., Ciardullo, R., Hickey, T., et al. 2007, *ApJ*, 667, 79
- Guaita, L., Gawiser, E., Padilla, N., et al. 2010, *ApJ*, 714, 255
- Hathi, N. P., Cohen, S. H., Ryan, Jr., R. E., et al. 2013, *ApJ*, 765, 88
- Hayes, M., Östlin, G., Schaerer, D., et al. 2010, *Nature*, 464, 562
- Hill, G. J., Gebhardt, K., Komatsu, E., et al. 2008a, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 399, *Panoramic Views of Galaxy Formation and Evolution*, ed. T. Kodama, T. Yamada, & K. Aoki, 115
- Hill, G. J., Gebhardt, K., Komatsu, E., & MacQueen, P. J. 2004, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 743, *The New Cosmology: Conference on Strings and Cosmology*, ed. R. E. Allen, D. V. Nanopoulos, & C. N. Pope, 224–233
- Hill, G. J., Lee, H., Vattiat, B. L., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7735, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Hill, G. J., MacQueen, P. J., Smith, M. P., et al. 2008b, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7014, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Karim, A., Schinnerer, E., Martínez-Sansigre, A., et al. 2011, *ApJ*, 730, 61
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ARA&A*, 36, 189
- Kornei, K. A., Shapley, A. E., Erb, D. K., et al. 2010, *ApJ*, 711, 693
- Lai, K., Huang, J.-S., Fazio, G., et al. 2008, *ApJ*, 674, 70
- Lawrence, A., Warren, S. J., Almaini, O., et al. 2007, *MNRAS*, 379, 1599
- Leitherer, C. & Heckman, T. M. 1995, *ApJS*, 96, 9
- Ly, C., Malkan, M. A., Treu, T., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1410
- Magdis, G. E., Rigopoulou, D., Huang, J.-S., & Fazio, G. G. 2010, *MNRAS*, 401, 1521
- Maraston, C. 1998, *MNRAS*, 300, 872
- McCracken, H. J., Milvang-Jensen, B., Dunlop, J., et al. 2012, *A&A*, 544, A156

- Nilsson, K. K., Östlin, G., Møller, P., et al. 2011, *A&A*, 529, A9
- Nilsson, K. K., Tapken, C., Møller, P., et al. 2009, *A&A*, 498, 13
- Ono, Y., Ouchi, M., Shimasaku, K., et al. 2010, *MNRAS*, 402, 1580
- Osterbrock, D. E. & Ferland, G. J. 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*
- Ouchi, M., Shimasaku, K., Akiyama, M., et al. 2008, *ApJS*, 176, 301
- Pentericci, L., Grazian, A., Fontana, A., et al. 2007, *A&A*, 471, 433
- Pentericci, L., Grazian, A., Scarlata, C., et al. 2010, *A&A*, 514, A64
- Pierre, M., Valtchanov, I., Altieri, B., et al. 2004, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 9, 11
- Reddy, N. A., Erb, D. K., Pettini, M., Steidel, C. C., & Shapley, A. E. 2010, *ApJ*, 712, 1070
- Reddy, N. A., Steidel, C. C., Erb, D. K., Shapley, A. E., & Pettini, M. 2006, *ApJ*, 653, 1004
- Reddy, N. A., Steidel, C. C., Pettini, M., et al. 2008, *ApJS*, 175, 48
- Sawicki, M. & Yee, H. K. C. 1998, *AJ*, 115, 1329
- Schaerer, D., de Barros, S., & Sklias, P. 2013, *A&A*, 549, A4
- Scoville, N., Aussel, H., Brusa, M., et al. 2007, *ApJS*, 172, 1
- Shapley, A. E., Steidel, C. C., Erb, D. K., et al. 2005, *ApJ*, 626, 698
- Shimizu, I. & Umemura, M. 2010, *MNRAS*, 406, 913
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M., & Pettini, M. 1999, *ApJ*, 519, 1
- Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Shapley, A. E., et al. 2003, *ApJ*, 592, 728
- Steidel, C. C. & Hamilton, D. 1993, *AJ*, 105, 2017
- Steidel, C. C., Pettini, M., & Hamilton, D. 1995, *AJ*, 110, 2519
- Steidel, C. C., Shapley, A. E., Pettini, M., et al. 2004, *ApJ*, 604, 534
- Stiavelli, M., Scarlata, C., Panagia, N., et al. 2001, *ApJ*, 561, L37
- Tufts, J. R., MacQueen, P. J., Smith, M. P., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7021, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Vanzella, E., Cristiani, S., Dickinson, M., et al. 2005, *A&A*, 434, 53
- Vanzella, E., Cristiani, S., Dickinson, M., et al. 2006, *A&A*, 454, 423
- Wilkins, S. M., Bunker, A., Coulton, W., et al. 2013, *MNRAS*, 430, 2885
- Yamada, T., Nakamura, Y., Matsuda, Y., et al. 2012, *AJ*, 143, 79
- Yuma, S., Ohta, K., Yabe, K., et al. 2010, *ApJ*, 720, 1016
- Zamojski, M. A., Schiminovich, D., Rich, R. M., et al. 2007, *ApJS*, 172, 468

5.2. de Diego, J.A., De Leo, M.A., et al., 2013, AJ, 146, 96

5.2.1. Introducción

El trabajo inició como una búsqueda de LAEs a corrimientos al rojo entre $4.55 \leq z \leq 6.61$ utilizando los filtros sintonizables ultra-angostos de GTC-OSIRIS, pero debido a datos observacionales incompletos o malos, se limitó entre $6.5 \leq z \leq 6.52$ (9122 Å–9146 Å).

Mi trabajo consistió en la reducción (y optimizado) de los datos discutidos en las secciones §4.1.1, §B. También reduje los datos de archivo y obtuve los flujos de los objetos candidato a LAE en el mismo cúmulo, pero observados por SUBARU/Suprime-Cam. Creé (en conjunto con J.A. de Diego) un algoritmo de detección de candidatos (§C.1) y realicé una inspección de cientos de modelos de LAEs (creados por J.A. de Diego) para su mejor ajuste con las observaciones. Realicé la inspección visual de los candidatos para su mejor identificación. También realicé la fotometría de apertura (para su ajuste en modelos SED) y la calibración de flujo.

La fotometría se realizó en GTC-OSIRIS con filtros de FWHM a 12 Å en cinco bandas contiguas separadas en la longitud efectiva por 6 Å (9122 Å, 9128 Å, 9134 Å, 9140 Å, 9146 Å). El campo de visión es de 8 arcominutos por lado. Cada longitud de onda fue observada en tres distintas posiciones separadas por 10 arcosegundos (*offsets*) para poder combinar posteriormente por mediana y eliminar imágenes *fantasma* generadas en OSIRIS como consecuencia de reflexiones en los filtros Fabry-Perot. Cada exposición tuvo una duración de 210s y el *seeing* durante la observación osciló entre 0.75 y 0.82 arcosegundos. La reducción de datos fue estándar con IRAF con procedimientos adicionales para imágenes de filtros sintonizables, que se trabajaron ad-hoc. Creé *imágenes*, los cuáles son datos científicos de la misma longitud de onda combinados por mediana y convolucionados por el peor *seeing* de la muestra (0.82"). Adicionalmente creé un *campo*, que es la suma de todas las imáge-

nes para crear una imagen 'profunda' y que permite un límite de detección de $9 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, integrado sobre el rango total de longitudes de onda (36 Å).

Posteriormente detecté fuentes en las imágenes con la rutina creada en Matlab. Se eligen fuentes que tengan dos detecciones, en longitudes de onda contiguas, mayores a una razón de al menos 2.5 entre la detección con menor flujo y la detección mayor flujo. Adicionalmente, se restringen la selección a objetos puntuales y sin problemas de memoria o datos corruptos (en su selección a través de la rutina SExtractor). Inspeccioné los mejores candidatos, que no estuvieran en regiones ruidosas del CCD o cercano a los bordes. Realicé fotometría de apertura en los diferentes candidatos y posteriormente en la estrella de calibración; con ello obtuvimos los flujos de 7 candidatos finales. Los candidatos los clasificamos como posibles LAEs ($\mathbb{A}a$, $\mathbb{A}b$, $\mathbb{A}c$), posibles LAEs/LBGs ($\mathbb{B}a$, $\mathbb{B}b$), o posibles LBGs ($\mathbb{C}a$, $\mathbb{C}b$).

Realicé, para comparar con imágenes de banda ancha (V, i', z'), la reducción de datos de archivo de SUBARU/Suprime-Cam (SMOKA). Se siguió el procedimiento de reducción SDFRED2. El tiempo final de integración fue de 5040, 1920 y 1800 s para los filtros V, i' y z' , respectivamente. La fotometría de apertura se realizó en aperturas de $1.5''$, al igual que con los objetos de OSIRIS.

El candidato $\mathbb{A}a$ aparece en los filtros V, i', z' de Subaru y en las bandas de $3.6\mu\text{m}$, $4.5\mu\text{m}$, $5.8\mu\text{m}$ y $8.0\mu\text{m}$ de Spitzer/IRAC. Nuestros ajustes de SED lo presentan mejor como un candidato interloper [O II].

El candidato $\mathbb{A}b$ aparece en los filtros V, i', z' de Subaru y en las bandas de $3.6\mu\text{m}$, $4.5\mu\text{m}$, $5.8\mu\text{m}$ y $8.0\mu\text{m}$ de Spitzer/IRAC. Nuestros ajustes de SED lo presentan mejor como un candidato a LBG a $z \gtrsim 5.4$.

El candidato $\mathbb{A}c$ aparece en los filtros V, i', z' de Subaru, en los filtros F702W y F814 del HST y en las bandas de $3.6\mu\text{m}$, $4.5\mu\text{m}$, $5.8\mu\text{m}$ y $8.0\mu\text{m}$ de Spitzer/IRAC. Nuestros ajustes de SED lo presentan mejor como un candidato a

interloper [O II].

El candidato $\mathbb{B}a$ aparece en los filtros V, i', z' de Subaru y en las bandas de $3.6\mu\text{m}, 4.5\mu\text{m}, 5.8\mu\text{m}$ y $8.0\mu\text{m}$ de Spitzer/IRAC. Nuestros ajustes de SED lo presentan mejor como un candidato a galaxia *starburst* a $z \simeq 5.4$.

El candidato $\mathbb{B}b$ aparece en los filtros i', z' de Subaru y en las bandas de $3.6\mu\text{m}, 4.5\mu\text{m}, 5.8\mu\text{m}$ y $8.0\mu\text{m}$ de Spitzer/IRAC. Nuestros ajustes de SED lo presentan mejor como un candidato a interloper [O II].

El candidato $\mathbb{C}a$ aparece en el filtro V de Subaru, en los filtros F606W y F814W del HST y en las bandas de $3.6\mu\text{m}, 4.5\mu\text{m}, 5.8\mu\text{m}$ y $8.0\mu\text{m}$ de Spitzer/IRAC. Nuestros ajustes de SED lo presentan mejor como una galaxia espiral joven a $z \simeq 2.4$.

El candidato $\mathbb{C}b$ aparece en el filtro i', z' de Subaru y en las bandas de $3.6\mu\text{m}, 4.5\mu\text{m}, 5.8\mu\text{m}$ y $8.0\mu\text{m}$ de Spitzer/IRAC. Nuestros ajustes de SED lo presentan mejor como un candidato LBG a $z \leq 5.5$.

5.2.2. Conclusiones

Debido a que los datos obtenidos no cubren el rango espectral solicitado, el volumen comovil de análisis está trunco y la función de luminosidad apunta a una muy baja probabilidad para encontrar LAEs, como efectivamente arrojan los resultados. En la sección §7, del artículo, profundizamos en cómo utilizar el GTC–OSIRIS y los filtros sintonizables para realizar un contundente barrido de corrimientos al rojo de interés para el estudio de la función de luminosidad de emisores $\text{Ly}\alpha$. Adicionalmente, concluimos que los filtros sintonizables son una herramienta muy útil, y en casos específicos, potencialmente mejores que los filtros de banda ancha y angosta, utilizados en los catastros de LAEs realizados hasta la fecha; consideramos que nuestro estudio ha sido un prototipo para estudios futuros con GTC–OSIRIS.

FILTER-INDUCED BIAS IN $\text{Ly}\alpha$ EMITTER SURVEYS: A COMPARISON BETWEEN STANDARD AND TUNABLE FILTERS. GRAN TELESCOPIO CANARIAS PRELIMINARY RESULTS

J. A. DE DIEGO^{1,7}, M. A. DE LEO¹, J. CEPÁ^{2,3}, A. BONGIOVANNI^{2,3}, T. VERDUGO⁴,
M. SÁNCHEZ-PORTAL^{5,8}, AND J. I. GONZÁLEZ-SERRANO⁶

¹ Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México Avenida Universidad 3000, Ciudad Universitaria, C.P. 04510, Distrito Federal, Mexico; jdo@astro.unam.mx

² Instituto de Astrofísica de Canarias, E-38205 La Laguna, Tenerife, Spain

³ Departamento de Astrofísica, Universidad de La Laguna, E-38206 La Laguna, Tenerife, Spain

⁴ Centro de Investigaciones de Astronomía (CIDA), Apartado Postal 264, Mérida 5101-A, Venezuela

⁵ Herschel Science Centre (HSC), European Space Agency Centre (ESAC)/INSA, Villanueva de la Cañada, Madrid, Spain

⁶ Instituto de Física de Cantabria (CSIC-Universidad de Cantabria), E-39005 Santander, Spain

Received 2012 June 15; accepted 2013 August 2; published 2013 September 12

ABSTRACT

$\text{Ly}\alpha$ emitter (LAE) surveys have successfully used the excess in a narrowband filter compared to a nearby broadband image to find candidates. However, the odd spectral energy distribution (SED) of LAEs combined with the instrumental profile has important effects on the properties of the candidate samples extracted from these surveys. We investigate the effect of the bandpass width and the transmission profile of the narrowband filters used for extracting LAE candidates at redshifts $z \simeq 6.5$ through Monte Carlo simulations, and we present pilot observations to test the performance of tunable filters to find LAEs and other emission-line candidates. We compare the samples obtained using a narrow ideal rectangular filter, the Subaru NB921 narrowband filter, and sweeping across a wavelength range using the ultra-narrow-band tunable filters of the instrument OSIRIS, installed at the 10.4 m Gran Telescopio Canarias. We use this instrument for extracting LAE candidates from a small set of real observations. Broadband data from the Subaru, *Hubble Space Telescope*, and *Spitzer* databases were used for fitting SEDs to calculate photometric redshifts and to identify interlopers. Narrowband surveys are very efficient in finding LAEs in large sky areas, but the samples obtained are not evenly distributed in redshift along the filter bandpass, and the number of LAEs with equivalent widths $< 60 \text{ \AA}$ can be underestimated. These biased results do not appear in samples obtained using ultra-narrow-band tunable filters. However, the field size of tunable filters is restricted because of the variation of the effective wavelength across the image. Thus, narrowband and ultra-narrow-band surveys are complementary strategies to investigate high-redshift LAEs.

Key words: galaxies: high-redshift – methods: data analysis – techniques: miscellaneous

Online-only material: color figure

1. INTRODUCTION

The odd spectral energy distribution (SED) of $\text{Ly}\alpha$ emitter galaxies (LAEs) convolved with the instrumental profile can introduce unsought biases on the characteristics of the candidate samples extracted from photometric surveys. Particularly, properties such as the equivalent width (EW) and the redshift distribution of the subsequently spectroscopically confirmed LAEs may be easily affected by the photometric survey instrumentation and methodology used. On the other hand, these surveys yield reliable photometric redshifts for LAEs and Lyman break galaxies (LBGs), and thus they are useful cosmological tools, as these objects trace dark matter halos and subsequently the evolution of matter distribution in the universe. Furthermore, LAEs at $z \geq 6.5$ are also important to study the last stages of the reionization epoch (Malhotra & Rhoads 2004; Kashikawa et al. 2006; Shibuya et al. 2012). Therefore, it is important to develop unbiased alternative strategies to find new LAE candidate samples.

LBG candidates are selected using the drop-out technique, which consists in comparing images of the galaxy obtained in several broadband filters that cover contiguous wavelength ranges to both sides of the Lyman break at 912 \AA (Steidel et al.

1996). In a similar way, LAE candidates are usually selected by an excess in a narrowband filter compared to a nearby broadband image (Cowie & Hu 1998). The latter technique is routinely used to find LAE candidates in the Subaru Deep Field (Taniguchi et al. 2005; Kashikawa et al. 2006, 2011) and the Subaru/XMM-Newton Deep Survey Field (Ota et al. 2010; Ouchi et al. 2010; Shibuya et al. 2012). Narrowband filters have bandwidths of FWHM $\sim 100 \text{ \AA}$, and to avoid atmospheric OH emission lines, narrowband surveys are confined to a limited number of redshift ranges. An important result of the narrowband surveys is that the luminosity function (LF) of LAEs remains constant between redshifts $3.0 \leq z \leq 5.7$, but evolves dramatically between $5.7 \leq z \leq 6.5$, and maybe beyond (Pentericci et al. 2011; Hibon et al. 2012; Ota & Iye 2012).

Despite the utility of narrowband filters to find LAE candidates, some groups have used ultra-narrow-band filters to perform this task. Thus, Tilvi et al. (2010) and Krug et al. (2012) have employed a filter with an FWHM $\sim 9 \text{ \AA}$, installed on the 4 m Mayall Telescope, seeking LAEs at redshift $z = 7.7$; they expected to find one or two LAEs, respectively, but instead found four LAE candidates, and argued about a possible lack of evolution of the LAE LF for redshifts from 3.1 to 8. Recently, Swinbank et al. (2012) searched for LAEs around two quasars at $z \sim 2.2$ and one quasar at $z \sim 4.5$ with the Taurus Tunable Filter instrument installed on the 3.9 m Anglo-Australian Telescope, using a bandpass of FWHM = 10 \AA , and found a local

⁷ Visiting Astronomer, Instituto de Astrofísica de Canarias.

⁸ Asociación ASPID, Apartado de Correos 412, La Laguna, Tenerife, Spain.

number density an order of magnitude higher than what might be expected in the field.

The spectra of LAEs are characterized by an asymmetric Ly α line profile with a steep blue cutoff due to absorption by neutral hydrogen, as shown in Figure 3 in Hu & Cowie (2006). At redshifts $z > 6$, hydrogen completely suppresses the continuum of the galaxy at the blue side of the line (Gunn–Peterson trough), while there is a dim continuum at the red side. Narrowband-selected LAEs usually have high line luminosities ($L_\alpha > 1.5 \times 10^{42}$ erg s $^{-1}$) and large line EWs at rest ($EW_0 \geq 20$ Å, e.g., Dayal & Ferrara 2012; Mallery et al. 2012), although the actual limits may substantially vary because of technical constraints and selection strategies (cf. Hayes et al. 2010; Ouchi et al. 2008, 2010). These properties provide clues which suggest that LAEs represent an early stage of a starburst in an interstellar medium of very low metallicity and almost free of dust, with a radius of about 2 kpc and star formation rates around $6 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (Taniguchi et al. 2005).

The fraction of Ly α photons that escape from a high-redshift star-forming region is still an active and open topic, as well as an important parameter to account for the observable properties of LAEs. Neutral hydrogen resonantly scatters the Ly α photons, changes their escape paths, and hinders the realization of the photons that are absorbed by dust. Ono et al. (2010) place an upper limit of 20% escaping photons at $z = 6.6$, but at lower redshifts Blanc et al. (2011) and Ciardullo et al. (2012) find that the photon escape fraction may be as high as 100%. Hayes et al. (2010) consider the Ly α luminosity density at $z = 2$ significantly underestimated from its intrinsic value, due to the fact that only 1 in 20 photons, on average, reach the telescope; this will especially happen at $z > 6$, where the neutral fraction of the intergalactic medium may cause significant suppression of the Ly α line (Santos et al. 2004; Hayes & Östlin 2006; Dijkstra et al. 2007). On the other hand, Ly α photons may be less attenuated than non-resonant radiation under suitable conditions within a multiphase scattering medium (Neufeld 1991; Hansen & Oh 2006; Finkelstein et al. 2008). For Finkelstein et al. (2011), dust geometry shapes the SEDs and has a major influence in the observed EW at the rest frame of the Ly α line ($EW(\text{Ly}\alpha)$) distribution in high-redshift LAEs. Finally, the presence of outflows can increase the fraction of Ly α photons that escape from the star-forming region (Kunth et al. 1998; Tapken et al. 2007; Verhamme et al. 2006, 2008; Atek et al. 2008, 2009).

If the observational aspects of LAEs depend on geometrical effects (dust spatial distribution), orientation, and the presence of outflows, the separation between LBGs and LAEs becomes somewhat diffuse. Thus, Kashikawa et al. (2007) classify galaxies with contrasts as low as $EW(\text{Ly}\alpha) > 10$ Å as LAEs, while recently Krug et al. (2012) consider even lower limits ($EW(\text{Ly}\alpha) \gtrsim 4.8$ Å) for $z \sim 7.7$ LAEs. Besides, other observations indicate that the fraction of low ultraviolet luminosity LBGs ($M_{UV} > -20.5$) with $EW(\text{Ly}\alpha) > 50$ Å is about one-half (Stark et al. 2010, 2011; Pentericci et al. 2011; Schenker et al. 2012; Vanzella et al. 2011; Ono et al. 2012). The presence of Ly α lines in some LBGs provides strong evidence of the connection between these objects and LAEs. Eventually, this connection will promote an effort to build theoretical models to explain the underlying physics of LAEs and LBGs (e.g., Shapley et al. 2001; Dayal & Ferrara 2012; Forero-Romero et al. 2012).

We are conducting a blind search on selected gravitationally lensing galaxy cluster sky fields to obtain samples of LAEs not subjected to possible biases imposed by the methodology of narrowband filters. Hence, we are obtaining ultra-narrow-band

images using tunable filters of the instrument OSIRIS (OSIRIS-TF) attached to the 10.4 m Gran Telescopio Canarias (GTC). OSIRIS-TF is optimized for line flux determination and thus can be called a Star Formation Machine (Cepa et al. 2003). This characteristic makes OSIRIS-TF a powerful instrument to detect faint young galaxies with accurate photometric redshift estimates. Therefore, apart from LAEs, we also expect to obtain other high-redshift candidates, such as LBGs, active galactic nuclei, and line emitters.

This paper is organized as follows. Section 2 introduces the bias produced by the filter bandwidth on the photometric selection of LAEs. Section 3 describes the generation of Monte Carlo data for simulated LAE spectra. Section 4 presents the LAE recovered samples obtained using narrowband filters on the simulated data, exemplified by an ideal rectangular filter and the NB921 Subaru filter. Section 5 describes the methodology used to search for LAE candidates using OSIRIS-TF and presents the sample recovered from the simulated data. Our methodology is then applied on a pilot observation of real data obtained at the GTC to select preliminary candidates at redshifts $z \simeq 6.5$. In Section 6 we cross-check our OSIRIS-TF preliminary candidates with photometric archive data and models of galaxies at high redshift to study the SED and to improve classification. Section 7 presents the discussion of the results obtained with simulated and real data. Finally, Section 8 presents our conclusions.

Throughout this paper we assume a cosmological model with $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ($h = 0.7$), $\Omega_M = 0.27$, and $\Omega_\Lambda = 0.73$.

2. THE ASYMMETRIC CONTINUUM BIAS

The spectrum of an LAE at $z \sim 6.5$ shows a sharp decay due to the absorption of Ly α photons by neutral hydrogen that truncates the blue part of the emission line. From the observational point of view the resulting line is asymmetric, and the signal is circumscribed to wavelengths longer than Ly α .

The detection of dim objects is a difficult task and very often the results may vary depending on subtle details. In the case of LAEs, the spectral asymmetry of the host galaxy continuum background with respect to the Ly α line may enhance the detection of objects with the largest contribution of the continuum to the total signal. If we use a narrowband filter with an FWHM comparable to the EW of the Ly α line, the contribution of the continuum to the total recorded intensity may change significantly depending on the redshift of the object. Figure 1 shows an example of this effect on an ideal rectangular filter of a width of 132 Å, similar to the FWHM of the NB921 Subaru filter. The figure shows two simplified LAE spectra at slightly different redshifts (6.51 and 6.61). The objects have an observed FWHM of 10 Å for the Ly α line and an identical continuum level. For the LAE at the lowest redshift, the Ly α line lies on the short-wavelength edge of the filter, and its EW is 2.5 times the wavelength range of the filter (i.e., 330 Å in the observer’s frame or 44 Å in the rest-frame), which corresponds to a difference of one magnitude between the line and the continuum, a criterion often used to select LAE candidates in narrowband surveys (e.g., Ouchi et al. 2010; Kashikawa et al. 2011). For the LAE at the highest redshift, to reach the same signal through the rectangular filter, the intensity of the Ly α line (or its EW) should be approximately 34% higher than the line intensity of the former object.

The bias introduced by the asymmetric continuum profile at both sides of the Ly α line is more pronounced as the EW

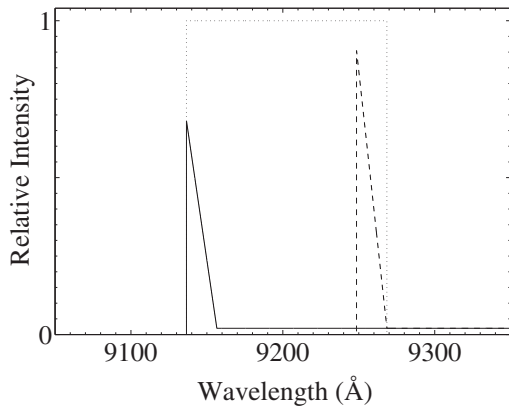


Figure 1. Example of the effect of the asymmetric continuum in the detection of LAEs. The amount of the continuum inside the ideal rectangular filter (dotted line) depends on the position of the Ly α break. In the extreme cases shown in this diagram, the continuum expands on the whole wavelength range of the filter for objects at the lowest redshift (solid line) or barely in the region covered by the Ly α line for objects at the highest redshift (dashed line). Both objects share the same continuum level, and the observed FWHM of the Ly α lines is 10 Å. For the object at the lower redshift, the contribution of the Ly α line is 2.5 times that of the continuum in the range of the filter. For detecting the highest redshift object with the same total signal, the Ly α line must be approximately 34% more intense than the line of the lower redshift object.

decreases. The observed-frame EWs for LAEs have values ~ 100 Å, similar to a narrowband filter FWHM. Therefore, the asymmetric continuum may affect the shape of the LF of LAEs inferred from narrowband surveys. As objects are less luminous, the volume actually studied depends on the amount of continuum in the range of the filter.

3. SAMPLE SIMULATION

Shimasaku et al. (2006) and Ouchi et al. (2008) have analyzed the redshift distribution of LAEs in Subaru’s narrowband filters using Monte Carlo mock samples of LAEs. For the purpose of comparing the characteristics of samples obtained with the OSIRIS-TF and other instruments, we have also built a simulated sample of LAEs. This sample was made by modeling the LAE spectra with a superposition of an asymmetric triangular profile for the Ly α line plus a continuum, which is a simplified version of the profile model by Hu et al. (2004). The Ly α line profile consists of a sawtooth with the steeper inclination at the line’s blue side. At wavelengths shorter than the Ly α line, the continuum is zero, and it has some constant non-zero value at wavelengths equal to or larger than the Ly α line. Altogether, we have simulated the spectra of 5000 LAEs.

We have used the Schechter function to model the LF of LAEs at $z \simeq 6.5$:

$$\phi = \phi_* \left(\frac{L}{L_*} \right)^\alpha \exp \left(\frac{-L}{L_*} \right) \frac{dL}{L_*}, \quad (1)$$

with the parameters given by Kashikawa et al. (2011): $\alpha = -1.5$, $\log(L_*/h^{-2} \text{ erg s}^{-1}) = 42.76$, and $\log(\phi_*/h^3 \text{ Mpc}^{-3}) = -3.28$.

The simulated LF sample was computed through the inversion method of the cumulative Schechter function, integrating between 10^{41} and 10^{44} erg s $^{-1}$, a luminosity range that broadly includes the observed LAEs at redshifts $z \approx 6.5$ (e.g., Kashikawa et al. 2011).

A random FWHM sample for the Ly α line has been computed according to the distribution parameters inferred from Table 2 in Kashikawa et al. (2011). These authors have measured the observed FWHM of 28 $z \approx 6.5$ LAEs with values between 5.04 Å and 25.2 Å, with mean of 13 Å (428 km s $^{-1}$) and a standard deviation of 5 Å. The FWHM sample has been shifted to the rest frame of the LAEs to build the profile of the emitted Ly α line.

The random EW sample at rest frame (EW $_0$) has also been computed like the luminosity, using the inversion method on the cumulative function extracted from Figure 11 in Kashikawa et al. (2011). We tried to fit the EW distribution using exponential cumulative functions, but we obtained a better fit using the lognormal cumulative function. Lognormal EW distributions also fit the [O II] $_{\lambda 3727}$ EWs in the local ($z < 0.2$) universe (Blanton & Lin 2000) and have been employed by Shimasaku et al. (2006) to characterize the EW of LAEs at redshift ($z \simeq 5.7$). However, the Ly α EW distribution in LBGs at $z \sim 3$ does not show lognormal profile (Shapley et al. 2003), possibly because in LBGs Ly α is observed both in emission and in absorption, depending on the object. In any case, accurate EW measurements are difficult mainly because of the low level of the galaxy continuum, and thus the actual shape of the Ly α EW distribution is still an open subject. The EW $_0$ in our simulations has a median value of 68 Å, slightly below the value of 74 Å reported by Kashikawa et al. (2011). By construction, the lower values of the simulation were restricted to EW > 0 . Extreme values are useful to test the instrumental response and to set constraints to the distribution of real objects. If the simulations show that the instrument reaches a certain parameter or combination of parameter values, but the corresponding objects have not been observed, it is evidence that there are few if any of them. On the other hand, if the simulations show that the instrument cannot detect objects with certain combinations of parameter values, it remains an open question whether these objects exist or not. In any case, because the simulation is based on empirical parameter distributions, extreme values are very improbable, and they cannot significantly alter the statistical results of this study. For example, in our simulation we find 69 objects with EW $_0 < 8$ Å and 77 with EW $_0 > 600$ Å from 2708 OSIRIS-TF recovered LAEs; of course, these numbers depend on the EW distribution adopted, which may be critical for the low EW regime.

To set thresholds for the EWs of LAEs is not a simple task. In some cases the continuum may be undetected, and the maximum threshold cannot be determined. In the case of the minimum threshold, Stark et al. (2010) have proposed that the EW at the rest frame should be EW $_0 > 55$ Å for LAEs. More recently, these authors have proposed a value of 25 Å (Stark et al. 2011), which approaches the widely accepted minimum threshold of EW $_0 > 20$ Å. The intensity of the Ly α line and its EW may depend on intrinsic properties of the LAEs or on geometrical attributes (see Section 1). Moreover, the adopted threshold is a figure that probably depends also on the observational limits adopted to separate candidates efficiently. Thus, Stark et al. (2011) note that the measured rest-frame EWs of the Ly α line for 13 spectroscopically confirmed LAEs range between 9.4 Å and 350 Å. Therefore, we have conserved even the most extreme values for the EW in our simulations. Besides, these values may be useful to make extreme-case differences between the respective methodologies to detect LAE candidates.

For each simulated LAE, once the power of the Ly α line ($L_{\text{Ly}\alpha}$) and its EW $_0$ have been assigned, it is possible to calculate

the spectral power Φ_c of the continuum:

$$\Phi_c = \frac{L_{\text{Ly}\alpha}}{\text{EW}_0}. \quad (2)$$

This spectral power is used to compute the spectral shape of the continuum at wavelengths $\lambda \geq \lambda_{\text{Ly}\alpha}$. For wavelengths $\lambda \leq \lambda_{\text{Ly}\alpha}$, the continuum is assumed to be zero, as the optical depth for photons with wavelengths shorter than the Ly α line is large. Equation (2) is also used to build a continuum of reference for all the wavelengths of interest in our analysis, which will be used later to estimate a broadband continuum emission necessary for the criterion of detection.

The observed spectra for both, the Ly α line and the continuum, have been calculated from the corresponding spectral luminosities taking into account the redshift for each simulated object. These lines and continuum spectra have been added in order to obtain the observed flux, from which we will get the photometry later in our analysis. We have constructed another spectrum of constant intensity for each object, calculated from the corresponding continuum of reference.

4. NARROWBAND FILTERS

In this section we analyze the outcome produced by narrowband filters applied to our simulated sample. Gronwall et al. (2007) have noted the effect of a nonsquare bandpass in the definition of survey volume and flux calibration for large photometric selected samples of emission-line galaxies. For these authors, the volume of space sampled is a strong function of line strength: objects with bright line emission can be detected even if the Ly α line lies in the wings of the filter, but for weak Ly α sources the line must lie near the bandpass center to be noticeable. Furthermore, ignoring the actual position of the line in the bandpass prevents a precise estimate of the effective filter transmission in the line position, affecting the flux calibration. Being aware of these constraints, we consider two narrowband filter profiles: an ideal rectangular filter to study the effect of a general passband filter on the detection of LAEs, and a filter with a response similar to that of Subaru NB921 attached to the Suprime-Cam, to study the effect of a real-life filter profile.

Figure 2 shows the distribution of the simulated sample, the ideal and the NB921 Subaru filters, and the OSIRIS-TF (see Section 5). The simulations yield approximately 400 objects per wavelength bin (each bin with a width of 25 Å).

4.1. Ideal Rectangular Filter

The ideal rectangular filter is defined such that

$$T_\lambda = \begin{cases} 1 & \text{if } 9130 \leq \lambda \leq 9262 \text{ \AA}, \\ 0 & \text{otherwise,} \end{cases} \quad (3)$$

where T_λ is the transmission of the filter as a function of the wavelength λ . The bandwidth of the filter defined above is 132 Å, which equals the FWHM of the Subaru NB921 filter (see Section 4.2).

Simulated LAEs are recovered according to two criteria, one for source detection and the other for LAE candidate discrimination. The detection criterion is fulfilled when the irradiance in the narrowband filter is $\geq 5 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, which corresponds to the Subaru flux limit (Ouchi et al. 2010). The discriminant criterion is a contrast condition between the narrowband and the broadband fluxes. This criterion is in fact a simplified version of the Ouchi et al. (2010) color criterion, but is

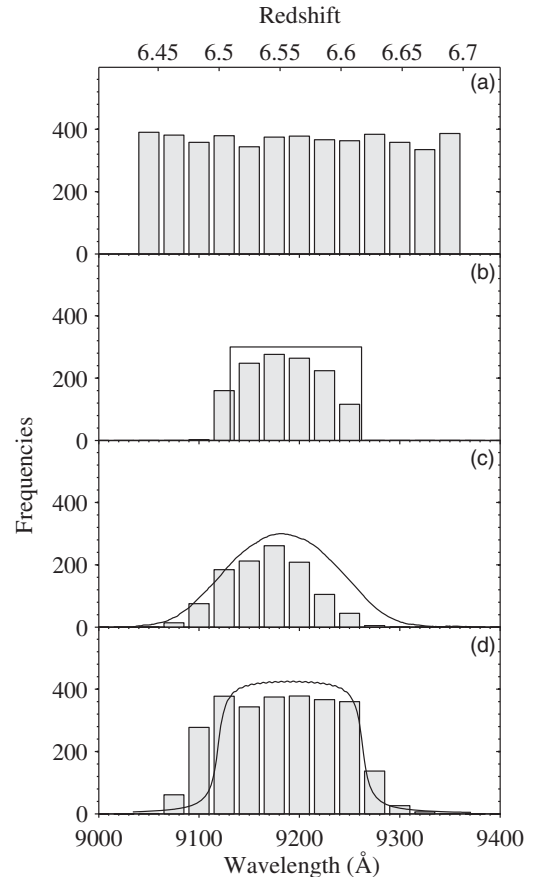


Figure 2. Number of simulations and detections. Panel (a) shows the absolute frequency per wavelength bin of the simulated population of LAEs. Panels (b) and (c) depict the number of detections computed for an ideal rectangular filter and for the Subaru NB921 filter; both panels show the transmission profile for the respective filter superposed. Panel (d) renders the number of detections computed for the OSIRIS-TF, along with the transmission profile of the wide filter (solid line) built using the band synthesis technique (see text).

sufficient to analyze the simulated data. In our case, the condition that must be accomplished consists of the narrowband flux being at least a magnitude brighter than the (adjacent) broadband flux, which provides a continuum of reference. Computationally, this criterion leads to the flux of the object measured through the filter being at least 2.5 times larger than the flux measured from the constant continuum of reference computed in Section 3.

Results are shown in Figure 2(b). Roughly, due to the asymmetric continuum bias, a larger number of detections at shorter wavelengths are expected, decaying smoothly at longer wavelengths. Small departures from this behavior are due to random deviations in the original simulated sample redshift distribution. Thus, most detections are scattered over the filter passband, but some simulated objects with their Ly α peaks lying at shorter wavelengths are recovered.

Only around one-fourth of the wavelength range in the leftmost bin in Figure 2(b) lies inside the filter profile, and almost half of the recovered objects in this bin correspond to simulations with the Ly α line peak located inside the filter passband. In fact, most recovered objects in this bin (83 out of 160) have the peak of the Ly α line at wavelengths shorter than the filter window, but with a fraction of the long-wavelength queue of this line inside the filter. Note that the detection of these objects will depend on the line parameters (peak position, FWHM, and intensity),

and that the recorded signal will be diminished by the loss of the line flux outside the filter window, and thus these objects tend to have larger EWs that make detections easier. On the other hand, the smooth decay of the number of recovered LAEs along the filter passband is a result of the smaller quantities of the continuum emission lying inside the filter as the Ly α line peaks at longer wavelengths. For objects with their Ly α line near the long-wavelength extreme of the filter, the contribution of the continuum to the total flux in the band is negligible, and part of the long-wavelength queue of the line may also lie outside the filter window, yielding a steep drop in the number of detections. Therefore, these objects also tend to have large EWs to compensate for their total loss of flux.

4.2. Subaru Filter

The NB921 filter is characterized by an almost Gaussian profile with a central wavelength at 9196 Å and an FWHM of 132 Å (Kashikawa et al. 2011), which corresponds to a spectral resolution of 70. The transmission profile is available from Subaru.⁹ A close inspection of this profile shows that the maximum of the recovered LAEs is slightly offset (9183 Å) with respect to the filter peak, in agreement with the Ly α wavelength distribution of confirmed LAEs reported by Kashikawa et al. (2011).

We used the same detection criteria as in the case of the ideal rectangular filter. The results are shown in Figure 2(c). The number of recovered LAEs is restrained by the filter profile along with the same effects that have been noted in the ideal rectangular filter. On the one hand, there is the decay of the continuum contribution for the objects with the peak of the Ly α line closer to the long-wavelength limit of the filter; on the other hand, there also is the loss of the long-wavelength queue of the Ly α line, which spreads to the low transmission region of the filter profile. Therefore, the long-wavelength queue of the line observed through the Subaru filter is damped by the bell-shaped transmission, in agreement with Shimasaku et al. (2006) and Ouchi et al. (2008).

5. TUNABLE FILTERS

Throughout this work, a distinction is drawn between a *frame*, corresponding to one set of data read from the CCDs; an *image*, a number of frames at the same etalon settings which have been combined for analysis; and a *field*, a stack of images of the same area of sky at different etalon settings.

5.1. OSIRIS Tunable Filters

Basically, the imager/spectrograph OSIRIS-TF is a low-resolution Fabry-Pérot spectrograph which consists of a blue and a red arm. Our observations were performed with the red arm, which can be centered at any wavelength between 6500 and 9300 Å, and we observed using a fixed bandpass of 12 Å, which corresponds to a spectral resolution of about 770, a set of order-sorter filters to avoid contamination by neighboring orders, and a detector array consisting of two MAT 4k × 2k CCDs (Cepa et al. 2003). The 12 Å bandpass is the only one currently available for wavelengths around 9200 Å.

The observing strategy consists of sweeping a selected spectral range using steps of a half of the FWHM (in our case, 24 images shifted 6 Å between 9122 and 9260 Å) to avoid aliasing. To apply this methodology to our simulated data, we

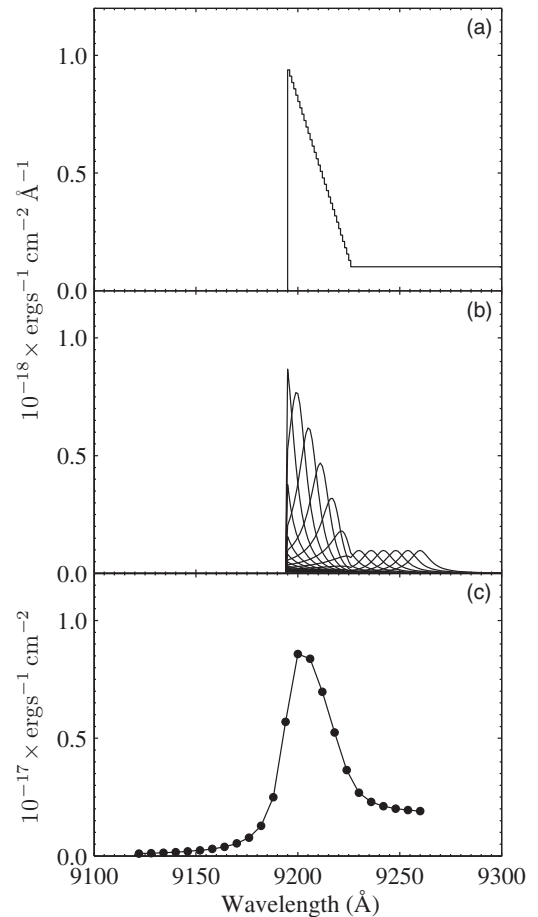


Figure 3. OSIRIS-TF output. Panel (a) shows the spectral flux density of an LAE at $z = 6.6$ simulated spectrum. Panel (b) shows the set of OSIRIS-TF transmitted spectra for this simulation. Panel (c) renders the photometric output for each OSIRIS-TF, which is the signal integrated over each filter. Note that the units and the scale of the last plot are different from the two previous diagrams.

have modeled a set of 24, approximately Lorentzian-shaped, tunable filters using the following approximation that relates wavelengths and transmissions of the OSIRIS-TF (Cepa et al. 2011, Equation (3.14)):

$$T \approx \left\{ 1 + \left[\frac{2(\lambda - \lambda_0)}{\delta\lambda} \right]^2 \right\}^{-1}, \quad (4)$$

where $\delta\lambda$ is the filter FWHM and λ_0 is the central wavelength.

Figure 3 shows a simulated LAE at redshift $z = 6.6$ (a), the set of OSIRIS-TF filtered spectra for this simulation (b), and the photometric output (c). This particular simulation has a rather small $EW_0 = 17.8$ Å, which is adequate to make the continuum more apparent in the plot. In panel (c), the short-wavelength edge of the line aliases because the spectrum varies at a higher frequency than the OSIRIS-TF spectral resolution. Nonetheless, the asymmetry of the line profile is still noticeable.

In this paper we have adopted two criteria to retrieve LAEs from the simulations, based on the characteristics of OSIRIS-TF. The first is a detection condition that imposes an irradiance $\gtrsim 4 \times 10^{-18}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ for the field narrowband image. This field is built through the sum of the 24 ultra-narrowband filters to provide a wider synthetic filter (band synthesis technique; Cepa 2009). The second condition consists of a ratio between the maximum and minimum of the 24 filters larger

⁹ <http://www.naoj.org/Observing/Instruments/SCam/sensitivity.html>

Table 1
High-redshift OSIRIS-TF Candidates

ID ^a	R.A. ^b (hh:mm:ss.s)	Decl. (dd:mm:ss)	Redshift	Irradiance ^c	Candidates	
					OSIRIS-TF only	OSIRIS-TF and SED
Aa	20:56:23.8	-4:40:07	6.494	4.01 ± 0.09	LAE	Interloper/[O II] emitter
Ab	20:56:25.0	-4:37:07	6.498	1.05 ± 0.09	LAE	LBG
Ac	20:56:23.8	-4:37:02	6.494	1.12 ± 0.09	LAE	Interloper/[O II] emitter
Ba	20:56:38.1	-4:40:04	6.448	1.49 ± 0.09	LAE/LBG	Interloper
Bb	20:56:26.4	-4:37:14	6.512	1.67 ± 0.09	LAE/LBG	Interloper/[O II] emitter
Ca	20:56:16.7	-4:37:53	6.513	1.00 ± 0.09	LBG	Young spiral galaxy
Cb	20:56:30.6	-4:37:37	6.502	1.82 ± 0.09	LBG	LBG

Notes.

^a Candidate identifier.

^b Epoch J2000.

^c In units of 10^{-17} erg s⁻¹ cm⁻².

than 2.5 (i.e., one magnitude). These conditions are equivalent to those imposed to the Subaru survey.

Results are shown in Figure 2(d). The distribution of the simulated LAEs recovered using OSIRIS-TF expands the full range of wavelengths between 9122 and 9260 Å. A visual inspection of Figures 2(a) and (d) shows that the shape of the distribution in this range of wavelengths closely resembles that of the simulated LAEs, without any apparent bias introduced by the filter profiles. Also notice that almost all the simulated objects in this range are recovered. In addition, there also are some retrieved LAEs with their Ly α line peak ($\lambda_{Ly\alpha}$) outside the 9122–9260 Å range, which is a consequence of the OSIRIS-TF Lorentzian profile. These objects tend to have large EWs; and those with $\lambda_{Ly\alpha} > 9260$ Å tend to be brighter, too.

5.2. OSIRIS-TF Pilot Observations

Photometry was carried out at the GTC using OSIRIS-TF with FWHM of 12 Å at five contiguous wavelengths separated by steps of 6 Å, and a field of view free of adjacent orders of about 8 arcmin on each side. The observations were performed with central wavelengths $\lambda_c = 9122$ Å, 9128 Å, 9134 Å, 9140 Å, and 9146 Å. The observation run was done on 2010 September 8. A binning of 2×2 was used in fast (standard) readout mode (200 kHz), with three dithered exposures per wavelength of 210 s each, and separated by a triangular offset pattern of 10 arcsec to eliminate diametric ghosts during data reduction, each called a frame. The night was photometric and the seeing varied from 0.75 to 0.82 arcsec during the observation run.

Following the observation of the cluster in all the wavelengths, a standard star was observed with the same instrumental settings (but different exposure times) for flux calibration.

Standard IRAF procedures for bias subtraction were used on the data. Super-flats (a flat generated by averaging the sky from scientific images where sources have been masked) were created from and divided to the scientific frames due to the unevenly lit dome flats. Because of the TF's small bandpass and position-dependent wavelength, all observations contain sky (OH) emission rings which were subtracted to all frames with the IRAF package TFred,¹⁰ which estimates the sky background, including the sky rings which are several arcminutes in diameter. The three frame offsets of each wavelength were aligned and combined to generate an image with a total exposure time of

630 s; these were later convolved to the worst seeing of 0.82 arcsec.

Also, a field was created convolving to the worst seeing of 0.82 arcsec and combining all aligned images of different wavelengths (band synthesis technique). This field has a total integration time of 3150 s and yields a detection limit irradiance of 9×10^{-18} erg s⁻¹ cm⁻² integrated over the full wavelength range (36 Å) of the synthetic band. We used SExtractor (Bertin & Arnouts 1996) to make a catalog of detected sources in the field. We excluded sources from the catalog that were too bright for high-redshift galaxies. Photometry on each monochromatic image was performed using an aperture of 1.5 arcsec using the positions gathered by SExtractor. Then we selected possible candidates based on the maximum versus minimum flux ratio, excluding all those sources with a ratio below 2.5 (i.e., one magnitude). The remaining objects were carefully inspected by eye to reject faint cosmic rays, ghost residuals, and source contamination by nearby companions or located too close to the edge of the image; the region around the gap between the detectors was particularly clumped with fake detections. Finally, we selected those candidates that showed a photometric profile similar to those expected for LAEs and LBGs with either the Ly α line or the Lyman break lying, at least partially, inside the observed wavelength range. Given the likely range of Ly α emission-line widths and the wavelength sampling, we expect to observe this line in more than three adjacent passbands.

Table 1 summarizes the data for the candidates. Column 1 identifies the OSIRIS-TF candidate. Columns 2 and 3 show the right ascension and declination coordinates, respectively. Column 4 shows the redshift obtained from the peak of the alleged Ly α line or Lyman break. Column 5 is the total irradiance corresponding to the field. Columns 6 and 7 present the classification of candidates obtained using the OSIRIS-TF data and the SED fitting to Subaru, *Hubble Space Telescope* (HST), and *Spitzer* photometrical data.

Figure 4 shows the OSIRIS-TF images for each LAE and LBG candidate. Each row in this figure corresponds to a different object located at the center of a guiding circle. Despite candidate Ba being near the upper border of the clipped image, it does not affect our analysis. This is also the case for the candidate Ca, which is near the diffuse border defined by the dithered gap between the detectors. The first column of frames in Figure 4 shows the field exposure obtained by piling up all the individual images; the rest of the columns show the candidates observed at the wavelength identified in the heading row.

¹⁰ Written by D. H. Jones for the Taurus Tunable Filter, previously installed on the Anglo-Australian Telescope; <http://www.aao.gov.au/local/www/jbh/ttf/>.

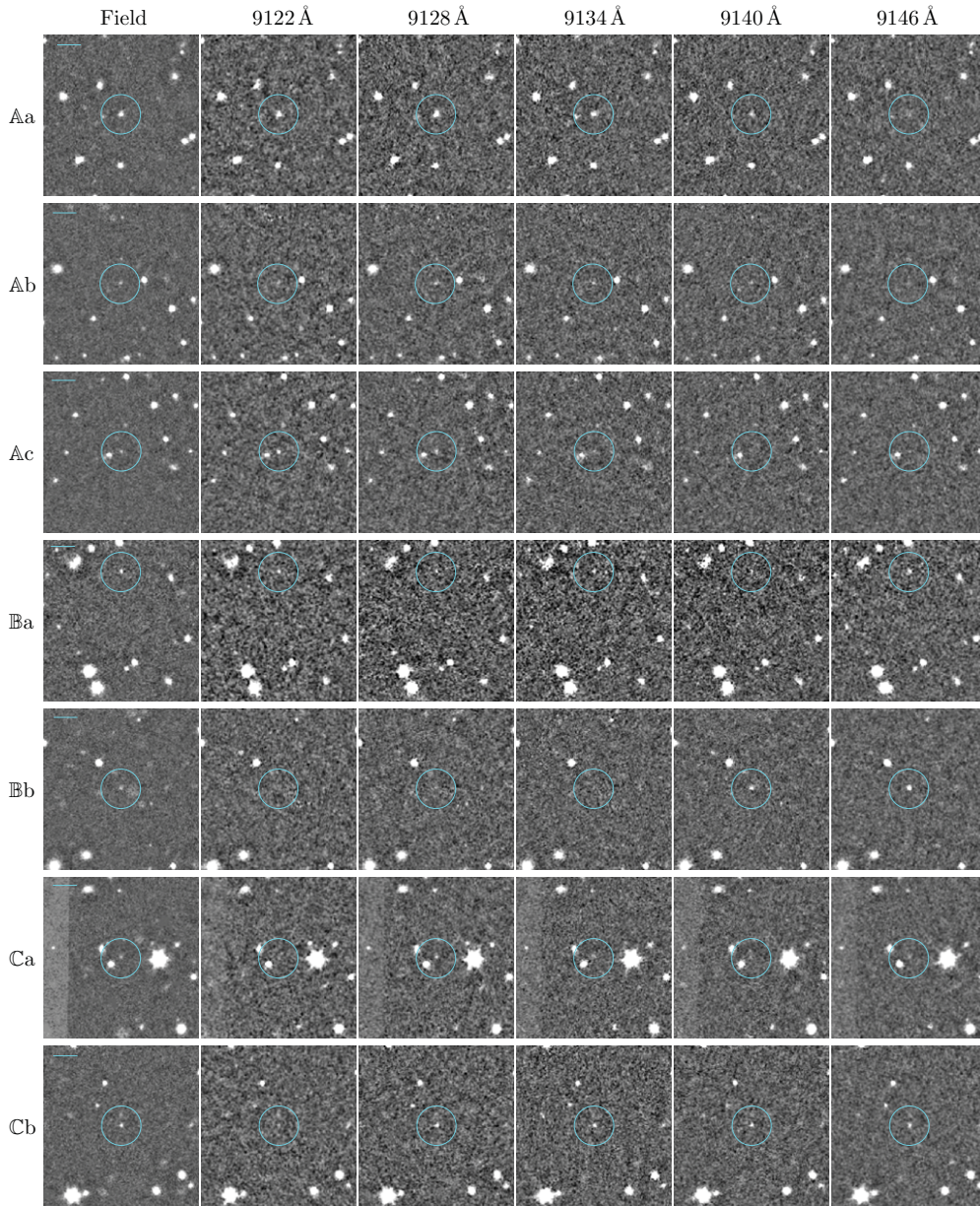


Figure 4. OSIRIS-TF observations. Column 1 shows the field obtained adding five individual images shown in Columns 2–6 labeled by the central wavelength of the tuned filter. The horizontal line at the top left of the fields marks a $6''$ scale. Each row corresponds to a different LAE or LBG candidate, identified by the labels at left. The objects lie in the center of the identifying circles.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

Figure 5 shows three LAE candidates observed with the OSIRIS-TF at the GTC and selected simulations extracted from our database that resembles the real data, rather than a fitted model for each object. The shift in wavelengths between the observations and the model is due to the dependency of the tuned wavelength of the filter on the distance r to the optical center in the OSIRIS-TF images (González et al. 2013):¹¹

$$\lambda = \lambda_c - 5.04r^2 \quad (5)$$

where λ_c is the wavelength at the optical center expressed in Å, and r in arcminutes.

The redshifts for these LAE candidates were calculated identifying the brightest photometric point with the position

of the $\text{Ly}\alpha$ line. For the peak-missed LAE candidate shown in Figure 5(c), the redshift estimate is therefore an upper limit (see Table 1). In fact, the fraction of candidates with either upper or lower redshift limits is expected to be relatively high. This subject, and the possible contamination of the candidate sample by foreground galaxies, will be addressed in Sections 6 and 7.

The two objects shown in Figure 6 have a photometric profile compatible with either LAE or LBG candidates. Their respective redshift lower limits are shown in Table 1. The photometric profile for the object shown in Figure 6(a) may be contaminated by residuals of the sky-line subtractions at wavelengths below 9050 Å. As in the previous figure, simulated objects extracted from our database are also plotted for comparison purposes.

Objects shown in Figure 7 are two LBG candidates. Both objects show a steep increase in flux that is held at longer wavelengths, as expected for the continuum emission of LBGs.

¹¹ <http://gtc-osiris.blogspot.com/es/>

Table 2
Candidate Fluxes

Filter	Aa	Ab	Ac	Ba	Bb	Ca	Cb
Suprime <i>V</i>	26 ± 2	<0.70	4 ± 1	8.3 ± 0.7	...	36 ± 1	...
F606W	41 ± 7	...
F702W	1.5 ± 0.2
Suprime <i>i'</i>	7.3 ± 0.3	7.5 ± 0.2	1.3 ± 0.1	11.0 ± 0.3	4.0 ± 0.2	...	9.7 ± 0.2
F814W	0.5 ± 0.2	9.0 ± 0.6	...
OSIRIS-TF	38 ± 1	18 ± 2	10 ± 1	22 ± 2	12.0 ± 0.8	15 ± 1	20.9 ± 0.3
Suprime <i>z'</i>	7.3 ± 0.4	21.0 ± 0.6	0.7 ± 0.4	16 ± 2	4.0 ± 0.4	...	17.0 ± 0.3
3.6 μm	0.55 ± 0.03	10.34 ± 0.04	<0.15	0.41 ± 0.06	<0.15	1.86 ± 0.03	0.44 ± 0.02
4.5 μm	0.47 ± 0.03	6.37 ± 0.03	<0.08	<0.08	<0.08	1.15 ± 0.03	0.24 ± 0.03
5.8 μm	0.80 ± 0.07	3.47 ± 0.07	0.69 ± 0.07	<0.14	<0.14	0.77 ± 0.07	0.36 ± 0.07
8.0 μm	<0.17	1.73 ± 0.08	<0.17	<0.17	0.44 ± 0.09	<0.17	<0.17

Note. All the fluxes in units of 10^{-19} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$.

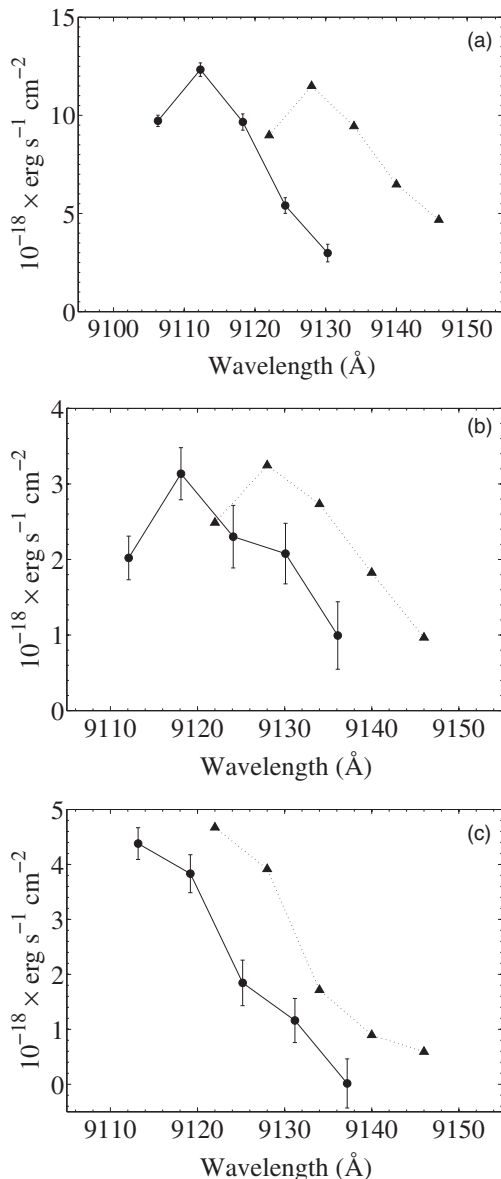


Figure 5. OSIRIS-TF LAE candidates. Panels (a), (b), and (c) correspond to candidates Aa, Ab, and Ac, respectively. Circles connected by solid lines depict OSIRIS-TF photometric data obtained at the GTC. Triangles linked by dotted lines show examples extracted from our simulations that resemble the real data. Photometric data are shifted in wavelength with respect to the simulations due to the wavelength dependency of the OSIRIS-TF with the distance to the optical center.

6. SUBARU, *HST*, AND *SPITZER* ARCHIVE DATA

We have searched for additional photometric data for our LAE and LBG candidates in astronomical public databases and have found some deep images in the Subaru, *HST*, and *Spitzer* archives that cover, at least partially, the OSIRIS-TF field around MS 2053.7-0449. We used these data along with our observations to fit the SED of the OSIRIS-TF candidates, obtaining a more accurate classification (see Table 1). Table 2 shows the fluxes in the different bands of Subaru/Suprime-Cam, *HST*/WFPC2, and *Spitzer*/IRAC data. This table also includes the fluxes of the OSIRIS-TF band synthesis images, which correspond to a filter of FWHM = 36 Å. In the case of OSIRIS-TF fields and *HST* fluxes, we found discrepancies based on Subaru calibrations. We then used stars in the field to recalibrate the OSIRIS-TF and *HST* data to the Subaru photometry.

6.1. Subaru Observations

The Subaru/Suprime-Cam data were obtained from the Subaru-Mitaka Okayama-Kiso Archive System (SMOKA). They consist of data in filters *V*, *i'*, and *z'* observed in 2009. The wavelength range of the *z'* filter includes our OSIRIS-TF observations, resulting in a helpful band to estimate the continuum. Data were reduced following the Suprime-Cam Data Reduction software (SDFRED2). The images were flat fielded, matched in point-spread function size for a predetermined target FWHM, scaled, and combined. The total integration time for *V*, *i'*, and *z'* filters was 5040, 1920, and 1800 s, respectively. The photometry for the candidates was performed with the *qphot* IRAF package, and fluxes were derived by measuring inside a 1.5 arcsec aperture.

OSIRIS-TF candidates Aa, Ab, Ac, and Ba are seen in the *V*, *i'*, and *z'* filters, pointing at possible interlopers (i.e., a galaxy at a lower redshift and with spectral features resembling those of LAEs over a limited range of wavelengths) or LBG candidates. Candidates Bb, Ca, and Cb are not seen in at least one Subaru/Suprime-Cam filter, but their best SED fit suggests they are all candidate interlopers.

6.2. *HST* Observations

The *HST*/WFPC2 data were obtained from the Multimission Archive at the Space Telescope Science Institute. They consist of two programs: ID5991 (filters F702W and F814W) and ID6745 (filters F606W and F814W). The proposals cover slightly different fields. Only two of the seven candidates fall in the images, namely, Ac in the field of the proposal ID5991, and Ca in the field covered by ID6745.

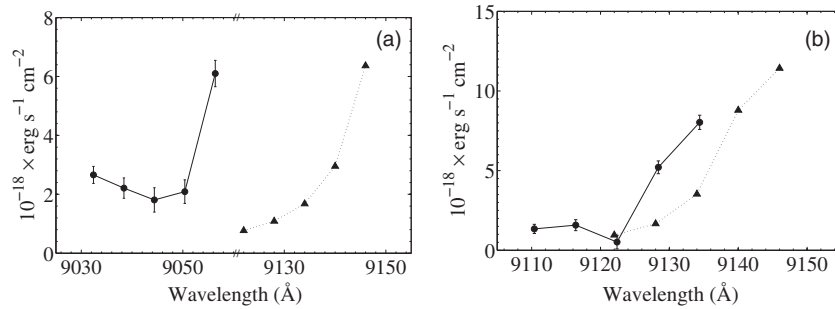


Figure 6. OSIRIS-TF LAE or LBG candidates. The same as in Figure 5, but the spectral profiles are compatible with both LAEs and LBGs. Panels (a) and (b) correspond to candidates Bb and Bb, respectively.

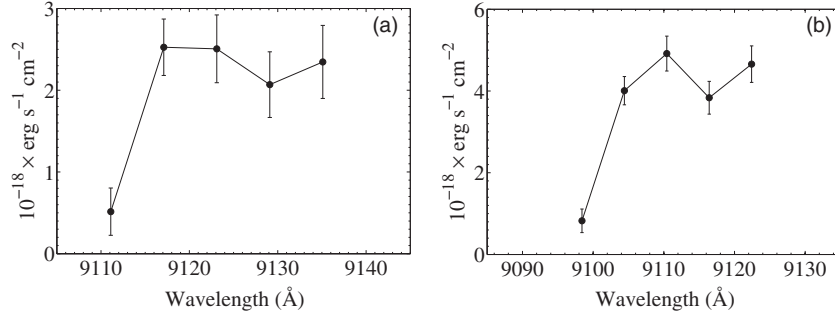


Figure 7. OSIRIS-TF LBG candidates. Panels (a) and (b) correspond to candidates Ca and Cb, respectively. Circles with error bars linked by solid lines depict photometrical data obtained with the OSIRIS-TF at the GTC. The spectral profiles are compatible with LBGs.

The image reduction was performed using the IRAF/STSDASS package. First, a warm-pixel rejection was applied to the images using the IRAF task *warmpix*. The cleaned images were then combined with the task *crrej* to remove cosmic-rays hits. Finally, the background was subtracted and the WFPC2 chips were combined using the task *wmosaic*. The total integration times for filters F702W and F814W were 2400 s and 2600 s, respectively, for the proposal ID59991. For the proposal ID6745 the total integration times were 3300 s and 3200 s for filters F606W and F814W, respectively. The photometry for the seven candidates was performed in the *HST* filters with the IRAF package *apphot*. The magnitudes were derived by measuring fluxes inside a fixed circular aperture of 7 pixels ($\sim 0''.7$). OSIRIS-TF candidates found in these filters suggest an interloper nature.

6.3. *Spitzer*/IRAC Observations

A *Spitzer*/IRAC observation was gathered from the *Spitzer* Heritage Archive. The Astronomical Observation Request number 18626048 (program name/ID KTRAN-MS2053/30642; P.I. K.-V. Tran) was retrieved for this work. It is a four-channel (3.6, 4.5, 5.8, and 8 μm) IRAC map mode observation consisting of three rows and one column with a 42 point cycling dither pattern and “medium” scale (median separation between dither positions is 53 pixels; the IRAC pixel scale is approximately the same, ~ 1.2 arcsec in the four camera bands). The resulting map footprint is a roughly rectangular area of 22.9×8.6 arcmin centered at $\alpha \approx 314^{\circ}113$, $\delta \approx -4^{\circ}670$. The major axis is oriented at P.A. $\approx 168^{\circ}2$.

The data reduction of the four IRAC channels was performed using MOPEX v18.4.9, using as starting point the Corrected Basic Calibrated Data (CBCD). The IRAC CBCD data differ from the standard BCD products in the mitigation of several instrumental artifacts, including stray light, muxstripe, banding, muxbleed (electronic ghosting), column pulldown, and jail bars.

The *Overlap* and *Mosaic* pipelines were run to create mosaic images from the individual images. The former removes image background variations due to foreground light sources, while the latter removes defects and spurious pixels, reassembles the data onto a common pixel grid, and combines them into a mosaic with a corresponding noise map.

The four-channel photometry of the sources was performed by means of the Astronomical Point source EXtractor (APEX) tool provided within the MOPEX software. The User List Multiframe mode was used. In the APEX Multiframe mode, required for the IRAC instrument, the extraction is carried out simultaneously on the stack of input images rather than on a single mosaic image. The position and flux density estimate is provided for each detected source. The User List mode was chosen, providing APEX with an input list of object positions rather than using the Detect module to automatically find the sources in the field. Point-response function fitting and aperture photometry were performed on the input list objects. The centroids of the photometrical profiles were allowed to move slightly with respect to the input positions, resulting in small shifts between $0''.05$ and $0''.6$, except for Bb ($1''.3$). Only detections with signal-to-noise ratio > 3 have been considered.

6.4. SEDs and Photometrical Redshifts

We have used an updated version of HyperZ (Bolzonella et al. 2000) and synthetic spectral templates of galaxies (Bruzual A., & Charlot 1993; Bruzual & Charlot 2003) and quasars (Hatziminaoglou et al. 2000) to fit the SEDs of the OSIRIS-TF LAE and LBG candidates. These templates correspond to different types of starburst, spiral, irregular, and elliptical galaxies and quasars. For fitting the SEDs, we used the available Subaru, *HST*, and *Spitzer* data. We included upper limits to compute the SED. We had to provide the transmission

Table 3
SED Fits

ID	Starburst		[O II] ^b
	Redshift ^a	χ^2	χ^2
Aa	3.0	26.2	31.3
Ab	5.4	36.3	...
Ac	3.0	18.3	19.4
Ba	5.4	33.1	...
Bb	5.3	4.6	5.7
Ca	2.4	10.1 ^c	...
Cb	5.5	3.1	...

Notes.^a SED fit done with Subaru, *HST*, and *Spitzer* data.^b [O II] candidates would be at $z \simeq 1.45$.^c The shown best SED χ^2 fit is for a young spiral galaxy.

profiles of the *Spitzer*/IRAC filters,¹² which are not included in the HyperZ filter database. We did not include OSIRIS-TF data because the synthetic templates do not have enough resolution to fit emission lines, which may dominate over the flux in the synthetic filter. With these fittings we check whether the SEDs are compatible with LAEs and LBGs. The results are summarized in Table 3. Prudence should be exercised when using HyperZ to fit the data: the number of photometric bands is rather small to obtain accurate fittings, and usually it is possible to fit the SED of various types of galaxies at different redshifts. Therefore, in our case SED fitting is useful to discard candidates, but provides a moderate support for object classification, and the fits must be regarded with caution. Below we present the results of fitting SEDs to the OSIRIS-TF LAE, LAE/LBG, and LBG candidates.

6.4.1. OSIRIS-TF LAE Candidates

Figure 8 shows the photometry and the SEDs of the OSIRIS-TF LAE candidates.

Aa: Candidate Aa is detected in the Subaru *V*, *i'*, and *z'* filters; lies out of the field of the *HST* images; and is also found in *Spitzer* images at 3.6–5.8 μm , but not in the 8 μm band. Figure 8(a) presents the OSIRIS-TF, Subaru, and *Spitzer* data available for this object, and the SEDs for a starburst galaxy at $z = 3.03$ and an [O II] interloper at $z = 1.45$. The OSIRIS-TF photometric point shows an excess that may be ascribed to [O II] emission. Figure 8(a) also shows the optical high-resolution SED template for a starburst with $E(B - V) < 0.1$ by Calzetti et al. (1994) and Kinney et al. (1996).¹³ This high-resolution template has been moved to the starburst galaxy redshift of $z = 1.45$, and it has been scaled using a third-degree polynomial to the low-resolution starburst SED template fitted by HyperZ. The resulting optical SED does not show the actual strengths of the emission lines, but gives an idea of what their appearance should be. The χ^2 , in Table 3, is not very different for the [O II] emitter and starburst fits. The source is an interloper, and most probably an [O II] emitter.

Ab: Photometric data and SED fitting for candidate Ab are shown in Figure 8(b). The object is detected in Subaru filters *V*, *i'*, and *z'*; it is located out of the field of the *HST* images and is found in all the *Spitzer*/IRAC filters.

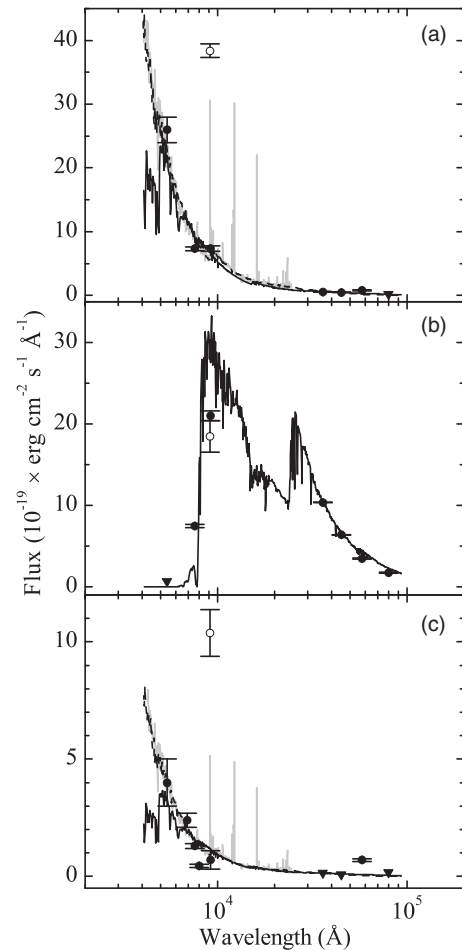


Figure 8. SED fittings for OSIRIS-TF LAE candidates. OSIRIS-TF (hollow circle), Subaru, *HST*, and *Spitzer* (filled circles for all three) fluxes are plotted along with SEDs calculated with HyperZ. (a) Candidate Aa: the solid line corresponds to the best-fit SED, a $z = 3.03$ starburst galaxy, the dashed line shows the fit at $z = 1.45$ for an [O II] interloper, and the gray line shows a scaled high-resolution version of the previous fit, obtained from a starburst galaxy template by Calzetti et al. (1994) and Kinney et al. (1996). (b) Candidate Ab: the best fit corresponds to a $z \simeq 5.4$ LBG. (c) Candidate Ac: the best fit is obtained for a $z = 3.0$ (solid line) starburst galaxy; dashed and gray lines show the fit and scaled templates for a $z = 1.45$ [O II] interloper, as for Aa.

The photometric profile using only the OSIRIS-TF observations (see Figure 5(b)) suggests an LAE candidate. The profile of the best starburst SED fit at $z \simeq 5.4$ supports a candidate LBG, in which case the OSIRIS-TF photometric point probably corresponds to a spectral feature in the absorption area around the 9000 Å wavelength. Therefore, object Ab is classified as a possible LBG at $z \gtrsim 5.4$.

Ac: Figure 8(c) shows the photometric data for candidate Ac and the SEDs of a starburst galaxy at $z = 3.0$ and $z = 1.45$. The object appears in all Subaru filters, in the field of the *HST* program ID5991, and is detected in the *Spitzer* 5.8 μm image. Figure 8(c) is similar to Figure 8(a), with the gray line showing the optical high-resolution SED template for a starburst with $E(B - V) < 0.1$.

The photometric profile of the OSIRIS-TF observations (see Figure 5(c)) resembles the long-wavelength queue of an emission line, but the *HST*, Subaru, and *Spitzer* data are not consistent with a $z \simeq 6.5$ LAE candidate. The fit for a starburst galaxy at $z = 1.45$ matches the OSIRIS-TF photometric point corresponding to the [O II] _{$\lambda\lambda 3726, 3729$} doublet. The χ^2 values for

¹² Available at NASA/IPAC Infrared Science Archive: <http://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/irac/calibrationfiles/spectralresponse/>.

¹³ Templates available at http://www.stsci.edu/hst/observatory/cdbs/cdbs_kc96.html.

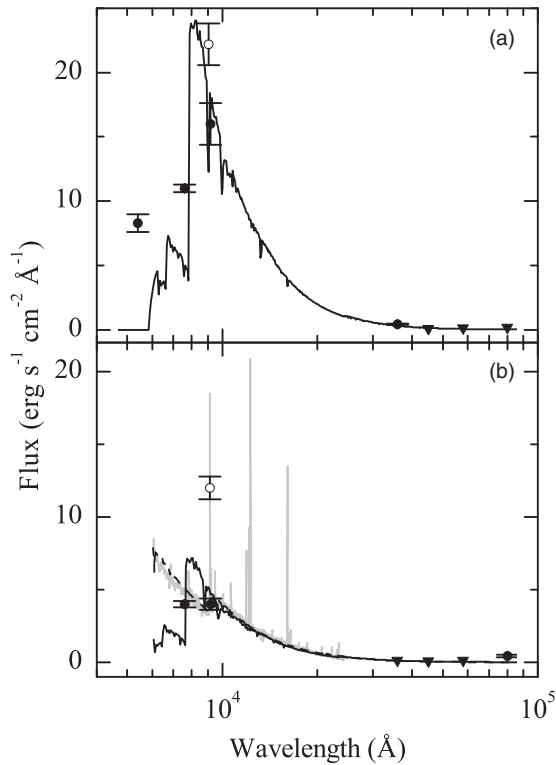


Figure 9. SED fittings for OSIRIS-TF LAE or LBG candidates. Fluxes obtained from OSIRIS-TF (hollow circle) and Subaru, *HST*, and *Spitzer*/IRAC (filled circles for the last three) images are plotted, along with SED fits calculated with HyperZ. (a) Candidate Bb: the SED fit is for a starburst galaxy at redshift $z \simeq 5.4$. The object is most likely and interloper. (b) Candidate Bb: photometric data have been fitted at $z \simeq 5.3$ (solid line) for a starburst galaxy, and at 1.45 (dashed line) for an [O II] emitter. The best fit suggests an [O II] interloper at the lowest redshift. The gray line is the same as in Aa in Figure 8.

the best starburst fit and the [O II] interloper are comparable; altogether the object is likely the latter.

6.4.2. OSIRIS-TF Double LAE/LBG Candidates

Figure 9 shows the photometry and SED fitting for the OSIRIS-TF double LAE/LBG candidates.

Ba: Candidate Ba (shown in Figure 9(a)) is detected in all of Subaru’s filters, lies out of the field of the *HST* images, and is found in the *Spitzer* 3.6 μm band. Figure 9(a) shows the photometric data available along with the best SED fit for a starburst galaxy at $z \simeq 5.4$. The flux in the OSIRIS-TF synthetic filter may be dominated by the short-wavelength queue of an emission line (Figure 6(a)), which explains why the OSIRIS-TF data are well above the Suprime-Cam z' band. The object is most likely an interloper.

Bb: Figure 9(b) shows the photometric data for object Bb and the SED of a starburst galaxy at $z \simeq 5.3$ and at 1.45. The object is detected in the Subaru i' and z' filters, lies outside of the *HST* fields, and is also found in the *Spitzer* 8 μm band. Figure 9(b) is similar to Figure 8(a), with the gray line showing the optical high-resolution SED template for a starburst with $E(B - V) < 0.1$.

Note that, as mentioned earlier, the centroids of the photometric profiles of the *Spitzer*/IRAC images for this object are shifted 1/3 with respect to their optical counterparts, and thus there is a possibility that the infrared images are misidentified. Both starburst galaxy SED fits are reasonable. However, the OSIRIS-TF flux is well above the Suprime-Cam z' ,

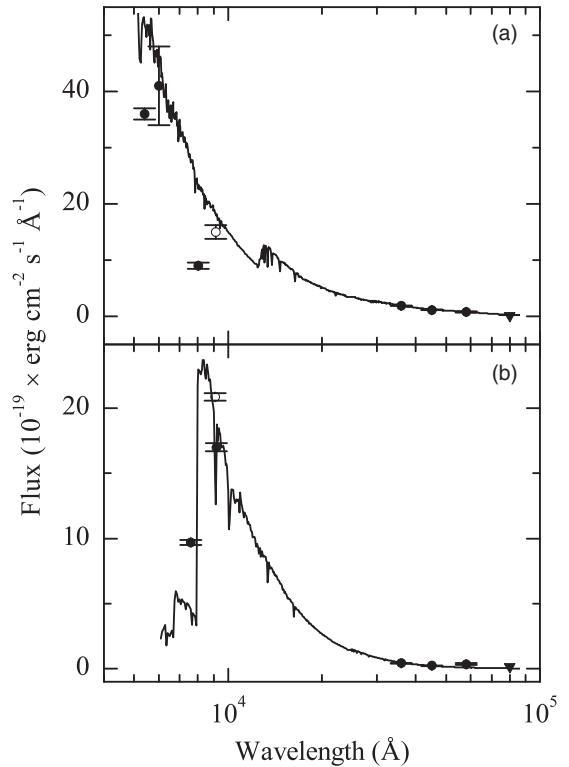


Figure 10. SED fittings for OSIRIS-TF LBG candidates. Fluxes obtained from OSIRIS-TF (hollow circles) and Subaru, *HST*, and *Spitzer*/IRAC (filled circles for the last three) images are plotted, along with SEDs calculated with HyperZ. (a) Candidate Ca: the best SED fit is that of a spiral galaxy at redshift $z \simeq 2.4$. (b) Candidate Cb: the photometric data are consistent with the SED of a starburst galaxy at $z = 5.5$. The SED profile suggests that the object may be an LBG at $z \gtrsim 5.5$ or a high-redshift interloper.

suggesting that some of the short-wavelength wing of the [O II] line (see Figure 6(b)) lies in the OSIRIS-TF wavelength range. The object is probably an [O II] interloper.

6.4.3. OSIRIS-TF LBG Candidates

Figure 10 shows the photometry and the SEDs of the OSIRIS-TF LBG candidates.

Ca: Images for Ca are available through the Subaru V filter, *HST* program ID6745, and *Spitzer* 3.6–5.8 μm bands; it remains undetected in the 8 μm observations and lies outside the field of Subaru’s i' and z' filters. Figure 10(a) shows the photometric data for this object (see Figure 7(a) for the set of OSIRIS-TF observations). The OSIRIS-TF photometric point could correspond with an absorption line. We also plot the best fitting of an SED, which corresponds to a young spiral galaxy at $z \simeq 2.4$. The *HST* optical data are incongruent with any object at $z > 4$. In any case, Ca is likely a young spiral galaxy.

Cb: Figure 10(b) shows the photometric data and the SED of a starburst galaxy at $z = 5.5$. The object is detected in Subaru’s i' and z' filters; it lies out of the field of view of the *HST* images and is found in the *Spitzer* 3.6–5.8 μm filter but not in the V and 8 μm bands. The starburst SED fits the photometric data fairly well. The spectral profile observed with OSIRIS-TF (Figure 7(b)) may in fact be an artifact due to the absorption region at wavelengths longer than the Lyman break. Nonetheless, the SED fit sustains that Cb is a reliable LBG candidate at $z \gtrsim 5.5$ rather than at 6.5 as estimated using only OSIRIS-TF data.

Table 4
Simulation Statistics

Instrument	Parameter ^a	N^b	Median	Q1 ^c	Q3 ^d
IDEAL	z	1290	6.55	6.53	6.58
	$L_{\text{Ly}\alpha}^e$...	6.35	4.16	10.93
	EW_0^f	...	94	56	175
	FWHM_0^f	...	1.63	1.25	2.13
Subaru	z	1108	6.54	6.51	6.56
	$L_{\text{Ly}\alpha}^e$...	7.49	4.85	13.23
	EW_0^f	...	105	66	187
	FWHM_0^f	...	1.65	1.26	2.19
OSIRIS-TF	z	2708	6.55	6.51	6.59
	$L_{\text{Ly}\alpha}^e$...	6.00	3.95	11.14
	EW_0^f	...	67	34	140
	FWHM_0^f	...	1.67	1.27	2.16

Notes.

^a Modeled parameters studied (redshift, luminosity of the Ly α line, and the rest-frame EW and FWHM).

^b Number of detections over the 5000 simulations.

^c First quartile of the parameter distribution of the recovered LAEs.

^d Idem for the third quartile.

^e In units of 10^{43} erg s⁻¹.

^f In \AA .

7. DISCUSSION

In this section we compare the results obtained with the different instrumental models applied to our simulated LAE sample, and we examine different explanations for the results of the OSIRIS-TF pilot observations.

7.1. Insights from Simulated Data

Table 4 summarizes the modeled performance for detection of LAEs for the three filter models analyzed in this paper. We present the statistical results using non-parametric scores (sample median and quartiles) since most of the simulated variables are poorly fitted by the Gaussian distribution.

The main differences that can be drawn from Table 4 correspond to the number of detections and the EW distributions of the LAE recovered in each filter. The numbers of LAEs recovered from our simulation using the NB921 filter in the Subaru Suprime camera and the ideal rectangular filter are similar, but they are only about 40% of those selected using the OSIRIS-TF. These results are explained by the asymmetric continuum bias, the filter profiles, and the different power of narrowband and ultra-narrow-band survey methodologies to detect LAEs with small EW values.

It is difficult to detect small EW LAEs. Thus, it is very interesting that the distribution of the EWs at the rest frame for OSIRIS-TF-recovered LAEs shows a median ($\text{EW}_0 = 67 \text{\AA}$) that is very accurate with respect to the median of the simulations (68\AA) and that is significantly smaller than those of the ideal and NB921 filters (94 and 105 \AA , respectively). This result shows that the OSIRIS-TF can extend the search of LAE candidates to objects with a relatively low contrast between the line and the continuum fluxes, which otherwise would be underestimated or even unnoticed in narrowband surveys. Taking the values of the first quartile for the Subaru's EW in Table 4, we estimate that many LAEs with $\text{EW}(\text{Ly}\alpha) < 60 \text{\AA}$ may remain undetected in Subaru's survey. This would explain the difference between the EW medians for LAEs at redshifts $z \simeq 5.7$ and 6.5 reported by Kashikawa et al. (2011; 89 and 74 \AA , respectively), as well as the lack of LAEs between redshifts $6.6 < z < 7.1$ with

$\text{EW}(\text{Ly}\alpha)$ in the range between 20 and 55 \AA accounted for by Pentericci et al. (2011). In fact, these changes in the EW of LAEs are interpreted as a fast evolution of the luminosity of the Ly α line caused by the incomplete reionization of the universe at redshifts $z > 6$. If LAEs at $z \simeq 6.5$ and with $\text{EW}(\text{Ly}\alpha) < 60 \text{\AA}$ were numerous, tunable filter surveys might have a large impact on our knowledge of their LF, changing our current view.

In addition to the EW, the mean luminosity of the Ly α line is also 5% and 20% lower for simulated LAEs detected with OSIRIS-TF with respect to those found using the ideal and Subaru filters, respectively. As we mentioned above, the OSIRIS-TF methodology to find LAE candidates presented in this paper is able to find almost all of our simulated objects. Now we see that OSIRIS-TF superior performance with respect to the other instruments is due not only to an unbiased wavelength coverage, but also to differences of the line luminosity properties of the detected LAEs.

The distribution of redshifts for the OSIRIS-TF candidates yields the largest interquartile range of $\Delta z = 0.08$, in contrast to 0.05 for both the ideal and the NB921 filters. This difference between the OSIRIS-TF and the narrowband filters is a consequence of the respective filter transmission profiles. On one hand, narrowband filters tend to be effective in finding LAE candidates on a rather restricted range of wavelengths of the filter bandpass; on the other hand, OSIRIS-TF candidates are evenly distributed on the swept wavelength range between 9122 and 9160 \AA . Moreover, the Lorentzian profile of the OSIRIS-TF transmission extends some filter sensitivity to find LAEs beyond the probed wavelengths. In practice, this will translate into an excess of LAE candidates with upper redshift limits and an excess of double LAE/LBG candidates with lower redshift limits at the blue and red borders of the set of OSIRIS-TF, respectively, as we have seen with the observed data presented in Section 5.2. Finally, the distributions of the FWHM at rest frame do not change significantly among the different filters.

The depth achieved using narrowband filters in LAE surveys is severely limited by the filter profile. Our results using simulations agree with the analysis of Subaru's data reported by Kashikawa et al. (2011). Thus, the output varies dramatically along the filter band, reflecting the filter response. In any case, the asymmetric continuum profile at each side of the Ly α line introduces a detection bias regardless of the profile of the narrowband filter. This bias is difficult to correct, as it may depend on several factors, such as the actual EW of the Ly α line. Therefore, narrowband surveys are useful to find candidates in a slim volume over a large area, but the properties that can be derived from follow-up spectroscopical observations are prone to produce biased results.

In contrast, the OSIRIS-TF can sample the whole range of the wavelengths of interest with a spectral resolution about 10 times larger than narrowband filters, and thus the combined Ly α line and break features could be recognized, and the redshift determined to a better accuracy (Figure 3). This avoids the biases introduced by the relatively large bandwidth and the extended wings of the transmission profiles of narrowband filters. LAEs with their Ly α line lying between 9122 and 9260 \AA are almost completely recovered (Figure 2). However, OSIRIS-TF also has limitations, in particular, the amount of total observing time increases with the number of images, which is proportional to the desired spectral resolution. Besides, the OSIRIS-TF relatively small field of view of $8.53 \times 8.67 \text{ arcmin}^2$, with a small shadowed area on one side, cannot compare to the

Table 5
Dependence of Detections on the Number of Filters

FWHM (Å)	Number of Filters	Detections	EW ₀ ^a (Å)
12	24	2535	66 ± 2
20	14	2542	66 ± 2
30	9	2497	67 ± 2
50	5	2282	72 ± 2
60	4	1799	74 ± 2
100	2	168	51 ± 6

Note. ^a Median and error. The errors (e) are computed from the interquartile range(r_q) by $e = 0.7413r_qN^{-1/2}$, where N is the number of detections.

wide field of Subaru Suprime-Cam (34×27 arcmin²). As a low-resolution Fabry–Pérot spectrograph, the field of view of tunable filter instruments is limited by the dependence of the effective wavelength on the distance to the optical center (see Equation (5)), which would spoil the desired monochromaticity in wide-field images (although this effect can be compensated for by wavelength scanning at the expense of telescope time). Thus, OSIRIS-TF is an instrument suitable for pencil-beam surveys spanning a relatively large volume, and for assessing the biases produced by standard narrowband filter surveys.

We have looked for relationships between the simulated variables. Aside from the obvious dependences imposed by candidate selection criteria (e.g., detection and EW limits), there are no practical differences between the detected and non-detected sets of simulated data, regardless of the filter characteristics. The only tiny effects that we have found involve LAEs with the largest observed FWHM and located near any of the edges of the filter. Thus, objects near the blue edge, but with the Ly α peak off the filter range, may be still detected because part of the flux lies in the filter. On the other hand, objects near the filter red edge may be undetected because the long-wavelength queue of the Ly α line extends beyond the transmitted wavelengths.

We have also investigated the effect of the number of filters used to detect LAEs. This effect may be present in observational strategies using several narrow bands to detect LAE candidates (or in general any emission objects), such as the OSIRIS-TF procedure discussed in this paper. The particular filter profile may render small changes on the results, and thus we have used ideal filter sets (rather than Gaussian or Lorentzian profiles) to characterize the several sets with different numbers of filters. The filter passband is different for each set, thus they cover the same spectral region and effective volume. In any case, the separation between the centers of two adjacent filters is half of the FWHM of the filter passband, as in the case of the OSIRIS-TF.

Table 5 and Figure 11 summarize the results obtained with different sets of ideal filters. The wavelength range (r) at the filters' FWHM covered for all the sets is the same, and it is given by the expression

$$r = \frac{n+1}{2} w = 150 \text{ \AA}, \quad (6)$$

where n is the number of filters in the set and w is the filter FWHM. We notice that the number of detections, around 2500 objects, decays slightly (3%) from 24 to 9 filters. However, for five filters there is a sharp cutoff in this number, and for the set of two filters, only 168 are detected. For the line luminosity and

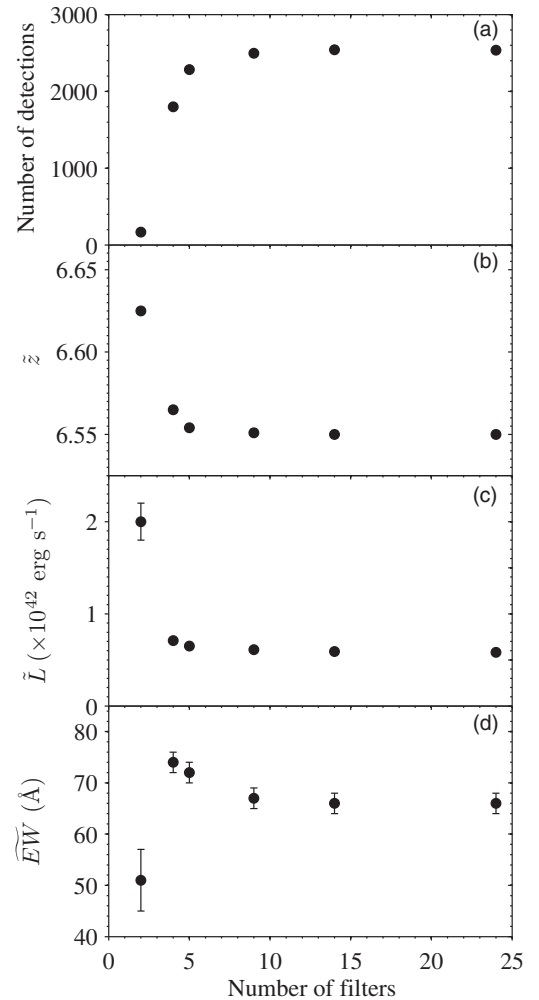


Figure 11. Dependences on the number of filters. This figure shows the results obtained using different sets of ideal (rectangular) filters on the LAE simulation data set. Each of these sets consists of a different number of filters, but they cover the same wavelength range as the original OSIRIS-TF set. Filters in a given set share the same FWHM, and their centers differ in steps of half this FWHM. For detections, we have adopted the same criteria as in the case of OSIRIS-TF. Panels show (a) the number of detections, (b) the median redshift, (c) the line luminosity, and (d) the rest-frame EW. The results for seven or more filters are similar, but for a smaller number of filters the number of detections falls dramatically, and the other parameters also change significantly.

redshift, the change also starts at five filters, with increments in their values. The rest-frame EW shows also an increment for five filters, but abruptly decays for two filter sets. The reason for this decay is that the only 168 objects detected are very luminous in both line and continuum emission. The rest-frame FWHM of the line, not shown in Figure 11, may also show an increment, but it is less significant than for the previous variables.

We note that for the two-filter set the distribution of detected objects becomes bimodal, rather than reflecting the original distribution. This occurs because a line located at the middle of the wavelength range lies in two filters, and our detection algorithm is unable to recognize such a line when the number of filters is small.

For Ly α and in general for other single and isolated emission lines, the previous analysis indicates that we might save significant telescope time, and still obtain similar results, observing through 9 filters with FWHM of 30 Å rather than 24 filters with FWHM of 12 Å. In return, the lower spectral resolution may increase the number of interlopers. However, currently

Table 6
OSIRIS-TF Survey Expected Quantities

Parameter	Observations ^a	
	Planned	Accomp.
Slices ^b	24	5
Irradiance limit ^c	4	9
$L_{\text{Ly}\alpha}$ limit ^d	2.1	4.7
Volume LAEs ^e	8760	1503
Expected LAEs ^f	4.2	0.1
$L_{[\text{O III}]}$ limit ^g	2.9	6.4
Volume [O II] ^e	122	21
Expected [O II] (Takahashi) ^h	7.4	0.8
Expected [O II] (Dressler) ⁱ	2.5	0.2

Notes.

^a State of the observations: Planned or Accomplished.

^b Number of wavelength slices.

^c Irradiance lower limit ($\times 10^{-18}$ erg s⁻¹ cm⁻²).

^d Ly α luminosity lower limit ($\times 10^{42}$ erg s⁻¹).

^e Proper volume covered (Mpc⁻³).

^f Number of expected LAEs obtained through the Schechter function with Kashikawa et al. (2011) parameters. Numbers are given with a precision of one decimal place, rather than integers, to ensure that at least one significant digit is shown.

^g [O II] luminosity lower limit ($\times 10^{40}$ erg s⁻¹).

^h Takahashi et al. (2007).

ⁱ Dressler et al. (2011).

the OSIRIS-TF resolution cannot be changed in the wavelength range of our observations. It is worth noting that for other studies where line deblending is necessary, such as mapping H α +[N II] or the [S II] doublet, it may be convenient to maintain a filter bandpass lower than 15 Å (e.g., Lara-López et al. 2010; Cedrés et al. 2013).

7.2. Excess of Candidates and Interlopers

The pilot observations obtained with the OSIRIS-TF embrace 5 out of 24 adjacent wavelength slices included in our complete program to find LAE candidates. Table 6 shows the values of some calculated and expected quantities.

Given the LAEs and [O II] interlopers LFs, we hardly expected to find any of these objects in the limited set of observations presented in this paper. Regardless of this prospect, we have extracted five candidates for which OSIRIS-TF data are congruent with LAEs, two of them also LBG candidates (in total, there were four LBG candidates). All of the LAE candidates were rejected after fitting broadband SEDs, but then three of them showed as possible [O II] interlopers, which is also a number of objects higher than expectations. These discrepancies between the number of expected LAEs and [O II] interlopers and the actual number of candidates are explained due to the low number of filters used in our current observations. Thus, the available data expand only a very small range of wavelengths (the FWHM of the synthetic OSIRIS-TF is 36 Å rather than 150 Å for the complete set of 24 filters), preventing a reliable sampling of the line and the continuum to both sides of the line. As a result, we cannot distinguish between small and large FWHM lines, because only a part of the wing of a line is observed, or even discriminate between emission lines and partially observed absorption features. These problems can be easily solved by observing through the complete set of filters. Meanwhile, we need to rely on archive data to improve candidate selection. Under these circumstances, even the limited

Table 7
Observer-frame FWHM for $z \simeq 6.5$ LAEs and Interlopers

Line	Redshift	Velocity (km s ⁻¹)	FWHM (Å)
Ly $\alpha_{\lambda 1216}$	6.50	400	12.16
[O II] $_{\lambda 3726-9}$	1.45	...	~10
[O III] $_{\lambda 5007}$	0.82	100	3.04
H $\alpha_{\lambda 6563}$	0.39	100	3.04

number of broadband archive data is useful to reject candidates with SED profiles not compatible with LAEs or LBGs, but insufficient to confirm the nature of the objects.

Dressler et al. (2011) have calculated the LF for [O II], [O III], and H α interlopers for LAEs at $z \simeq 5.7$. These LFs have a sharp cutoff for luminosities $\gtrsim 3 \times 10^{41}$ erg s⁻¹, [O II] emitters being the most numerous of the foreground sources. Considering a similar cutoff for $z \simeq 6.5$ interlopers, it corresponds to irradiances $> 2.2 \times 10^{-17}$ erg s⁻¹ cm⁻² for [O II] at $z = 1.45$, $> 9.1 \times 10^{-17}$ erg s⁻¹ cm⁻² for [O III] at $z = 0.82$, and $> 5.6 \times 10^{-17}$ erg s⁻¹ cm⁻² for H α at $z = 0.39$. Our LAE candidates listed in Table 1 have irradiances below all these flux cutoff values, the only exception being Aa, which slightly exceeds the [O II] flux cutoff. Therefore, interlopers can enhance the number of fake candidates, in accordance with the results obtained when fitting the SEDs in Section 6.

Ly α observed lines at $z = 6.5$ are rather wide, with FWHM around 10 Å. Interlopers' emission lines have observed widths that usually are well below this value. Table 7 shows the observed FWHM for Ly α and possible interlopers. For the interlopers, a fiducial velocity for the emission lines arising from star formation regions of 100 km s⁻¹ has been chosen. Of course, the interlopers have redshifts $z \ll 6.5$, and thus lower Doppler broadening than Ly α . Then, all the single lines, but the unresolved [O II] blend, have observed FWHM easily distinguishable from the Ly α with the OSIRIS spectral resolution. In the case of the [O II] blend, the separation between the individual line peaks, rather than the velocities, dominates the observed FWHM.

Given the detection limit for these observations (9×10^{-18} erg s⁻¹ cm⁻²), [O II] interlopers at $z \simeq 1.45$ with line luminosities brighter than $L_{[\text{O II}]} > 1.166 \times 10^{41}$ erg s⁻¹ will be detected. This yields a number of 0.2–0.8 expected [O II] interlopers in our data, depending on the LF adopted (Dressler et al. 2011; Takahashi et al. 2007, respectively). Expected numbers for the full set of planned observations are shown in Table 6. From Dressler et al. (2011), we expect a final efficiency of about 2/3 to find LAEs, i.e., 2 LAEs for every [O II] interloper, when the program is fulfilled. The OSIRIS Multi Object Spectrograph-Mode, soon available at the GTC, could be used for follow-ups if necessary.

The line ratio [O II] $\lambda 3726$ /[O II] $\lambda 3729$ between the individual lines that conform to the [O II] blend feature depends on the electronic density N_e . Extreme cases have values $\lim_{N_e \rightarrow 0} = 1.5$ and $\lim_{N_e \rightarrow \infty} = 0.35$, and thus this line ratio can be used to calculate the electronic density when it is in the range $2 < \log(N_e) < 4$ (Pradhan et al. 2006). Different values of [O II] ratios have a direct incidence on the unresolved blend FWHM measured with OSIRIS-TF, which makes it even more difficult to distinguish between LAEs and [O II] interlopers. There are few studies on the LF of [O II], and all of them deal with the blend as a single feature (Hogg et al. 1998; Gallego et al. 2002; Teplitz et al. 2003; Takahashi et al. 2007; Dressler et al. 2011).

An effect to take into account is the distortion of the LF of the observed LAEs and [O II] interlopers, and thus their number counts, due to the redshift-dependent magnification bias (e.g., Bartelmann 2010; de Diego et al. 2011). This effect increases the number of observed faint sources, but reduces their number density, enlarging the angular distance between the sources. The overall result depends on the steepness of the number-count function. For the high-luminosity LAEs, such as those observed at $z \sim 6.5$, this function is steep and more sources become observable. The situation is more complex for [O II] interlopers, for which the high-luminosity objects do not dominate the number counts. Thus, the magnification bias may reduce the number of observed [O II] interlopers with luminosities below $\simeq 3 \times 10^{41}$ erg s $^{-1}$ and enhances the counts for more luminous sources. In our case, the field observed with the OSIRIS-TF is dominated by the cluster of galaxies MS 2053.7-0449 at redshift $z = 0.583$, which expands about 4×7 arcmin 2 . The cluster contains a gravitational lensed arc (Luppino & Gioia 1992; Tran et al. 2005). The strong gravitational lens model has been discussed by Verdugo et al. (2007), and the weak-lensing signature of the cluster was detected by Hoekstra et al. (2002), who estimated a cluster velocity dispersion of 886 km s $^{-1}$.

Following Hildebrandt et al. (2011), we have used the singular isothermal sphere approximation to calculate the lens magnification as a function of the angular separation θ from the cluster center:

$$\mu(\theta) = \frac{\theta}{\theta - \theta_E}, \quad (7)$$

where θ_E is the Einstein radius (Narayan & Bartelmann 1996) for the cluster:

$$\theta_E = 4\pi \left(\frac{\sigma_v}{c} \right)^2 \frac{D_{ds}}{D_s}, \quad (8)$$

and where σ_v is the one-dimensional velocity dispersion (we have adopted Hoekstra et al. 2002, estimate of 886 km s $^{-1}$), D_{ds} is the angular diameter distance from the lensing cluster to the source, and D_s is the angular diameter distance from the observer to the source. We have taken a common redshift of $z = 6.5$ for LAEs and $z = 1.45$ for [O II] interlopers. In our case, the Einstein radius for MS 2053.7-0449 is $\theta_E = 17''$ and $11''$ for LAEs and [O II] interlopers, respectively.

The mean magnification $\langle \mu \rangle_{wl}$ in the weak lensing regime of the OSIRIS-TF field around MS 2053.7-0449 can be calculated considering an angular separation $3\theta_E \leq \theta \leq 4'$ which ranges from the weak lensing limit to the edge of the detector:

$$\langle \mu \rangle_{wl} = \frac{\int_{3\theta_E}^{4'} \mu(\theta) d\theta}{\int_{3\theta_E}^{4'} d\theta}, \quad (9)$$

yielding mean magnifications of 1.17 for LAEs and 1.13 for [O II] interlopers. Figure 12 shows the change of the magnification with the distance to the cluster center. For the planned sample, this magnification yields an increase from 4.2 to 5.7 for expected LAE counts. However, for the currently observed bands, the expected number of LAEs has a negligible increase of about 0.1 objects. As discussed above, the case of [O II] interlopers is more complicated and depends on the actual profile of their LF.

A major concern with photometric searches of LAE candidates is that only a tight range of redshifts is probed, yielding small samples prone to cosmic variance due to large-scale density fluctuations. Cosmic variance accounts for deviations from

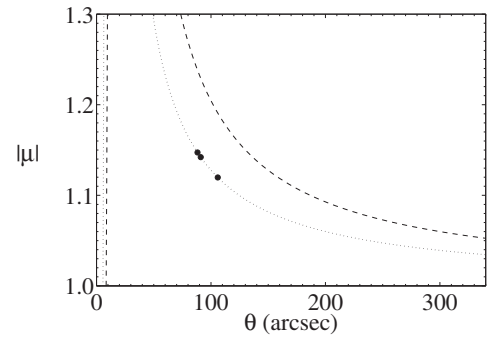


Figure 12. Magnification as a function of the angular separation to the center of the cluster of galaxies. The dotted line shows the absolute value of the magnification μ as a function of the angular separation θ for the cluster MS 2053.7-0449, using a singular isothermal sphere model. Filled circles correspond to [O II] interloper candidates.

the factual or expected values of the number counts of rare phenomena and of objects found in small volume surveys. Following Trenti & Stiavelli (2008), we have calculated that the uncertainty on the number counts is $\sigma_{\text{counts}} = 1$ for both LAEs and [O II] interlopers. Moreover, [O II] emitters are likely to show strong cross-correlation positions (Dressler et al. 2011). Therefore, we do not discard the possibility that some interloper candidates are actually [O II] emitters.

8. CONCLUSIONS

Narrowband surveys allow us to sample large sky areas and have been successful in finding LAE candidates. However, we have shown that the asymmetrical profile of the continuum around the Ly α line in LAEs yields a detection bias that affects the ability to find objects at redshifts where the Ly α line lies near the long-wavelength edge of narrowband photometric filters. Therefore, the Subaru survey and others that might be conducted using narrowband filters are prone to yield a biased LF. Besides, this methodology tends to ignore or underestimate small EW objects.

In the case of ultra-narrow-band surveys, our simulations show that the overall performance for LAE detection using OSIRIS-TF is not affected by the filter transmission profile, and the LF of LAEs could be accurately calculated. Moreover, OSIRIS-TF can recover simulated LAEs with Ly α line EWs significantly smaller than the objects recovered with narrowband filters. Nonetheless, tunable filters do not produce large monochromatic images, and the number of ultra-narrow-band images increases in proportion to the required spectral resolution, thus the size of the studied area is limited for practical reasons. Therefore, both narrowband and ultra-narrow-band surveys have different strengths and weaknesses, and thus they must be regarded as complementary strategies to study high-redshift LAEs.

We are carrying on a program to find LAE candidates with the OSIRIS-TF at the GTC. Part of this program is devoted to finding candidates at redshift $z \simeq 6.5$, with a strategy based on our study with Monte Carlo data. We have already performed pilot observations of five sets of images with the GTC and the OSIRIS-TF instrument at adjacent wavelengths, which is a fraction of the 24 wavelength slices that we plan to observe. The OSIRIS-TF images are separated by wavelength steps of 6 Å and have a bandpass of 12 Å, covering a wavelength range of about 36 Å. The total exposure time in each wavelength is 630 s, rendering a detection level of 9×10^{-18} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$, which is about two times less sensitive than that reported

for the Subaru LAE surveys. Available Subaru, *HST*/WFPC2, and *Spitzer*/IRAC archive data have been employed to build SED models. Because of the limited wavelength range of OSIRIS-TF observations, these models have been very helpful to reject LAE and LBG candidates and to identify interlopers, although the low number of bands used in the fits prevents accurate object classification and redshift estimate.

We have calculated the number of expected LAEs in the OSIRIS-TF field with our observational conditions. For this purpose, we have taken into account the weak lensing effect introduced by a nearby cluster of galaxies and the effect of the cosmic variance. Thus, we expected no more than one possible LAE and [O II] interloper showing up in our data. Actually, we have identified three possible [O II] interlopers and one LBG candidate. The possible overabundance of [O II] interlopers in the field might be a result of cross-correlation positions (Dressler et al. 2011). In any case, these results support the capabilities of OSIRIS-TF to perform an accurate survey of emission-line objects.

We plan to complete the set of OSIRIS-TF 24 wavelength slices to extract a sample of high-redshift candidates, namely, LAEs, LBGs, and high-redshift interlopers. The sample will be studied to confirm the nature of the objects using OSIRIS Multi-Object Spectrograph when available.

This research has been partially funded by the UNAM-DGAPA-PAPIIT IN110013 Program. J.A.D. and M.A.D. are grateful for support from CONACyT grant CB-128556. J.A.D. is grateful for support from grant SAB2010-0011 awarded by the Spanish MIED through the “Programa Nacional de Movilidad de Recursos Humanos” included in the Plan Nacional de I-D+i 2008-2011. T.V. acknowledges support from CONACyT grant 165365 through the program “Estancias posdoctorales y sabáticas al extranjero para la consolidación de grupos de investigación.” This work has been partially funded by the Spanish Ministry of Science and Innovation (MICINN) under the Consolider-Ingenio 2010 Program grant CSD2006-00070: First Science with the GTC (<http://www.iac.es/consolider-ingenio-gtc>), AYA2011-29517-C03-01, and AYA2011-29517-C03-02. Observations presented in this paper were made with the Gran Telescopio Canarias (GTC), installed in the Spanish Observatorio del Roque de los Muchachos of the Instituto de Astrofísica de Canarias, on the island of La Palma. The authors are thankful to the anonymous referee for the critical and constructive suggestions.

Facility: GTC (OSIRIS)

REFERENCES

- Atek, H., Kunth, D., Hayes, M., Östlin, G., & Mas-Hesse, J. M. 2008, *A&A*, 488, 491
- Atek, H., Kunth, D., Schaerer, D., et al. 2009, *A&A*, 506, L1
- Bartelmann, M. 2010, Gravitational Lensing, arXiv:1010.3829
- Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
- Blanc, G. A., Adams, J. J., Gebhardt, K., et al. 2011, *ApJ*, 736, 31
- Blanton, M., & Lin, H. 2000, *ApJL*, 543, L125
- Bolzonella, M., Miralles, J.-M., & Pelló, R. 2000, *A&A*, 363, 476
- Bruzual, G., & Charlot, S. 2003, *MNRAS*, 344, 1000
- Bruzual, A. G., & Charlot, S. 1993, *ApJ*, 405, 538
- Calzetti, D., Kinney, A. L., & Storchi-Bergmann, T. 1994, *ApJ*, 429, 582
- Cedr s, B., Beckman, J. E., Bongiovanni,  ., et al. 2013, *ApJL*, 765, L24
- Cepa, J. 2009, TF User Manual, Tech. rep., Instituto de Astrofísica de Canarias
- Cepa, J., Aguiar, M., Bland-Hawthorn, J., et al. 2003, *RMxAC*, 16, 13
- Cepa, J., Alfaro, E., Bongiovanni, A., et al. 2011, OSIRIS: User Manual (Scientific Use), Tech. rep., Instituto de Astrofísica de Canarias
- Ciardullo, R., Gronwall, C., Wolf, C., et al. 2012, *ApJ*, 744, 110
- Cowie, L. L., & Hu, E. M. 1998, *AJ*, 115, 1319
- Dayal, P., & Ferrara, A. 2012, *MNRAS*, 421, 2568
- de Diego, J. A., Cepa, J., De Leo, M., & Bongiovanni,  . 2011, *JPhCS*, 314, 012119
- Dijkstra, M., Lidz, A., & Wyithe, J. S. B. 2007, *MNRAS*, 377, 1175
- Dressler, A., Martin, C. L., Henry, A., Sawicki, M., & McCarthy, P. 2011, *ApJ*, 740, 71
- Finkelstein, S. L., Cohen, S. H., Moustakas, J., et al. 2011, *ApJ*, 733, 117
- Finkelstein, S. L., Rhoads, J. E., Malhotra, S., Grogin, N., & Wang, J. 2008, *ApJ*, 678, 655
- Forero-Romero, J. E., Yepes, G., Gottl ber, S., & Prada, F. 2012, *MNRAS*, 419, 952
- Gallego, J., García-Dab , C. E., Zamorano, J., Aragn-Salamanca, A., & Rego, M. 2002, *ApJL*, 570, L1
- González, J. J., Cepa, J., González-Serrano, I., et al. 2013, OSIRIS/GTC Red Tunable Filter: Wavelength Variations across the Field of View. The Anomalous Phase Effect, in press
- Gronwall, C., Ciardullo, R., Hickey, T., et al. 2007, *ApJ*, 667, 79
- Hansen, M., & Oh, S. P. 2006, *MNRAS*, 367, 979
- Hatziminaoglou, E., Mathez, G., & Pell , R. 2000, *A&A*, 359, 9
- Hayes, M., & Östlin, G. 2006, *A&A*, 460, 681
- Hayes, M., Östlin, G., Schaerer, D., et al. 2010, *Natur*, 464, 562
- Hibon, P., Kashikawa, N., Willott, C., Iye, M., & Shibuya, T. 2012, *ApJ*, 744, 89
- Hildebrandt, H., Muzzin, A., Erben, T., et al. 2011, *ApJL*, 733, L30
- Hoekstra, H., Franx, M., Kuijken, K., & van Dokkum, P. G. 2002, *MNRAS*, 333, 911
- Hogg, D. W., Cohen, J. G., Blandford, R., & Pahre, M. A. 1998, *ApJ*, 504, 622
- Hu, E. M., & Cowie, L. L. 2006, *Natur*, 440, 1145
- Hu, E. M., Cowie, L. L., Capak, P., et al. 2004, *AJ*, 127, 563
- Kashikawa, N., Kitayama, T., Doi, M., et al. 2007, *ApJ*, 663, 765
- Kashikawa, N., Shimasaku, K., Malkan, M. A., et al. 2006, *ApJ*, 648, 7
- Kashikawa, N., Shimasaku, K., Matsuda, Y., et al. 2011, *ApJ*, 734, 119
- Kinney, A. L., Calzetti, D., Bohlin, R. C., et al. 1996, *ApJ*, 467, 38
- Krug, H. B., Veilleux, S., Tilvi, V., et al. 2012, *ApJ*, 745, 122
- Kunth, D., Mas Hesse, J. M., Terlevich, E., et al. 1998, *A&A*, 334, 11
- Lara-López, M. A., Cepa, J., Castañeda, H., et al. 2010, *PASP*, 122, 1495
- Luppino, G. A., & Gioia, I. M. 1992, *A&A*, 265, L9
- Malhotra, S., & Rhoads, J. E. 2004, *ApJL*, 617, L5
- Mallery, R. P., Mobasher, B., Capak, P., et al. 2012, *ApJ*, 760, 128
- Narayan, R., & Bartelmann, M. 1996, Lectures on Gravitational Lensing, arXiv:astro-ph/9606001
- Neufeld, D. A. 1991, *ApJL*, 370, L85
- Ono, Y., Ouchi, M., Mobasher, B., et al. 2012, *ApJ*, 744, 83
- Ono, Y., Ouchi, M., Shimasaku, K., et al. 2010, *ApJ*, 724, 1524
- Ota, K., & Iye, M. 2012, *MNRAS*, 423, 444
- Ota, K., Iye, M., Kashikawa, N., et al. 2010, *ApJ*, 722, 803
- Ouchi, M., Shimasaku, K., Akiyama, M., et al. 2008, *ApJS*, 176, 301
- Ouchi, M., Shimasaku, K., Furusawa, H., et al. 2010, *ApJ*, 723, 869
- Pentericci, L., Fontana, A., Vanzella, E., et al. 2011, *ApJ*, 743, 132
- Pradhan, A. K., Montenegro, M., Nahar, S. N., & Eissner, W. 2006, *MNRAS*, 366, L6
- Santos, M. R., Ellis, R. S., Kneib, J.-P., Richard, J., & Kuijken, K. 2004, *ApJ*, 606, 683
- Schenker, M. A., Stark, D. P., Ellis, R. S., et al. 2012, *ApJ*, 744, 179
- Shapley, A. E., Steidel, C. C., Adelberger, K. L., et al. 2001, *ApJ*, 562, 95
- Shapley, A. E., Steidel, C. C., Pettini, M., & Adelberger, K. L. 2003, *ApJ*, 588, 65
- Shibuya, T., Kashikawa, N., Ota, K., et al. 2012, *ApJ*, 752, 114
- Shimasaku, K., Kashikawa, N., Doi, M., et al. 2006, *PASJ*, 58, 313
- Stark, D. P., Ellis, R. S., Chiu, K., Ouchi, M., & Bunker, A. 2010, *MNRAS*, 408, 1628
- Stark, D. P., Ellis, R. S., & Ouchi, M. 2011, *ApJL*, 728, L2
- Steidel, C. C., Giavalisco, M., Pettini, M., Dickinson, M., & Adelberger, K. L. 1996, *ApJL*, 462, L17
- Swinbank, J., Baker, J., Barr, J., Hook, I., & Bland-Hawthorn, J. 2012, *MNRAS*, 422, 2980
- Takahashi, M. I., Shioya, Y., Taniguchi, Y., et al. 2007, *ApJS*, 172, 456
- Taniguchi, Y., Ajiki, M., Nagao, T., et al. 2005, *PASJ*, 57, 165
- Tapken, C., Appenzeller, I., Noll, S., et al. 2007, *A&A*, 467, 63
- Teplitz, H. I., Collins, N. R., Gardner, J. P., Hill, R. S., & Rhodes, J. 2003, *ApJ*, 589, 704
- Tilvi, V., Rhoads, J. E., Hibon, P., et al. 2010, *ApJ*, 721, 1853
- Tran, K.-V. H., van Dokkum, P., Illingworth, G. D., et al. 2005, *ApJ*, 619, 134
- Trenti, M., & Stiavelli, M. 2008, *ApJ*, 676, 767
- Vanzella, E., Pentericci, L., Fontana, A., et al. 2011, *ApJL*, 730, L35
- Verdugo, T., de Diego, J. A., & Limousin, M. 2007, *ApJ*, 664, 702
- Verhamme, A., Schaerer, D., Atek, H., & Tapken, C. 2008, *A&A*, 491, 89
- Verhamme, A., Schaerer, D., & Maselli, A. 2006, *A&A*, 460, 397

5.3. De Leo, M.A., et al, 2014b, in preparation

5.3.1. Introducción

El trabajo es producto de una estancia de investigación en Toulouse, Francia, bajo la supervisión de la Dra. Roser Pelló. La finalidad es obtener funciones de luminosidad, estadísticamente significativas, de observaciones de emisores Lyman Alfa a corrimientos al rojo $z = 5, 6, 7, 8, 9, 10$.

Utilizo imágenes del programa CLASH y alineo todos los filtros disponibles de un mismo cúmulo de galaxias para que la diferencia de posición entre una misma fuente sea aproximadamente un pixel y así poder realizar fotometría de apertura.

Creé el algoritmo de selección de fuentes descrito en la sección §C.2. Por último realizo una selección manual de las fuentes de los catálogos finales.

Se realiza un ejercicio adicional, para corroborar que las fuentes finales son en realidad probables candidatos LAEs y no un producto equivocado del algoritmo de selección. Consiste en cambiar los conteos de los CCDs a su valor negativo (multiplicando por -1). Posteriormente sobre ellos se ejecutan los mismos algoritmos de detección y se compara al final si las fuentes del último catálogo de mejores candidatos son las mismas entre ambos procedimientos; si aparecen en ambos catálogos se consideran como candidatos finales. Ellos se envían al grupo de colaboración para la creación de las funciones de luminosidad.

Hasta la fecha tenemos múltiples resultados de 4 cúmulos de galaxias y están listos otros 4 cúmulos con candidatos finales. Los primeros resultados se ajustan muy bien con los modelos.

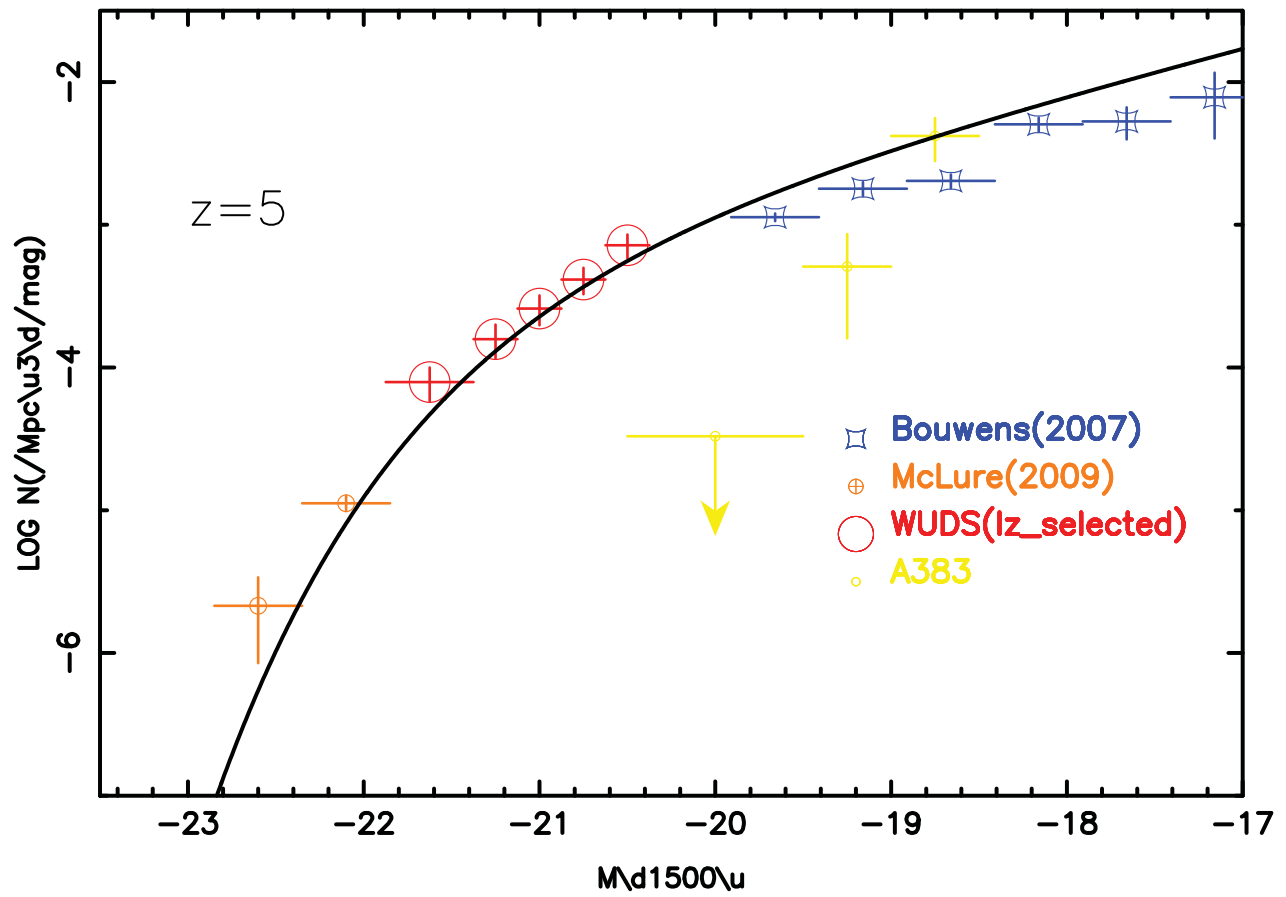


Figura 14: Ajuste de nuestros candidatos a LAEs (amarillo) y los de otros autores con los modelos de función de luminosidad a $z = 5$.

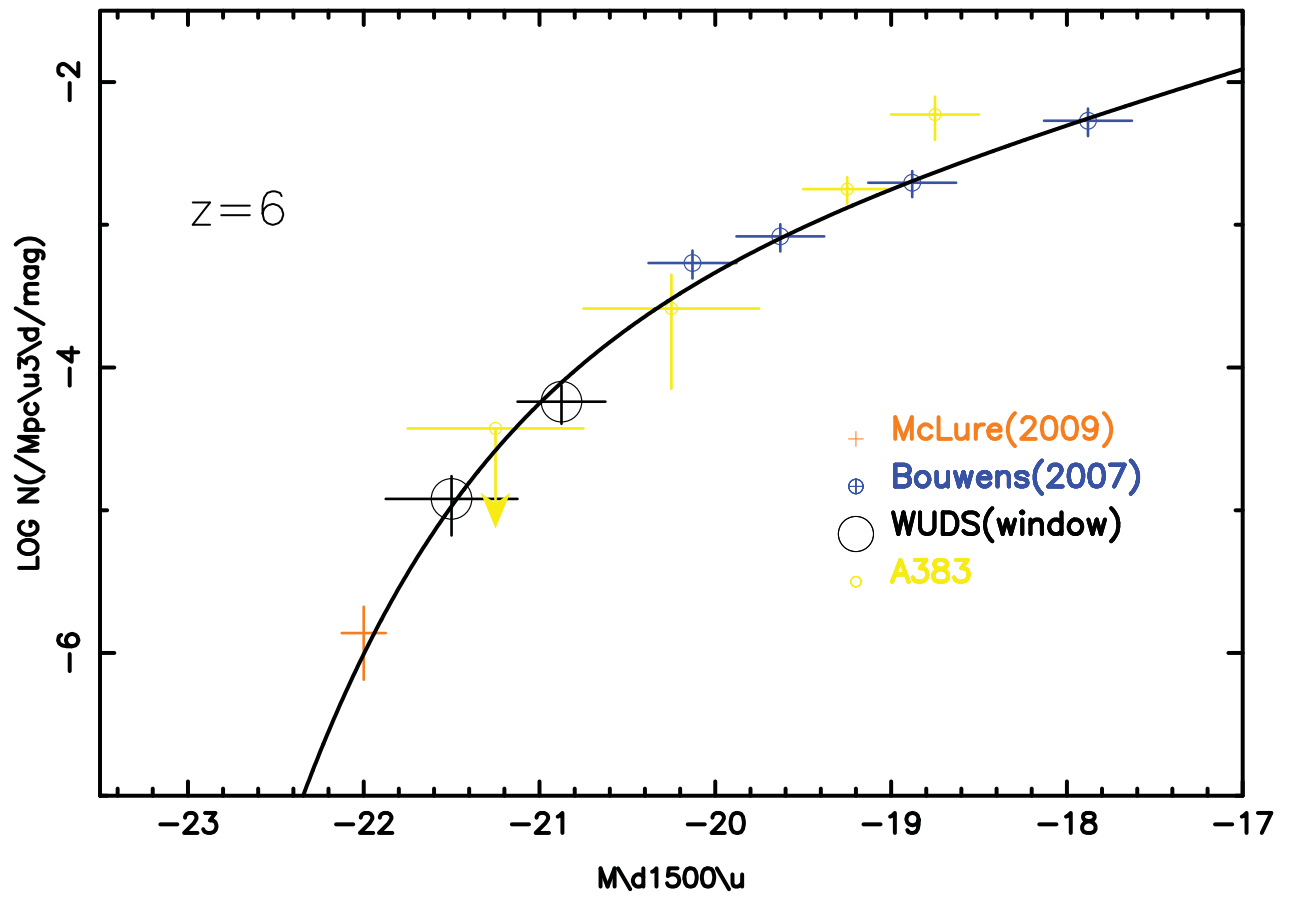


Figura 15: Ajuste de nuestros candidatos a LAEs (amarillo) y los de otros autores con los modelos de función de luminosidad a $z = 6$.

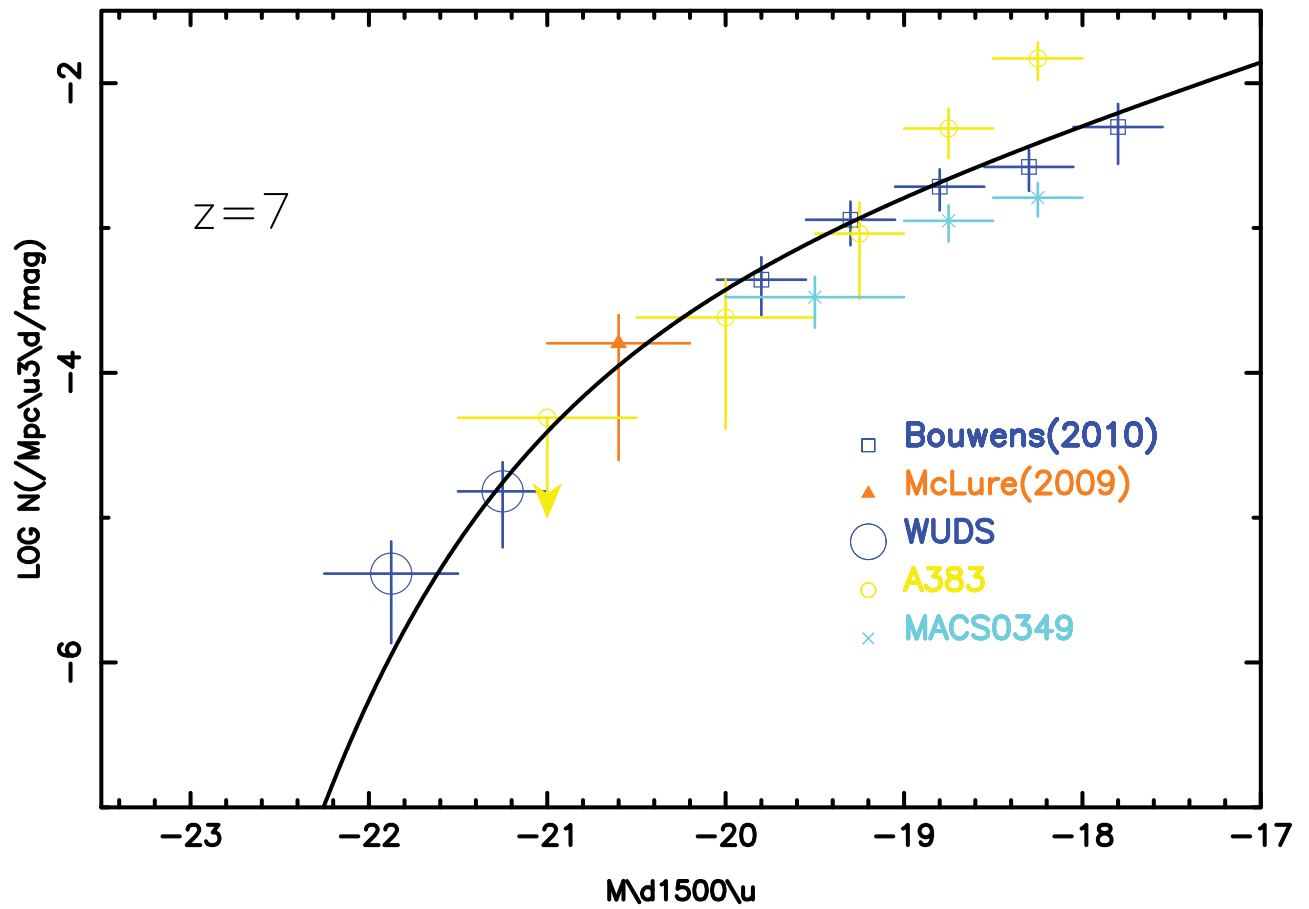


Figura 16: Ajuste de nuestros candidatos a LAEs (amarillo, cyan) y los de otros autores con los modelos de función de luminosidad a $z = 7$.

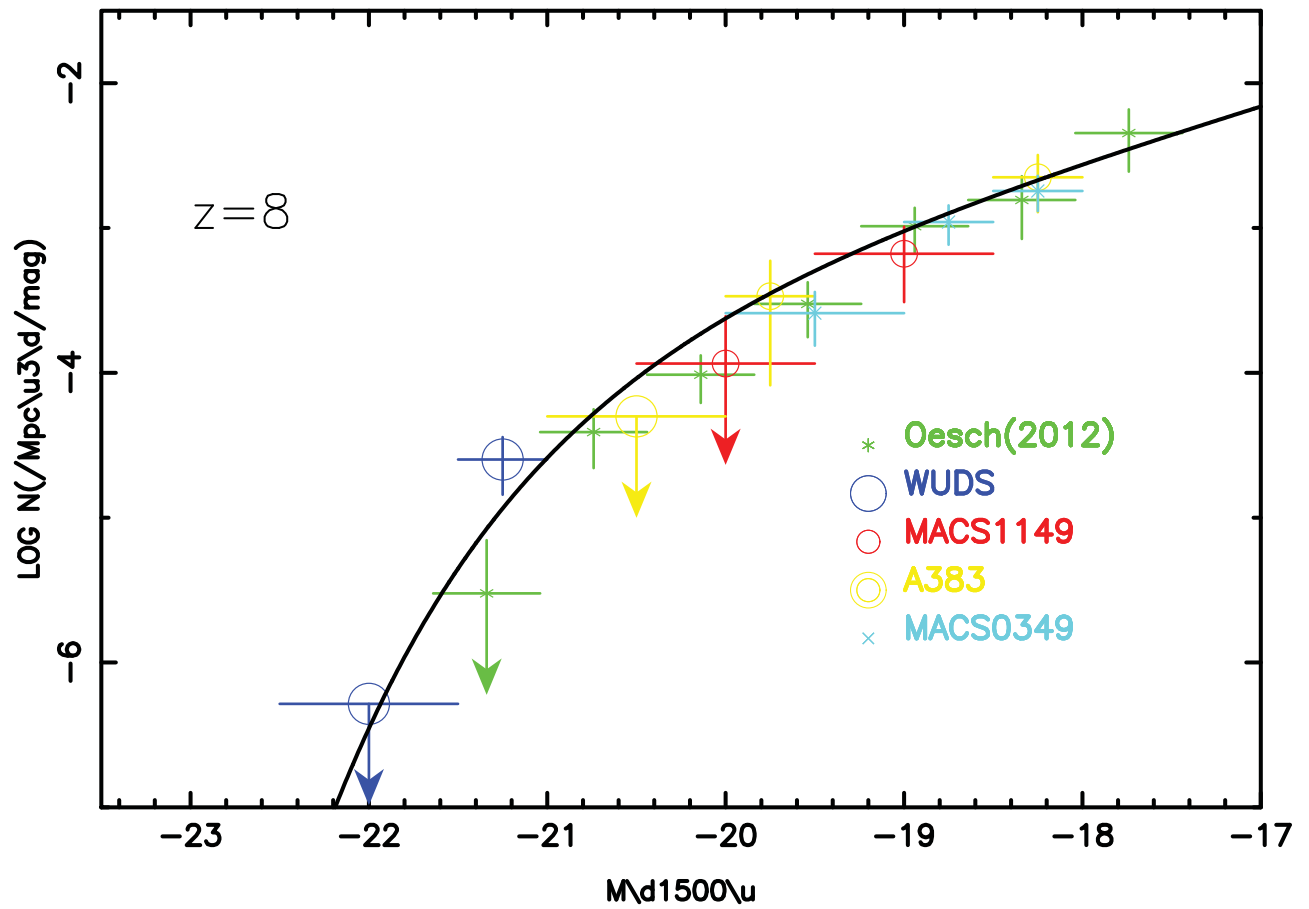


Figura 17: Ajuste de nuestros candidatos a LAEs (rojo, amarillo, cyan) y los de otros autores con los modelos de función de luminosidad a $z = 8$.

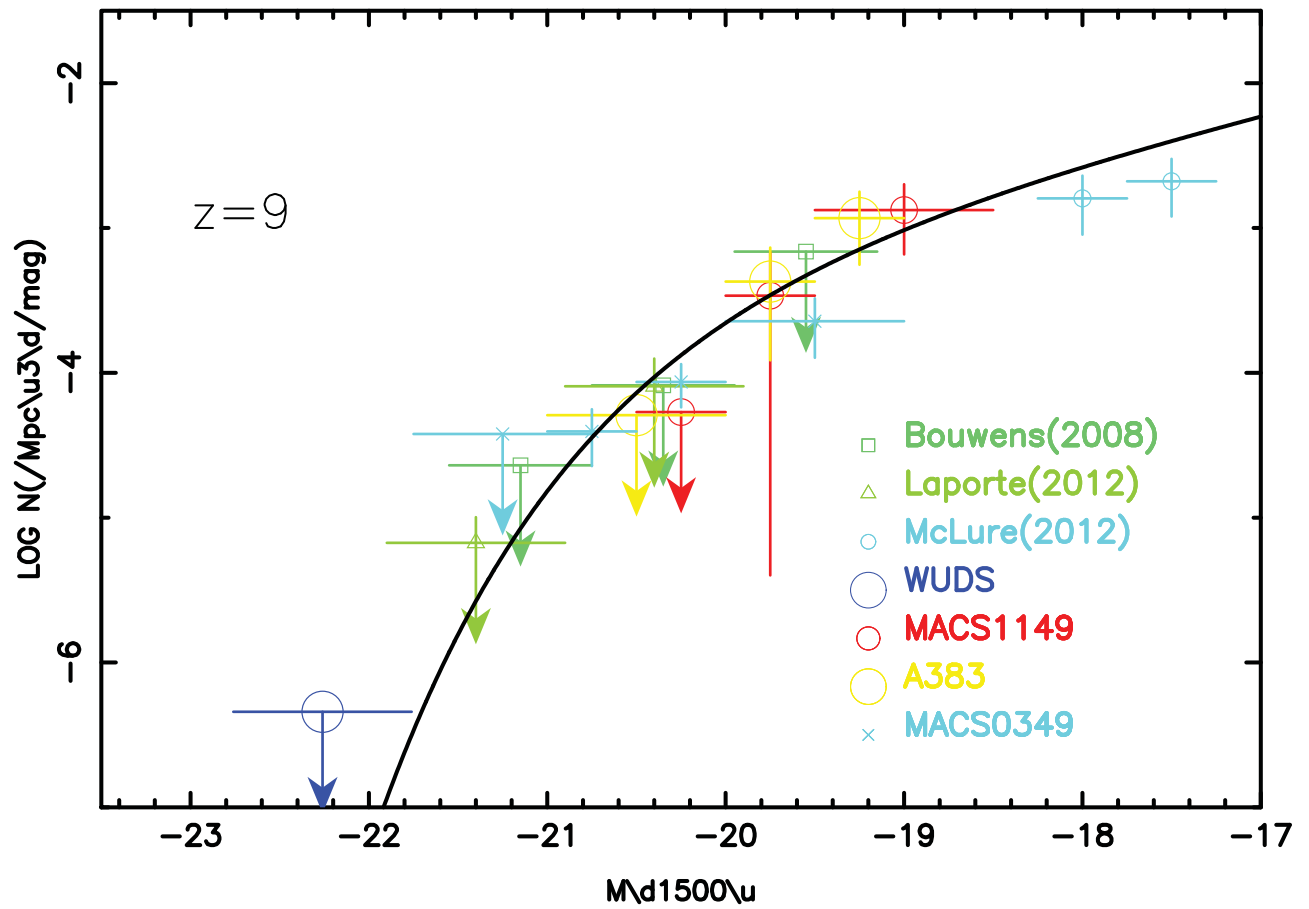


Figura 18: Ajuste de nuestros candidatos a LAEs (rojo, amarillo, cuan) y los de otros autores con los modelos de función de luminosidad a $z = 9$.

5.4. De Leo, M., et al, 2011, not published

5.4.1. Introducción

Reduje las imágenes obtenidas del cúmulo de galaxias MS2053.7–0449 a través de filtros sintonizables en GTC–OSIRIS, con rutinas ad–hoc para dicho instrumento. Al inspeccionar la imagen encontramos dos estructuras en forma de arco, indicativo de un posible sistema de lente gravitatorio previamente desconocido. Las observaciones comprenden las longitudes de onda 9122 Å–9154 Å, y solamente se observan las estructuras de arco en la longitud de onda 9128 Å, lo que nos llevó a generar la hipótesis de una fuente drop–out emisora Ly α magnificada por efecto de lente fuerte a $z = 6.505 \pm 0.0005$. Los arcos tienen 5 sub–estructuras, cada una considerada una imagen producida por el sistema lente–fuente. Las subestructuras tienen una señal–a–ruido mayor a 3σ y sus posiciones (x,y) funcionan como constricciones para el modelo del sistema de lente.

Procedí a la limpieza de las imágenes, para lograr el mayor contraste de la estructura con respecto al fondo. Posteriormente obtuve su magnitud usando fotometría de apertura y ajustando con la estrella de calibración. En las imágenes científicas, en el centro geométrico del círculo que describen los arcos, se observan 3 objetos, que consideramos podían ser un grupo de galaxias actuando como la lente. Tomás Verdugo (*comunicación privada*) utilizó imágenes de archivo del HST–WPC2 en las bandas F606W, F702W y F814W, para estimar la magnitud y el corrimiento fotométrico al rojo de dichas fuentes. Se encontró que el probable grupo residía entre $1 \lesssim z \lesssim 3$, con magnitudes de 25.826 ± 0.154 (F606W), 26.237 ± 0.214 (F702W) y 26.623 ± 0.320 (F814W). Los datos del sistema de lente los introduje en el programa de optimización de modelos LENSTOOL, utilizando un sencillo potencial gravitacional de esfera isoterma singular (SIS, *singular isothermal sphere*), como una primera aproximación. Los parámetros libres de la optimización fueron la posición (x,y),

elipticidad (ϵ), el ángulo de posición (P.A., *position angle*) y la velocidad de dispersión de la lente (σ). Adicionalmente probé diferentes corrimientos al rojo para el sistema de lentes, desplazando de $1 \leq z \leq 3$ con $\Delta z = 0.1$, obteniendo el mejor ajuste a $z = 2$. Dicho ajuste coloca a la lente a un 60% de la distancia comovil con la fuente, el rango donde la efectividad de la sección transversal de la lente se maximiza si el sistema tiene una configuración óptima. El mejor ajuste normalizado (el ajuste dividido entre los grados de libertad del sistema) presenta $\bar{\chi}_{z=2}^2 = 8.5$, con una magnificación promedio de las imágenes $\langle \mu \rangle = 33.2$. La magnificación reportada es de los valores más altos encontrados en la literatura, pero no por ello imposible (Smail et al. 2007). Al mismo tiempo la luminosidad no-magnificada calculada de la fuente es $L_0 \simeq 6.4 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$, lo cual hace a la fuente el emisor Ly α más tenue conocido a $z > 5.7$ (Santos et al. 2004; Stanway et al. 2007; Hibon et al. 2010; Ouchi et al. 2010; Ota et al. 2010; Cassata et al. 2011; Dressler et al. 2011).

Adicionalmente, determiné el tamaño de la región emisora de Ly α y la tasa de formación estelar de la fuente, además del radio de Einstein (θ_E) y la masa de la lente. El radio de Einstein se consideró como la distancia promedio entre nuestro candidato a lente y las subestructuras de los arcos, siendo de 10.09". Los mejores ajustes de LENSTOOL arrojan una fuente (región de formación estelar, en nuestro caso) con radio de 1.28 kpc, consistente con estimaciones observadas para LAEs a $z = 6.6$ de Taniguchi et al. (2005), entre $r \simeq 1.4 - 2.9$ kpc. El modelo de esfera isoterma singular, donde σ es la velocidad de dispersión, D_{OL} la distancia angular entre el observador y la lente, G es la constante universal de gravedad, se expresa en la siguiente ecuación:

$$M_{\text{SIS},\theta_E} = \frac{\pi \theta_E \sigma^2 D_{OL}}{G} \quad (26)$$

La masa que obtenemos dentro del radio de Einstein es $M_{\text{SIS},\theta_E} = 3.6 \times 10^{13} M_{\odot}$, que cae dentro del rango de masas reportadas de grupos de gala-

xias (Wilman et al. 2005). La velocidad de dispersión del mejor modelo (788 km s^{-1}) está dentro de los parámetros reportados para grupos de galaxias por Limousin et al. (2009).

La tasa de formación estelar proviene de la ecuación 2, considerando que la única característica que vemos del emisor Lyman Alfa a corrimiento al rojo $z \sim 6.5$ es su región de formación estelar, con una intensa radiación ultravioleta producida por sus estrellas O y B, y primordialmente emitida en la línea Ly α 1215.67 \AA . La tasa estimada es de $\text{SFR} = 0.2 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, mucho más baja que tasas reportadas por otros autores al mismo corrimiento al rojo (Ono et al. 2010; Ota et al. 2010). Sin embargo, si consideramos que la fracción de escape de los fotones Ly α es de aproximadamente 5% (Forero-Romero et al. 2011), entonces la tasa corregida (SFR_{corr}) es de $3.79 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, similar al límite más bajo reportado para fuentes semejantes (Ono et al. 2010).

Encontramos que la morfología de arcos, en vez de un anillo de Einstein, se puede deber al corte (*shear*) que genera, en dirección tangente a las líneas críticas, el cúmulo MS2053. Un efecto semejante se observa en Smail et al. (2007).

5.4.2. Conclusiones

Se solicitaron observaciones adicionales del sistema en GTC–OSIRIS en la longitud de onda 9128 \AA , para incrementar el contraste. Con 1000 segundos de observación, no se logran detectar los arcos. Esto se puede deber a varias razones:

- La longitud de onda central de los arcos, debido a su distancia del centro óptico del telescopio, es 9124 \AA ; por lo que la observación mínimamente alcanza a cubrir dicha longitud de onda ($9128 \pm 6 \text{ \AA}$), ya sea de un LAE a $z \sim 6.5$ o de un *interloper* localizado a un corrimiento al rojo más bajo.
- Se puede tratar de una fuente transitoria o variable.

- Ha quedado descartado un fenómeno instrumental o una mala reducción de imágenes, esto al entablar una sesión de discusión con el equipo GTC en el IAC.

El artículo fue enviado primeramente a *Astrophysical Journal*, quien solicitó observaciones adicionales. La falta de resultados contundentes impidió se enviara de nuevo a arbitraje el artículo.

6. Conclusiones

En [De Leo et al. \(2014a\)](#) encuentro diferencias físicas entre poblaciones de emisores Lyman Alfa y no-emisores Lyman Alfa. Destaca la diferencia en colores y pendiente β . Al mismo tiempo los no-emisores son objetos con formación estelar mucho más reciente, especialmente en el rango de $10^{8-9} M_{\odot}$. Los objetos, en función de su continuo en UV, pueden ser clasificados como LAEs, LBGs o no-LAEs si recientemente han empezado a formar estrellas ($t_{\star} \leq 200$ Myr), mientras que los objetos que llevan una formación estelar de un orden de magnitud mayor en tiempo ($t_{\star} \leq 1$ Gyr) con mayor probabilidad serán clasificados como LAEs. Esto apunta a una evolución estelar entre ambas poblaciones, probablemente por una diferencia en la cantidad de fotones ionizantes Ly α o del contenido del medio intergaláctico (hidrógeno neutro).

En [de Diego et al. \(2013\)](#) encontramos dificultades debido a que los datos obtenidos no cubren el rango espectral solicitado, el volumen comovil de análisis está trunco y la función de luminosidad apunta a una muy baja probabilidad para encontrar LAEs, como efectivamente arrojan los resultados. En la sección §7 del artículo profundizamos en cómo utilizar el GTC-OSIRIS y los filtros sintonizables para realizar un contundente barrido de corrimientos al rojo de interés para el estudio de la función de luminosidad de emisores Ly α . Adicionalmente, concluimos que los filtros sintonizables son una herramienta muy útil, y en casos específicos, potencialmente mejores que los filtros de banda ancha y angosta, utilizados en los catastros de LAEs realizados hasta la fecha; consideramos que nuestro estudio ha sido un prototipo para estudios futuros con GTC-OSIRIS.

En [De Leo et al. \(2011\)](#) se solicitaron observaciones adicionales del sistema en GTC-OSIRIS en la longitud de onda 9128 Å, para incrementar el contraste.

Con 1000 segundos de observación, no se logran detectar los arcos. Esto se puede deber a varias razones:

- La longitud de onda central de los arcos, debido a su distancia del centro óptico del telescopio, es 9124 \AA ; por lo que la observación mínimamente alcanza a cubrir dicha longitud de onda ($9128 \pm 6 \text{ \AA}$), ya sea de un LAE a $z \sim 6.5$ o de un *interloper* localizado a un corrimiento al rojo más bajo.
- Se puede tratar de una fuente transitoria o variable.
- Ha quedado descartado un fenómeno instrumental o una mala reducción de imágenes, esto al entablar una sesión de discusión con el equipo GTC en el IAC.

El artículo fue enviado primeramente a *Astrophysical Journal*, quien solicitó observaciones adicionales. La falta de resultados contundentes impidió se enviara de nuevo a arbitraje el artículo.

En [De Leo et al. \(2014b\)](#) todavía es demasiado pronto para obtener conclusiones. Las primeras funciones de luminosidad, producto de la selección de candidatos a emisores Lyman alfa, se ven muy prometedoras. Los candidatos se ajustan a los datos simulados a través de la teoría. Será hasta que se tengan más candidatos que se podrá ver si el ajuste es en general bueno; aún con el caso contrario se puede ampliar una discusión sobre las simulaciones cosmológicas.

7. Trabajo a Futuro

7.1. OSIRIS-GTC

Varios de los datos tomados con el telescopio no tienen la calidad óptima para la búsqueda de LAEs: tienen mal *seeing*, mala calidad del cielo o corriente oscura prominente. Sin embargo, hemos estado trabajando en minimizar la corriente oscura y trabajaremos con los demás datos para conocer qué tan efectivo es el algoritmo de selección bajo dichas circunstancias.

Hay datos adicionales, de buena calidad, que fueron entregados en el segundo semestre del 2013, se trabajará con ellos.

Adicionalmente se planean aplicar las técnicas utilizadas en [De Leo et al. \(2014b\)](#) para detectar LAEs en los datos de OSIRIS-GTC.

7.2. VIRUS-P / HETDEX

Existe un proyecto para buscar emisores de [O II] en los mismos datos, para ello se tienen que re-orientar las características que buscamos de los emisores y realizar de nuevo el estudio estadístico de los ajustes a los modelos SED.

7.3. CLASH

Se trabajaron 8 cúmulos de galaxias con datos en 12 o 13 filtros de HST que además contaban con un modelo de potencial gravitacional robusto, de acuerdo con Johan Richard.

Existen cúmulos observados en mayor o menor número de filtros, su análisis requieren una re-escritura del algoritmo de selección, se planea realizar dicha modificación.

El equipo del Observatoire de Marseille está constantemente actualizando

los modelos de potencial gravitacional de diferentes cúmulos de galaxias, conforme estén disponibles se trabajará con ellos.

Para la publicación de un artículo científico, todavía queda mucho trabajo por realizar. Los candidatos finales de los 8 cúmulos deben esbozarse en las funciones de luminosidad; se debe analizar si están afectadas por un régimen de lente gravitatoria fuerte; se debe considerar si el número de fuentes obtenidas hasta el momento representa una muestra estadísticamente robusta o no.

Two arcs from a gravitational–lensed Lyman Alpha Emitter at $z = 6.5$

M. A. De Leo & J. A. de Diego¹

Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 70-264, México, D. F., México
madeleo@astro.unam.mx

T. Verdugo

Centro de Investigaciones de Astronomía (CIDA), Apartado Postal 264, Mérida 5101-A, Venezuela

A. Bongiovanni & J. Cepa

Instituto de Astrofísica de Canarias c/ Vía Láctea s/n, E38200, La Laguna, Tenerife, España
Departamento de Astrofísica, Universidad de La Laguna, E38205, Santander, España
and

J. I. González–Serrano

Instituto de Física de Cantabria (CSIC), Universidad de Cantabria, 39005, Santander, España

ABSTRACT

We present the first reported detection of arc–images product of a gravitational–lensed Lyman Alpha Emitter (LAE) candidate; a group of galaxies acts as a lens at $z \approx 1$, producing an average magnification of ~ 31 on the LAE. Drop–out techniques and tunable filters from the imager/spectrograph at OSIRIS/GTC were used for the detection. We construct a simple lens model that reproduces the positions of the images and the expected characteristics of the lens. The source LAE has the lowest reported luminosity ($L_0 \approx 2.1 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$) for similar objects at $z > 5.7$. The calculated star formation rate (SFR) determined from $L_{\text{Ly}\alpha}$ equals $3.79 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ within reported limits of star forming regions at $z = 6.5$.

Subject headings: gravitational lensing: strong – galaxies: groups: general – galaxies: high–redshift–galaxies: star formation

1. Introduction

There are three processes that produce a strong output of energy in the $\text{Ly}\alpha$ line at high redshifts: AGN activity, cold accretion, and star formation. These processes take place in quasars and other AGNs, $\text{Ly}\alpha$ blobs and $\text{Ly}\alpha$ emitters (LAEs hereafter), respectively. However, $\text{Ly}\alpha$ blobs are a rare phenomenon, and AGNs represent only a few percent in $\text{Ly}\alpha$ selected samples (Ouchi et al. 2008), although the results depend on the selection methods (e.g. Bongiovanni et al.

2010), moreover, AGNs are easily identified by their noticeable continuum emission and other spectral features. Thus, $\text{Ly}\alpha$ surveys aim to trace star–forming galaxies over a large redshift range, and the observed ultraviolet luminosity function for $z \gtrsim 3$ is successfully reproduced by photoionization models from a first generation of young massive stars (Bouwens et al. 2007; Le Delliou et al. 2006; McLure et al. 2009).

LAEs are easily detected both in spectroscopic and narrow band image surveys between $2 \leq z \leq 7$ (e.g. Cowie & Hu 1998; Nilsson & Meisenheimer 2009; Hiben et al. 2010; Venemans et al. 2007). Yet, disentangling the properties of star–forming galaxies becomes difficult at $z \gtrsim 3$ because only the rest frame UV

¹Present address: Instituto de Astrofísica de Canarias c/ Vía Láctea s/n, E38200, La Laguna, Tenerife, España.

8. Bibliografía

Referencias

- Adams, J. J., Blanc, G. A., Hill, G. J., et al. 2011, *ApJS*, 192, 5
- Bayliss, M. B., Wuyts, E., Sharon, K., et al. 2010, *ApJ*, 720, 1559
- Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, *A&AS*, 117, 393
- Blanc, G. A., Adams, J. J., Gebhardt, K., et al. 2011, *ApJ*, 736, 31
- Blandford, R. D. & Narayan, R. 1992, *ARA&A*, 30, 311
- Bolton, J. S., Becker, G. D., Wyithe, J. S. B., Haehnelt, M. G., & Sargent, W. L. W. 2010, *MNRAS*, 406, 612
- Bolzonella, M., Miralles, J.-M., & Pelló, R. 2000, *A&A*, 363, 476
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Bradley, L. D., et al. 2009, *The Astrophysical Journal*, 690, 1764
- Bridge, C. R., Blain, A., Borys, C. J. K., et al. 2012, *ArXiv e-prints*
- Brocklehurst, M. 1971, *MNRAS*, 153, 471
- Bruzual, G. & Charlot, S. 2003, *MNRAS*, 344, 1000
- Calzetti, D., Armus, L., Bohlin, R. C., et al. 2000, *ApJ*, 533, 682
- Calzetti, D., Meurer, G. R., Bohlin, R. C., et al. 1997, *AJ*, 114, 1834
- Cassata, P., Le Fèvre, O., Garilli, B., et al. 2011, *A&A*, 525, A143
- Cepa, J. 2007, *OSIRIS: Observing with a Tunable Filter*
- Cepa, J. 2009, *TF User Manual*, Tech. rep., Instituto de Astrofísica de Canarias
- Cepa, J., Aguiar, M., Bland-Hawthorn, J., et al. 2003, *RMxAAACS*, 16, 13
- Chang, K. & Refsdal, S. 1979, *Nature*, 282, 561
- Chwolson, O. 1924, *Astronomische Nachrichten*, 221, 329
- Ciardullo, R., Gronwall, C., Wolf, C., et al. 2012, *ApJ*, 744, 110
- Courbin, F. & Minniti, D. 2002, *Gravitational Lensing: An Astrophysical Tool* (Springer - Verlag)

Dawson, S., Rhoads, J. E., Malhotra, S., et al. 2007, *Apj*, 671, 1227

Dayal, P., Ferrara, A., Saro, A., et al. 2009, *MNRAS*, 400, 2000

de Diego, J. A., De Leo, M. A., Cepa, J., et al. 2013, *AJ*, 146, 96

De Leo, M. A., de Diego, J. A., Verdugo, T., et al. 2011, unpublished

De Leo, M. A., Drory, N., Adams, J. J., et al. 2014a, in preparation

De Leo, M. A., Pelló, R., Laporte, N., & Richard, J. 2014b, in preparation

Donnarumma, A., Ettori, S., Meneghetti, M., et al. 2011, *A&A*, 528, A73

Dressler, A., Martin, C. L., Henry, A., Sawicki, M., & McCarthy, P. 2011, *Apj*, 740, 71

Drory, N., Bender, R., Feulner, G., et al. 2004, *Apj*, 608, 742

Drory, N., Feulner, G., Bender, R., et al. 2001, *MNRAS*, 325, 550

Eddington, A. S. 1919, *Nature*, 104, 372

Ederoclite, A. & Cepa, J. 2010, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 434, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIX*, ed. Y. Mizumoto, K.-I. Morita, & M. Ohishi, 253

Einstein, A. 1916, *Annalen der Physik*, 354, 769

Einstein, A. 1936, *Science*, 84, 506

Finkelstein, S. L., Hill, G. J., Gebhardt, K., et al. 2011, *Apj*, 729, 140

Forero-Romero, J. E., Yepes, G., Gottlöber, S., et al. 2011, *MNRAS*, 415, 3666

Gawiser, E., van Dokkum, P. G., Gronwall, C., et al. 2006, *Apj*, 642, L13

Giavalisco, M. 2002, *ARA&A*, 40, 579

Gronwall, C., Ciardullo, R., Hickey, T., et al. 2007, *Apj*, 667, 79

Guaita, L., Gawiser, E., Padilla, N., et al. 2010, *Apj*, 714, 255

Hamana, T., Ouchi, M., Shimasaku, K., Kayo, I., & Suto, Y. 2004, *MNRAS*, 347, 813

Hayes, M., Östlin, G., Schaerer, D., et al. 2010, *Nature*, 464, 562

Hibon, P., Cuby, J.-G., Willis, J., et al. 2010, *A&A*, 515, A97

- Hill, G. J., Gebhardt, K., Komatsu, E., et al. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 399, *Panoramic Views of Galaxy Formation and Evolution*, ed. T. Kodama, T. Yamada, & K. Aoki, 115
- Hill, G. J., Gebhardt, K., Komatsu, E., & MacQueen, P. J. 2004, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 743, *The New Cosmology: Conference on Strings and Cosmology*, ed. R. E. Allen, D. V. Nanopoulos, & C. N. Pope, 224–233
- Hill, G. J., Lee, H., Vattiat, B. L., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7735, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Hu, E. M., Cowie, L. L., Capak, P., et al. 2004, *AJ*, 127, 563
- Hu, E. M., Cowie, L. L., McMahon, R. G., et al. 2002, *ApJ*, 568, L75
- Jullo, E., Kneib, J.-P., Limousin, M., et al. 2007, *New Journal of Physics*, 9, 447
- Kassiola, A. & Kovner, I. 1993, *ApJ*, 417, 450
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ARA&A*, 36, 189
- Klimov, Y. G. 1964, *Soviet Ast.*, 7, 664
- Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., et al. 2011, *ApJS*, 192, 18
- Kornei, K. A., Shapley, A. E., Erb, D. K., et al. 2010, *ApJ*, 711, 693
- Krug, H. B., Veilleux, S., Tilvi, V., et al. 2012, *ApJ*, 745, 122
- Laporte, N., Pelló, R., Hayes, M., et al. 2012, *A&A*, 542, L31
- Liebes, S. 1964, *Physical Review*, 133, 835
- Limousin, M., Cabanac, R., Gavazzi, R., et al. 2009, *A&A*, 502, 445
- Lodge, O. J. 1919, *Nature*, 104, 354
- Maraston, C. 1998, *MNRAS*, 300, 872
- MATLAB. 2010, version 7.10.0 (R2010a) (Natick, Massachusetts: The Math-Works Inc.)
- Mirabel, I. F., Dijkstra, M., Laurent, P., Loeb, A., & Pritchard, J. R. 2011, *A&A*, 528, A149
- Mollerach, S. & Roulet, E. 2002, *Gravitational Lensing and Microlensing* (World Scientific)

Nagao, T., Sasaki, S. S., Maiolino, R., et al. 2008, *ApJ*, 680, 100

Narayan, R. & Bartelmann, M. 1996, *ArXiv Astrophysics e-prints*

Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, *ApJ*, 490, 493

Newman, A. B., Treu, T., Ellis, R. S., et al. 2009, *ApJ*, 706, 1078

Nilsson, K. 2007, *Doctoral Thesis (European Southern Observatory – ESO)*

Nilsson, K. K., Orsi, A., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Thommes, E. 2007, *A&A*, 474, 385

Nilsson, K. K., Tapken, C., Møller, P., et al. 2009, *A&A*, 498, 13

Oh, S. P. 2001, *ApJ*, 553, 499

Ono, Y., Ouchi, M., Shimasaku, K., et al. 2010, *MNRAS*, 402, 1580

Ota, K., Iye, M., Kashikawa, N., et al. 2010, *ApJ*, 722, 803

Ouchi, M., Shimasaku, K., Akiyama, M., et al. 2008, *ApJS*, 176, 301

Ouchi, M., Shimasaku, K., Furusawa, H., et al. 2010, *ApJ*, 723, 869

Postman, M., Coe, D., Benítez, N., et al. 2012, *ApJS*, 199, 25

Press, W. H. & Gunn, J. E. 1973, *ApJ*, 185, 397

Refsdal, S. 1964, *MNRAS*, 128, 295

Richard, J., Kneib, J.-P., Ebeling, H., et al. 2011, *MNRAS*, 414, L31

Santos, M. R., Ellis, R. S., Kneib, J.-P., Richard, J., & Kuijken, K. 2004, *ApJ*, 606, 683

Schechter, P. 1976, *ApJ*, 203, 297

Schneider, P., Ehlers, J., & Falco, E. 1992, *Gravitational Lenses (Springer)*

Scoville, N., Aussel, H., Brusa, M., et al. 2007, *ApJS*, 172, 1

Smail, I., Swinbank, A. M., Richard, J., et al. 2007, *ApJ*, 654, L33

Smith, G. P., Ebeling, H., Limousin, M., et al. 2009, *ApJ*, 707, L163

Stanway, E. R., Bunker, A. J., Glazebrook, K., et al. 2007, *MNRAS*, 376, 727

Stark, D. P., Ellis, R. S., Richard, J., et al. 2007, *ApJ*, 663, 10

Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M., & Pettini, M. 1999, *ApJ*, 519, 1

Steidel, C. C., Pettini, M., & Hamilton, D. 1995, *AJ*, 110, 2519

Stockton, A. 1980, *ApJ*, 242, L141

Taniguchi, Y., Ajiki, M., Nagao, T., et al. 2005, *PASJ*, 57, 165

Tilvi, V., Rhoads, J. E., Hibon, P., et al. 2010, *ApJ*, 721, 1853

van Dokkum, P. G. 2001, *PASP*, 113, 1420

Verdugo, T. 2008, PhD thesis, Instituto de Astronomía, UNAM

Verdugo, T., de Diego, J. A., & Limousin, M. 2007, *ApJ*, 664, 702

Walsh, D., Carswell, R. F., & Weymann, R. J. 1979, *Nature*, 279, 381

Wang, J. X., Malhotra, S., & Rhoads, J. E. 2005, *ApJ*, 622, L77

Wilman, D. J., Balogh, M. L., Bower, R. G., et al. 2005, *MNRAS*, 358, 88

Young, P., Gunn, J. E., Kristian, J., Oke, J. B., & Westphal, J. A. 1980, *ApJ*, 241, 507

Zaroubi, S. 2013, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 396, *Astrophysics and Space Science Library*, ed. T. Wiklind, B. Mobasher, & V. Bromm, 45

Zwicky, F. 1937, *ApJ*, 86, 217

Apéndices

A. Acrónimos

- **AGN** — Núcleo Activo de Galaxia (*Active Galactic Nucleus*)
- **CCD** — Dispositivo de Carga Acoplada (*Charged-Coupled Device*)
- **CLASH** — Catastro de Lenteado por Cúmulos y Supernovas con Hubble (*Cluster Lensing And Supernova survey with Hubble*)
- **CMB** — Radiación Cósmica de Fondo (*Cosmic Microwave Background*)
- **EW** — Ancho Equivalente (*Equivalent Width*)
- **FWHM** — Anchura a Media Altura (*Full Width at Half Maximum*)
- **GMOS** — Espectrógrafo Multi-objeto Gemini (*Gemini Multi-Object Spectrograph*)
- **GTC** — Gran Telescopio de Canarias
- **IAC** — Instituto de Astrofísica de Canarias
- **IFU** — Unidad de Campo Integral (*Integral Field Unit*)
- **IGM** — Medio intergaláctico (*Inter-Galactic Medium*)
- **IRAF** — Servicio de Análisis y Reducción de Imágenes (*Image Reduction and Analysis Facility*)
- **LAE** — Emisor Lyman Alfa (*Lyman Alphan Emitter*)
- **LBG** — Galaxia Lyman Break (*Lyman Break Galaxies*)
- **LINERs** — Regiones Nucleares de Baja-ionización y Emisión de Líneas (*Low-Ionization Nuclear Emission-line Regions*)
- **MOS** — Espectrógrafo Multi-objeto (*Multi-Object Spectrograph*)
- **NOAO** — Observatorio Nacional de Astronomía Óptica (*National Optical Astronomy Observatory*)
- **OAMP** — Observatoire Astronomique de Marseille Provence

- **OB** — Bloque de observación (*Observing Block*)
- **OC** — Centro Óptico (*Optical Center (of the OSIRIS CCDs)*)
- **OSIRIS** — Sistema Óptico para Imágenes y Espectroscopía Integral de baja Resolución (*Optical System for Imaging and low Resolution Integrated Spectroscopy*)
- **SDSS** — Catastro Digital del Cielo 'Sloan' (*Sloan Digital Sky Survey*)
- **SIS** – Esfera Isoterma Singular (*Singular Isothermal Sphere*)
- **SL2S** — Catastro Legendario de Lenteado Fuerte (*Strong Lensing Legacy Survey*)
- **TF** — Filtros Sintonizables (*Tunable Filters*)
- **WCS** — Sistema de Coordenadas Mundo (*World Coordinate System*)

B. Rutinas en IRAF

IRAF (servicio de análisis y reducción de imagen, *Image Reduction and Analysis Facility*) es una colección de rutinas escritas por el Observatorio Nacional de Astronomía Óptica (NOAO) dirigido a la reducción de imágenes astronómicas adquiridas, principalmente, con detectores tipo CCD. Se puede encontrar en <http://iraf.noao.edu>.

Las rutinas aquí presentadas son una mezcla de procesos estándar del servicio de análisis y especiales utilizadas para filtros sintonizables, incluidas en la paquetería TFRED desarrollada por D.H. Jones (Mt. Stromlo/ESO VLT) y ampliada por el grupo del Gran Telescopio de Canarias. Más información se puede encontrar en <http://gtc-osiris.blogspot.com>.

B.1. CCMAP

```
PACKAGE = imcoords
```

```
TASK = ccmap
```

```
input      =          x.raxy  The input coordinate files
database=          x.db  The output database file
(solutio=          )  The database plate solution names
(images =          )  The input images
(results=          )  The optional results summary files
(xcolumn=          1)  Column containing the x coordinate
(ycolumn=          2)  Column containing the y coordinate
(lngcolu=          3)  Column containing the ra / longitude
(latcolu=          4)  Column containing the dec / latitude
(xmin  =          INDEF) Minimum logical x pixel value
(xmax  =          INDEF) Maximum logical x pixel value
(ymin  =          INDEF) Minimum logical y pixel value
(ymax  =          INDEF) Maximum logical y pixel value
(lngunit=          )  Input ra / longitude units
(latunit=          )  Input dec / latitude units
(insyste=          j2000) Input celestial coordinate system
(refpoin=          coords) Source of the reference point definition
(lngref =          INDEF) Reference point ra/longitude telescope coord
(latref =          INDEF) Reference point dec/latitude telescope coord
(refsyst=          INDEF) Reference point telescope coordinate system
(lngrefu=          )  Reference point ra/longitude units
(latrefu=          )  Reference point dec/latitude units
(project=          tan) Sky projection geometry
(fitgeom=          general) Fitting geometry
```

```

(funcutio=          polynomial) Surface type
(xxorder=          2) Order of xi fit in x
(xyorder=          2) Order of xi fit in y
(xxterms=         half) Xi fit cross terms type
(yxorder=          2) Order of eta fit in x
(yyorder=          2) Order of eta fit in y
(yxterms=         half) Eta fit cross terms type
(maxiter=          0) The maximum number of rejection iterations
(reject =         3.) Rejection limit in sigma units
(update =         no) Update the image world coordinate system ?
(pixsyst=         logical) Input pixel coordinate system
(verbose=         yes) Print messages about progress of task ?
(interac=         yes) Fit the transformation interactively ?
(graphic=         stdgraph) Default graphics device
(cursor =         ) Graphics cursor
(mode =          ql)

```

B.2. CCXYMATCH

```

PACKAGE = imcoords
TASK = ccxymatch

```

```

input =          x.fits.coo.1 The input pixel coordinate lists
referenc=        x.cat The input celestial coordinate lists
output =        x.raxy The output matched coordinate lists
toleranc=        4. The matching tolerance in arcseconds
ptoleran=       16. The matching tolerance in pixels
(refpoin=        ) The optional list of reference points
(xin =          000.) The X coordinate of the reference point
(yin =          000.) The Y coordinate of the reference point
(xmag =         0.254) The X axis scale in arcseconds / pixel
(ymag =         0.254) The Y axis scale in arcseconds / pixel
(xrotati=       0.0) The X axis rotation in degrees
(yrotati=       0.0) The Y axis rotation in degrees
(project=       tan) The sky projection geometry
(lngref =       0.00000) The ra / longitude of the reference point
(latref =      -0.00000) The dec / latitude of the reference point
(lngcolu=       4) The reference list ra / longitude coordinat
(latcolu=       5) The reference list dec / latitude coordinat
(xcolumn=       1) The pixel list x coordinate column
(ycolumn=       2) The pixel list y coordinate column
(lngunit=      degrees) The ra / longitude units

```



```

(latunit=          degrees) The dec / latitude units
(separat=         3.) The minimum object separation in arcseconds
(psepara=         9.) The minimum object separation in pixels
(matchin=        triangles) The matching algorithm
(nmatch =         40) The maximum number of points for triangles
(ratio =         10.) The maximum ratio of longest to shortest si
(nreject=        20) The maximum number of rejection iterations
(lngform=         ) The format of the output ra / longitude coo
(latform=         ) The format of the output dec / latitude coo
(xformat=        \%13.3f) The format of the output x coordinate
(yformat=        \%13.3f) The format of the output y coordinate
(verbose=         yes) Verbose mode ?
(mode =          ql)

```

B.3. DAOFIND

```

PACKAGE = apphot
TASK = daofind

```

```

image =          @list Input image(s)
(output =        default) The output coordinates list(s) (default:
(starmap=         ) The output density enhancement image(s)
(skymap =         ) The output sky image(s)
(datapar=         ) Data dependent parameters
(findpar=         ) Object detection parameters
(boundar=        nearest) Boundary extension (constant, nearest, refl
(constan=         0.) Constant for constant boundary extension
(interac=        no) Interactive mode ?
(icomman=         ) Image cursor: [x y wcs] key [cmd]
(gcomman=         ) Graphics cursor: [x y wcs] key [cmd]
(wcsout =        )_wcsout) The output coordinate system (logical,tv,ph
(cache =         )_cache) Cache the image pixels ?
(verify =        )_.verify) Verify critical parameters in non-interacti
(update =        )_.update) Update critical parameters in non-interacti
(verbose=        )_.verbose) Print messages in non-interactive mode ?
(graphic=        )_.graphics) Graphics device
(display=        )_.display) Display device
(mode =          ql)

```

B.3.1. DATAPAR

```

PACKAGE = apphot

```

TASK = datapars

(scale = 1.) Image scale in units per pixel
(fwhmpsf= 6.) FWHM of the PSF in scale units
(emissio= yes) Features are positive ?
(sigma = 16.) Standard deviation of background in counts
(datamin= INDEF) Minimum good data value
(datamax= INDEF) Maximum good data value
(noise = poisson) Noise model
(ccdread= READNOIS) CCD readout noise image header keyword
(gain = GAIN) CCD gain image header keyword
(readnoi= 4.5) CCD readout noise in electrons
(epadu = 0.95) Gain in electrons per count
(exposur= EXPTIME) Exposure time image header keyword
(airmass= AIRMASS) Airmass image header keyword
(filter =) Filter image header keyword
(obstime=) Time of observation image header keyword
(itime = 1.) Exposure time
(xairmas= INDEF) Airmass
(ifilter= INDEF) Filter
(otime = INDEF) Time of observation
(mode = ql)

B.3.2. FINDPAR

PACKAGE = apphot
TASK = findpars

(thresho= 16.) Threshold in sigma for feature detection
(nsigma = 1.5) Width of convolution kernel in sigma
(ratio = 1.) Ratio of minor to major axis of Gaussian ke
(theta = 0.) Position angle of major axis of Gaussian ke
(sharplo= 0.2) Lower bound on sharpness for feature detect
(sharpHi= 1.) Upper bound on sharpness for feature detect
(roundlo= -1.) Lower bound on roundness for feature detect
(roundhi= 1.) Upper bound on roundness for feature detect
(mkdetec= no) Mark detected stars on the display ?
(mode = ql)

B.4. FIXPIX

PACKAGE = proto

TASK = fixpix

```
images =          @list  List of images to be fixed
masks =   badpixmask_ccd1.pl  List of bad pixel masks
(linterp=        INDEF) Mask values for line interpolation
(cinterp=        INDEF) Mask values for column interpolation
(verbose=         no) Verbose output?
(pixels =         no) List pixels?
(mode =           ql)
```

B.5. IMARITH

PACKAGE = imutil
TASK = imarith

```
operand1=        x.fits  Operand image or numerical constant
op =             +       Operator
operand2=        y.fits  Operand image or numerical constant
result =         z.fits  Resultant image
(title =         ) Title for resultant image
(divzero=        0.) Replacement value for division by zero
(hparams=        ) List of header parameters
(pixtype=        ) Pixel type for resultant image
(calctyp=        ) Calculation data type
(verbose=         no) Print operations?
(noact =         no) Print operations without performing them?
(mode =          al)
```

B.6. IMCOMBINE

PACKAGE = immatch
TASK = imcombine

```
input =          x.fits  List of images to combine
output =         y.fits  List of output images
(headers=        ) List of header files (optional)
(bpmasks=       ) List of bad pixel masks (optional)
(rejmask=        ) List of rejection masks (optional)
(nrejmas=        ) List of number rejected masks (optional)
(expmask=        ) List of exposure masks (optional)
(sigmast =       ) List of sigma images (optional)
(imcmb =         $I) Keyword for IMCMB keywords
```

```

(logfile=          STDOUT) Log file

(combine=         average) Type of combine operation
(reject =         crreject) Type of rejection
(project=         no) Project highest dimension of input images?
(outtype=         real) Output image pixel datatype
(outlimi=         ) Output limits (x1 x2 y1 y2 ...)
(offsets=         none) Input image offsets
(masktyp=         none) Mask type
(maskval=         0) Mask value
(blank =         0.) Value if there are no pixels

(scale =         none) Image scaling
(zero =         none) Image zero point offset
(weight =         none) Image weights
(statsec=         ) Image section for computing statistics
(expname=         ) Image header exposure time keyword

(lthresh=        INDEF) Lower threshold
(hthresh=        INDEF) Upper threshold
(nlow =          1) minmax: Number of low pixels to reject
(nhigh =         1) minmax: Number of high pixels to reject
(nkeep =         1) Minimum to keep (pos) or maximum to reject
(mclip =         yes) Use median in sigma clipping algorithms?
(lsigma =         3.) Lower sigma clipping factor
(hsigma =         3.) Upper sigma clipping factor
(rdnoise=        4.5) ccdclip: CCD readout noise (electrons)
(gain =          0.95) ccdclip: CCD gain (electrons/DN)
(snoise =         0.) ccdclip: Sensitivity noise (fraction)
(sigscal=        0.1) Tolerance for sigma clipping scaling correc
(pclip =         -0.5) pclip: Percentile clipping parameter
(grow =          0.) Radius (pixels) for neighbor rejection
(mode =          ql)

```

B.7. IMCOPY

```

PACKAGE = imutil
TASK = imcopy

```

```

input =          x Input images
output =         y Output images or directory
(verbose=        yes) Print operations performed?

```

(mode = ql)

B.8. LACOS_IM

```
input = x.fits input image
output = y.fits cosmic ray cleaned output image
outmask = y.pl output bad pixel map (.pl)
(gain = 0.95.) gain (electrons/ADU) (0=unknown)
(readn = 4.5.) read noise (electrons) (0=unknown)
(statsec=*,*) section to use for automatic computation of
(skyval = 0.) sky level that has been subtracted (ADU)
(sigclip= 3.0) detection limit for cosmic rays (sigma)
(sigfrac= 0.5) fractional detection limit for neighbouring
(objlim = 4.) contrast limit between CR and underlying ob
(niter = 4) maximum number of iterations
(verbose= yes)
(mode = ql)
```

B.9. MSCIMAGE

```
PACKAGE = mscred
TASK = mscimage
```

```
input = @lst1,@lst2 List of input mosaic exposures
output =@list1//_m,@list2//_m List of output images
(format = image) Output format (image|mef)
(pixmask= yes) Create pixel mask?
(verbose= )_.verbose) Verbose output?

# Output WCS parameters
(wcssour= image) Output WCS source (image|parameters|match)
(referen= ) Reference image
(ra = INDEF) RA of tangent point (hours)
(dec = INDEF) DEC of tangent point (degrees)
(scale = INDEF) Scale (arcsec/pixel)
(rotatio= INDEF) Rotation of DEC from N to E (degrees)

# Resampling parameters
(blank = 0.) Blank value
(interpo= linear) Interpolant for data
(minterp= linear) Interpolant for mask
(boundar= reflect) Boundary extension
```

```

(constan=          0.) Constant boundary extension value
(fluxcon=         no) Preserve flux per unit area?
(ntrim  =         8) Edge trim in each extension
(nxblock=        INDEF) X dimension of working block size in pixels
(nyblock=        INDEF) Y dimension of working block size in pixels

                                # Geometric mapping parameters
(interac=         no) Fit mapping interactively?
(nx      =        10) Number of x grid points
(ny      =        20) Number of y grid points
(fitgeom=        general) Fitting geometry
(xxorder=         4) Order of x fit in x
(xyorder=         4) Order of x fit in y
(xxterms=        half) X fit cross terms type
(yxorder=         4) Order of y fit in x
(yyorder=         4) Order of y fit in y
(yxterms=        half) Y fit cross terms type

(fd_in  =         )
(fd_ext =         )
(fd_coor=         )
(mode   =         ql)

```

B.10. OBJMASKS

```

PACKAGE = nproto
TASK    = objmasks

```

```

images =          @list  List of images or MEF files
objmasks= @list//_objmask.pl  List of output object masks
(omtype =          numbers) Object mask type
(skys  =          ) List of input/output sky maps
(sigmas =          ) List of input/output sigma maps
(masks =          !BPM) List of input bad pixel masks
(extname=          ) Extension names
(logfile=          STDOUT) List of log files

(blkstep=          1) Line step for sky sampling
(blksize=          -10) Sky block size (+=pixels, -=blocks)
(convolv=          block 3 3) Convolution kernel
(hsigma =          3.) Sigma threshold above sky

```

```

(lsigma =          10.) Sigma threshold below sky
(hdetect=         yes) Detect objects above sky?
(ldetect=         no) Detect objects below sky?
(neighbo=         8) Neighbor type"
(minpix =         6) Minimum number of pixels in detected object
(ngrow =          2) Number of grow rings
(agrow =          2.) Area grow factor
(mode =          ql)

```

B.11. RMFRINGE

```

PACKAGE = mscred
TASK = rmfringe

```

```

input =          x.fits List of input images
output =         y.fits List of output corrected images
fringe =        fringe.fits Fringe or list of fringe patterns
masks =         mask List of object/bad data masks
(fringem=       ) Fringe masks
(backgro=       ) List of input image backgrounds
(ncblk =        5) Column smoothing
(nlblk =        5) Line smoothing
(extfit =       ) Extensions to use in scaling fit
(logfile=       ) Logfile
(verbose=       yes) Verbose?
(mode =        ql)

```

B.12. tringSub3

```

PACKAGE = tfred
TASK = tringSub3

```

```

imageFil=       list3b Image list to create flats from (no extensi
maxShift=       10. Amount of shift (in pix) for the 9 images
smth =         no Smooth background map before applying?
filtSize=       15. Size of circle for background smoothing in
doSubtra=       yes Subtract original images with flats?
report =        yes Report creation of each shifted image?
ron =          4.5 Read-out noise in electrons
gain =         0.95 Gain in electros/ADU
(flist =       list3b)
(mode =        ql)

```

B.13. TFWHM

PACKAGE = tfred
TASK = tfwhm

defPosns=	no	1. Define a list of X-Y star positions?
refImage=	ref.fits	Image to use (full name)
xysFile =	x.dat	X-Y position file (supplied or created here)
offImgs =	@list	2. List of images to measure
abbName =	no	Are image names abbreviated?
extn =		Extension appended to abbreviated image
outFile1=	avg_fwhm_radius_1.dat	Name of output file 1 (full output)
inclAvg =	yes	Include mean for each frame?
col =	11	Column to average
outFile2=	avg_fwhm_radius_2.dat	Output 2 file name (mean values)
addRad =	yes	Generate a FWHM vs optical radius file?
outFile3=	avg_fwhm_radius_3.dat	Output 3 file name (FWHM vs radius)
Xc =	000	X-location of optical axis
Yc =	000	Y-location of optical axis
delOld =	yes	Delete old output files (otherwise append)?
(flist1 =	@list)	
(flist2 =)	
(mode =	ql)	

B.14. TGAUSS

PACKAGE = tfred
TASK = tgauss

imageFil=	list	List of images to convolve
abbName =	yes	Are image names abbreviated?
extn =	.fits	Extension appended to abbreviated names
seeingFi=	fwhm_radius_2.dat	File listing mean FWHM of each image
imposeLi=	no	Impose 1 pix kernal minimum size limit?
pixScale=	0.94	Kernal scaling factor (fractional)
outExtn =	_conv	Output image extension
saveKern=	yes	Save file of kernal sigmas?
kernFile=	tgauss.out1	Name of kernal file?
measFWHM=	yes	Make before/after FWHM comparison?
starPosn=	x.stars	File listing stellar X-Ys
resultsF=	tgauss.out2	Name of results file?
(flist =	list)	


```
(clist = )
(mode = ql)
```

B.15. WREGISTER

```
PACKAGE = immatch
TASK = wregister
```

```
input = @list The input images
referenc= ref.fits Input reference images
output = @list//_x The output registered images
(xmin = INDEF) Minimum logical x reference coordinate value
(xmax = INDEF) Maximum logical x reference coord value
(ymin = INDEF) Minimum logical y reference coord value
(ymax = INDEF) Maximum logical y reference coord value
(nx = 10) Number of grid points in x
(ny = 10) Number of grid points in y
(wcs = world) The default world coordinate system
(transpo= no) Force a world coordinate tranpose ?
(xformat= %10.3f) Output logical x coordinate format
(yformat= %10.3f) Output logical y coordinate format
(wxforma= ) Output world x coordinate format
(wyforma= ) Output world y coordinate format
(fitgeom= general) Fitting geometry
(funcutio= polynomial) Type of coordinate surface to be computed
(xxorder= 3) Order of x fit in x
(xyorder= 3) Order of x fit in y
(xxterms= half) X fit cross terms type
(yxorder= 3) Order of y fit in x
(yyorder= 3) Order of y fit in y
(yxterms= half) Y fit cross terms type
(reject = INDEF) The rejection limit in units of sigma
(calctyp= real) Transformation computation type
(geometr= geometric) Transformation geometry
(xsample= 1.) X coordinate sampling interval
(ysample= 1.) Y coordinate sampling interval
(interpo= linear) The interpolant type
(boundar= nearest) Boundary extensiontype
(constan= 0.) Constant for constant boundary extension
(fluxcon= yes) Preserve image flux ?
(nxblock= 512) X dimension blocking factor
(nyblock= 512) Y dimension blocking factor
```

```
(wcsinhe=          yes) Inherit wcs of the reference image ?
(verbose=         yes) Print messages about progress of task?
(interac=        no) Compute transformation interactively?
(graphic=       stdgraph) The standard graphics device
(gcomman=        ) The graphics cursor
(mode   =        ql)
```

C. Algoritmos

C.1. Selección de candidatos a LAEs en **de Diego et al. (2013)**

El siguiente algoritmo se desarrolló en lenguaje MATLAB (**MATLAB 2010**), una interfaz de cómputo matemático.

```
% Load source catalogue derived from SExtractor
sex=load('x.cat');
% Setup variables
distlim = 2; % Maximum distance separation for a single object in pixels
% 1 pixel = 0.254 arcsec in Osiris
% Establish CCD's usable limits:
xlim = 250; ylim=1550;
% Column ID
% Column 16 'fl' refers to flag, and they mean the following:
% 1 = object has neighbors to bias photometry;
% 2 = object originally blended with another one;
% 4 = at least 1 pix of object is saturated;
% 8 = object is truncated;
% 16 = object aperture data is incomplete or corrupted;
% 32 = object isophotal data is incomplete or corrupted;
% 64 = memory overflow while deblending;
% 128 = memory overflow during extraction.
% Header of the columns:
slice=1; id=2; x=3; y=4; aper1=6; err1=10; fwhm=14; clas=15; fl=16;
n=length(sex); % Size of data
objid= zeros(n,1); % Create a matrix
objid_actual = 0;
h=1; % Starting object
while(h<n),
    if (objid(h) <1 & sex(h,fl)<8 & sex(h,x)>xlim & sex(h,y)<ylim),
        r = 0; % Repetition
        xob = sex(h,x);
        yob = sex(h,y);
        objid_actual = objid_actual+1;
        objid(h) = objid_actual;
        h2 = 1;
        if h+h2 < n-1,
            xob2 = sex(h+h2,x);
            yob2 = sex(h+h2,y);
```

```

while(abs(xob2-xob)<distlim),
    if (abs(yob2-yob)<distlim),
        if objid(h+h2) < 1,
            objid(h+h2) = objid(h);
        else
            objid(h) = objid(h+h2);
            if r<1,
                objid_actual = objid_actual-1;
            end
            r=r+1;
            % disp(['Warning: Object has \
            % several identifications: ', \
            % num2str(objid(h)), ', ', num2str(objid(h+h2))])
        end
    end
    h2 = h2+1;
    xob2 = sex(h+h2,x);
    yob2 = sex(h+h2,y);
end
end
end
h=h+1;
end
disp(['Fuentes identificadas ', num2str(objid_actual), ' objetos'])

% Classifier
detec = zeros(objid_actual,1);
strlike = detec;
xmean = detec;
ymean = detec;
objcand = detec;
rat = detec;
limsex = 3; % Limit of detection by error in flux
limdet = 2.5; % Minimum ratio for flux MAX/MIN
numdet = 1; % 1 detection in 2 or more slices
% 4 for 5 or more slices...
x2 = sex(:,x);
y2 = sex(:,y);
flux = sex(:,aper1);
eflux = sex(:,err1);
rflux = flux./eflux;

for h = 1:objid_actual, % For all the objects

```

```

obj = (objid == h);
obj = obj & (rflux > limsex);
if sum(obj),
    detec(h) = sum(obj); % Number of detections for each object
    class2 = sex(:,clas);
    objcand(h) = h;
    rat(h) = abs(max(flux(obj))/min(flux(obj)))>limdet;
    strlike(h) = sum(class2 .* obj)/detec(h); % 0 galaxy - 1 star
    xmean(h) = sum(x2 .* obj)/detec(h); % Mean x position
    ymean(h) = sum(y2 .* obj)/detec(h); % Mean y position
end
end

% 5 band detection
strlike_lim = 1.0;
candidates = [xmean(strlike < strlike_lim & detec > numdet & rat), ...
    ymean(strlike < strlike_lim & detec > numdet & rat), ...
    objcand(strlike < strlike_lim & detec > numdet & rat), ...
    strlike(strlike < strlike_lim & detec > numdet & rat), ...
    detec(strlike < strlike_lim & detec > numdet & rat)];

```

C.2. Selección de candidatos a LAEs en De Leo et al. (2014b)

El siguiente algoritmo se desarrolló en un shell de Unix, específicamente para Bash, que permite el manejo de datos y la manipulación de rutinas (DS9, IRAF, HyperZ). Para conocer más sobre las rutinas del shell de Unix, se recomienda leer más en www.gnu.org/software/bash/manual/bashref.html.

```
# Ask for reference filter input
# Only 3 digits, will convert to full angstrom for filters < F200W
echo "Input reference filter (###)"
read n
ref=$n
if [ $ref -gt 999 ]; then echo "Number too big. Must be < 999. Exiting";
  return; fi
u=$n
if [ $u -lt 200 ]; then u=${ref*10}; fi

echo "Maximum no detection filter (###)"
read m
max=$m
if [ $max -gt 999 ]; then echo "Number too big.\
Must be < 999. Exiting"; return; fi
if [ $max -lt 200 ]; then max=${max*10}; fi

# Which columns to extract magnitudes from\
(10pix aperture = 16 (MAG) & 37(eMAG)
# Display the line in the SExtractor parameter\
file which defines apertures
rm -f aperture.x
sed -n '37p' ../default.sex > aperture.x
echo "Apertures calculated by SExtractor:"
head -n 1 aperture.x
echo "Select column for magnitude:"
read w
mag=${w+22}
echo $mag
# Automatically select error column (aper col + 21,\
because there are 21 apertures)
emag=${w+43}
echo $emag

# Observed filters
#      0  1  2  3  4  5  6  7  8  9  10  11
```

```

    ang=(435 475 606 625 775 814 850 1050 1100 1250 1400 1600) \
    #filters in angstrom
filters=(435 475 606 625 775 814 850 105 110 125 140 160) # filter name

# Calculated how many filters are smaller or equal than the\
maximum detection filter
rm max.x
for i in "${ang[@]}"; do if [ ${i} -le $max ];
then echo ${i} >> max.x; fi; done
nmax=$(wc -l < max.x) #Number of filters to the limit\
maximum detection filter
echo Number of filters to max no-detection nmax=$nmax
cmax=${nmax-1} # Array position for maximum\
no-detection filter
echo Array position of max no-detection cmax=$cmax

# Obtain the column number of reference filter
#      0      1      2      3      4      5      6      7      8      9      10     11
#      435    475    606    625    775    814    850    105    110    125    140    160
col=(2.00 3.000 4.000 5.000 6.00 7.00 8.00 9.00 10.00 11.00 12.00 13.00)
ecol=(14. 15.00 16.00 17.00 18.0 19.0 20.0 21.0 22.00 23.00 24.00 25.00)
#for i in {0..11}; do if [[ ${filters[${i}]} -eq ${ref} ]];\
then refc=$(echo ${col[${i}]}); fi; done

# Obtain filter and column number of filters prev and next to reference
rm pref.x
rm nref.x
for i in "${ang[@]}"; do if [ ${i} -lt $u ];\
then echo ${i} >> pref.x; fi; done
pfref=$(tail -1 < pref.x) # previous filter to reference
pcref=$(wc -l < pref.x) # array position of filter previous to reference
pcref=${pcref-1}
if [ $pcref -gt 999 ]; then pfref=${pcref/10};fi
echo Previous filter to reference pfref=$pfref
echo Array position of filter previous to reference pcref=$pcref

for i in "${ang[@]}"; do if [ ${i} -gt $u ];\
then echo ${i} >> nref.x; fi; done
nfref=$(head -1 < nref.x)
ncref=${pcref+2}
if [ $nfref -gt 999 ]; then nfref=${nfref/10};fi
echo Next filter to reference nfref=$nfref

```

```
echo Array position of filter next to referencd ncref=$ncref
```

```
# Extract ID, XY coord, WCS coord from reference
```

```
rm ${ref}id.cat  
awk '{print $1, $2, $3, $4, $5, $6, $7, $8, $9, $10, $11, $12, $13,\  
$14, $15, $16, $17, $18, $19, $20, $21, $22}'\  
SMACS0329_${ref}${ref}.cat > ${ref}id.cat
```

```
# Extract requested aperture columns
```

```
rm ${ref}catalogue.sh  
rm ${ref}*sex.cat  
for i in "${filters[@]}"; do echo "awk '{print \${mag}, \${emag}}'\  
SMACS0329_${ref}${i}.cat > ${ref}${i}sex.cat" >> ${ref}catalogue.sh; done  
source ${ref}catalogue.sh
```

```
# Paste catalogues
```

```
rm ${ref}.cat  
paste ${ref}id.cat ${ref}435sex.cat ${ref}475sex.cat ${ref}606sex.cat\  
${ref}625sex.cat ${ref}775sex.cat ${ref}814sex.cat ${ref}850sex.cat\  
${ref}105sex.cat ${ref}110sex.cat ${ref}125sex.cat ${ref}140sex.cat\  
${ref}160sex.cat > ${ref}.cat
```

```
# Re-order into ID, MAGaper (for 12 filters), eMAGaper(for 12 filters),\  
MAG AUTO(col 28), EMAG AUTO(col 29), XY, XY WCS, CLASS STAR,\  
ELLIPTICITY,KRON_RADIUS, MAG_ISO, eMAG_ISO, ISOAREA_IMAGE,\  
ISOAREAF_IMAGE, ISOAREA_WORLD, ISOAREAF_WORLD, FLUX_AUTO,\  
FLUXERR_AUTO, ALPHAJ2000, DELTAJ2000, FWHM_IMAGE, FLAGS
```

```
rm ${ref}.2cat  
awk '{print $1, $23, $25, $27, $29, $31, $33, $35, $37, $39,\  
$41, $43, $45, $24, $26, $28, $30, $32, $34, $36, $38,\  
$40, $42, $44, $46, $6, $7, $2, $3, $4, $5, $8, $9, $10,\  
$11, $12, $13, $14, $15, $16, $17, $18, $19, $20, $21, $22}'\  
${ref}.cat > ${ref}.2cat
```

```
# Sigma calculations over a 1 sigma base catalogue
```

```
# 2 sigma difference over a 1 sigma base catalogue deltaM = M-2.5log(2/1)  
#cols 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13  
#err 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25  
# 435 475 606 625 775 814 850 105 110 125 140 160  
s1=(28.76 29.10 28.92 29.43 28.67 29.52 28.29 30.01 30.93 29.63 30.01 29.89  
s2=(28.01 28.35 28.16 28.67 27.92 28.77 27.54 29.26 30.18 28.88 29.26 29.14  
s3=(27.57 27.91 27.73 28.24 27.48 28.33 27.10 28.82 29.74 28.44 28.82 28.70
```



```
s5=(27.01 27.35 27.17 27.68 26.92 27.77 26.54 28.26 29.18 27.88 28.26 28.14
```

```
# non detection bands (912A) deleted if =99.0 or m>=2sigma or dm>=0.5
# detection bands (1500A) selects if m<5sigma or dm<=0.2
# Print all no-detections for each filter and paste them together\
in one file
rm nodetect.sh
rm *nodetect*cat
for i in {0..11}; do echo "awk -v max="$max" '{if((${ang[${i}]}<=max)\
&&((\${col[${i}]}==99.0)||(\${col[${i}]}>=${s2[${i}]})||\
(\${ecol[${i}]}>=0.5)))print(\$0)}' ${ref}.2cat >> \
${ref}nodetect.cat" >> nodetect.sh; done
source nodetect.sh
```

```
# Sort all the no-detections by ID number
# Remove the repeated lines and leave only the original line
# Count number of repetitions
# If repeated the number of columns below limiting detection filter
# then it is considered a correct no-detection
# Remove the column with number of repetitions (col 1)
# repeat.3cat has the final number of no-detections\
and their complete data
sort -n ${ref}nodetect.cat > s${ref}nodetect.cat
uniq -c s${ref}nodetect.cat us${ref}nodetect.cat
awk -v nmax="$nmax" '{if($1==nmax)print($0)}' us${ref}nodetect.cat\
> us${ref}nodetect.2cat
awk '{print $2, $3, $4, $5, $6, $7, $8, $9, $10, $11, $12, $13, $14,\
$15, $16, $17, $18, $19, $20, $21, $22, $23, $24, $25, $26, $27,\
$28, $29, $30, $31, $32, $33, $34, $35, $36, $37, $38, $39, $40,\
$41, $42, $43, $44, $45, $46, $47}' us${ref}nodetect.2cat >\
us${ref}nodetect.3cat
```

```
# Routine where detection happens in the filters previous and next\
to reference
# Detection is done with m<m(3sigma) $ dm<=0.3
#rm next.sh
rm prev.sh
rm ${ref}prev.cat
rm next.sh
rm ${ref}next.cat
for i in {0..11}; do echo "awk -v pfref="$pfref" '{if((${filters[${i}]}\\
==pfref)&&((\${col[${i}]}<${s3[${i}]})||(\${ecol[${i}]}<=0.3)))\
```

```

print(\$0)}` us${ref}nodetect.3cat >> ${ref}prev.cat" >> prev.sh; done
source prev.sh

for i in {0..11}; do echo "awk -v nfref="$nfref" '{if((${filters[${i}]} \
==nfref)&&((\${col[${i}]}<${s3[${i}]})||(\${ecol[${i}]}<=0.3))) \
print(\$0)}` us${ref}nodetect.3cat >> ${ref}next.cat" >> next.sh; done
source next.sh

# Paste no-detections + previous & next detections
# Sort them by ID number
# Remove repeted lines and leave only the original line
# If repeated 2 times keep (1 no-detection in small filters & 1 \
detection in 3 sigma)
# Remove the column with number of repetitions (col 1)
rm *${ref}3sigma.*cat
cat us${ref}nodetect.3cat ${ref}prev.cat ${ref}next.cat > ${ref}3sigma.cat
sort -n ${ref}3sigma.cat > s${ref}3sigma.cat
uniq -c s${ref}3sigma.cat > us${ref}3sigma.cat
awk '{if($1==2||$1==3)print($0)}' us${ref}3sigma.cat > us${ref}3sigma.2cat
awk '{print $2, $3, $4, $5, $6, $7, $8, $9, $10, $11, $12, $13, $14, $15, \
$16, $17, $18, $19, $20, $21, $22, $23, $24, $25, $26, $27, $28, $29, \
$30, $31, $32, $33, $34, $35, $36, $37, $38, $39, $40, $41, $42, $43, \
$44, $45, $46, $47}' us${ref}3sigma.2cat > us${ref}3sigma.3cat

# Detection can only happen in the reference filter
# Detection is done with m<m(5sigma) & dm<=0.2
rm detect.sh
rm ${ref}detect.cat
for i in {0..11}; do echo "awk '{if((${ang[${i}]}==${u})&& \
((\${col[${i}]}<${s5[${i}]})||(\${ecol[${i}]}<=0.2))) \
print(\$0)}` us${ref}3sigma.3cat >> ${ref}detect.cat" >> detect.sh; done
source detect.sh

# Paste no-detections & previous, next, and reference detections
# Sort them by ID number
# Remove repeted lines and leave only the original line
# If repeated 2 times keep (1 no-detection in small filters & \
1 detection in ref filter)
# Remove the column with number of repetitions (col 1)
rm ${ref}cand.2cat
rm *${ref}x*cat
cat ${ref}detect.cat us${ref}3sigma.3cat > ${ref}x.cat

```

```

sort -n ${ref}x.cat > s${ref}x.cat
uniq -c s${ref}x.cat > us${ref}x.cat
awk '{if($1==2)print($0)}' us${ref}x.cat > us${ref}x.2cat
awk '{print $2, $3, $4, $5, $6, $7, $8, $9, $10, $11, $12, $13, $14, $15,\
    $16, $17, $18, $19, $20, $21, $22, $23, $24, $25, $26, $27, $28, $29,\
    $30, $31, $32, $33, $34, $35, $36, $37, $38, $39, $40, $41, $42, $43,\
    $44, $45, $46, $47}' us${ref}x.2cat > ${ref}cand.2cat

# Prepare candidate file for HYPERZ
# ID, MAG (all cols), MAG ERR (all cols), XY coord, WCS coord
#rm ${ref}cand.2hz
#awk '{print $1, $6, $7, $8, $9, $10, $11, $12, $13, $14, $15, $16, $17,\
    $18, $19, $20, $21, $22, $23, $24, $25, $26, $27, $28, $29, $30, $31,\
    $32, $2, $3, $4, $5}' ${ref}cand.2cat > ${ref}cand.#2hz

# CORRECT MAGNITUDES
# mref - mauto = deltam
# mhyperz = allmags - deltam
# Extract position in column array for the reference filter
rm ref.x
rm whatever.cat
rm ${ref}magcorr.cat
rm ${ref}cand.3cat
rm ${ref}cand.4cat
rm *s${ref}cand*cat
for i in "${ang[@]}"; do if [ ${i} -le ${u} ]; then echo ${i}\
    >> ref.x; fi; done
cref=$(wc -l < ref.x) # Numer of columns to the reference filter
cref=$((cref+1) # plus column id
echo Array column position for reference filter: $cref
awk -v i="$cref" '{print $i-$26}' ${ref}cand.2cat > ${ref}magcorr.cat
paste ${ref}cand.2cat ${ref}magcorr.cat > ${ref}cand.3cat
# If correction of magnitude is too big, then make it 0, else, print it
awk '{for(i=2; i<=25; i++) if($47<=-20||$47>=20) print($0);\
    else $i=( $i-$47);print}' ${ref}cand.3cat > ${ref}cand.4cat
sort -n ${ref}cand.4cat > s${ref}cand.4cat
uniq -c s${ref}cand.4cat > us${ref}cand.4cat
awk '{print $2, $3, $4, $5, $6, $7, $8, $9, $10, $11, $12, $13, $14, $15,\
    $16, $17, $18, $19, $20, $21, $22, $23, $24, $25, $26, $27, $28, $29,\
    $30, $31, $32, $33, $34, $35, $36, $37, $38, $39, $40, $41, $42, $43,\
    $44, $45, $46, $47, $48}' us${ref}cand.4cat > us${ref}cand.5cat
awk '{print $1, $47}' ${ref}cand.3cat > whatever.cat

```

```

# Substitute out of bound magnitude and error values for 99
rm ${ref}cand.hz
awk '{for(i=2; i<=25; i++) if($i>=40.0) $i="99.0000";print}'\
us${ref}cand.5cat > ${ref}cand.hz

# Print X,Y coord candidate catalogue in DS9 FUNTOOLS format\
and print over DS9
rm ${ref}cand.reg
awk '{print "circle("$28","$29",0.3\"\\)", "# text={\"$1\"}"}'\
${ref}cand.hz > ${ref}cand.reg

# Move candidate file to HYPERZ working directory
rm /Users/Mario/v11/${ref}cand.reg
cp ${ref}cand.reg /.../v11/
cp ${ref}cand.hz /.../v11/

# Open DS9, show reference image and display regions
ds9 /.../CLASH/\
MACS0329/sMACS0329_F${ref}.fits -scale limits -0.02 0.02\
-region /.../v11/${ref}cand.reg

dir=$(pwd)
x=(105 110 125 140 160)
mkdir all

# Link required files to /all
for i in "${x[@]}"; do ln -s $dir/$i/$i.z_phot $dir/all; done
for i in "${x[@]}"; do ln -s $dir/$i/${i}cand.hz $dir/all; done

# Jump to /all and run
cd all

# Catalogue of big probabilities (column right after ABS magnitudes)
rm zphot.2sh
for i in "${x[@]}"; do echo "awk '{if(\$25>=6.0)print(\$0)}'\
${i}.z_phot > ${i}.2z_phot" >> zphot.2sh; done
source zphot.2sh
awk '{if(\$25>=6.0)print(\$0)}' 105.z_phot > 105.2z_phot

```

```

awk '{if($25>=6.0)print($0)}' 110.z_phot > 110.2z_phot
awk '{if($25>=6.0)print($0)}' 125.z_phot > 125.2z_phot
awk '{if($25>=6.0)print($0)}' 140.z_phot > 140.2z_phot
awk '{if($25>=6.0)print($0)}' 160.z_phot > 160.2z_phot

```

```

# Do line match with original candidate data

```

```

rm x.sh

```

```

dir2=$(pwd)

```

```

ln -s ../../linematch $dir2

```

```

for i in "${x[@]}"; do ./linematch -1 1 -2 1 $dir2/${i}.2z_phot\
  $dir2/${i}cand.hz > $i.1; done

```

```

# The number of column changes with the filter change, be careful.

```

```

# Look for the columns with X Y coordinates (~25)

```

```

for i in "${x[@]}"; do echo "awk '{print \$26, \$27, \$1}' ${i}.1\
  > ${i}.2" >> x.sh; done

```

```

source x.sh

```

```

# Create region file for DS9

```

```

rm y.sh

```

```

for i in "${x[@]}"; do echo "awk '{print\
  \"circle(\\\"\\$1,\\\",\\\"\\$2\\\",5)\\\",\\\" # text={\\\"\\$3\\\"}\\\"}' ${i}.2\
  > ${i}.reg" >> y.sh; done

```

```

source y.sh

```

```

# Link aligned fits images

```

```

ln -s ../../CLASH/A611/sA*.fits $dir2

```

```

pre=sA611_F

```

```

# Create a window with the guides for DS9 usage

```

```

/usr/bin/osascript <<-EOF

```

```

    tell application "System Events"

```

```

        activate

```

```

        display dialog "Images will display 1 at a time\
          w/ regions loaded

```

```

Press on bad region & delete, then save as *.2reg

```

```

Coordinate system for saving is not important

```

```

Close DS9 and next image will follow"

```

```

    end tell

```

```

EOF

```

```

# Images will display one at a time with regions loaded
# Press on bad region and delete, then save with name *.2reg
# Coordinate system for saving is not important
# Close DS9 and following image will follow
ds9 -frame 1 ${pre}105.fits -scale histequ -zscale -regions 105.reg
ds9 -frame 2 ${pre}110.fits -scale histequ -zscale -regions 110.reg
ds9 -frame 2 ${pre}125.fits -scale histequ -zscale -regions 125.reg
ds9 -frame 2 ${pre}140.fits -scale histequ -zscale -regions 140.reg
ds9 -frame 2 ${pre}160.fits -scale histequ -zscale -regions 160.reg

# Extract ID name
for fl in *.2reg; do
    sed -i '' 's/{/ /g' $fl
    sed -i '' 's/}/ }/g' $fl
done
rm z.sh
for i in "${x[@]}"; do echo "awk 'NR>4 {print \$4}' ${i}.2reg\
> ${i}.3reg" >> z.sh; done
source z.sh

# Linematch surviving sources' ID name with catalogue
for i in "${x[@]}"; do ./linematch -1 1 -2 1 $dir2/${i}.3reg\
$dir2/${i}.2z_phot > ${i}clean.2z_phot; done

for i in "${x[@]}"; do cp ${i}clean.2z_phot $dir/${i}; done

```