

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΑΝΙΧΝΕΥΣΗ ΕΞΩΓΑΛΛΕΙΑΚΩΝ ΥΠΟΛΕΙΜΜΑΤΩΝ ΥΠΕΡΚΑΙΝΟΦΑΝΩΝ



ΜΑΡΙΑ ΚΟΨΑΧΕΙΛΗ

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ  
ΕΘΝΙΚΟ ΑΣΤΕΡΟΣΚΟΠΕΙΟ ΑΘΗΝΩΝ

ΑΝΙΧΝΕΥΣΗ ΕΞΩΓΑΛΛΕΙΑΚΩΝ ΥΠΟΛΕΙΜΜΑΤΩΝ ΥΠΕΡΚΑΙΝΟΦΑΝΩΝ

ΜΑΡΙΑ ΚΟΨΑΧΕΙΛΗ

ΕΘΝΙΚΟ ΑΣΤΕΡΟΣΚΟΠΕΙΟ ΑΘΗΝΩΝ, ΙΑΑΔΕΤ &  
ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ-ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΕΠΙΤΡΟΠΗ:

ΠΑΝΑΓΙΩΤΗΣ ΜΠΟΥΜΗΣ <sup>1</sup>, ΑΝΔΡΕΑΣ ΖΕΖΑΣ <sup>2</sup>, ΔΕΣΠΟΙΝΑ ΧΑΤΖΗΔΗΜΗΤΡΙΟΥ <sup>3</sup>.

<sup>1</sup> ΕΘΝΙΚΟ ΑΣΤΕΡΟΣΚΟΠΕΙΟ ΑΘΗΝΩΝ, ΙΑΑΔΕΤ

<sup>2</sup> ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΚΡΗΤΗΣ-ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

<sup>3</sup> ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ-ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Τα υπολείμματα υπερκαινοφανών (ΥΥ) είναι υψηλής σημασίας αστρονομικά αντικείμενα, γιατί είναι αυτά που εμπλουτίζουν τη μεσοαστρική ύλη με βαριά στοιχεία και μεγάλα ποσά ενέργειας. Το κρουστικό κύμα που διαδίδεται μετά την έκρηξη των υπερκαινοφανών συμπιέζει, διαμορφώνει και διεγείρει τη μεσοαστρική ύλη, με αποτέλεσμα τον σχηματισμό νέων αστέρων. Στην παρούσα εργασία παρουσιάζονται τα υποψήφια ΥΥ που ανιχνεύθηκαν σε πέντε γαλαξίες του νότιου ημισφαιρίου (NGC 45, NGC 155, NGC 1313, NGC 1672, NGC 7793) και σε έναν γαλαξία του βόρειου (NGC 6946), καθώς επίσης και όλη η διαδικασία από την ανάλυση δεδομένων μέχρι την ανίχνευση πηγών. Ερευνήσαμε την κατανομή των υποψήφιων ΥΥ σε σχέση με τη λαμπρότητα και τον βαθμό ιονισμού τους, ενώ παράλληλα συγκρίναμε τα αποτελέσματά μας με αυτά παρόμοιων ερευνών σε γαλαξίες διαφορετικού μορφολογικού τύπου. Απώτερος σκοπός μας είναι η μελέτη της αλληλεπίδρασης των ΥΥ με τη μεσοαστρική ύλη και να διαπιστώσουμε αν διαφορετικοί πληθυσμοί ΥΥ συναντώνται σε διαφορετικά περιβάλλοντα (π.χ σπειροειδείς – άμορφοι γαλαξίες). Η εργασία ολοκληρώνεται με τα συμπεράσματα της μελέτης και με την περιγραφή μελλοντικών στόχων.

## ABSTRACT

Supernova remnants (SNRs) are objects of high importance in astronomy, because they enrich the interstellar medium (ISM) with heavy elements and large amounts of energy. The shock wave that propagates after the supernova explosion compresses, forms and excites the ISM, triggering new star formation. In this work we present the candidate SNRs that detected in five galaxies of the southern hemisphere (NGC 45, NGC 155, NGC 1313, NGC 1672, NGC 7793) and in one galaxy of northern hemisphere (NGC 6946), as well as, the whole procedure from the data analysis until the detection of the sources. We studied the distribution of candidate SNRs in correlation with the galaxy luminosity and their degree of ionization, while at the same time we compared our results with results of similar studies and typical morphological type. Our further goal was to study the interaction between the SNRs and their ISM and to note if different SNR population are met in different environments (for example spiral-irregular galaxies). This work ends with conclusions of this study and the description of the future goal.

## **ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ**

Η εργασία αυτή πραγματοποιήθηκε στο Εθνικό Αστεροσκοπείο Αθηνών υπό την κύρια επίβλεψη του Δρ. Παναγιώτη Μπούμη και σε ένα ευχάριστο περιβάλλον. Χρωστάω ένα πολύ μεγάλο ευχαριστώ στον ίδιο και στην Ιωάννα Λεωνιδάκη (μεταδιδακτορική φοιτήτρια στο Πανεπιστήμιο Κρήτης), που είναι δίπλα μου κάτι παραπάνω από δύο χρόνια, με καθοδηγούν, με βοηθούν και με στηρίζουν, ακόμα και όταν βρίσκονται εκτός Αθήνας,

Θέλω να ευχαριστήσω επίσης τον κ. Ανδρέα Ζέζα, αναπληρωτή καθηγητή στο Πανεπιστήμιο Κρήτης και δεύτερο επιβλέποντά μου, για την ουσιαστική συμβολή του στην εκπόνηση της διπλωματικής εργασίας κυρίως με ιδέες για την επίλυση διαφόρων προβλημάτων και την κα Δέσποινα Χατζηδημητρίου, αναπληρώτρια καθηγήτρια στο Πανεπιστήμιο Αθηνών και τρίτη επιβλέπουσα μου, για τη διάθεση της και τη συζήτηση διάφορων επιστημονικών θεμάτων .

Ένα βαθύ ευχαριστώ χρωστάω στους γονείς μου (Αλεξάνδρα Αξιώτη και Βασίλη Κοψαχείλη), στους οποίους οφείλω ολόκληρη την πορεία μου ως εδώ, για τη συνεχή στήριξη και εμπύχωση που μου προσέφεραν και συνεχίζουν να προσφέρουν όλα αυτά τα χρόνια. Επιπλέον θέλω να ευχαριστήσω την αδερφή μου Αμαλία για την έμπρακτη βοήθειά της, την συμπαράσταση, κυρίως όμως για την υπομονή που επέδειξε όλο αυτό το διάστημα. Τέλος, ευχαριστώ όλους μου τους φίλους, που πίστεψαν σε εμένα και με στήριξαν ο καθένας με τον δικό του τρόπο, και όσους συνέβαλαν στην απόκτηση των μέχρι τώρα γνώσεων μου.

## ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Τα υπολείμματα υπερκαινοφανών συνθέτουν μια σπουδαία κατηγορία ουράνιων αντικειμένων, η μελέτη των οποίων μπορεί να μας οδηγήσει σε συμπεράσματα σχετικά με τη δομή του σύμπαντος. Πρόκειται για ένα είδος νεφελωμάτων που δημιουργούνται μετά από την βίαιη έκρηξη ενός αστέρα μεγάλης μάζας ως υπερκαινοφανής. Μετά την έκρηξη, διαδίδεται στον μεσοαστρικό χώρο ένα κρουστικό κύμα που τον εμπλουτίζει με διάφορα χημικά στοιχεία. Η μελέτη των υπολειμμάτων λοιπόν, μπορεί να δώσει πληροφορίες σχετικά με την πυκνότητα, τη θερμοκρασία, τη χημική σύσταση και άλλων χαρακτηριστικών του μεσοαστρικού μέσου. Μπορεί να δώσει επίσης πληροφορίες σχετικά με τον ρυθμό γέννησης αστέρων και την εξέλιξή τους, καθώς τα υπολείμματα υπερκαινοφανών αποτελούν το τελικό στάδιο της ζωής αστέρων μεγάλης μάζας. Επιπλέον η ύπαρξη υπολειμμάτων υπερκαινοφανών μέσα σε μεσοαστρικό νέφος, πιθανότατα αποτελεί την αιτία σχηματισμού νέων αστέρων.

Συγκεκριμένα η μελέτη εξωγαλαξιακών υπολειμμάτων υπερκαινοφανών έχει διάφορα πλεονεκτήματα. Μας παρέχεται η δυνατότητα λήψης περισσότερων δειγμάτων, και από γαλαξίες διαφορετικών χαρακτηριστικών. Οι αποστάσεις των εξωγαλαξιακών υπολειμμάτων από το σημείο παρατήρησης θεωρούνται οι ίδιες για καθένα από αυτά, αφού η διαφορά μεταξύ τους κρίνεται αμελητέα συγκριτικά με την απόστασή τους από τον Γαλαξία μας. Επιπλέον η απόσβεση λόγω σκόνης ελαχιστοποιείται σε αυτήν την περίπτωση, κάτι που δεν ισχύει στην μελέτη γαλαξιακών υπολειμμάτων.

Αντικείμενο της παρούσας εργασίας είναι η ανίχνευση υπολειμμάτων υπερκαινοφανών στον γαλαξία NGC 45, NGC 55, NGC 1313, NGC 1672, NGC 7793 και NGC 6946 η οποία πραγματοποιήθηκε μέσω της επεξεργασίας και της μελέτης εικόνων που λήφθηκαν στο ορατό μέρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος.



# Περιεχόμενα

<b>1</b>	<b>ΕΞΕΛΙΞΗ ΑΣΤΕΡΩΝ</b>	<b>1</b>
1.1	Γέννηση ενός αστέρα . . . . .	1
1.2	Κύρια ακολουθία και θάνατος αστέρων . . . . .	5
1.3	Υπερκαινοφανείς - Υπολείμματα υπερκαινοφανών . .	10
1.3.1	Τύποι υπερκαινοφανών . . . . .	10
1.3.2	Εξέλιξη υπολειμμάτων υπερκαινοφανών (Supernova Remnants - SNRs) . . . . .	13
1.3.3	Ταξινόμηση υπολειμμάτων υπερκαινοφανών .	16
1.3.4	Οπτική ακτινοβολία υπολειμμάτων υπερκαινοφανών . . . . .	17
1.3.5	Μελέτη υπολειμμάτων υπερκαινοφανών . . .	19
1.4	Επιλογή γαλαξιών - Γαλαξίες . . . . .	21
	<b>2 ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ - ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ</b>	<b>25</b>
2.1	Παρατηρήσεις . . . . .	25
2.1.1	Το τηλεσκόπιο Blanco 4 μέτρων . . . . .	25
2.1.2	Το τηλεσκόπιο Αρίσταρχος 2.3 μέτρων . . .	30
2.2	Επεξεργασία δεδομένων . . . . .	34
2.2.1	Αφαίρεση ηλεκτρονικού θορύβου . . . . .	35
2.2.2	Επιπεδοποίηση . . . . .	36

<i>ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ</i>	3
2.2.3 Αστρομετρία - Κατασκευή τελικών εικόνων .	39
2.2.4 Αφαίρεση συνεχούς ακτινοβολίας . . . . .	47
2.2.5 Ανίχνευση πηγών - Φωτομετρία . . . . .	51
2.2.6 Συντελεστές απορρόφησης - Σταθερά αστέρια	51
2.2.7 Βαθμονόμηση ροής . . . . .	55
<b>3 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ</b>	<b>59</b>
<b>4 ΣΥΖΗΤΗΣΗ</b>	<b>76</b>
<b>5 ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΟ ΕΡΓΟ</b>	<b>85</b>

13 Ιουλίου 2016



# Κεφάλαιο 1

## ΕΞΕΛΙΞΗ ΑΣΤΕΡΩΝ

### 1.1 Γέννηση ενός αστέρα

Η γέννηση ενός αστέρα, αν και ύψιστης σημασίας, αποτελεί ένα από τα πιο αινιγματικά σημεία κατά τη διαδικασία της εξέλιξής του. Ο ακριβής μηχανισμός διαφέρει ανά θεωρία, όλοι οι επιστήμονες όμως συμφωνούν στο ότι η δημιουργία του οφείλεται στην κατάρρευση μεσοαστρικών νεφών. Η μάζα των νεφών αυτών είναι της τάξης των  $10^5 M_{\odot}$ . Τα υπόλοιπα χαρακτηριστικά τους φαίνονται στον Πίνακα 1.1. Τα νέφη βρίσκονται σε υδροστατική ισορροπία με το περιβάλλον μεσοαστρικό μέσο. Μπορούμε να διακρίνουμε έξι στάδια στη διαδικασία σχηματισμού των αστέρων [1].

- **Κατάρρευση μεσοαστρικού νέφους (Interstellar cloud collapse):** Ο σχηματισμός αστέρων ξεκινά όταν μια διαταραχή (γειτονική έκρηξη supernova ή σύγκρουση με άλλο νέφος) καταστρέφει την υδροστατική ισορροπία και προκαλεί την κατάρρευση του νέφους (ή μέρους αυτού) υπό την ίδια του τη βαρύτητα. Η συνθήκη για την οποία η υδροστατική ισορροπία είναι σταθερή σε τέτοιου είδους διαταραχές, είναι η μάζα του νέφους να είναι μικρότερη από την κρίσιμη μάζα, τη μάζα Jeans, και

Χρονική διάρκεια	Κεντρική θερμοκρασία	Επιφανειακή θερμοκρασία	Κεντρική πυκνότητα	Διάμετρος
$2 \times 10^6 yr$	10K	10K	$10^3 \text{σωματίδια/cm}^3$	10parsec

Πίνακας 1.1: Χαρακτηριστικά μεσοαστρικού νέφους

Χρονική διάρκεια	Κεντρική θερμοκρασία	Επιφανειακή θερμοκρασία	Κεντρική πυκνότητα	Διάμετρος
$3 \times 10^6 yr$	100K	10K	$10^6 \text{σωματίδια}/\text{cm}^3$	$10^{-1} \text{parsec}$

Πίνακας 1.2: Χαρακτηριστικά πρώτης φάσης

Χρονική διάρκεια	Κεντρική θερμοκρασία	Επιφανειακή θερμοκρασία	Κεντρική πυκνότητα	Διάμετρος
$10^5 yr$	10,000K	100K	$10^{12} \text{σωματίδια}/\text{cm}^3$	$10^{-5} \text{parsec}$

Πίνακας 1.3: Χαρακτηριστικά δεύτερης φάσης

δίνεται από τη σχέση:

$$M_J \approx 4 \cdot 10^4 M_{\odot} \left( \frac{T}{100K} \right)^{3/2} \left( \frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad (1.1)$$

όπου  $n$  είναι η αριθμητική μοριακή πυκνότητα ανά κυβικό εκατοστό,  $T$  η θερμοκρασία και  $M_{\odot}$  η ηλιακή μάζα. Για τυπικές τιμές πυκνότητας και θερμοκρασίας  $M_J \sim 10^3 - 10^4 M_{\odot}$ . Τα “θραύσματα” του νέφους (cloud fragments) που η μάζα τους υπερβαίνει αυτήν την κρίσιμη μάζα, δεν μπορούν να διατηρήσουν την υδροστατική τους ισορροπία και καταρρέουν προς το κέντρο τους χωρίς καμία αντίσταση. Σε αυτήν τη φάση η πυκνότητα είναι χαμηλή και το νέφος είναι διάφανο στην υπέρυθη ακτινοβολία. Τα χαρακτηριστικά αυτής της φάσης φαίνονται στον Πίνακα 1.2.

- **Θρυμματισμός νέφους (Cloud fragmentation):** Όσο η πυκνότητα του καταρρέοντος νέφους αυξάνεται, η κρίσιμη μάζα του ( $M_J$ ) μειώνεται σύμφωνα με τη σχέση 1.1. Τα κριτήρια σταθερότητας μέσα στο νέφος παραβιάζονται και αυτό ξεκινά να διασπάται σε μικρότερα κομμάτια καθένα από τα οποία συνεχίζει να καταρρέει. Αυτή η διαδικασία συνεχίζεται μέχρι η μάζα του μικρότερου θραύσματος να γίνει μικρότερη από  $0.1 M_{\odot}$ .
- **Σχηματισμός πυρήνα πρωτοαστέρα (Formation of a protostellar core):** Η αύξηση της πυκνότητας των καταρρέοντων θραυσμάτων κάνουν το αέριο από το οποίο αποτελούνται αδιαφανές στα υπέρυθρα φωτόνια, με αποτέλεσμα η ακτινοβολία να παγιδεύεται στο κέντρο του νέφους οδηγώντας σε θέρμανση και αύξηση της πίεσης του αερίου. Ο

Χρονική διάρκεια	Κεντρική θερμοκρασία	Επιφανειακή θερμοκρασία	Κεντρική πυκνότητα	Διάμετρος
$10^6 yr$	1,000,000K	3000K	$10^{18}$ σωματίδια/cm <sup>3</sup>	$10^{-5} parsec$

Πίνακας 1.4: Χαρακτηριστικά τρίτης φάσης

Χρονική διάρκεια	Κεντρική θερμοκρασία	Επιφανειακή θερμοκρασία	Κεντρική πυκνότητα	Διάμετρος
$10^7 yr$	5,000,000K	4000K	$10^{22}$ σωματίδια/cm <sup>3</sup>	$10^{-6} parsec$

Πίνακας 1.5: Χαρακτηριστικά τρίτης φάσης

πυρήνας του νέφους φτάνει σε υδροστατική ισορροπία, και μπορούμε πλέον να μιλάμε για έναν πρωτοαστέρα.

- **Επαύξηση (Accretion):** Το αέριο που περιβάλλει τον πρωτοαστέρα καταρρέει προς αυτόν, με αποτέλεσμα να ξεκινά μία φάση επαύξησης μάζας. Για λόγους διατήρησης στροφορμής γύρω από τον πρωτοαστέρα σχηματίζεται ένας δίσκος επαύξησης (accretion disk), κι έτσι γενάται ένας αστέρας έμβρυο. Η επαύξηση του αερίου παράγει βαρυτική ενέργεια, μέρος της οποίας προκαλεί ακόμα περισσότερη θέρμανση του πυρήνα και το υπόλοιπο εκπέμπεται ως ακτινοβολία, παρέχοντας τη λαμπρότητα του πρωτοαστέρα, έτσι ώστε:

$$L \approx L_{acc} = \frac{GM\dot{M}}{2R} \quad (1.2)$$

όπου  $M$  και  $R$  είναι η μάζα και η ακτίνα του πυρήνα του πρωτοαστέρα και  $\dot{M}$  είναι ο ρυθμός επαύξησης. Ο παράγοντας  $\frac{1}{2}$  προέρχεται από το γεγονός ότι η μισή δυναμική ενέργεια διαχέεται στον δίσκο επαύξησης.

- **Διάσπαση και ιονισμός (Dissociation and ionization):** Το αέριο αρχικά αποτελείται από μόρια υδρογόνου και συμπεριφέρεται σαν ιδανικό αέριο ( $\gamma_{ad} > \frac{4}{3}$ ) και ο πυρήνας του πρωτο αστέρα είναι δυναμικά σταθερός. Όταν η θερμοκρασία του πυρήνα γίνει σχεδόν 2000K, το μοριακό υδρογόνο διασπάται και ξεκινά ο ιονισμός του με αποτέλεσμα την αύξηση της ειδικής θερμότητας και τη μείωση του  $\gamma_{ad}$  κάτω από την κρίσιμη τιμή  $\frac{4}{3}$ . Η υδροδυναμική ισορροπία καταστρέφεται και ακολουθεί μια φάση δυναμικής κατάρρευσης, κατά τη διάρκεια της οποίας η έκλυση της βαρυτικής ενέργειας απορροφάται από τα μόρια υδρογόνου χωρίς σημαντική

Χρονική διάρκεια	Κεντρική θερμοκρασία	Επιφανειακή θερμοκρασία	Κεντρική πυκνότητα	Διάμετρος
$3 \times 10^7 yr$	10,000,000K	4500K	$10^{25}$ σωματίδια/cm <sup>3</sup>	$2 \times 10^{-7} parsec$

Πίνακας 1.6: Χαρακτηριστικά έκτης φάσης

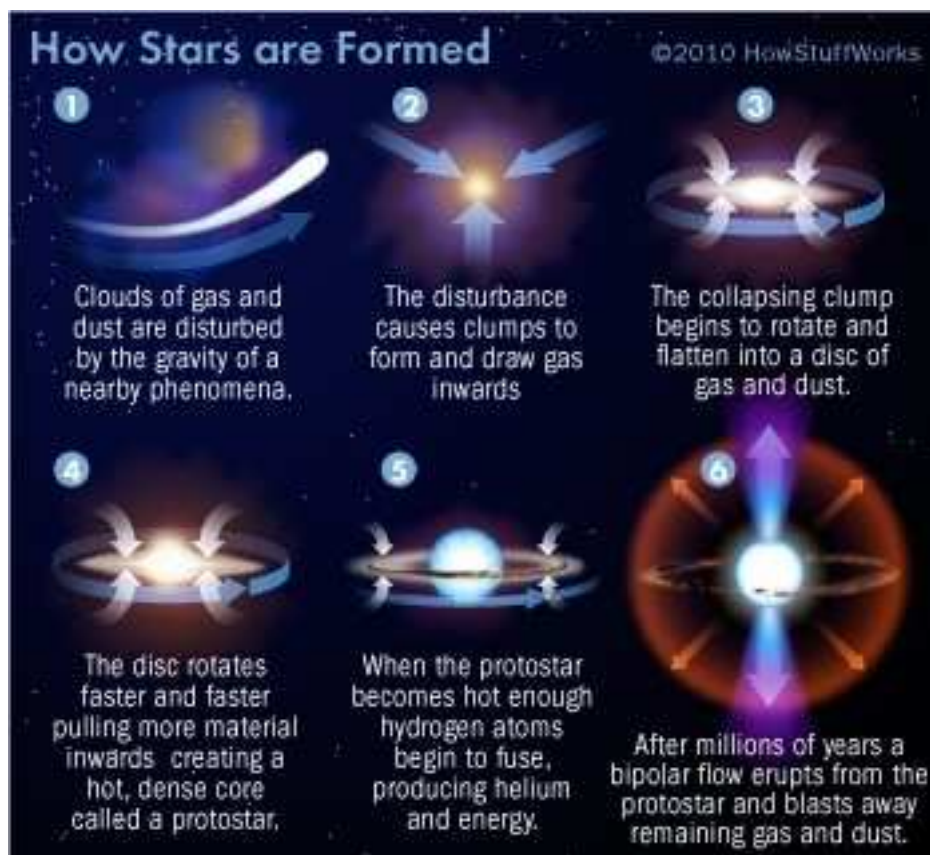
αύξηση της θερμοκρασίας. Όταν το H<sub>2</sub> έχει διασπαστεί πλήρως σε ατομικό υδρογόνο αποκαθίσταται η υδροδυναμική ισορροπία και η θερμοκρασία αυξάνεται ξανά. Στη συνέχεια, έχουμε πάλι δυναμική κατάρρευση όταν πρώτα το H και αργότερα το He ιονίζονται σε θερμοκρασία 10<sup>4</sup> K. Όταν ολοκληρωθεί η διαδικασία ιονισμού στον πρωτοαστέρα, επαναφέρεται η υδροδυναμική ισορροπία και τώρα η ακτίνα του είναι σημαντικά μειωμένη. Σε αυτή τη φάση τα χαρακτηριστικά του πρωτοαστέρα δε μεταβάλλονται σημαντικά.

- **Φάση προ-κύριας ακολουθίας (Pre-main sequence phase):** Τελικά, η επαύξηση επιβραδύνεται μέχρι που σταματά και ο πρωτοαστέρας είναι πλέον ένας προ-κύριας ακολουθίας αστέρας. Η λαμπρότητά του τώρα προέρχεται από τη βαρυτική συστολή, και σύμφωνα με το θεώρημα virial η εσωτερική θερμοκρασία είναι:

$$T \propto M^{2/3} \rho^{1/3} \quad (1.3)$$

Η επιφάνειά του ψύχεται και η κλίση της θερμοκρασίας αυξάνεται, μεταφέροντας θερμότητα προς τα έξω.

Παρακάτω φαίνονται οι φάσεις αυτές σχηματικά (Σχήμα 1.1, [2])

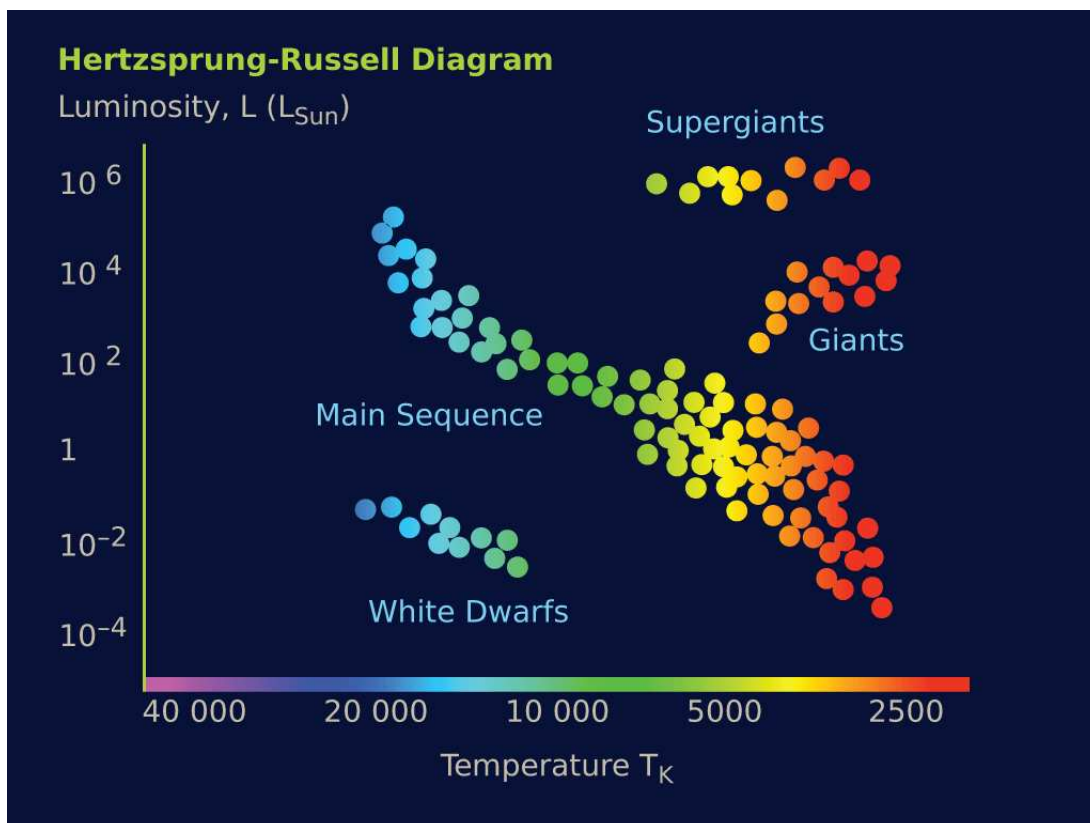


Σχήμα 1.1: Σχηματική αναπαράσταση των φάσεων σχηματισμού αστέρων

## 1.2 Κύρια ακολουθία και θάνατος αστέρων

Η θερμοκρασία στο εσωτερικό του αστέρα - εμβρύου συνεχίζει να αυξάνεται. Όταν φτάσει τους  $10^7$  K, αρχίζει η καύση του υδρογόνου (H) σε ήλιο (He). Από εδώ και πέρα ο αστέρας βρίσκεται στην κύρια ακολουθία όπου και θα διανύσει το 80% περίπου της ζωής του. Για μάζες  $< 0.1 M_{\odot}$  το αστέρι ποτέ δεν θα βρεθεί στην κύρια ακολουθία καθώς ποτέ ο πυρήνας του δεν θα φτάσει σε θερμοκρασία  $10^7$  K. Η θερμοκρασία και η φωτεινότητά του όλο και θα μειώνεται, μέχρι να γίνει ένας μελανός νάνος που θα εγκατασταθεί κάτω δεξιά στο διάγραμμα Hertzsprung - Russell. Η κύρια ακολουθία απεικονίζεται στο διάγραμμα Hertzsprung - Russell παρακάτω (Σχήμα 1.2, [3]), το οποίο είναι ένα

διάγραμμα θερμοκρασίας-φωτεινότητας.



Σχήμα 1.2: Διάγραμμα Hertzsprung - Russell

Οι αστέρες στην κύρια ακολουθία καταλαμβάνουν τη διαγώνια λωρίδα, που ξεκινά από πάνω αριστερά στο διάγραμμα και καταλήγουν κάτω δεξιά. Η θέση που θα καταλάβουν τα αστέρια στην κύρια ακολουθία εξαρτάται από την μάζα τους. Η σχέση μάζας-φωτεινότητας δίνεται από τις παρακάτω αναλογίες [4]:

$$L \propto \begin{cases} M^{5.5} & , 0.1M_{\odot} < M < 10M_{\odot} \\ M^3 & , 10M_{\odot} < M < 50M_{\odot} \\ M & , M > 50M_{\odot} \end{cases}$$

όπου  $L$  είναι η φωτεινότητα του κάθε αστέρα και  $M$  η μάζα του. Οι αστέρες εκπέμπουν σαν μέλαν σώμα και επομένως:

$$L \propto R^2 T^4 \quad (1.4)$$

όπου  $R$  η ακτίνα του αστέρα.

Από τις παραπάνω σχέσεις προκύπτει ότι οι αστέρες μεγάλης μάζας είναι πιο θερμοί και πιο φωτεινοί και καταλαμβάνουν το πάνω αριστερά τμήμα της κύριας ακολουθίας, ενώ οι μικρότεροι που είναι λιγότερο θερμοί και φωτεινοί, το κάτω δεξιά. Ο χρόνος παραμονής των αστέρων μεγάλης μάζας στην κύρια ακολουθία, είναι λιγότερος από τον χρόνο αστέρων μικρής μάζας. Η εξάρτηση του χρόνου παραμονής στην κύρια ακολουθία από τη μάζα δίνεται από τη σχέση

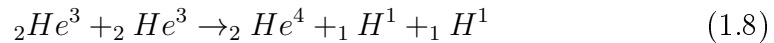
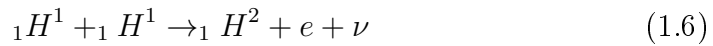
$$t \propto M^{-3} \quad (1.5)$$

και οφείλεται στον ρυθμό κατανάλωσης των πυρηνικών τους καυσίμων, όπως θα δούμε παρακάτω, που για τους αστέρες μεγάλης μάζας είναι μεγαλύτερος.

Η εξέλιξή τους μετά την έξοδό τους από την κύρια ακολουθία, εξαρτάται επίσης από τη μάζα τους.

#### Αστέρες μικρής μάζας

Όταν ένα αστέρι βρεθεί στην κύρια ακολουθία, αρχίζει η καύση του υδρογόνου στον πυρήνα του. Στα αστέρια μικρής μάζας ( $< 8 M_{\odot}$ ) η σύντηξη γίνεται με την αλυσίδα πρωτονίου - πρωτονίου.



Επομένως, τέσσερις πυρήνες υδρογόνου παράγουν έναν πυρήνα ηλίου. Όταν το υδρογόνο στον πυρήνα του αστέρα εξαντληθεί, αυτός πλέον αποτελείται από ήλιο, ενώ η καύση του υδρογόνου συνεχίζεται στο κέλυφος που τον περιβάλλει. Ο πυρήνας δέχεται πίεση από τα εξωτερικά στρώματα του κελύφους και τον συστέλλει. Με την συστολή αυξάνεται η θερμοκρασία των στρωμάτων κι αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη διαστολή του αστέρα και την αύξηση της φωτεινότητάς του. Λόγω της διαστολής, η ακτίνα του μεγαλώνει κι έτσι μετατρέπεται σε έναν ερυθρό γίγαντα. Η διαδρομή του αυτή ονομάζεται κλάδος ερυθρών γιγάντων.

Αν η θερμοκρασία στον πυρήνα φτάσει τους  $10^8$  K, τότε αρχίζει η καύση του ηλίου σε άνθρακα με τις αντιδράσεις:



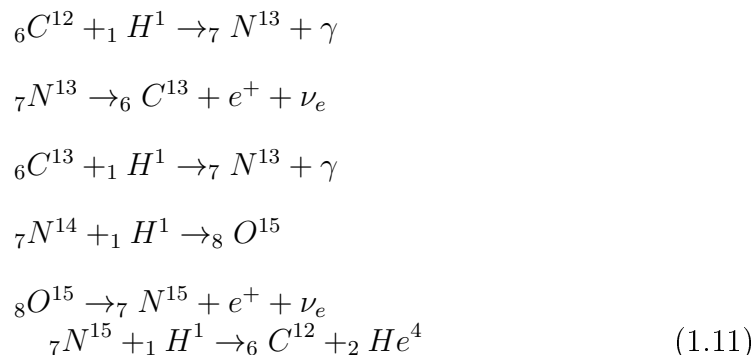
Αυτή η διαδικασία συνήθως ονομάζεται διαδικασία των τριών  $\alpha$ , αφού για την παραγωγή του άνθρακα χρειάζονται τρεις πυρήνες ηλίου (σωμάτια  $\alpha$ ). Ταυτόχρονα συνεχίζεται η καύση του υδρογόνου σε φλοιό που περιβάλλει τον πυρήνα. Με την έναρξη αυτής της φάσης παράγονται μεγάλα ποσά ενέργειας λόγω της υψηλής θερμοκρασίας τα οποία συνιστούν μια έκλαμψη, το φλας ηλίου. Ο πυρήνας διαστέλλεται κι επομένως η θερμοκρασία και η πίεση του μειώνονται με αποτέλεσμα τη συστολή του αστέρα. Ο αστέρας σταματά να έχει πλέον τα χαρακτηριστικά ερυθρού γίγαντα. Με την καύση του ηλίου, η παραπάνω διαδικασία θα επαναληφθεί με αποτέλεσμα ο αστέρας να ξαναδιασταλλεί και να επανέλθει στην περιοχή των ερυθρών γιγάντων. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται οριζόντιος κλάδος. Η εναλλαγή φάσεων συστολής και διαστολής μπορεί να δημιουργήσει ταλαντώσεις στον αστέρα. Μετά την καύση του ηλίου, ο πυρήνας αποτελείται πλέον από άνθρακα, το ήλιο συνεχίζει να καίγεται στον αμέσως εξωτερικό του φλοιό και το υδρογόνο στο κέλυφος που περιβάλλει τον φλοιό του ηλίου. Σε αστέρες μικρής μάζας, ο πυρήνας συνήθως δεν καταφέρνει να αναπτύξει τις κατάλληλες θερμοκρασίες ( $> 10^8$  K) ούτως ώστε να αρχίσει η καύση του άνθρακα σε βαρύτερα στοιχεία με αποτέλεσμα παλμική αστάθεια και αστρικοί άνεμοι να γίνουν η αιτία για την εκτίναξη των εξωτερικών στρωμάτων του αστέρα και τη δημιουργία ενός πλανητικού νεφελώματος. Ο πυρήνας που απομένει συνεχίζει να αποτελείται από άνθρακα, συστέλλεται υπό την επίδραση της βαρύτητας εφόσον δεν φτάσει στη θερμοκρασία καύσης του άνθρακα, και καταλήγει σε έναν λευκό νάνο. Η κατάληξη σε λευκό νάνο, προϋποθέτει η μάζα του εναπομείνοντος πυρήνα να είναι μικρότερη από  $1.4 M_{\odot}$  (όριο Chandrasekhar).

### Αστέρες μεγάλης μάζας

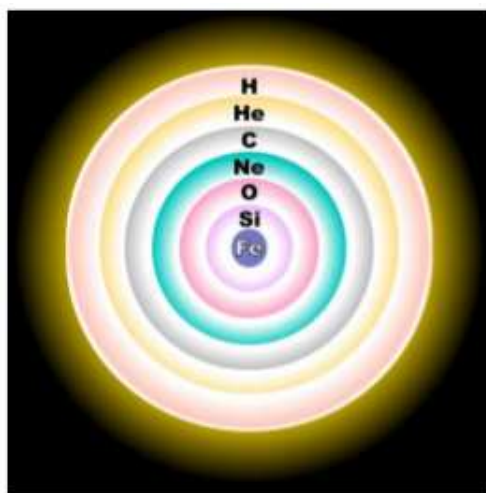
Οι αστέρες μεγάλης μάζας είναι αυτοί που βρίσκονται στην πάνω αριστερά περιοχή του διαγράμματος HR. Χαρακτηρίζονται από μεγαλύτερη φωτεινότητα κι από ταχύτερους ρυθμούς εξάντλησης των καυσίμων τους, σχετικά με τους μικρής μάζας αστέρες, γεγονός που συνεπάγεται την πιο σύντομη παραμονή τους στην κύρια ακολουθία. Ο μεγάλος ρυθμός εξάντλησης καυσίμων οφείλεται στο ότι για να αντισταθμίσουν τις ισχυρές βαρυτικές δυνάμεις (λόγω μεγάλης μάζας) απαιτείται μεγαλύτερη παραγωγή ενέργειας. Στην περίπτωση των άστρων



μεγάλης μάζας, η καύση του υδρογόνου στον πυρήνα γίνεται μέσω του μηχανισμού CNO (άνθρακα - αζώτου - οξυγόνου) που είναι ο ακόλουθος:



Μετά την καύση του υδρογόνου στον πυρήνα, σειρά έχει η καύση του ηλίου σε αυτόν, και του υδρογόνου στον φλοιό που τον περιβάλλει. Μετά από αυτήν τη φάση η θερμοκρασία πιθανότατα φτάνει τους  $10^9$  K, οπότε αρχίζει και η καύση του άνθρακα στον πυρήνα, το ήλιο συνεχίζει να καίγεται στον φλοιό που τον περιβάλλει και το υδρογόνο στον εξωτερικό φλοιό αυτού. Η καύση του άνθρακα στον πυρήνα έχει ως αποτέλεσμα την παραγωγή βαρύτερων στοιχείων, μέχρι το στοιχείο του σιδήρου. Η δομή του αστέρα σε αυτήν τη φάση φαίνεται στην παρακάτω εικόνα (Σχήμα 1.3, [5]).



Σχήμα 1.3: Δομή αστέρος μεγάλης μάζας

Για να συντηχθεί περαιτέρω ο σίδηρος απαιτείται ενέργεια την οποία προμηθεύεται από τον ίδιο τον πυρήνα με αποτέλεσμα αυτός να ψύχεται. Λόγω αδυναμίας συγκράτησης των εξωτερικών του στρωμάτων συνθλίβεται υπό την επίδραση της βαρύτητας. Τα εσωτερικά στρώματα με τα ελαφρύτερα στοιχεία, καταρρέουν προς το κέντρο του αστέρα, με αποτέλεσμα τη δημιουργία και τη διάδοση ενός κρουστικού κύματος (κύματος shock) προς τα εξωτερικά. Η βίαιη εκτόνωση που επέρχεται, χαρακτηρίζεται ως έκρηξη υπερκαινοφανούς (supernova explosion). Τα εξωτερικά στρώματα διασκορπίζονται στον μεσοαστρικό χώρο εμπλουτίζοντάς τον με βαρύτερα στοιχεία. Το υπόλειμμα της εκρήξεως αυξάνει την πυκνότητά του σε πολύ μεγάλες τιμές. Η κατάληξή του εξαρτάται από τη μάζα του. Αν η μάζα του υπολείμματος είναι μεταξύ  $1.4 M_{\odot}$  και  $3.2 M_{\odot}$ , τότε μετατρέπεται σε έναν αστέρα νετρονίων, ενώ αν είναι μεγαλύτερη σε μελανή οπή.

### 1.3 Υπερκαινοφανείς - Υπολείμματα υπερκαινοφανών

#### 1.3.1 Τύποι υπερκαινοφανών

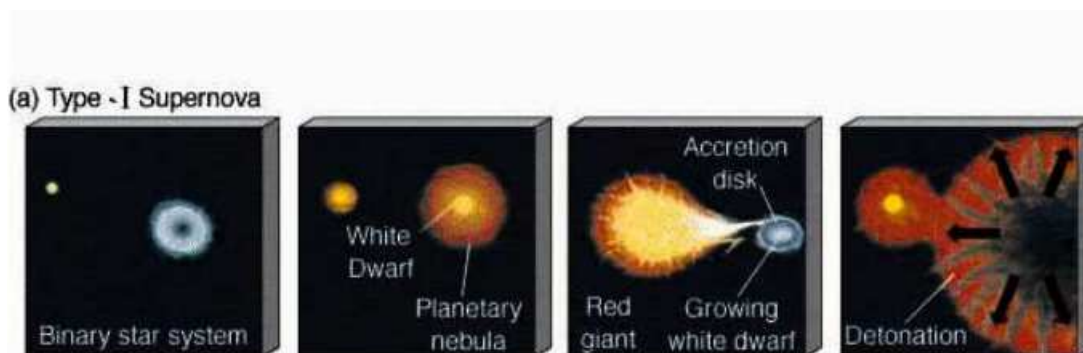
Οι υπερκαινοφανείς ταξινομούνται σε δύο κύριες κατηγορίες, με κριτήριο τα χαρακτηριστικά των φασμάτων τους. Οι υπερκαινοφανείς που δεν παρουσιάζουν στο φάσμα τους γραμμές υδρογόνου χαρακτηρίζονται ως Τύπου I, ενώ οι πλούσιοι σε υδρογόνο Τύπου II. Αυτές οι κατηγορίες, με βάση την ύπαρξη ή όχι βαρύτερων στοιχείων, καθώς επίσης και τα χαρακτηριστικά της καμπύλης φωτός τους μπορούν να χωριστούν και σε υποκατηγορίες όπως θα δούμε παρακάτω.

##### • Υπερκαινοφανείς Τύπου I

Οι υπερκαινοφανείς τύπου I χωρίζονται σε υποκατηγορίες με βάση τα φάσματά τους. Οι υπερκαινοφανείς τύπου Ia παρουσιάζουν μια ισχυρή γραμμή ιονισμένου πυριτίου. Όταν αυτή η γραμμή απουσιάζει από το φάσμα τους τότε κατηγοριοποιούνται σε τύπου Ib και Ic, με τους πρώτους να παρουσιάζουν ισχυρή γραμμή ουδέτερου ηλίου, ενώ οι δεύτεροι όχι.

Οι καμπύλες φωτός είναι παρόμοιες για όλες τις υποκατηγορίες, αν και οι υπερκαινοφανείς τύπου Ia είναι λαμπρότεροι στο σημείο που η φωτεινότητα παρουσιάζει μέγιστο. Αυτό σημαίνει ότι προέρχονται από κοινό μηχανισμό έκρηξης και εκπομπής ακτινοβολίας. Πρόκειται για έκρηξη λευκού νάνου, που ανήκει σε διπλό σύστημα αστέρων (Έκρηξη Τύπου Ia). Αναλυτικότερα, οι αστέρες εξελίσσονται στην κύρια ακολουθία. Το αστέρι μεγαλύτερης μάζας θα

περάσει πρώτο στη φάση των ερυθρών γιγάντων, αφού ο ρυθμός κατανάλωσης των καυσίμων του είναι μεγαλύτερος. Τότε αρχίζει η μεταφορά μάζας, η οποία δεσμεύεται από το αστέρι μικρότερης μάζας. Μετά το τέλος της μεταφοράς μάζας, το πρώτο αστέρι μετατρέπεται σε έναν λευκό νάνο που αποτελείται από άνθρακα και οξυγόνο, αφού έχει χάσει τα εξωτερικά του στρώματα. Κατά τον ίδιο τρόπο με πριν, ο λευκός νάνος δέχεται τη μάζα του δεύτερου αστεριού, που πλέον έχει περάσει κι αυτό στη φάση του ερυθρού γίγαντα. Όταν αυτή ξεπεράσει το όριο Chandrasekhar, η δύναμη της βαρύτητας ξεπερνά την πίεση του εκφυλισμού των ηλεκτρονίων, με αποτέλεσμα την κατάρρευση και τελικά την έκρηξη του λευκού νάνου. Μια εικονική αναπαράσταση αυτής της εξέλιξης φαίνεται παρακάτω (Σχήμα 1.4, [6]):



Σχήμα 1.4: Δημιουργία υπερκαινοφανούς Τύπου Ia

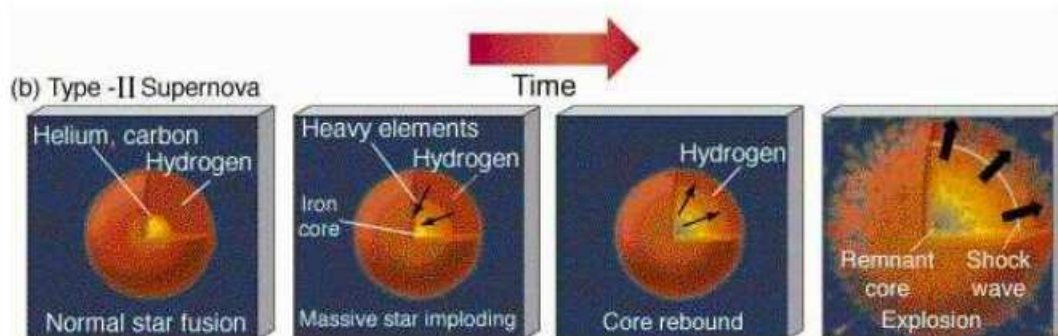
Οι υπερκαινοφανείς Τύπου Ia, συναντώνται σε γαλαξίες που αποτελούνται από αστέρες μεγάλης ηλικίας, για αυτό εμφανίζονται κυρίως στους ελλειπτικούς γαλαξίες. Η συχνότητα παρατήρησής τους είναι 1 υπερκαινοφανής ανά 1000 έτη ανά γαλαξία, μέχρι 1 υπερκαινοφανής ανά 4000 έτη ανά γαλαξία [7].

#### • Υπερκαινοφανείς Τύπου II

Το φάσμα των υπερκαινοφανών Τύπου II χαρακτηρίζεται από έντονες γραμμές υδρογόνου, κυρίως H $\alpha$  και H $\beta$  και χωρίζονται και αυτοί σε υποκατηγορίες. Οι υπερκαινοφανείς τύπου IIb παρουσιάζουν ασθενείς γραμμές υδρογόνου στο αρχικό τους φάσμα, στη συνέχεια όμως δεν ανιχνεύεται εκπομπή υδρογόνου και υπάρχει μια δεύτερη κορυφή στην καμπύλη φωτός, που κάνει το φάσμα να μοιάζει με αυτό του υπερκαινοφανούς τύπου Ib. Άλλες υποκατηγορίες αφορούν το σχήμα της καμπύλης φωτός. Έτσι έχουμε τους υπερκαινοφανείς

τύπου II-L που παρουσιάζουν μία σταθερή μείωση στη λαμπρότητα μετά το μέγιστο. Αντιθέτως, αυτοί του τύπου II-P έχουν μια χαρακτηριστική επίπεδη έκταση που καλείται πλατό (plateau), αναπαριστώντας μία περίοδο όπου η φωτεινότητα μειώνεται με αργούς ρυθμούς. Τέλος, οι υπερκαινοφανείς τύπου II-p παρουσιάζουν γραμμές υδρογόνου στενού εύρους στο φάσμα τους. Στο σχήμα 1.6 φαίνονται οι καμπύλες φωτός (μέγεθος-χρονικό διάστημα) για τις υποκατηγορίες υπερκαινοφανών που προαναφέρθηκαν [8].

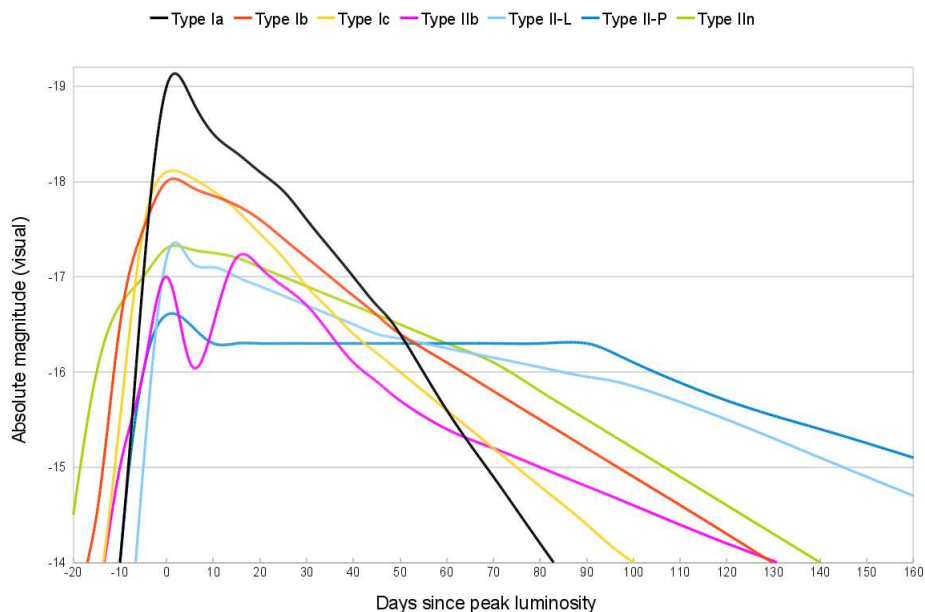
Όπως περιγράφηκε και νωρίτερα, στο τέλος της εξέλιξης ο πυρήνας έχει τη μορφή κρεμμυδιού, όπως φαίνεται στο Σχήμα 1.3. Η μάζα του πυρήνα αυξάνεται με τη σύντηξη του πυριτίου του εξωτερικού στρώματος σε σίδηρο. Αυτό οδηγεί στην αύξηση της θερμοκρασίας του, που αναγκάζει τη διάσπαση σιδήρου σε ελαφρύτερα στοιχεία. Η διαδικασία αυτή επιτυγχάνεται με απορρόφηση ενέργειας που έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση της πίεσης και επομένως τη συστολή του πυρήνα. Τελικά η βαρύτητα υπερσχύει της ηλεκτρονιακής πίεσης και η κατάρρευσή του πυρήνα είναι αναπόφευκτη. Δημιουργείται κρουστικό κύμα, το οποίο διαδίδεται στα εξωτερικά στρώματα του αστέρα και τα διασπείρει στη μεσοαστρική ύλη, εμπλουτίζοντάς την με βαρύτερα στοιχεία. Η δημιουργία υπερκαινοφανούς Τύπου II φαίνεται στην παρακάτω εικόνα (Σχήμα 1.5, [6]):



Σχήμα 1.5: Δημιουργία υπερκαινοφανούς Τύπου II

Οι υπερκαινοφανείς αυτού του τύπου συναντώνται σε σπειροειδείς γαλαξίες με συχνότητα από 1 υπερκαινοφανή ανά 30 έτη ανά γαλαξία, μέχρι 1 υπερκαινοφανή ανά 400 έτη ανά γαλαξία [7]. Αν και η συχνότητα αυτού του τύπου υπερκαινοφανών είναι μεγαλύτερη, οι υπερκαινοφανείς τύπου Ia παρατηρούνται συχνότερα λόγω της μεγαλύτερης τιμής της λαμπρότητάς τους όταν αυτή

προσεγγίζει το μέγιστο, και επειδή οι αστέρες μεγάλης ηλικίας είναι περισσότεροι.



Σχήμα 1.6: Καμπύλες φωτός υπερκαινοφανών

### 1.3.2 Εξέλιξη υπολειμμάτων υπερκαινοφανών (Supernova Remnants - SNRs)

Μετά την έκρηξη ενός υπερκαινοφανούς, απελευθερώνονται μεγάλα ποσά ενέργειας, της τάξης των  $10^{50}$ -  $10^{51}$  erg και ύλης υπό μορφή αερίων. Η ταχύτητά τους ξεπερνά την ταχύτητα του ήχου, με αποτέλεσμα τη δημιουργία και διάδοση ενός κρουστικού κύματος (κύματος shock). Με αυτόν τον τρόπο δημιουργείται το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς (ΥΥ). Στο πέρασμά του συσσωρεύεται όλο και μεγαλύτερη ποσότητα μεσοαστρικής ύλης στο μέτωπο του κύματος shock, ώσπου η μάζα της φτάνει σε συγκρίσιμο σημείο με τη μάζα του αστέρα που εκτινάχθηκε. Τα υπολείμματα υπερκαινοφανών είναι εξαιρετικής σημασίας αντικείμενα. Παρέχουν μεγάλα ποσά ενέργειας στο μεσοαστρικό μέσο και το εμπλουτίζουν με βαριά στοιχεία. Η μελέτη τους μας δίνει πληροφορίες σχετικά με την αλληλεπίδρασή τους με τη μεσοαστρική ύλη, καθώς επίσης και για τον ρυθμό σχηματισμού αστέρων. Μπορούμε να χωρίσουμε την εξέλιξη των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών σε τέσσερις φάσεις:

- **Φάση ελεύθερης διαστολής (free expansion)**

Αμέσως μετά την έκρηξη, η μάζα που εκτοξεύεται, είναι πολύ μεγαλύτερη από τη μάζα της μεσοαστρικής ύλης που περικλείεται από το shock. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, τη διάδοση του κρουστικού κύματος χωρίς καμία ουσιαστικά αντίσταση, και ως εκ τούτου με μεγάλες ταχύτητες, 10 000 km/s, ίσως και μεγαλύτερες. Με τη διάδοση του κύματος, μεσοαστρική ύλη συσσωρεύεται στο μέτωπό του, η μάζα της οποίας ( $M_s$ ) αρχικά είναι αμελητέα. Αν η πυκνότητα της μεσοαστρικής ύλης είναι  $\rho_0$ , η μάζα της μεσοαστρικής ύλης που περικλείεται από το shock είναι:

$$M_s = \frac{4}{3}\pi R_s^3 \cdot \rho_0 \ll M_0 \quad (1.12)$$

όπου  $R_s$  είναι η ακτίνα μιας θεωρούμενης σφαιρικής περιοχής στην οποία διαδίδεται το κύμα (η ακτίνα του υπολείμματος), και η τιμή της δίνεται από τη σχέση:

$$R_s = u_0 t \quad (1.13)$$

όπου  $u_0$  είναι η ταχύτητα διάδοσης του κρουστικού κύματος και  $t$  ο χρόνος που έχει περάσει από την έκρηξη. Τα ποσά ενέργειας που απελευθερώνονται κατά την έκρηξη, εκδηλώνονται υπό τη μορφή κινητικής, κι επομένως εκφράζεται μέσω της σχέσης:

$$E_s = \frac{1}{2}M_0 u_0^2 \quad (1.14)$$

όση δηλαδή είναι η κινητική ενέργεια της εκτινασσόμενης ύλης.

- **Φάση αδιαβατικής εκτόνωσης (Adiabatic expansion phase ή Sedov phase)**

Η φάση της ελεύθερης εκτόνωσης σταματά όταν η μάζα που έχει σαρώσει το μέτωπο του κρουστικού κύματος γίνει ίση με τη μάζα του υλικού που εκτινάχθηκε, κι επομένως η αντίστασή της γίνει σημαντική. Δηλαδή:

$$M_s = M_0 \quad (1.15)$$

Από την ισότητα αυτή προκύπτει και η ακτίνα του υπολείμματος

$$R_s = \frac{3M_0^{\frac{1}{3}}}{4\pi\rho_0} \quad (1.16)$$

Η ηλικία του σε αυτήν τη φάση είναι:

$$t = \frac{R_s}{u_0} \quad (1.17)$$

Η δεύτερη φάση ξεκινά, όταν η μάζα που έχει συσσωρευθεί γίνει μεγαλύτερη από την αρχική μάζα που εκτινάχθηκε. Η πυκνότητα της συσσωρευμένης ύλης τώρα αυξάνεται. Η διαφορά των πυκνοτήτων μεταξύ των δύο υλικών, έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία μιας ασυνέχειας, κι ένα δεύτερο κρουστικό κύμα, δημιουργείται και διαδίδεται προς την αντίθετη κατεύθυνση, θερμαίνοντας τα δύο υλικά. Μέρος της κινητικής ενέργειας μετατρέπεται σε θερμική, και επομένως η διάδοση του αρχικού κύματος επιβραδύνεται. Σε αυτήν τη φάση, η ενέργεια που ακτινοβολείται είναι αμελητέα σε σχέση με την αρχική ενέργεια της έκρηξης. Η εξέλιξη κατά τη διάρκεια αυτής της φάσης εξαρτάται από την ενέργεια της έκρηξης  $E_0$ , την πυκνότητα του διαστρικού μέσου  $\rho_0$  και τον χρόνο που έχει περάσει μετά την έκρηξη. Χαρακτηριστικά μεγέθη του κρουστικού κύματος, όπως ακτίνα, θερμοκρασία και ταχύτητα διαστολής, υ-πολογίζονται από τη λύση της αυτο-ομοιότητας του Sedon, και δίνονται από τις εξισώσεις (Chisari, 2009):

$$R_s = 1.54 \cdot 10^{19} (cm) E_{51}^{\frac{1}{5}} n_0^{-\frac{1}{5}} \left( \frac{t}{10^3 yr} \right)^{\frac{2}{5}} \quad (1.18)$$

$$u_s = 1950 (km s^{-1}) E_{51}^{\frac{1}{5}} n_0^{-\frac{1}{5}} \left( \frac{10^3 yr}{t} \right)^{\frac{3}{5}} \quad (1.19)$$

$$T_s = 5.25 \cdot 10^7 (K) E_{51}^{\frac{2}{5}} n_0^{-\frac{2}{5}} \left( \frac{10^3 yr}{t} \right)^{\frac{6}{5}} \quad (1.20)$$

όπου  $E_{51} = E_0 \cdot 10^{-51}$

- **Φάση ψύξης με ακτινοβολία (Snowplow ή Radiative phase)**

Το κύμα shock συνεχίζει να επιβραδύνεται, να αυξάνει την πυκνότητά του, αφού όλο και περισσότερη μεσοαστρική ύλη συσσωρεύεται, με αποτέλεσμα να ψύχεται. Η πτώση της αρχικά υψηλής θερμοκρασίας στους  $10^5$  K οδηγεί σε αύξηση του ρυθμού απώλειας ενέργειας με ακτινοβολία, διότι τα ιόντα άνθρακα και οξυγόνου του μεσοαστρικού χώρου, μπορούν πλέον, σε αυτήν τη θερμοκρασία, να επανασυνδέονται με τα ελεύθερα ηλεκτρόνια, ακτινοβολώντας ενέργεια με αποτέλεσμα την περαιτέρω μείωση της θερμοκρασίας. Τώρα πλέον, η ενέργεια που ακτινοβολείται είναι η συγκρίσιμη με την ενέργεια της αρχικής έκρηξης.

Η μετάβαση από τη φάση της αδιαβατικής εκτόνωσης σε αυτήν της ψύξης με ακτινοβολία, γίνεται όταν η ταχύτητα διαστολής είναι 200-300 km/s. Σε αυτό το στάδιο, το υπόλειμμα αρχίζει να εκπέμπει στο ορατό φάσμα.

- **Φάση διάχυσης (Dissipation)**

Όταν η ταχύτητα διαστολής γίνει μικρότερη από την ταχύτητα του ήχου, το υπόλειμμα του υπερκαινοφανούς διαχέεται στον μεσοαστρικό χώρο. Η θερμοκρασία και η πυκνότητά του μειώνονται μέχρι την αφομοίωσή του από την μεσοαστρική ύλη και τελικά τη διάλυσή του.

### 1.3.3 Ταξινόμηση υπολειμμάτων υπερκαινοφανών

Η ταξινόμηση των υπολειμμάτων των υπερκαινοφανών δεν είναι εύκολη υπόθεση. Γίνεται κυρίως με βάση τη μορφολογία τους, αλλά και βάσει φασματικών ιδιοτήτων τους. Οι βασικές κατηγορίες είναι τρεις:

- **Κελυφοειδή**

Αυτού του τύπου τα υπολείμματα υπερκαινοφανών δε φαίνεται να έχουν τίποτα στα κέντρα τους. Ο φλοιός δημιουργείται όταν το κρουστικό κύμα θερμαίνει το μεσοαστρικό υλικό. Οι εικόνες των κελυφοειδών υπολειμμάτων, φαίνονται σε εμάς σαν δακτύλιοι ενώ στην πραγματικότητα είναι σφαιρικοί φλοιοί. Αυτό οφείλεται στην οπτική μας γωνία από όπου φαίνεται να υπάρχει περισσότερο υλικό στα όρια του υπολείμματος. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αυτού είναι το CasA.

- **Συμπαγή**

Σε αυτού του τύπου τα υπολείμματα δεν παρατηρείται κέλυφος, αλλά ένα λαμπρό συμπαγές αντικείμενο, ένας περιστρεφόμενος αστέρας νετρονίων (pulsar). Αυτό που παρατηρείται είναι μόνο το κεντρικό αντικείμενο και όχι ο φλοιός. Η ακτινοβολία που εκπέμπεται οφείλεται στο νέφος ηλεκτρονίων γύρω από το pulsar και όχι στο κρουστικό κύμα. Λόγω της φαινομενικής συμπαγούς δομής τους αυτά τα υπολείμματα χαρακτηρίζονται και ως πλήρη (plerion). Χαρακτηριστικό παράδειγμα αυτού του τύπου υπολειμμάτων υπερκαινοφανών είναι το νεφέλωμα του Καρκίνου (Crab nebula) γι' αυτό μπορούν να χαρακτηριστούν και Crab - like.

- **Σύνθετα**



Αυτός ο τύπος υπολειμμάτων αποτελεί έναν συνδυασμό των δύο προηγούμενων. Φαίνονται άλλοτε σαν κελυφοειδή και άλλοτε σαν συμπαγή, γεγονός που εξαρτάται από το μήκος κύματος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος στο οποίο τα μελετάμε. Συνήθως εμφανίζονται σαν κελύφη στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος και σαν συμπαγή στις ακτίνες X.

Η ταξινόμηση των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών, μπορεί να επεκταθεί περαιτέρω, βάση της παρατήρησης στην οπτική περιοχή του φάσματος. Δύο τέτοιες κατηγορίες είναι:

- **Κυριαρχούμενα από γραμμές Balmer**

Τα υπολείμματα αυτού του τύπου χαρακτηρίζονται από έντονες γραμμές υδρογόνου, και ασθενέστερες (ή και καθόλου) απαγορευμένες γραμμές [O III], [S II] και [N II] στο οπτικό μέρος του φάσματος. Η ακτινοβολία που εκπέμπεται από αυτά τα υπολείμματα οφείλεται στο ουδέτερο υδρογόνο του περιβάλλοντος που ιονίζεται από το κύμα shock, γεγονός που δηλώνει ότι η καταγωγή τους είναι υπερκαινοφανείς Τύπου Ia.

- **Πλούσια σε οξυγόνο**

Αυτά τα υπολείμματα χαρακτηρίζονται από έντονες απαγορευμένες γραμμές οξυγόνου [O III] στην ορατή περιοχή, ωστόσο εκπέμπουν και στις ακτίνες X. Οι μεγάλες ποσότητες οξυγόνου και η απουσία γραμμών υδρογόνου (ή πολύ ασθενείς γραμμές) δηλώνουν ότι τα υπολείμματα προέρχονται από υπερκαινοφανείς Τύπου Ib.

### 1.3.4 Οπτική ακτινοβολία υπολειμμάτων υπερκαινοφανών

Τα οπτικά φάσματα των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών κυριαρχούνται από γραμμές Balmer, και απαγορευμένες γραμμές ιόντων  $O^{++}$ ,  $O^+$ ,  $S^+$  και άλλων στοιχείων. Η μορφή του συνεχούς φάσματος των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών, είναι κυρίως αποτέλεσμα της εκπομπής συνεχούς - στάθμης.

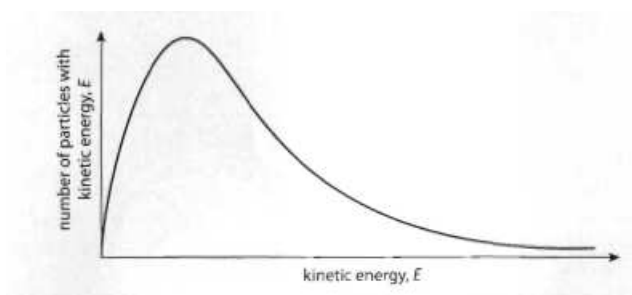
- **Ακτινοβολία επανασύνδεσης**

Το οπτικό φάσμα των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών, περιέχει γραμμές της σειράς Balmer κυρίως H $\alpha$  και H $\beta$ , η παρουσία των οποίων οφείλεται στο φαινόμενο του φθορισμού, κατά το οποίο, ακτινοβολία μικρού μήκους κύματος μετασχηματίζεται σε ακτινοβολία μεγαλύτερου. Στην προκειμένη περίπτωση, η μικρού

μήκους κύματος ακτινοβολία, είναι η ακτινοβολία των υπεριώδων φωτονίων Lyman, Lc (L continuum) ενέργειας  $E > 13.6 \text{ eV}$ , που εκπέμπονται από την επιφάνεια του shock. Ως υπεριώδη φωτόνια, ορίζονται αυτά που έχουν ενέργεια μεγαλύτερη από την ενέργεια ιονισμού του υδρογόνου ( $13.6 \text{ eV}$ ). Αυτά τα φωτόνια, ιονίζουν το υδρογόνο με συνέπεια τη δημιουργία ιόντων υδρογόνου, πρωτονίων δηλαδή, και ελεύθερων ηλεκτρονίων. Μετά την πάροδο κάποιου χρονικού διαστήματος, κάθε ελεύθερο ηλεκτρόνιο έλκεται από κάποιο κοντινό ιόν υδρογόνου και συλλαμβάνεται σε μία από τις ενεργειακές στάθμες του ιόντος με αποβολή ενέργειας υπό μορφή ακτινοβολίας στο συνεχές μέρος του φάσματος. Η σύλληψη ενός ηλεκτρονίου σε κάποια από τις ενεργειακές στάθμες, αν αυτή δεν είναι η  $n=1$ , έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία διεγερμένου ατόμου υδρογόνου. Το ηλεκτρόνιο του διεγερμένου ατόμου, μεταπηδά από στάθμη σε στάθμη μέχρι τη θεμελιώδη, με ταυτόχρονη εκπομπή ακτινοβολίας, συγκεκριμένης συχνότητας. Τα ηλεκτρόνια που καταλήγουν στη στάθμη  $n=2$ , προκαλούν εκπομπή ακτινοβολίας, στις γραμμές της σειράς Balmer. Αυτές κυριαρχούν στο οπτικό φάσμα των περιοχών H II, κυρίως η H $\alpha$  ( $n=3 \rightarrow 2$ ) και H $\beta$  ( $n=4 \rightarrow 2$ ) - ακτινοβολία συνεχούς.

- **Απαγορευμένες γραμμές**

Τα υπολείμματα υπερκαινοφανών περιέχουν, πέρα από το υδρογόνο, και άλλα, βαρύτερα στοιχεία όπως απλά ιονισμένο άζωτο, οξυγόνο, και θείο και διπλά ιονισμένο οξυγόνο τα οποία μπορούν να συγκρουστούν με ελεύθερα ηλεκτρόνια, με αποτέλεσμα την κρουστική τους διέγερση. Τα υπολείμματα υπερκαινοφανών, χαρακτηρίζονται από πολύ χαμηλές πυκνότητες και τα άτομα/ιόντα βρίσκονται σχεδόν όλα στη θεμελιώδη ενεργειακή κατάσταση. Η θερμοκρασία των περιοχών που εκπέμπεται η οπτική ακτινοβολία των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών είναι της τάξης των  $10^4 \text{ K}$  και τα ελεύθερα ηλεκτρόνια ακολουθούν την κατανομή Maxwell-Boltzmann (Σχήμα 1.7, [9]).



Σχήμα 1.7: Κατανομή Maxwell-Boltzmann

Τα ηλεκτρόνια που βρίσκονται στην ουρά της κατανομής έχουν ενέργειες 2 έως 4 eV και μπορούν να συγκρουστούν με ιόντα  $O^+$ ,  $O^{++}$ ,  $N^+$  και  $S^{++}$  διεγείροντάς τα, σε ενεργειακές καταστάσεις κοντά στις θεμελιώδεις τους. Ηλεκτρόνια τόσο χαμηλών ενεργειών δεν μπορούν να διεγείρουν το άτομο του υδρογόνου στην πρώτη ενεργειακή στάθμη. Λόγω όμως της χαμηλής πυκνότητας αυτών των περιοχών, τα ηλεκτρόνια στις μετασταθείς στάθμες (στάθμες από τις οποίες δεν υπάρχει άμεσος τρόπος επιστροφής στη θεμελιώδη) έχουν χρόνο να αποδιεγερθούν αυθόρμητα, και όχι μέσω κρούσης. Με αυτόν τον τρόπο παράγονται τα “απαγορευμένα φωτόνια”. Ονομάζονται έτσι, διότι δεν παρατηρούνται σε γήινη συνθήκη όπου λόγω της υψηλής πυκνότητας οι κρουστικές αποδιεγέρσεις είναι πολύ συχνότερες από τις αυθόρμητες. Η εκπομπή απαγορευμένων γραμμών, αποτελεί τον βασικό μηχανισμό απώλειας ενέργειας στα υπολείμματα υπερκαινοφανών (ψυκτικός μηχανισμός).

### 1.3.5 Μελέτη υπολειμμάτων υπερκαινοφανών

Το υπόλειμμα ακτινοβολεί για πρώτη φορά στο οπτικό μέρος του φάσματος, κατά τη φάση ψύξης με ακτινοβολία. Η ψύξη γίνεται κυρίως μέσω της εκπομπής απαγορευμένων γραμμών. Οι πιο συνήθεις γραμμές είναι του οξυγόνου, του θείου, του νέου και του αζώτου. Βασική προϋπόθεση για τη μελέτη υπολειμμάτων υπερκαινοφανών, είναι η ανίχνευσή τους, η οποία δεν αποτελεί πολύ εύκολη υπόθεση καθώς πρέπει να διαχωριστούν από άλλα νεφελώματα όπως τα πλανητικά ή τις περιοχές ιονισμένου υδρογόνου. Η εκπομπή ακτινοβολίας στα πλανητικά νεφελώματα, όπως και στις περιοχές ιονισμένου υδρογόνου, γίνεται με φωτοϊονισμό ενώ στα υπολείμματα υπερκαινοφανών λόγω κρουστικών διεγέρσεων που προκαλούν τα κύματα σοκ. Η διάκριση των μηχανισμών εκπομπής ακτινοβολίας, και επομένως και του είδους των νεφελωμάτων μπορεί να γίνει με τη μέτρηση του λόγου της ροής ακτινοβολίας του θείου προς το υδρογόνο, δηλαδή τον λόγο  $\frac{[S_{II}(\lambda 6716,6731)]}{[H\alpha(\lambda 6563)]}$  [10]. Αν η τιμή του λόγου αυτού είναι μεγαλύτερη του 0.4, τότε το αστρονομικό αντικείμενο που μελετάμε είναι υπόλειμμα υπερκαινοφανούς. Αυτό συμβαίνει γιατί οι θερμοκρασίες πίσω από το κρουστικό κύμα ( $10^4$ -  $10^5$  K) ευνοούν την ύπαρξη απλά ιονισμένου θείου ( $S^+$ ), και επομένως ο λόγος  $\frac{[S_{II}]}{[H\alpha]}$  είναι αυξημένος. Αν είναι μικρότερος από 0.4, πρόκειται για κάποιο από τα άλλα δύο είδη νεφελωμάτων. Υπάρχουν περαιτέρω τρόποι επιβεβαίωσης του είδους νεφελώματος. Ένας από αυτούς είναι η παρουσία απαγορευμένων γραμμών και άλλων στοιχείων, κυρίως οξυγόνου. Πιο συγκεκριμένα για τα υπολείμματα υπερκαινοφανών οι λόγοι  $\frac{[O_{I}]}{[H\beta]}$  και  $\frac{[O_{II}]}{[H\beta]}$  είναι μεγαλύτεροι από τους αντίστοιχους στις περιοχές ιονισμένου υδρογόνου επομένως και οι γραμμές εντονότερες [11]. Επιπλέον, ο λόγος  $\frac{[H\alpha]}{[N_{II}]}$  στα υπολείμματα υπερκαινοφανών φαίνεται να είναι μικρότερος από 2.5 σύμφωνα με τους Sabbadin και D’Odiprico

(1976). Άλλος ένας τρόπος είναι μέσω συγκεκριμένων γραμμών εκπομπής στο φάσμα τους που υποδεικνύουν την ύπαρξη ή όχι κόκκων σκόνης. Το χρουστικό κύμα στα υπολείμματα υπερκαινοφανών καταστρέφει τους κόκκους σκόνης, και απομένουν στοιχεία όπως σίδηρος, ασβέστιο και αλουμίνιο με ορατές γραμμές εκπομπής. Στην περίπτωση των περιοχών ιονισμένου υδρογόνου, αυτά τα στοιχεία, μένουν εγκλωβισμένα στους κόκκους σκόνης κι επομένως οι γραμμές εκπομπής τους είναι αρκετά πιο αμυδρές [12].

## 1.4 Επιλογή γαλαξιών - Γαλαξίες

Στα πλαίσια του προγράμματος της ανίχνευσης υπολειμμάτων υπερκαινοφανών (ΥΥ) σε κοντινούς γαλαξίες οι πρώτες μας μελέτες αφορούν έναν αριθμό γαλαξιών του βόρειου ημισφαιρίου: NGC 2403, NGC 3077, NGC 4214, NGC 4395, NGC 4449 και NGC 5204. Οι γαλαξίες αυτοί επιλέχθηκαν διότι πληρούν τα ακόλουθα κριτήρια:

- 1) Είναι late type γαλαξίες (άμορφοι, σπειροειδείς)
- 2) Είναι κοντινοί ( $< 5$  Mpc)
- 3) Έχουν μικρή κλίση ( $< 60$  μοίρες, σχεδόν σε κάτοψη - face on)
- 4) Πάνω από το γαλαξιακό επίπεδο ( $|b| < 20$  μοίρες)
- 5) Υπάρχουν δεδομένα ακτίνων X από το τηλεσκόπιο Chandra

Στον Πίνακα 1.7 φαίνονται τα χαρακτηριστικά αυτών των γαλαξιών [13].

Γαλαξίας	Ορθή αναφορά (RA)	Απόκλιση (DEC)	Απόσταση (Mpc)	Διαστάσεις (arcmin)	Κλίση (degrees)	Τύπος γαλαξία
NGC 2403	07:36:51.4	65:36:09	3.2	21.9×12.3	62	σπειροειδής
NGC 5204	13:29:36.5	58:25:07	4.8	5.0×3.0	53	άμορφος
NGC 4395	12:25:48.9	33:32:48	2.6	13.2×11.0	82	σπειροειδής
NGC 4449	12:28:11.9	44:05:40	4.2	6.2×4.4	72	άμορφος
NGC 3077	10:03:19.1	68:44:02	3.6	5.4×4.5	42	άμορφος
NGC 4214	12:15:39.2	36:19:37	4.7	8.5×6.6	78	άμορφος

Πίνακας 1.7: Πληροφορίες για το πρώτο δείγμα γαλαξιών

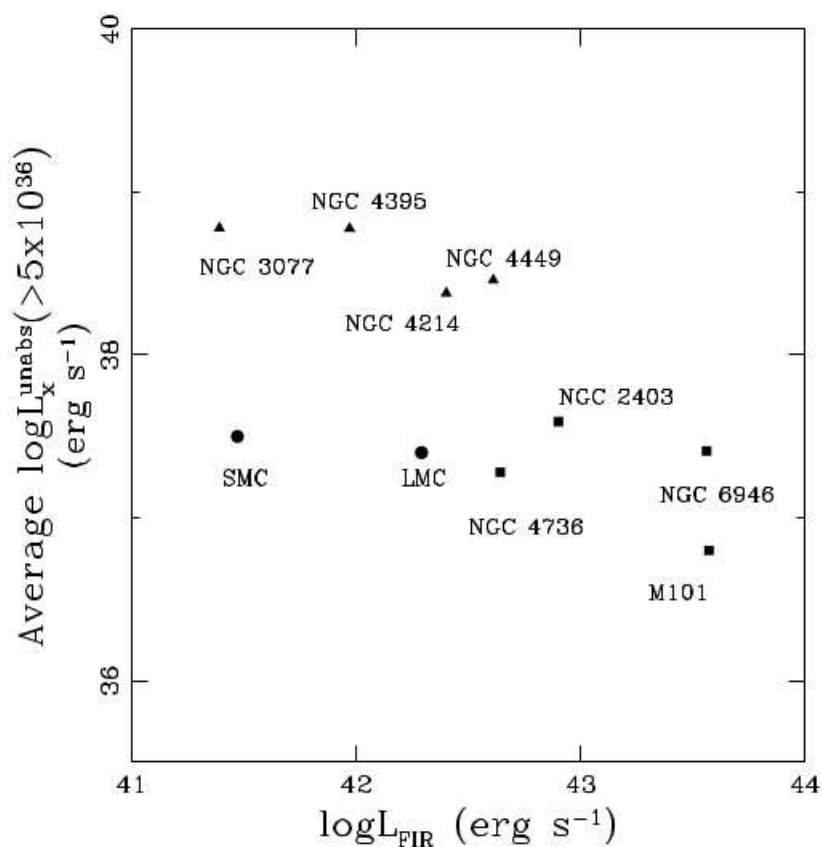
Τα αποτελέσματα αυτής της μελέτης στο οπτικό μέρος του φάσματος φαίνονται αναλυτικά στον Πίνακα 1.2, [12].

Φωτομετρικός λόγος	Ανιχνευμένες πηγές	Φωτομετρικά ΥΥ	Λαμβάνοντα φάσματα	Φασματοσκοπικά ΥΥ
<b>NGC 2403</b>				
> 0.4	111	102	14	5
0.3 - 0.4	48	47	8	7
< 0.3	...	0	2	0
<b>NGC 3077</b>				
> 0.4	16	16	4	4
0.3 - 0.4	8	8	2	2
< 0.3	...	-	2	-
<b>NGC 4214</b>				
> 0.4	78	71	23	16
0.3 - 0.4	23	19	4	0
< 0.3	...	2	8	2
<b>NGC 4395</b>				
> 0.4	16	15	2	1
0.3 - 0.4	36	29	9	2
< 0.3	...	3	4	3
<b>NGC 4449</b>				
> 0.4	59	53	20	14
0.3 - 0.4	19	15	6	2
< 0.3	...	2	11	2
<b>NGC 5204</b>				
> 0.4	12	12	-	-
0.3 - 0.4	21	20	4	3
< 0.3	...	4	11	4
<b>Όλοι οι γαλαξίες</b>				
> 0.4	292	269	63	40
0.3 - 0.4	155	138	33	16
< 0.3	...	11	38	11
<b>Σύνολο</b>				
	447+	418	134	67

Πίνακας 1.8: Αποτελέσματα πρώτης μελέτης

Σε αυτήν την έρευνα βρέθηκαν συνολικά 37 ΥΥ στις ακτίνες X, 30 από τα οποία ήταν νέες ανακαλύψεις.

Τα κριτήρια επιλογής των γαλαξιών του νότιου ημισφαιρίου που μελετώνται σε αυτήν την εργασία ήταν κυρίως η μορφολογία τους, αλλά και να πληρούν όσα περισσότερα από τα στοιχεία που αναφέρθηκαν στην επιλογή των γαλαξιών του βόρειου ημισφαιρίου. Επειδή οι περισσότεροι από τους γαλαξίες του βόρειου ημισφαιρίου είναι άμορφοι (irregular), επεκτείναμε το δείγμα μας σε σπειροειδείς του νότιου ημισφαιρίου, με σκοπό να βρούμε κάποια συσχέτιση μεταξύ διαφορετικών πληθυσμών ΥΥ σε διαφορετικούς τύπους γαλαξιών. Ήδη τα αποτελέσματα της μελέτης των γαλαξιών του βόρειου ημισφαιρίου υποδεικνύουν μία συστηματική τάση για τα πιο λαμπρά ΥΥ στις ακτίνες X να συσχετίζονται με άμορφους γαλαξίες, όπως φαίνεται στο Σχήμα 1.8 [13].



Σχήμα 1.8: Κατανομή των ΥΥ

Στον Πίνακα 1.9 παρατίθενται τα χαρακτηριστικά του νέου δείγματος γαλαξιών [14].

Γαλαξίας	Ορθή αναφορά (RA)	Απόκλιση (DEC)	Απόσταση (Mpc)	Διαστάσεις (arcmin)	Κλίση (degrees)	Τύπος γαλαξία
NGC 45	00:14:03.99	-23:10:55.50	9.2	8.5×5.9	-81	σπειροειδής
NGC 55	00:14:53.60	-39:11:47.90	2.0	32.4×5.6	-76	σπειροειδής
NGC 1313	03:18:16.05	-66:29:53.70	4.1	9.1×6.9	-44	σπειροειδής
NGC 1672	04:45:42.50	-59:14:49.85	14.5	6.6×5.5	-38	σπειροειδής
NGC 7793	23:57:49.83	-32:35:27.70	3.7	9.3×6.3	-77	σπειροειδής
NGC 6946	20:34:52.32	60:09:14.09	5.5	11.5×9.8	12	σπειροειδής

Πίνακας 1.9: Πληροφορίες για τους γαλαξίες του νότιου ημισφαιρίου

Στους περισσότερους από αυτούς τους γαλαξίες έχουν ανιχνευθεί ΥΥ σε διάφορα μήκη κύματος σε προηγούμενες μελέτες. Πιο συγκεκριμένα:

- Στον γαλαξία NGC 45: Έχει ανιχνευθεί 1 πιθανό ΥΥ στις ακτίνες X, [15]
- Στον γαλαξία NGC 55: Έχουν ανιχνευθεί 6 ΥΥ στο ράδιο, συγκεκριμένα στα μήκη κύματος  $\lambda = 20, 13, 6$  και  $3$  cm, [16].
- Στον γαλαξία NGC 7793: Έχουν ανιχνευθεί 32 ΥΥ στο οπτικό, [17]. Από αυτά, 1 πηγή απορρίφθηκε καθώς αποτελεί μικροκβάζαρ [18], 1 ανιχνεύθηκε στις ακτίνες X [19] και στο ράδιο και άλλα 4 στο ράδιο που [20].
- Στον γαλαξία NGC 6946: Έχουν ανιχνευθεί 27 ΥΥ στο οπτικό [21], 26 ΥΥ στο ράδιο και 6 ΥΥ στις ακτίνες X. Από αυτές, 6 ΥΥ είναι τα ίδια σε ράδιο και ακτίνες X, ενώ 1 ΥΥ στο ράδιο έχει ανιχνευθεί και στο οπτικό [22]. Επιπλέον έχουν ανιχνευθεί 48 ΥΥ σε γραμμές εκπομπής [Fe II], εκ των οποίων 6 ΥΥ έχουν βρεθεί στο οπτικό, ράδιο και στις ακτίνες X [23].

Για τους γαλαξίες NGC 1313 και NGC 1672 δεν υπάρχουν σχετικές δημοσιεύσεις.



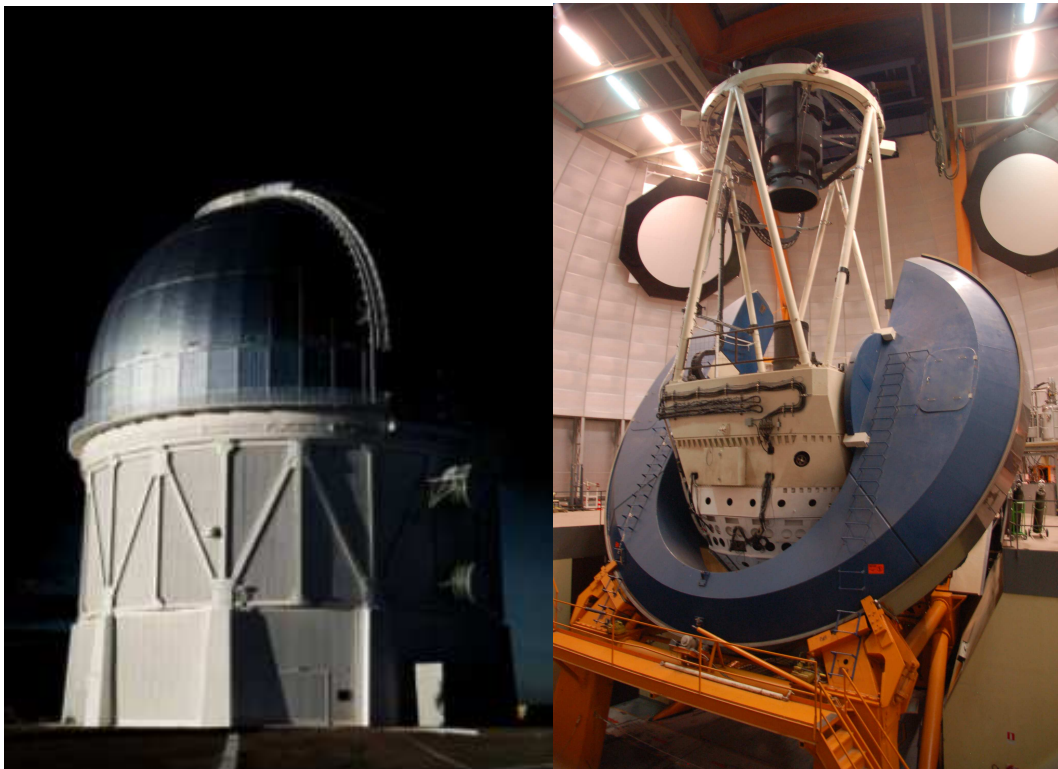
## Κεφάλαιο 2

# ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ - ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

### 2.1 Παρατηρήσεις

#### 2.1.1 Το τηλεσκόπιο Blanco 4 μέτρων

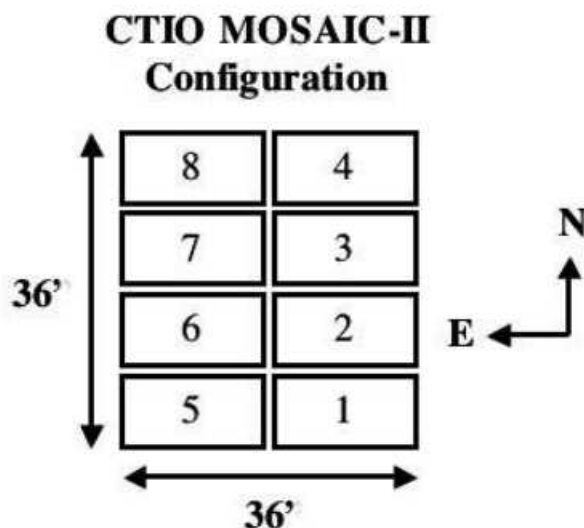
Οι παρατηρήσεις για τους περισσότερους γαλαξίες που μελετώνται στην παρούσα εργασία, έχουν ληφθεί από το τηλεσκόπιο Blanco 4 μέτρων του CTIO (Cerro Tololo Inter-American Observatory) στη La Serena (Χιλή). Πρόκειται για ένα τηλεσκόπιο διαμέτρου 4 μέτρων, του οποίου η κατασκευή ολοκληρώθηκε το 1976 και ονομάστηκε έτσι προς τιμήν του αστρονόμου Víctor Manuel Blanco.



Σχήμα 2.1: Το αστροσκοπείο Cerro Tololo [24] αριστερά και το τηλεσκόπιο Blanco δεξιά [25].

Η κάμερα που χρησιμοποιήθηκε για τις παρατηρήσεις των γαλαξιών του νότιου ημισφαιρίου, ονομάζεται Mosaic II imager. Πρόκειται για έναν υψηλής απόδοσης εικονολήπτη, με οπτικό πεδίο  $36' \times 36'$ , που διαθέτει 8 CCDs. Το κάθε CCD αποτελείται από  $4096 \times 2048$  εικονοστοιχεία (pixels). Το μέγεθος των pixels είναι  $15 \mu\text{m}$ . Τοποθετούνται με τέτοιο τρόπο ώστε να δημιουργούν έναν ανιχνευτή  $8192 \times 8192$  pixels, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.2. Το pixelscale της κάθε CCD, το μέγεθος δηλαδή που δείχνει πόσα δευτερόλεπτα του τόξου (arcsec) απεικονίζει κάθε pixel, είναι  $0.267 \text{ arcsec/pixel}$ . Μεταξύ των CCDs υπάρχουν κάποια κενά, λόγω κατασκευής, της τάξης των  $0.7 \text{ mm}$  ( $50 \text{ pixels}$ ) στην οριζόντια διάταξη γραμμών και  $0.5 \text{ mm}$  ( $35 \text{ pixels}$ ) στην κάθετη διάταξη στηλών. Για να καλυφθούν αυτά, για κάθε γαλαξία χρειάζεται να πάρουμε πάνω από μία εκθέσεις, με το τηλεσκόπιο ελαφρώς μετατοπισμένο

σε κάθε μία από αυτές (dithering). Επομένως, για κάθε γαλαξία και για κάθε φίλτρο, πήραμε πέντε εκθέσεις, κάθε μία με μικρή μετατόπιση σε σχέση με την προηγούμενη. Στη συνέχεια, οι εικόνες αυτές θα συνδυαστούν ως προς τις ουρανογραφικές - wcs (world coordinate system) - συντεταγμένες και έτσι τα κενά θα καλυφθούν, όπως περιγράφεται παρακάτω.

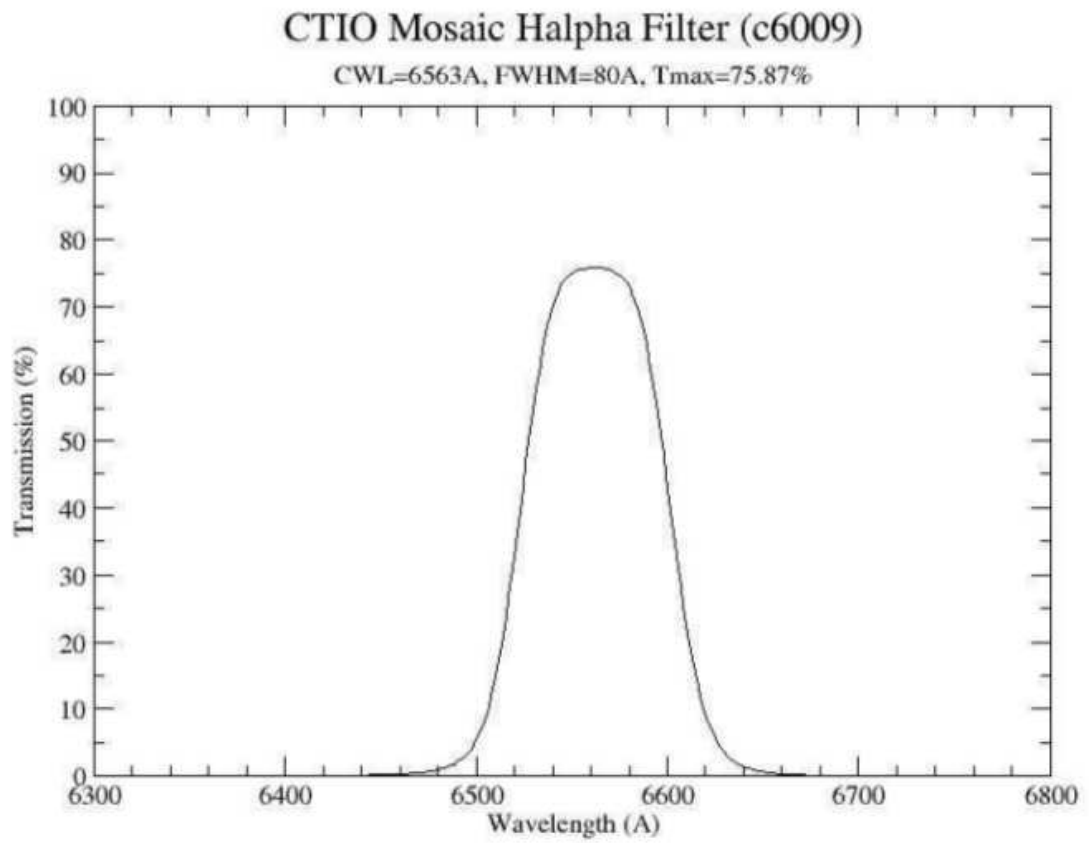


Σχήμα 2.2: Mosaic II [26]

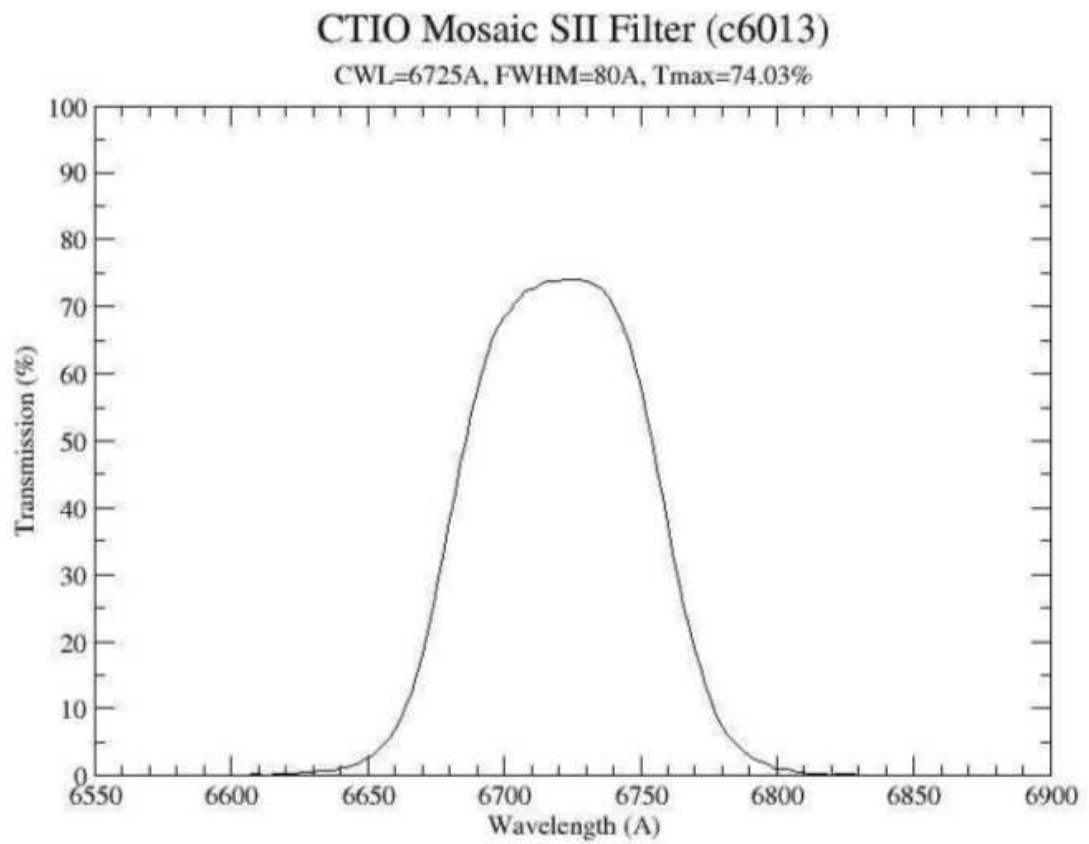
**Φίλτρα** Τα αστρονομικά φίλτρα τοποθετούνται μπροστά από τα όργανα παρατήρησης. Τα φίλτρα λειτουργούν αποκόπτοντας επιλεκτικά συγκεκριμένα μήκη κύματος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος και αφήνοντας να διέλθει μόνο τα μήκη κύματος που μας ενδιαφέρουν.

Στα δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν σε αυτήν την εργασία, οι εικόνες ελήφθησαν με τη χρήση τριών φίλτρων: δύο στενού εύρους συμβολομετρικά φίλτρα, α) του H $\alpha$  ( CTIO ha H-alpha c6009) με κεντρικό μήκος κύματος (Central Wavelength - CWL)  $\lambda = 6563\text{\AA}$ ,  $\Delta\lambda$  (FWHM) =  $80\text{\AA}$  και β) του [S II] ( CTIO s2 SII c6013) με CWL =  $6725\text{\AA}$  και FWHM =  $80\text{\AA}$  γ) ενός φίλτρου μεγάλου εύρους (CTIO R Harris c6004) με CWL =  $6440\text{\AA}$  και FWHM =  $1510\text{\AA}$ . Τα διαγράμματα που ακολουθούν (Σχήματα 2.3 - 2.5 [27]), απεικονίζουν τη

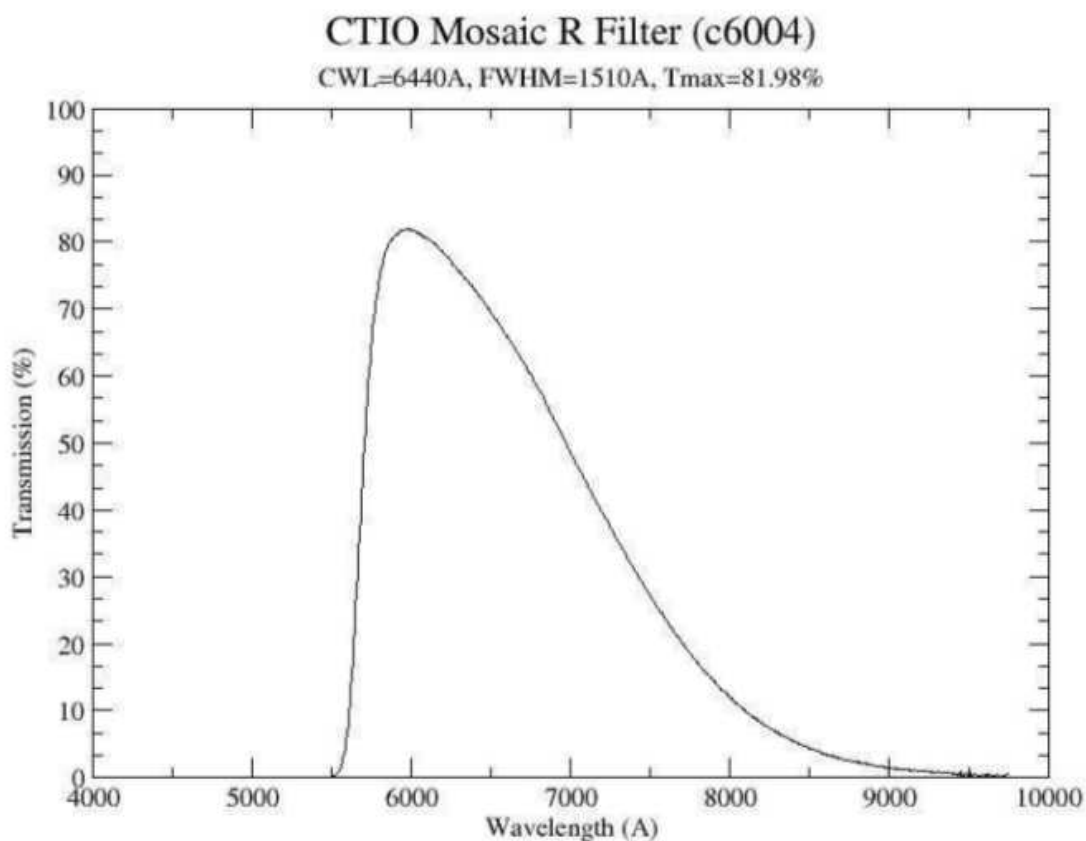
φασματική απόκριση των φίλτρων συναρτήσει του μήκους κύματος.



Σχήμα 2.3: Ηα φίλτρο



Σχήμα 2.4: [S II] φίλτρο



Σχήμα 2.5: R φίλτρο

### 2.1.2 Το τηλεσκόπιο Αρίσταρχος 2.3 μέτρων

Οι παρατηρήσεις για τον γαλαξία NGC 6946, έγιναν από το τηλεσκόπιο Αρίσταρχος 2.3 μέτρων στο αστεροσκοπείο του Χελμού. Η κατασκευή του έγινε από τη γερμανική εταιρεία Carl Zeiss Jena GmbH και ξεκίνησε τη λειτουργία του το 2010. Βρίσκεται στην Αχαΐα, στη δεύτερη ψηλότερη κορυφή του όρους Χελμός, τη Νεραΐδοράχη, σε υψόμετρο 2.34 μέτρων.



Σχήμα 2.6: Το αστεροσκοπείο του Χελμού αριστερά και το τηλεσκόπιο Αρίσταρχος δεξιά [28]

Οι παρατηρήσεις για τους γαλαξίες του βόρειου ημισφαιρίου έγιναν με την κάμερα LN CCD. Το οπτικό της πεδίο είναι  $4.8' \times 4.8'$ , και περιέχει  $1024 \times 1024$  pixels. Το μέγεθος κάθε pixel είναι  $24 \mu\text{m}$  και το pixelscale  $0.28 \text{ arcsec/pixel}$ .

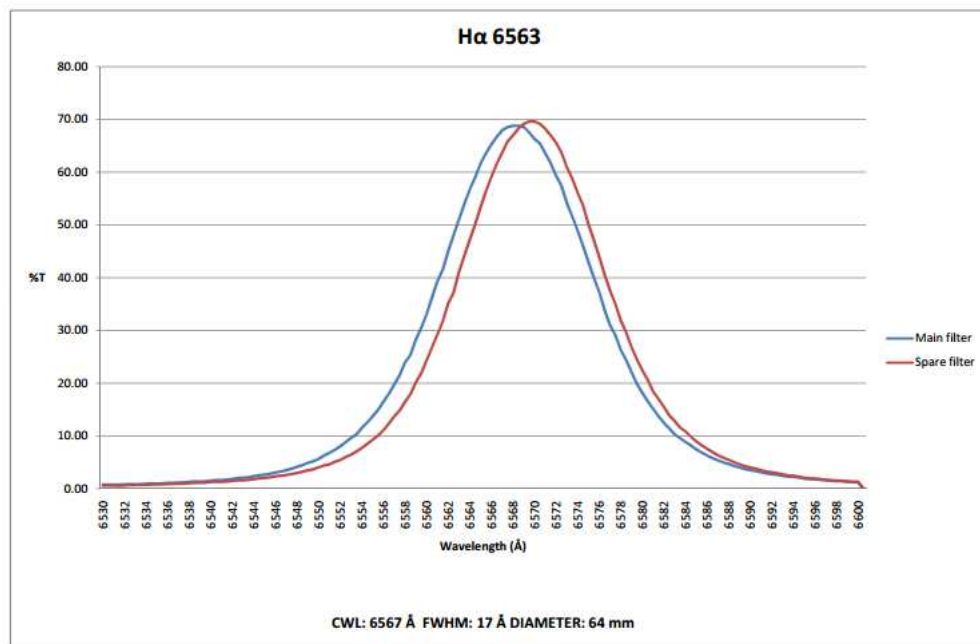
**Φίλτρα** Για τις παρατηρήσεις των γαλαξιών του βόρειου ημισφαιρίου χρησιμοποιήσαμε επίσης τρία φίλτρα των οποίων τα χαρακτηριστικά φαίνονται στον πίνακα 2.1:

	<b>H<math>\alpha</math> 6563</b>	<b>[S II] 6717+6731</b>	<b>CONT.RED</b>
<b>CWL</b>	6567Å	6727Å	6680Å
<b>BW</b>	17Å	40Å	100Å

Πίνακας 2.1: Χαρακτηριστικά φίλτρων του τηλεσκοπίου Αρίσταρχου

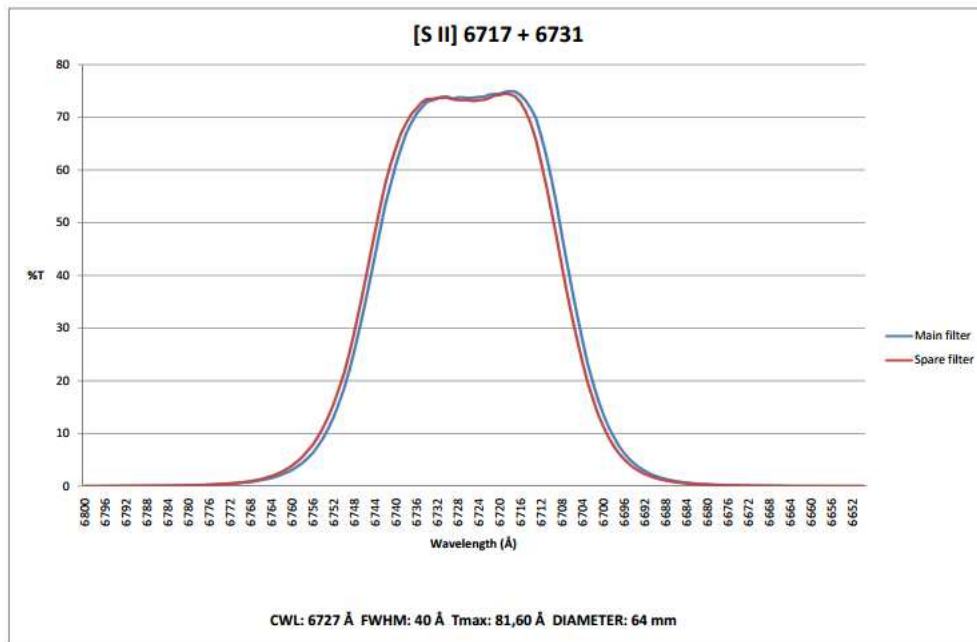
Το BW είναι το band width των φίλτρων (το FWHM), δηλαδή το  $\Delta\lambda$ . Τα διαγράμματα στη συνέχεια (Σχήματα 2.7 - 2.9 [29]) απεικονίζουν τη φασματική

απόκριση του κάθε φίλτρου συναρτήσει του μήκους κύματος (κόκκινη γραμμή).

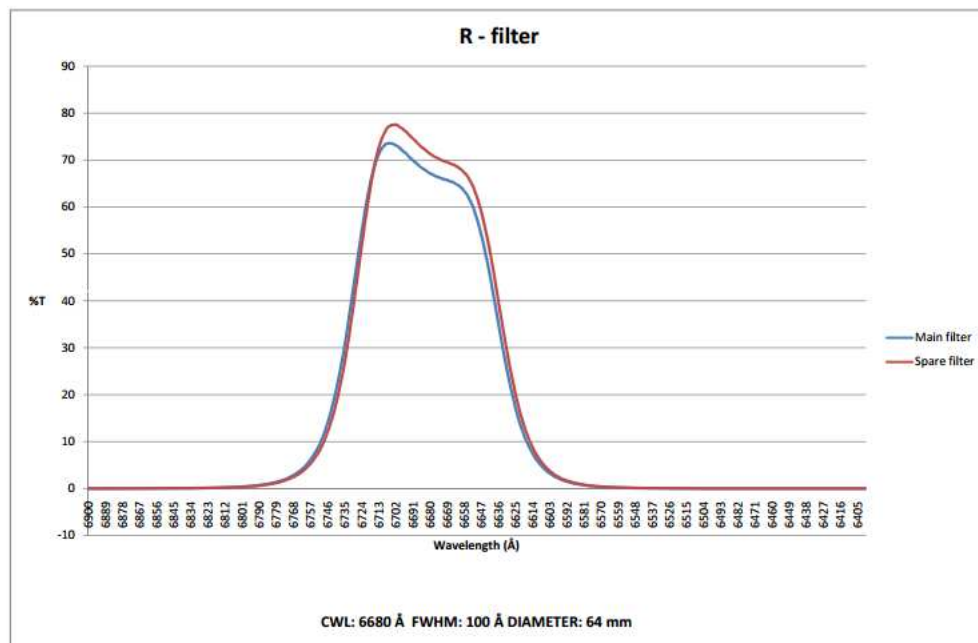


Σχήμα 2.7: H $\alpha$  φίλτρο





Σχήμα 2.8: [S II] φίλτρο



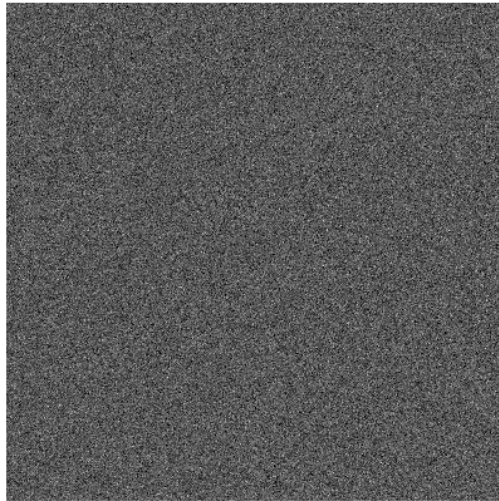
Σχήμα 2.9: R φίλτρο

## 2.2 Επεξεργασία δεδομένων

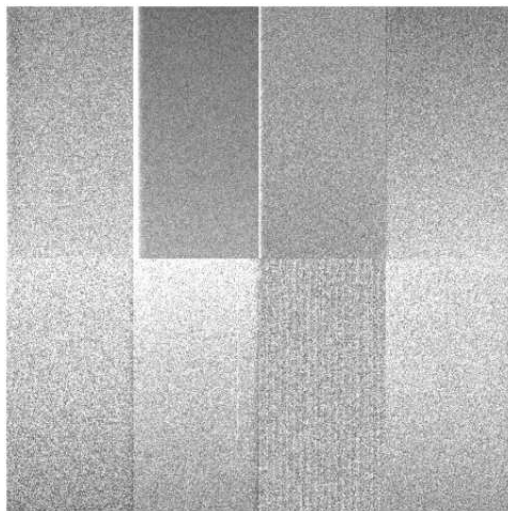
Το μεγαλύτερο μέρος της εκπόνησης της διπλωματικής εργασίας αποτέλεσε η επεξεργασία μετρήσεων, η οποία αναλύεται στο παρόν κεφάλαιο. Οι παρατηρήσεις των γαλαξιών του νότιου ημισφαιρίου NGC 1313, NGC 45, NGC 55, NGC 7793, NGC 1672 έγιναν τον Νοέμβριο του 2011 στο τηλεσκόπιο Blanco 4 m στη Χιλή, από τους Παναγιώτη Μπούμη και Ιωάννα Λεωνιδάκη. Το μεγαλύτερο μέρος της επεξεργασίας, έγινε με το αστρονομικό πρόγραμμα ανάλυσης δεδομένων IRAF (Image Reduction and Analysis Facility) και συγκεκριμένα με το πακέτο `mscred`, που είναι κατάλληλο για τις εικόνες μωσαϊκού. Επιπλέον, ελήφθησαν εικόνες του γαλαξία NGC 6946 του βόρειου ημισφαιρίου από το τηλεσκόπιο Αρίσταρχος 2.3m στον Χελμό, τον Ιούλιο του 2015, από τους Παναγιώτη Μπούμη και Μαρία Κοψαχειλή. Για τον NGC 6946 η κατασκευή

του μωσαϊκού έγινε με διαφορετικό τρόπο όπως περιγράφεται στη συνέχεια. Κάθε πεδίο για τον γαλαξία NGC 6946 παρατηρήθηκε δύο φορές με χρόνους έκθεσης, 900, 1800 και 300 sec για τα φίλτρα H $\alpha$ , [S II] και ContR αντίστοιχα.

### 2.2.1 Αφαίρεση ηλεκτρονικού θορύβου



Σχήμα 2.10: Εικόνα ηλεκτρονικού θορύβου (bias) για ένα (single) CCD



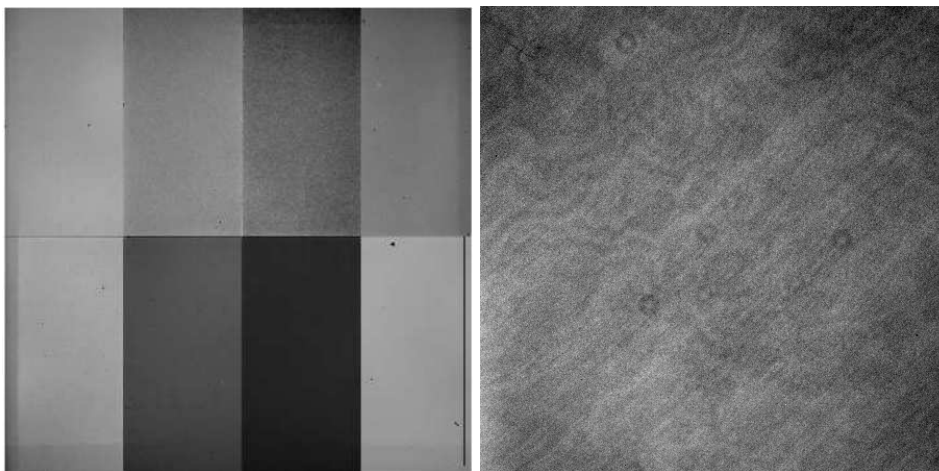
Σχήμα 2.11: Εικόνα ηλεκτρονικού θορύβου για μωσαϊκό (mosaic) CCD

Το πρώτο βήμα που πρέπει να γίνει είναι η αφαίρεση του ηλεκτρονικού θορύβου από όλες τις εικόνες. Σε κάθε έκθεση εφαρμόζεται μία τάση της τάξεως των  $500 - 1000 e^-$  η οποία πρέπει να αφαιρεθεί από τα δεδομένα. Γι' αυτό λαμβάνουμε εικόνες με μηδενικό χρόνο έκθεσης και με κλειστό το διάφραγμα της κάμερας. Λαμβάνεται ένας αριθμός τέτοιων εικόνων συνήθως στην αρχή και στο τέλος της νύχτας, τις οποίες στη συνέχεια συνδυάζουμε σε μία τελική εικόνα που έχει την με μέση τιμή. Αυτός ο τρόπος συνδυασμού, εξασφαλίζει ότι ο μέσος όρος του σήματος προς θόρυβο (signal to noise) της τελικής εικόνας bias είναι αρκετά καλός ώστε να μην εισάγει σημαντικό θόρυβο στις παρατηρήσεις. Τα σχήματα 2.10 και 2.11 είναι ενδεικτικές του ηλεκτρονικού θορύβου μιας απλής κάμερας CCD και της κάμερας Mosaic II αντίστοιχα. Ο συνδυασμός των εικόνων έγινε με την εντολή zerocombine του πακέτου mscred του IRAF. Σημαντικό είναι να προσέξουμε την παράμετρο combine η οποία πρέπει να οριστεί median. Αυτό σημαίνει πως ο συνδυασμός των εικόνων θα γίνει με τη διάμεσο, θα απορριφθούν δηλαδή οι τιμές που είναι πολύ υψηλότερες ή πολύ χαμηλότερες από τις τιμές των υπόλοιπων εικόνων.

### 2.2.2 Επιπεδοποίηση

Οι κάμερες CCD αποτελούνται από εικονοστοιχεία (pixels). Τα εικονοστοιχεία δεν έχουν όλα την ίδια απόδοση, δηλαδή ίδιος αριθμός προσπιπτόντων σε αυτά φωτονία, δίνει πιθανόν διαφορετικό αριθμό ηλεκτρονίων. Αυτή η διαφορά στην

απόκριση οφείλεται στην ίδια κατασκευή της κάμερας, καθώς και σε κόκκους σκόνης στα κάτοπτρα ή στα φίλτρα που χρησιμοποιούνται. Επιπλέον, εξαρτάται και από το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Γι' αυτόν τον λόγο, είναι απαραίτητη η λήψη εικόνων ομοιόμορφα φωτισμένων επιφανειών (flat εικόνες). Αυτό επιτυγχάνεται με δύο τρόπους: Ο πρώτος είναι με παρατηρήσεις του ουρανού (με το τηλεσκόπιο να στοχεύει στο ζενίθ) κατά τη δύση ή την ανατολή, όπου ο φωτισμός του είναι ομοιόμορφος, (δηλαδή δεν υπάρχουν φωτεινές πηγές, Ήλιος, φεγγάρι και αστέρια), έτσι ώστε όλα τα pixels να λαμβάνουν την ίδια ένταση φωτός και να διακρίνονται τελικά στη λαμβανόμενη εικόνα οι διαφοροποιήσεις (skyflats). Ο δεύτερος τρόπος είναι οι λήψεις των εικόνων με κλειστό θόλο, σε μία ομοιόμορφα φωτισμένη επιφάνεια, χρησιμοποιώντας ως πηγή μία λάμπα συνεχούς ακτινοβολίας (domeflats). Οι εικόνες αυτές (λαμβάνονται περισσότερες από μία για στατιστικούς λόγους) πρέπει να διαιρεθούν με την προς ανάλυση εικόνα. Η μέθοδος αυτή ονομάζεται επιπεδοποίηση. Προκειμένου να μην αλλοιωθούν οι πραγματικές μετρήσεις κατά τη διαδικασία της επιπεδοποίησης, κανονικοποιούμε τις flat εικόνες (διαιρώντας κάθε μία από αυτές με τη μέση τιμή της έντασης των pixels τους) και τελικά η προκύπτουσα εικόνα διαιρεί με την προς ανάλυση εικόνα. Φυσικά, η διαδικασία αφαίρεσης ηλεκτρονικού θορύβου που περιγράφηκε παραπάνω, ακολουθείται και στις flat εικόνες, και στη συνέχεια τις ενώνουμε χρησιμοποιώντας τη διάμεσό τους. Η ένωση γίνεται με το πακέτο flatcombine, που λειτουργεί όπως το zerocombine. Εικόνες επιπεδοποίησης λαμβάνονται για όλα τα φίλτρα. Εδώ χρησιμοποιήθηκαν οι domeflats εικόνες για καθένα από τα φίλτρα H $\alpha$ , [S II] και ContR για τους γαλαξίες του νότιου ημισφαιρίου, και οι skyflats εικόνες για εκείνους του βόρειου. Ενδεικτικές εικόνες επιπεδοποίησης για τα δύο ήδη καμερών, καθώς και οι παράμετροι για την ένωση των domeflats/skyflats εικόνων, φαίνονται παρακάτω (Σχήμα 2.12).



Σχήμα 2.12: Εικόνες επιπεδοποίησης: domeflat - mosaic CCD αριστερά, skyflat - single CCD δεξιά για το φίλτρο Ηα

Για τις εικόνες bias και flat του τηλεσκοπίου Blanco, πριν τις ενώσεις τους, τρέχουμε το πακέτο `ccdproc`, καθώς επίσης και για τις εικόνες των αντικειμένων. Ορίζοντας τις αντίστοιχες παραμέτρους `'yes'`, επιτυγχάνεται αφαίρεση αντικειμένων σε κάποια από τα frames, που προέρχονται από ανακλάσεις φωτεινών στοιχείων, άλλων κοντινών frames (παράμετρος `'xtalkco'`), και η εφαρμογή μιας “μάσκας κακών εικονοστοιχείων” (Bad Pixel Mask - BPM), εικονοστοιχείων δηλαδή με τιμές διαφορετικές από τον μέσο όρο των τιμών των υπόλοιπων pixel της CCD, άρα και διαφορετική συμπεριφορά (παράμετρος `'fixpix'`). Επιπλέον γίνονται διορθώσεις στα άκρα των frames, σε τυχόν γραμμές και ανομοιομορφίες (παράμετρος `'trim'`).

Με το `ccdproc`, έχουμε τη δυνατότητα να κάνουμε απευθείας την αφαίρεση των bias και την επιπεδοποίηση θέτοντας τις παραμέτρους `'zerocor'` και `'flatcor'` να είναι `'yes'` (και την παράμετρο `'sflatcor'` αν χρησιμοποιούμε και skyflat εικόνες), και στα πεδία `'zero'` και `'flat'` μπαίνουν οι αντίστοιχες εικόνες των bias και domeflat μετά την ένωση. Με αυτόν τον τρόπο επιτυγχάνεται η αφαίρεση θορύβου από τις εικόνες των αντικειμένων καθώς επίσης και η επιπεδοποίηση. Αφαίρεση ηλεκτρονικού θορύβου (bias) έχει γίνει και νωρίτερα, με τον ίδιο τρόπο, στις εικόνες των flats.

Στις εικόνες του Αρίσταρχου εργαστήκαμε ως εξής. Αφαιρέσαμε τη συνδυασμένη εικόνα του bias από όλες τις εικόνες (συμπεριλαμβανομένων των

εικόνων flats). Στη συνέχεια, διαιρέσαμε την κάθε εικόνα flat με τη μέση τιμή της (την οποία υπολογίζει το πακέτο `imstatistics` του IRAF) και ύστερα τις συνδυάσαμε σε μία κανονικοποιημένη πλέον εικόνα flat. Τέλος, διορθώσαμε τις εικόνες των δεδομένων μας από τα bias και flats. Οι αφαιρέσεις και οι διαιρέσεις έγιναν με το πακέτο `imarith` του IRAF.

### 2.2.3 Αστρομετρία - Κατασκευή τελικών εικόνων

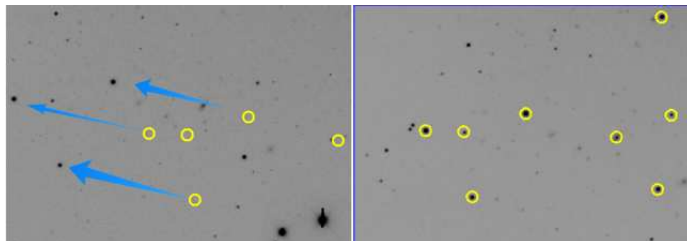
Το επόμενο βήμα είναι η αστρομετρία. Ο ορισμός δηλαδή των ουρανογραφικών συντεταγμένων (wcs) στο πεδίο που μελετάμε. Στην περίπτωση των μωσαϊκών, όπως εδώ, αυτή η διαδικασία δεν είναι πάντα εύκολη. Στη συνέχεια περιγράφεται η διαδικασία της αστρομετρίας για τις εικόνες των δύο τηλεσκοπίων.

#### Αστρομετρία για τις παρατηρήσεις με το τηλεσκόπιο Blanco.

Τα πεδία των γαλαξιών του νότιου ημισφαιρίου είχαν ήδη ουρανογραφικές συντεταγμένες από την αυτόματη επεξεργασία δεδομένων (pipeline) που πραγματοποιούνται, ωστόσο, λόγω της αυτοματοποίησης αυτές δεν ήταν ακριβείς. Για τη διόρθωση των συντεταγμένων είναι απαραίτητος ένας κατάλογος, ο οποίος περιέχει ακριβείς συντεταγμένες των αστέρων του πεδίου μας. Ένας από τους πιο ακριβείς καταλόγους είναι ο 2MASS, τον οποίο λαμβάνουμε από το πακέτο `mscgetcatalog` του IRAF. Το `mscgetcatalog` δέχεται την εικόνα του πεδίου που μας ενδιαφέρει, (γεγονός που προϋποθέτει να έχει ήδη wcs συντεταγμένες όπως συμβαίνει στην περίπτωσή μας) κι επιστρέφει έναν κατάλογο με συντεταγμένες αστέρων που βρίσκονται στην ευρύτερη περιοχή του πεδίου μας. Το σχήμα 2.13 δείχνει ένα πεδίο πριν (αριστερά) και μετά τη διόρθωση της αστρομετρίας (δεξιά).

Η διόρθωση των συντεταγμένων γίνεται με το πακέτο `ccmap` του IRAF. Αυτό δέχεται σαν είσοδο ένα ascii αρχείο που περιέχει τις συντεταγμένες σε pixels (image coordinates) αστέρων της εικόνας και τις αντίστοιχες ουρανογραφικές συντεταγμένες του καταλόγου αναφοράς (2MASS). Για να λειτουργήσει το `ccmap`, απαιτούνται τουλάχιστον τρία αστέρια. Στην περίπτωσή μας χρησιμοποιήσαμε περισσότερα από τρία, διότι το πεδίο ήταν αρκετά μεγάλο. Για πιο ακριβές αποτέλεσμα, τα αστέρια που επιλέξαμε ήταν από όλη την έκταση του πεδίου μας. Η διόρθωση από το ένα σύστημα συντεταγμένων στο άλλο έγινε μέσω μιας συνάτησης, που ορίζεται ως `tnx`, και αποτελεί συνδυασμό πολυωνύμου (τάξης που επιλέγουμε εμείς, στην περίπτωσή μας δεύτερης

τάξης) και εφαπτομένης. Στο δεξί μέρος του σχήματος 2.13, φαίνεται το πεδίο, σωστά αστρομετρημένο πλέον, όπου το κάθε κυκλάκι περιέχει ένα αστέρι.



Σχήμα 2.13: Συντεταγμένες πριν και μετά την αστρομετρία. Με τα κίτρινα κυκλάκια βλέπουμε τις θέσεις των αστέρων όπως πρέπει να είναι μετά την αστρομετρία, ενώ τα βελάκια δείχνουν τις θέσεις τους πριν από αυτήν.

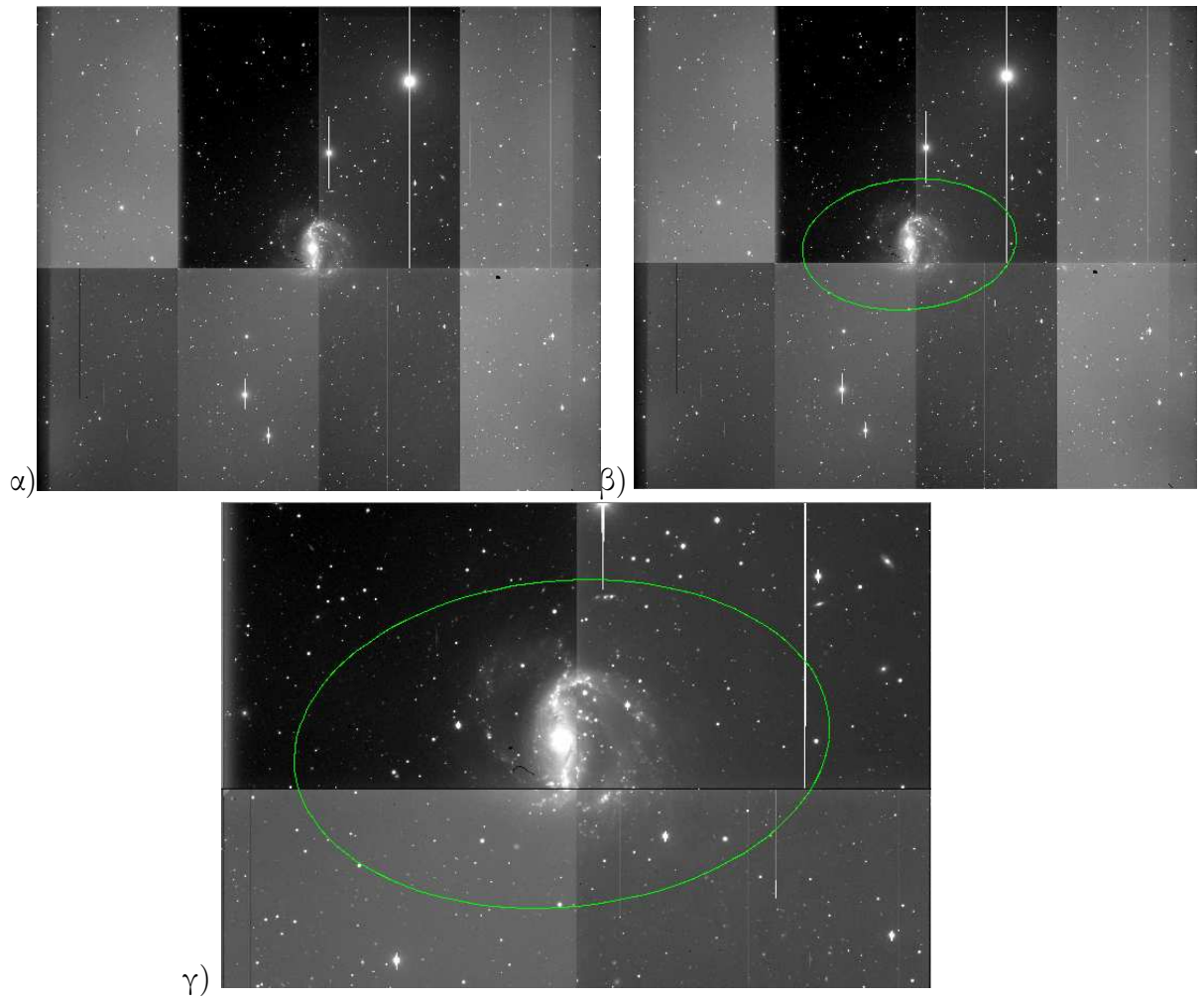
Πρέπει να σημειωθεί πως η αστρομετρία δεν ήταν εύκολη διαδικασία, καθώς τα πεδία των εικόνων μας ήταν αρκετά μεγάλα και είχαμε οπτικές παραμορφώσεις στα άκρα αυτών. Όμως περιοριζόμενοι στα τμήματα των κεντρικών CCDs, τα οποία περιέχουν τους υπό μελέτη γαλαξίες, ελαχιστοποιήσαμε αυτό το πρόβλημα (Σχήμα 2.14). Ωστόσο, στον γαλαξία NGC 55 που έχει μεγάλο μέγεθος και επομένως δεν περιορίστηκε στο κέντρο της εικόνας, χρειάστηκε η διόρθωση της αστρομετρίας να γίνει αρκετές φορές μέχρι οι συντεταγμένες να γίνουν σωστές.

#### Κατασκευή τελικών εικόνων

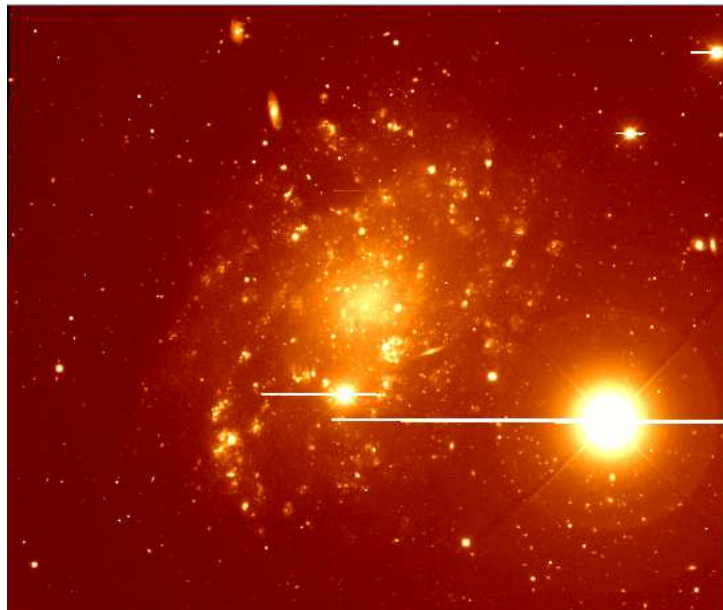
Επόμενο βήμα μετά την αστρομετρία, είναι να αφαιρεθεί το υπόβαθρο του ουρανού. Αυτή η αφαίρεση είναι απαραίτητη όταν έχουμε διαφοροποιήσεις στην ένταση των εικόνων μεταξύ των εκθέσεων. Το υπόβαθρο του ουρανού επηρεάζει τις μετρήσεις μας αλλοιώνοντας τις πραγματικές τιμές των πηγών μας, για αυτό πρέπει να το αφαιρέσουμε. Για να το κάνουμε αυτό, επιλέξαμε μία περιοχή χωρίς φωτεινές πηγές, και υπολογίσαμε τη μέση τιμή των counts σε αυτήν. Ο υπολογισμός αυτός έγινε με το πακέτο `imstatistics` του IRAF. Στη συνέχεια αφαιρέσαμε αυτήν την τιμή από την εικόνα μας με το `imarith`.

Μετά την αφαίρεση του υποβάθρου του ουρανού, ενώσαμε όλες τις εικόνες όλων των εκθέσεων σε μία ενιαία. Στη συνέχεια, ενώσαμε και αυτά σε μία ενιαία εικόνα. Είναι σημαντικό να τονίσουμε, πως πριν την τελική ένωση, περάσαμε τις εικόνες από το `mscimage` του IRAF. Αυτό κατά κάποιον τρόπο “κλειδώνει” τις RA, DEC συντεταγμένες πάνω στις x, y. Η ένωση των εικόνων γίνεται με το πακέτο `imcombine` του IRAF. Ο συνδυασμός έγινε έχοντας θέσει στην





Σχήμα 2.14: α) Πεδίο εικόνας, β) πεδίο γαλαξία και γ) πεδίο γαλαξία σε μεγέν-  
θυση (NGC 1672)



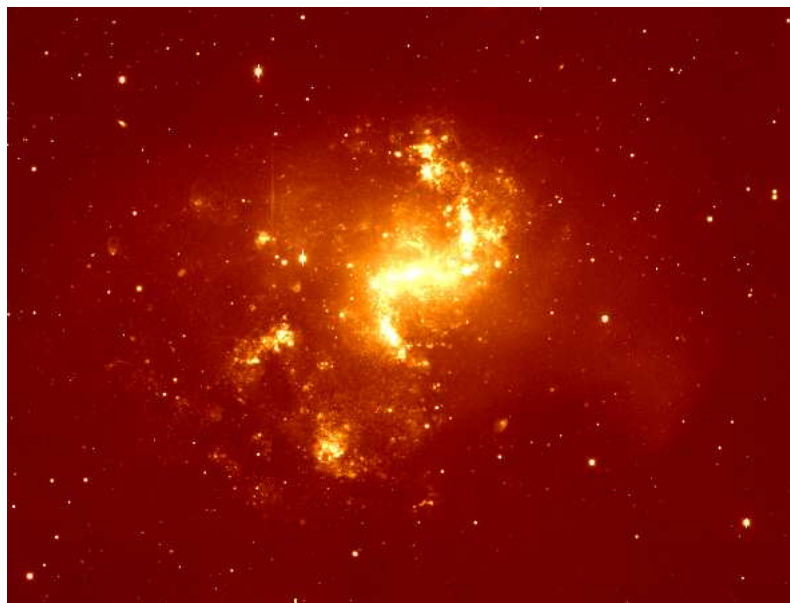
Σχήμα 2.15: NGC 45

παράμετρο `combine` την τιμή `median`, ώστε με αυτόν τον τρόπο να απαλασσόμαστε από τις κοσμικές ακτίνες και στην παράμετρο `offset` την τιμή `wes`, ώστε να συνδυαστούν οι εικόνες αφού πρώτα διορθωθούν για τις μεταξύ τους μετακινήσεις.

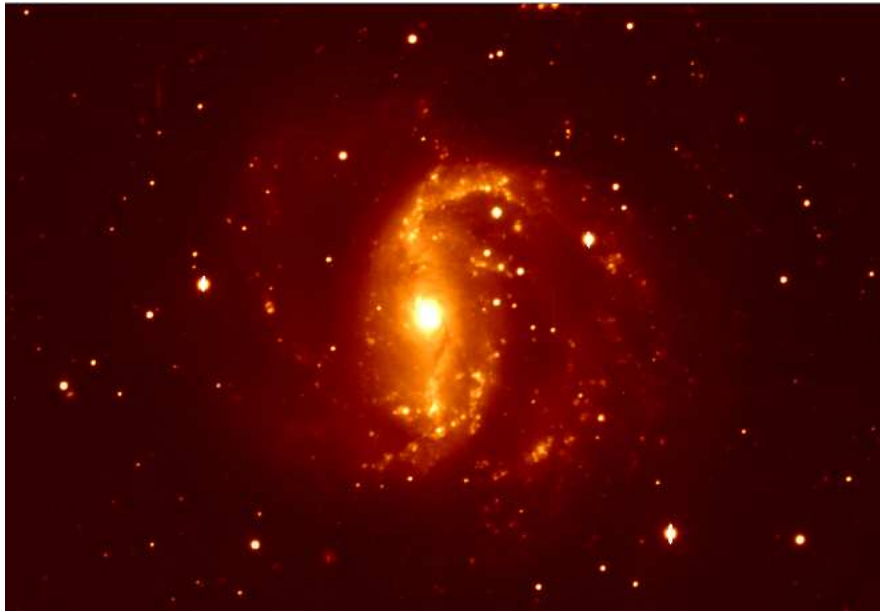
Στα σχήματα 2.15 - 2.19 φαίνονται όλοι οι γαλαξίες που παρατηρήθηκαν από το τηλεσκόπιο Blanco στο φίλτρο `H $\alpha$`  μετά τον τελικό συνδυασμό.



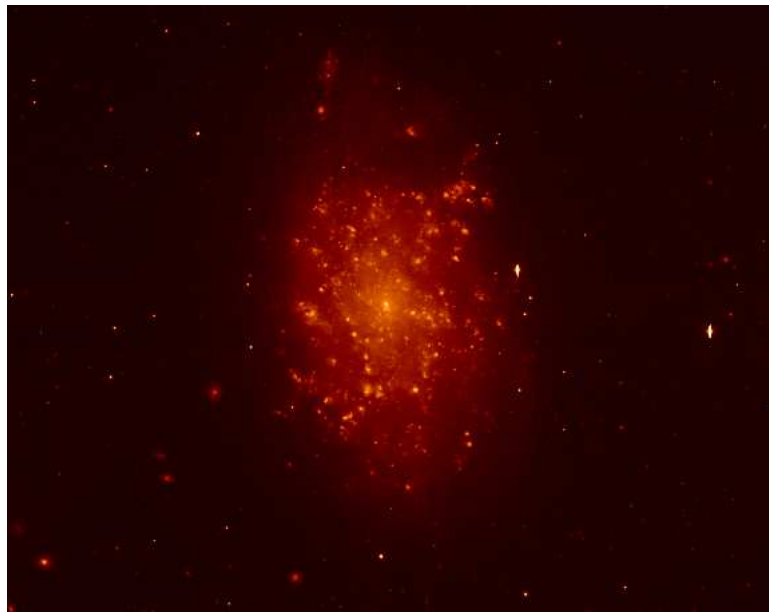
Σχήμα 2.16: NGC 55



Σχήμα 2.17: NGC 1313



Σχήμα 2.18: NGC 1672

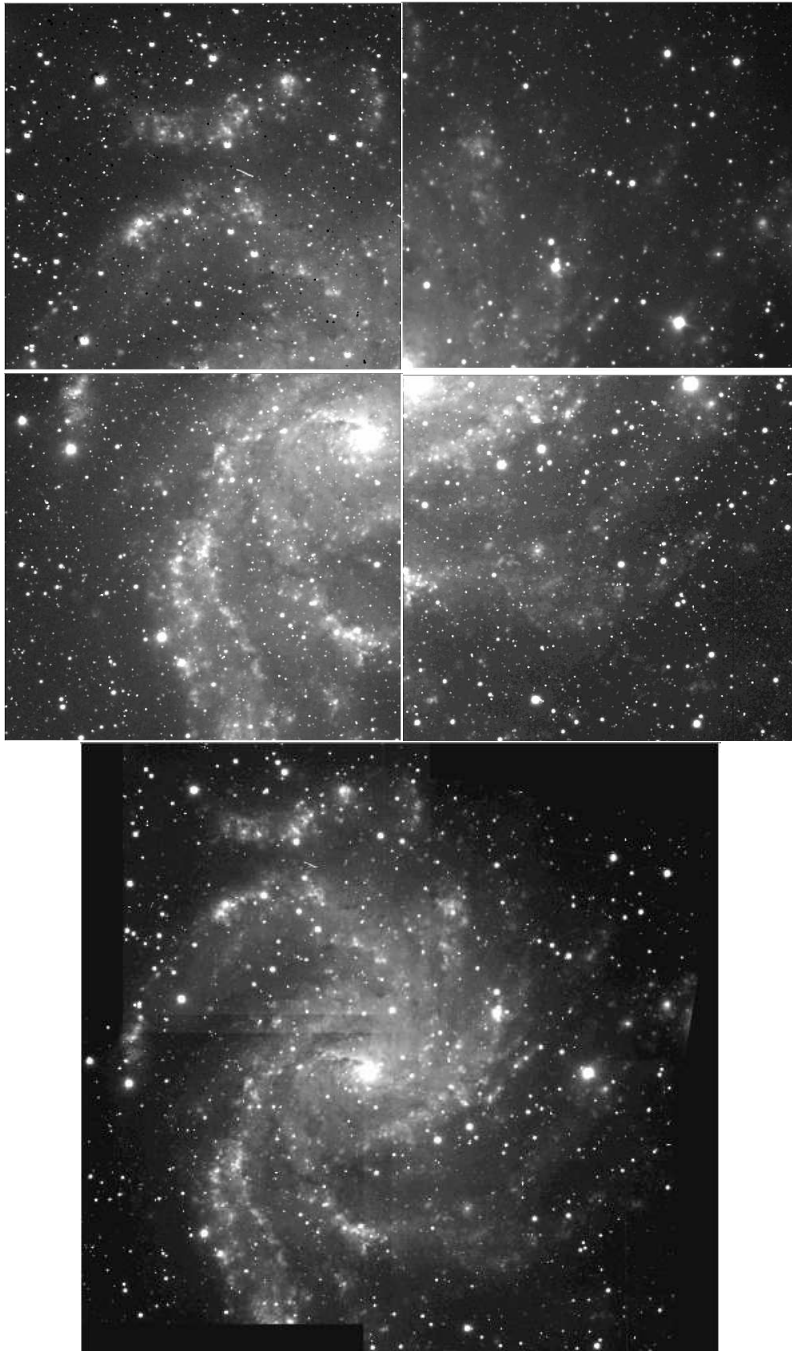


Σχήμα 2.19: NGC 7793

Αstromετρία για τον γαλαξία που παρατηρήθηκε από το τηλεσκόπιο Αρίσταρχος.

Εδώ ακολούθησαμε λίγο διαφορετική διαδικασία για την αστρομετρία, καθώς οι εικόνες μας δεν είχαν από την αρχή wcs συντεταγμένες. Ουσιαστικά, ορίσαμε με έναν λιγότερο ακριβή τρόπο τις wcs συντεταγμένες στα πεδία μας, και στη συνέχεια ακολούθησαμε την παραπάνω διαδικασία με τον κατάλογο 2MASS. Για να ορίσουμε με πιο “πρόχειρο” τρόπο τις συντεταγμένες χρησιμοποιήσαμε το ds9 (μια εφαρμογή απεικόνισης αστρονομικών δεδομένων). Η εφαρμογή αυτή, μας δίνει τη δυνατότητα, να ορίσουμε τις wcs συντεταγμένες του κέντρου του πεδίου μας, καθώς επίσης και το μέγεθός του, και επιστρέφει μία εικόνα του αντίστοιχου πεδίου με wcs συντεταγμένες. Μπορούμε με τη σύγκριση των εικόνων, να ορίσουμε πρόχειρα τις wcs συντεταγμένες τριών αστέρων της εικόνας μας (ώστε να μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε το csmar), και στη συνέχεια να εργαστούμε όπως πριν. Χρησιμοποιούμε το msccatgetcatalog για να λάβουμε τον κατάλογο 2MASS, και να κάνουμε τις επιπλέον διορθώσεις.

Για τον γαλαξία NGC 6946 χρειάστηκε η σύνθεση τεσσάρων εικόνων προκειμένου να καλυφθεί πλήρως. Στο Σχήμα 2.20 βλέπουμε τις επιμέρους εικόνες του γαλαξία NGC 6946 και την τελική του εικόνα στο φίλτρο [S II] και στο σχήμα 2.21 άλλη μία εικόνα του γαλαξία στο ίδιο φίλτρο.



Σχήμα 2.20: Αρχικές και τελική εικόνα του γαλαξία NGC 6946



Σχήμα 2.21: NGC 6946

Για κάθε έναν από αυτούς τους δύο γαλαξίες πήραμε δύο εκθέσεις (σε λίγο διαφορετικές θέσεις) Σε αυτούς τους γαλαξίες, οι εκθέσεις του κάθε πεδίου ήταν δύο. Αυτό δεν μας επιτρέπει να υπολογίσουμε τη median τιμή των pixels ώστε να απορρίψουμε τις κοσμικές ακτίνες, καθώς η median δύο τιμών είναι η μέση τιμή τους. Για αυτό τον λόγο, πριν την ένωση χρησιμοποιήσαμε το `cosmicrays`, μια εντολή του IRAF η οποία διορθώνει τις εικόνες από μεγάλο ποσοστό των κοσμικών ακτίνων.

#### 2.2.4 Αφαίρεση συνεχούς ακτινοβολίας

Σκοπός μας είναι η ανίχνευση υπολειμμάτων υπερκαινοφανών. Αυτό σημαίνει ότι πρέπει να ανιχνεύσουμε αντικείμενα με έντονη ακτινοβολία στις φασματικές γραμμές [S II] και H $\alpha$ , και επομένως πρέπει να αφαιρέσουμε από την περιοχή που μας ενδιαφέρει τη συνεχή ακτινοβολία. Για τον λόγο αυτό, έχουν ληφθεί εικόνες και στο φαρδύ φίλτρο Continuum R (ContR). Για να γίνει αφαίρεση της συνεχούς ακτινοβολίας, πρέπει να υπολογιστούν κάποιοι συντελεστές κανονικοποίησης, οι οποίοι ουσιαστικά εκφράζουν το ποσοστό της έν-

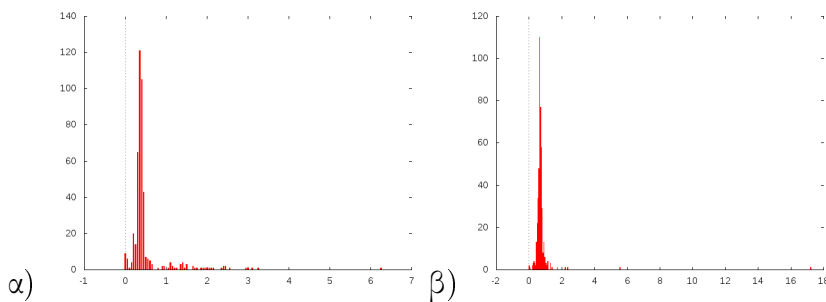
τασης της ContR εικόνας που πρέπει να αφαιρεθεί από τις εικόνες του H $\alpha$  και [S II].

Για τον υπολογισμό των συντελεστών εργαστήκαμε ως εξής: Χρησιμοποιήσαμε το SExtractor (Source Extractor, Bertin et al. 1995) για την ανίχνευση πηγών στην εικόνα του ContR. Κατά την εκτέλεσή του καθορίζουμε παραμέτρους σχετικές με τον υπολογισμό του υποβάθρου σε κάθε εικόνα καθώς και με την ανίχνευση των πηγών. Τελικά δημιουργεί έναν κατάλογο με συντεταγμένες στις οποίες έχει εντοπίσει υποψήφιες πηγές. Οι πηγές αυτές μπορεί να είναι είτε αστέρες, είτε νεφελώματα, είτε γαλαξίες του υποβάθρου, είτε κόσμικές ακτίνες. Εμάς μας ενδιαφέρει να απομονώσουμε από αυτές τους αστέρες. Μία από τις παραμέτρους που χαρακτηρίζουν κάθε πηγή που έχει ανιχνεύσει το SExtractor είναι το CLASS\_STAR η οποία καθορίζει κατά πόσο η πηγή είναι σημειακή (δηλαδή πιθανός αστέρας) ή εκτεταμένη πηγή. Αν αυτή η τιμή είναι μεγαλύτερη από 0.8 τότε η πηγή μας είναι πιθανότατα αστέρι. Αν η πηγή μας είναι πιο εκτεταμένη τότε αυτή η τιμή θα είναι κάτω από 0.8. Κρατάμε λοιπόν τις πηγές που έχουν το CLASS\_STAR πάνω από 0.8, ωστόσο κάνουμε και έναν έλεγχο στην εικόνα ότι πράγματι είναι όλες οι πηγές αστέρες και όχι κοσμικές ακτίνες για παράδειγμα.

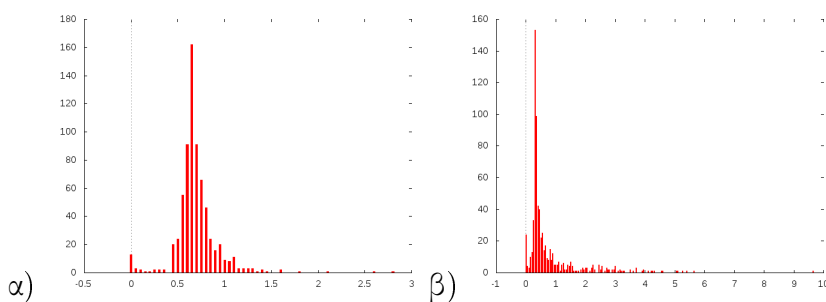
Στη συνέχεια, υπολογίζουμε την ένταση ακτινοβολίας για αυτούς τους αστέρες, σε όλα τα φίλτρα. Για τον υπολογισμό τους χρησιμοποιούμε το πακέτο phot του IRAF. Το phot δέχεται σαν είσοδο μια εικόνα και ένα ascii αρχείο με συντεταγμένες που αναφέρονται σε πηγές αυτής της εικόνας, και επιστρέφει τα φωτομετρικά δεδομένα των πηγών. Πιο συγκεκριμένα, μας δίνει πληροφορίες σχετικά με το διάφραγμα (aperture) για κάθε πηγή, τη συνολική ένταση που υπολογίζει σε κάθε aperture, την επιφάνεια κάθε aperture σε  $pixels^2$  ( $\pi R^2$ ), την ένταση της πηγής (net counts) χωρίς τη συνεισφορά του υποβάθρου, το μέγεθος της πηγής, δηλαδή την τιμή που προκύπτει από την πράξη  $zmag - 2.5 * \log_{10}(net\_counts) + 2.5 * \log_{10}(exp\_time)$ , όπου exp\_time είναι ο χρόνος έκθεσης, zmag είναι ένα αρχικό μέγεθος που ορίζουμε αυθαίρετα και πληροφορίες σχετικά με την ποιότητα φωτομετρίας. Πριν εκτελέσουμε το phot, ορίζουμε διάφορες παραμέτρους που αφορούν την ακτίνα που θα χρησιμοποιήσει, το zmag και άλλες που αφορούν χαρακτηριστικά της κάμερας, μέσω των πακέτων photpars, datapars, fitskypars, centerpars. Αφού βρούμε τη ροή των αστέρων και στα τρία φίλτρα, υπολογίζουμε τους λόγους των ροών  $\frac{H\alpha}{ContR}$  και  $\frac{[S II]}{ContR}$  για κάθε αστέρα, και κατασκευάζουμε για τις δύο περιπτώσεις ιστογράμματα που απεικονίζουν την κατανομή των αστέρων στους διάφορους λόγους. Δηλαδή στον οριζόντιο άξονα βρίσκονται οι λόγοι, ενώ στον κατακόρυφο ο αριθμός των



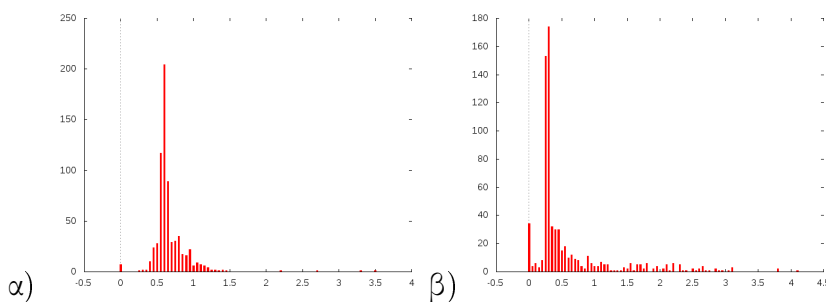
αστέρων. Ο λόγος στον οποίο το κάθε ιστόγραμμα παρουσιάζει μέγιστη τιμή, αποτελεί και τον συντελεστή κανονικοποίησης. Ακολουθούν τα ιστογράμματα για κάθε γαλαξία για τους λόγους  $\frac{H\alpha}{ContR}$  και  $\frac{[S II]}{ContR}$  (Σχήματα 2.17-2.23).



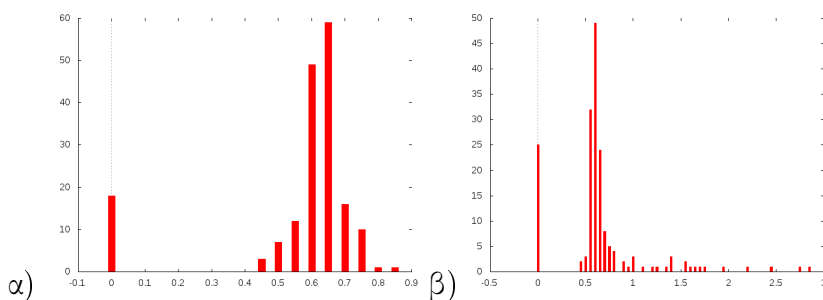
Σχήμα 2.22: Ιστογράμματα α)  $\frac{H\alpha}{ContR}$  και β)  $\frac{[S II]}{ContR}$  για τον γαλαξία NGC 45



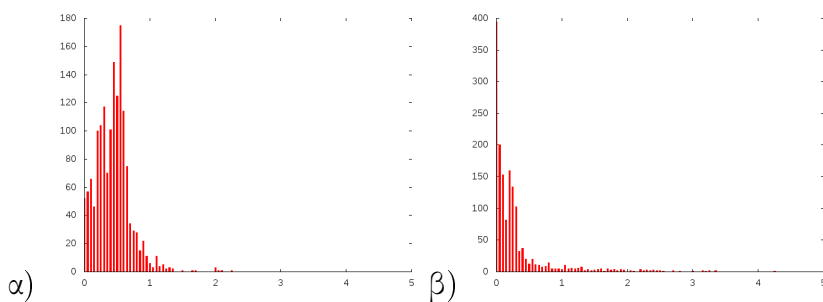
Σχήμα 2.23: Ιστογράμματα α)  $\frac{H\alpha}{ContR}$  και β)  $\frac{[S II]}{ContR}$  για τον γαλαξία NGC 55



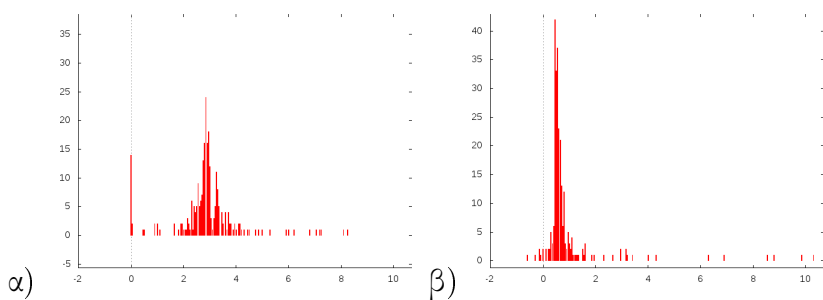
Σχήμα 2.24: Ιστογράμματα α)  $\frac{H\alpha}{ContR}$  και β)  $\frac{[S II]}{ContR}$  για τον γαλαξία NGC 1313



Σχήμα 2.25: Ιστογράμματα α)  $\frac{H\alpha}{ContR}$  και β)  $\frac{SII}{ContR}$  για τον γαλαξία NGC 1672



Σχήμα 2.26: Ιστογράμματα α)  $\frac{H\alpha}{ContR}$  και β)  $\frac{[S II]}{ContR}$  για τον γαλαξία NGC 7793



Σχήμα 2.27: Ιστογράμματα α)  $\frac{H\alpha}{ContR}$  και β)  $\frac{[S II]}{ContR}$  για τον γαλαξία NGC 6946

Οι συντελεστές κανονικοποίησης όπως προκύπτουν από τα διαγράμματα είναι για τους γαλαξίες:

NGC 45:  $f_1 = 0.35$  (για το  $H\alpha$ ) και  $f_2 = 0.66$  (για το  $[S II]$ ),

NGC 55:  $f_1 = 0.3$  και  $f_2 = 0.65$

NGC 1313:  $f_1 = 0.3$  και  $f_2 = 0.6$   
 NGC 1672:  $f_1 = 0.6$  και  $f_2 = 0.65$   
 NGC 7793:  $f_1 = 0.075$  και  $f_2 = 0.55$   
 NGC 6946:  $f_1 = 0.45$  και  $f_2 = 2.85$

### 2.2.5 Ανίχνευση πηγών - Φωτομετρία

Επόμενο βήμα είναι η ανίχνευση πηγών στις εικόνες μας. Για την ανίχνευση χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα SExtractor (Source Extractor), το οποίο δημιουργεί έναν κατάλογο πηγών.

Χρησιμοποιήσαμε το SExtractor για την ανίχνευση πηγών στις εικόνες και των τριών φίλτρων. Ελέγξαμε τους καταλόγους που δημιούργησε πάνω στις εικόνες, για να διαπιστώσουμε αν έχουμε κάνει σωστή επιλογή παραμέτρων. Στη συνέχεια, συνδυάστηκαν οι κατάλογοι και αποθηκεύτηκαν οι συντεταγμένες στο ContR. Η φωτομετρία έγινε με το phot.

### 2.2.6 Συντελεστές απορρόφησης - Σταθερά αστέρια

Η ακτινοβολία των αντικειμένων που παρατηρούμε από επίγεια τηλεσκόπια, φτάνει σε εμάς εξασθενημένη, λόγω απορροφήσεων και σκεδάσεων από τη σκόνη και τα μόρια της ατμόσφαιρας της Γης. Η εξασθένιση αυτή χαρακτηρίζεται από έναν συντελεστή  $k$  (extinction coefficient) τον οποίο πρέπει να υπολογίσουμε και να λάβουμε υπόψη μας. Αυτός ο συντελεστής εξαρτάται από το μήκος κύματος της ακτινοβολίας του αντικειμένου που μελετάμε, και την αέρια μάζα του (airmass), δηλαδή το οπτικό πάχος της ατμόσφαιρας της Γης. Όσο μεγαλύτερο είναι το πάχος της ατμόσφαιρας (η διαδρομή δηλαδή της ακτινοβολίας μέσα σε αυτήν), τόσο μεγαλύτερη είναι η απόσβεση. Ένα μέγεθος που επίσης μας ενδιαφέρει, είναι το φωτομετρικό σημείο αναφοράς (zero point). Αυτό το μέγεθος καθορίζει τη σύνδεση μεταξύ των παρατηρούμενων τιμών έντασης και ενός συγκεκριμένου φωτομετρικού συστήματος. Στην περίπτωση μας, έχουμε χρησιμοποιήσει το φωτομετρικό σύστημα AB, το οποίο βασίζεται σε μετρήσεις ροών που έχουν βαθμονομηθεί σε απόλυτες μονάδες, δηλαδή σε πυκνότητες φασματικής ροής. Το μέγεθος AB δίνεται από τη σχέση:

$$m_{AB} = -2.5 \log_{10} \frac{f_\nu}{3631 Jy}$$

όπου  $1 Jansky = 1 Jy = 10^{-26} W Hz^{-1} m^{-2} = 10^{-23} ergs^{-1} Hz^{-1} cm^{-2}$ , οπότε

$$m_{AB} = -2.5 \log_{10} f_{\nu} - 48.6$$

όπου η πυκνότητα ροής ακτινοβολίας  $f_{\nu}$  μετράται σε μονάδες  $erg \cdot s^{-1} Hz^{-1} cm^{-2}$

Για τον υπολογισμό του συντελεστή εξασθένισης, κατά τη διάρκεια των παρατηρήσεών μας, λαμβάνουμε εικόνες αστέρων αναφοράς (standard stars). Πρόκειται για μη μεταβλητούς αστέρες των οποίων τα μεγέθη έχουν μετρηθεί πολύ προσεκτικά σε διάφορα μήκη κύματος. Αντικείμενα που παρατηρούνται από κάμερες CCD μπορούν να συγκριθούν με τους σταθερούς αστέρες και να καθοριστεί το μεγέθός του. Στους παρακάτω πίνακες ακολουθούν τα χαρακτηριστικά των αστέρων αναφοράς που παρατηρήθηκαν κατά τη διάρκεια των παρατηρήσεων για τα τηλεσκόπια Blanco και Αρίσταρχο αντίστοιχα. Επιπλέον παρουσιάζονται και το μετρούμενο μέγεθος οργάνου (instrumental mag) σε κάθε φίλτρο, αφού έχει αφαιρεθεί πρώτα το τοπικό υπόβαθρο και η συνεισφορά του συνεχούς (Πίνακες 2.2 και 2.3).

Πίνακας 2.2: Σταθερά αστέρια από το τηλεσκόπιο Blanco

Αστέρι	Airmass (H $\alpha$ )	$m_{inst}$ (H $\alpha$ )	Airmass ([S II])	$m_{inst}$ ([S II])
PG 0216+032	1.415	17.391	1.364	17.208
PG 0216+032	1.429	17.552	1.383	17.458
PG 0216+032	1.441	17.420	1.397	17.395
PG 0216+032	1.551	17.484	1.481	17.517
PG 0216+032	1.535	17.470	1.460	17.517
PG 0216+032	1.506	17.473	1.444	17.517
PG 0216+032	1.396	17.495	1.446	17.520
PG 0216+032	1.413	17.485	1.460	17.326
PG 0216+032	1.427	17.497	1.479	17.345
PG 0216+032	1.592	17.508	1.564	17.522
PG 0216+032	1.539	17.487	1.515	17.510
PG 0216+032	1.493	17.477	1.471	17.511
PG 0216+032	1.389	17.491	1.405	17.516
PG 0310+149	1.696	18.111	1.639	18.133
PG 0310+149	1.719	18.110	1.647	18.136
PG 0310+149	1.750	18.106	1.667	18.137

Πίνακας 2.3: Σταθερά αστέρια από το τηλεσκόπιο Αρίσταρχος

Αστέρι	Airmass (H $\alpha$ )	$m_{inst}$ (H $\alpha$ )	Airmass ([S II])	$m_{inst}$ ([S II])
HR 5501	1.440	12.730	1.478	11.377
HR 5501	1.620	12.789	1.604	11.427
HR 7596	1.687	12.620	1.617	11.292
HR 7596	1.688	12.613	1.663	11.302
HR 7596	1.696	12.760	1.690	11.370
HR 7950	1.573	11.070	1.561	9.660
HR 8634	1.170	10.718	1.165	7.621
HR 8634	1.181	10.846	1.185	9.397
HR 8634	1.158	10.688	1.154	9.462

Για να υπολογίσουμε τον συντελεστή απορρόφησης και το zero point, πρέπει πρώτα να υπολογίσουμε το μέγεθος των αστέρων όπως θα το μετρούσαμε έξω από την ατμόσφαιρα της Γης. Για τον λόγο αυτό χρησιμοποιούμε τα φάσματα των αστέρων αναφοράς από τα οποία υπογίζουμε την ένταση που λαμβάνουμε σε κάθε ένα από τα στενά φίλτρα (σχήματα 2.3, 2.4, 2.7, 2.8). Χρησιμοποιούμε από καταλόγους τα φάσματα των αστέρων αναφοράς (Massey et al, 1988, Hamuy et al., 1992) τα οποία μετατρέπουμε από μεγέθη σε μονάδες πυκνότητας ροής ακτινοβολίας ( $f_\nu$ ).

Στη συνέχεια, χρησιμοποιούμε το sband το οποίο δέχεται σαν είσοδο το φάσμα των αστέρων και την απόκριση του φίλτρου για το οποίο θέλουμε να μετρήσουμε την παρατηρούμενη ένταση.

Στους ακόλουθους πίνακες (2.4, 2.5) εμφανίζεται το φαινόμενο μέγεθος των αστέρων αναφοράς για τα φίλτρα H $\alpha$  και  $\frac{[S II]}{ContR}$  των τηλεσκοπίων Blanco και Αρίσταρχου αντίστοιχα.

Πίνακας 2.4: Φαινόμενα μεγέθη αναφοράς για τα φίλτρα του τηλεσκοπίου Blanco

Αστέρι	$m_{ref} H\alpha$	$m_{ref} [S II]$
PG 0216+032	14.94	15.09
PG 0310+149	15.70	15.78

Πίνακας 2.5: Μεγέθη του αναφοράς για τους αστέρες του τηλεσκοπίου Αρίσταρχος

Αστέρι	$m_{ref} H\alpha$	$m_{ref} [S II]$
HP 5501	6.67	5.49
HP 7596	6.89	5.56
HP 7950	4.95	3.59
HP 8634	4.10	3.12

Επόμενο βήμα είναι η εύρεση του zero point ( $m_{zp}$ ) για τα φίλτρα  $H\alpha$  και  $[S II]$ . Για αυτόν τον σκοπό πρέπει πρώτα να βρούμε τον συντελεστή απορρόφησης. Ο χρόνος παρατήρησης ήταν περιορισμένος και οι εικόνες σταθερών αστέρων που λάβαμε δεν ήταν επαρκείς για να έχουμε την καλύτερη δυνατή στατιστική και να κατάσκευάσουμε ακριβείς γραφικές παραστάσεις από τις οποίες θα προκύψουν οι συντελεστές εξασθένισης και τα zero points. Επομένως χρησιμοποιήσαμε τους συντελεστές απορρόφησης που παρέχουν το CTIO και KPNO (Kitt Peak National Observatory) (1) για τους γαλαξίες που παρατηρήθηκαν με τα τηλεσκόπια Blanco και Αρίσταρχο αντίστοιχα.

Το μέγεθος που παρατηρούμε είναι το  $m_{inst} = m_o + k\chi + m_{zp}$ , όπου  $m_o$  είναι το μέγεθος αναφοράς έξω από την ατμόσφαιρα, δηλαδή αυτό που υπολογίσαμε στους πίνακες 2.4, 2.5. Από αυτή τη σχέση συνεπάγεται  $m_{inst} - m_o - k\chi = m_{zp}$ . Επομένως, υπολογίζουμε για κάθε σταθερό αστέρα τις τιμές  $m_{inst} - m_o - k\chi$  και στη συνέχεια τη μέση τιμή ( $\mu$ ) αυτών, για κάθε φίλτρο ξεχωριστά. Με την αφαίρεση του  $k\chi$  από το  $m_{inst}$  επιτυγχάνουμε τη διόρθωση του  $m_{inst}$  από την ατμοσφαιρική εξασθένιση. Επομένως:

$$m_{zp\_H\alpha} = \mu\_H\alpha \text{ και} \\ m_{zp\_SII} = \mu\_SII$$

και τα αντίστοιχα σφάλματα όπως προκύπτουν από την τυπική απόκλιση των  $m_{zp}H\alpha$  και  $m_{zp}SII$ :

$$err\_m_{inst\_stand\_H\alpha} = \sqrt{\sum_i ((m_{zp\_H\alpha})_i - \mu\_H\alpha) / (N - 1)} \\ err\_m_{inst\_stand\_SII} = \sqrt{\sum_i ((m_{zp\_SII})_i - \mu\_SII) / (N - 1)}$$

όπου  $N$  είναι ο αριθμός των μετρήσεων που έχουμε κάθε νύχτα.

### 2.2.7 Βαθμονόμηση ροής

Αφού ολοκληρώσουμε τη διαδικασία με τα σταθερά αστέρια, επιστρέφουμε στις πηγές που ανίχνευσε το SExtractor. Από τη φωτομετρία του phot υπολογίζουμε το σφάλμα της έντασης ακτινοβολίας σε counts μέσω των σχέσεων:

$$error\_H\alpha = \frac{counts\_H\alpha \cdot merr\_H\alpha}{1.0857}$$

$$error\_SII = \frac{counts\_SII \cdot merr\_SII}{1.0857}$$

$$error\_R = \frac{counts\_R \cdot merr\_R}{1.0857}$$

Σε αυτή τη φάση, απορρίπτουμε τις πηγές που έχουν signal to noise (S/N) < 3 στην εικόνα  $H\alpha$ , κρατώντας με αυτόν τον τρόπο τις πιο αξιόπιστες πηγές. Στη συνέχεια, αφαιρούμε από τα counts του  $H\alpha$  τα counts του ContR τα οποία έχουν πολλαπλασιαστεί με τον αντίστοιχο συντελεστή κανονικοποίησης. Την ίδια διαδικασία ακολουθούμε και για τα counts του [S II], κι έτσι έχουμε πλέον για τα δύο φίλτρα ( $H\alpha$  και [S II]), αφαιρεμένα counts από τη συνεχή ακτινοβολία (sub\_flux\_H $\alpha$  και sub\_flux\_SII αντίστοιχα).

Επειδή το φίλτρο του  $H\alpha$  λαμβάνει και τις γραμμές [N II], οι τιμές (counts) των sub\_flux\_H $\alpha$  δεν προέρχονται μόνο από το  $H\alpha$ , αλλά και από το [N II], επομένως πρέπει να πολλαπλασιαστούν με το ποσοστό στο οποίο συνεισφέρει το  $H\alpha$ . Στην περίπτωσή μας ο παράγοντας αυτός είναι 0.73 όπως έχει βρεθεί από την ανάλυση φασμάτων σε ΥΥ σε ανάλογους γαλαξίες (Leonidaki et al....). Από εδώ και πέρα όταν αναφερόμαστε στο sub\_flux\_H $\alpha$  θα εννοούμε τα αφαιρεμένα counts που έχουν πολλαπλασιαστεί με το 0.73. Τα σφάλματα των αφαιρεμένων αυτών counts, υπολογίζονται ως εξής:

$$error\_sub\_counts\_SII = \sqrt{(0.73 \cdot error\_H\alpha)^2 + f_1^2 \cdot error\_R^2}$$

όπου: error\_sub\_counts, είναι το σφάλμα για τα net counts (του  $H\alpha$  στην προκειμένη περίπτωση),

counts\_H $\alpha$  και counts\_ContR τα counts του  $H\alpha$  και του ContR αντίστοιχα, και  $f_1$  ο συντελεστής κανονικοποίησης του ContR ως προς το  $H\alpha$  φίλτρο,

και όμοια για το [S II]:

$$error\_sub\_counts\_H\alpha = \sqrt{error\_SII^2 + f_2^2 \cdot error\_R^2}$$

Αφού κάνουμε αυτή τη διαδικασία, πάλι κρατάμε τις πηγές για τις το  $S/N \geq 3$  στο H $\alpha$  :  $sub\_flux\_H\alpha \geq 3 \cdot error\_sub\_counts\_H\alpha$ .

Επόμενο βήμα είναι η μετατροπή των counts σε μέγεθος, το instrumental magnitude όπως ονομάζεται, το μέγεθος των αντικειμένων δηλαδή, όπως το μετράμε από το τηλεσκόπιο. Σε αυτό λαμβάνουμε υπόψη και τον χρόνο κάθε έκθεσης, που για το H $\alpha$  είναι 720 και για το [S II] 1440 sec. Επομένως, το instrumental magnitude των πηγών στα διαφορετικά φίλτρα είναι:

$$m_{inst\_H\alpha} = 25 - 2.5 \cdot \log \frac{sub\_flux\_H\alpha}{720}$$

$$m_{inst\_SII} = 25 - 2.5 \cdot \log \frac{sub\_flux\_SII}{1440}$$

όπου το 25 είναι ένα αρχικό μέγεθος που χρησιμοποιούμε (αυθαίρετο zero point) και sub\_flux\_H $\alpha$ , sub\_flux\_SII είναι η ροή (σε counts) αφού έχει αφαιρεθεί το τοπικό υπόβαθρο, η συνεισφορά των γραμμών [N II] (για το H $\alpha$ ) και η συνεισφορά το συνεχούς. Το σφάλμα των παραπάνω μεγεθών υπολογίζεται μέσω διάδοσης σφαλμάτων:

$$err\_m_{inst\_H\alpha} = 1.0857 \cdot \frac{error\_sub\_counts\_H\alpha}{sub\_flux\_H\alpha}$$

$$err\_m_{inst\_SII} = 1.0857 \cdot \frac{error\_sub\_counts\_SII}{sub\_flux\_SII}$$

για το H $\alpha$  και το [S II] αντίστοιχα. Στη συνέχεια υπολογίζουμε τα φαινόμενα μεγέθη των πηγών στο φωτομετρικό σύστημα AB, διορθωμένα από την απορρόφηση της ατμόσφαιρας:

$$m_{obs\_H\alpha} = m_{inst\_H\alpha} - m_{zp\_H\alpha} - k_{H\alpha} \cdot \chi_{H\alpha}$$



όπου,  $m_{zp\_H\alpha}$  το zero point που προκύπτει από τα σταθερά αστέρια,  $k\_H\alpha$  ο συντελεστής απορρόφησης και  $\chi\_H\alpha$  ο μέσος όρος των airmasses των εικόνων του  $H\alpha$ . Όμοια για το [S II] η σχέση είναι:

$$m_{obs\_SII} = m_{inst\_SII} - m_{zp\_SII} - k\_SII \cdot x\_SII$$

Τα αντίστοιχα σφάλματα είναι:

$$err\_m_{obs\_H\alpha} = \sqrt{err\_m_{inst\_H\alpha}^2 + err\_m_{inst\_stand\_H\alpha}^2}$$

Όπου το  $err\_m_{inst\_stand\_H\alpha}$  είναι το σφάλμα του zero point, όπως προκύπτει από τα σταθερά αστέρια. Και αντίστοιχα για το [S II]:

$$err\_m_{obs\_SII} = \sqrt{err\_m_{inst\_SII}^2 + err\_m_{inst\_stand\_SII}^2}$$

Σε αυτό το σημείο υπολογίζουμε τη ροή ακτινοβολίας των πηγών μας σε  $erg/sec/cm^2/Hz$  με βάση τον ορισμό του συστήματος AB:

$$f_{\nu\_H\alpha} = 3631 Jy \cdot 10^{-0.4 \cdot m_{obs\_H\alpha}} = 3631 \cdot 10^{-23} \cdot 10^{-0.4 \cdot m_{obs\_H\alpha}}$$

$$f_{\nu\_SII} = 3631 Jy \cdot 10^{-0.4 \cdot m_{obs\_SII}} = 3631 \cdot 10^{-23} \cdot 10^{-0.4 \cdot m_{obs\_SII}}$$

και τις μετατρέπουμε σε  $erg/sec/cm^2/\text{\AA}$  πολλαπλασιάζοντάς τες με  $\frac{c}{\lambda^2}$  όπου  $c$  η ταχύτητα του φωτός σε  $\text{\AA}/sec$  και  $\lambda$  τα μήκη κύματος σε  $\text{\AA}$ .

$$f_{\lambda\_H\alpha} = \frac{3 \cdot 10^{18}}{6563^2} \cdot 3631 \cdot 10^{-23} \cdot 10^{-0.4 \cdot m_{obs\_H\alpha}}$$

$$f_{\lambda\_SII} = \frac{3 \cdot 10^{18}}{6725^2} \cdot 3631 \cdot 10^{-23} \cdot 10^{-0.4 \cdot m_{obs\_SII}}$$

Τα σφάλματα των ροών είναι:

$$err\_f_{\lambda\_H\alpha} = \frac{df_{\lambda\_H\alpha}}{dm_{obs\_H\alpha}} \cdot err\_m_{obs\_H\alpha} = -0.4 \cdot \ln 10 \cdot f_{\lambda\_H\alpha} \cdot err\_m_{obs\_H\alpha}$$

$$err\_f\lambda\_SII = \frac{df\lambda\_SII}{dm_{obs\_SII}} \cdot err\_m_{obs\_SII} = -0.4 \cdot \ln 10 \cdot f\_SII \cdot err\_m_{obs\_SII}$$

Στη συνέχεια υπολογίζουμε για τις πηγές μας τους λόγους  $([S II]/H\alpha) = \frac{f\lambda\_SII}{f\lambda\_H\alpha}$ . Όσες πηγές έχουν αυτόν τον λόγο μεγαλύτερο από 0.4 μπορούν να θεωρηθούν πιθανά ΥΥ. Αυτός ο διαγνωστικός τρόπος είναι εμπειρικά γνωστό ότι διαφοροποιεί την κρουστικά διεγερμένη φύση των ΥΥ από τη διαδικασία φωτοϊονισμού των περιοχών H II. Το σφάλμα του λόγου αυτού δίνεται από τη σχέση:

$$err\_ratio = \sqrt{\left(\frac{dratio}{df\lambda\_H\alpha}\right)^2 + \left(\frac{dratio}{df\lambda\_SII}\right)^2} \Rightarrow$$

$$err\_ratio = \sqrt{\left(\frac{f\lambda\_SII}{f\lambda\_H\alpha^2}\right)^2 \cdot err\_f\lambda\_H\alpha^2 + \left(\frac{1}{f\lambda\_H\alpha}\right)^2 \cdot err\_f\lambda\_SII^2}$$

## Κεφάλαιο 3

### ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της παρούσας μελέτης.

Τις πηγές που ανιχνεύσαμε τις χωρίσαμε σε τρεις κατηγορίες:

α) Σε αυτές για τις οποίες ισχύει:  $|ratio - 0.4| \geq 3 \cdot err\_ratio$ , που αποτελούν τα υποψήφια ΥΥ (candidate SNRs) και είναι το ασφαλέστερο δείγμα πηγών.

β) Σε αυτές για τις οποίες ισχύει:  $0 \leq |ratio - 0.4| < 3 \cdot err\_ratio$ , που αποτελούν τα πιθανά υποψήφια ΥΥ (possible candidate SNRs)

γ) Σε αυτές για τις οποίες ισχύει:  $ratio + err\_ratio \geq 0.4$ , που αποτελούν τα ικανά υποψήφια ΥΥ (probable candidate SNRs)

Σε αυτό το κεφάλαιο εξετάζεται μόνο η πρώτη κατηγορία, καθώς μόνο σε αυτή έχει γίνει έλεγχος των πηγών πάνω στις εικόνες ο Στους πίνακες 3.1 - 3.6 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των υποψήφιων ΥΥ.

Αριθμός πηγής	RA	DEC	Flux H $\alpha$ ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	Flux [S II] ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	[S II]/H $\alpha$
1	00:14:12.063	-23:13:08.98	0.19	0.14	0.75 $\pm$ 0.10
2	00:14:11.768	-23:13:04.14	0.08	0.08	1.11 $\pm$ 0.22
3	00:14:11.792	-23:12:57.58	0.18	0.16	0.88 $\pm$ 0.12
4	00:13:57.654	-23:12:50.48	15.0	39.7	2.50 $\pm$ 0.29
5	00:13:59.158	-23:12:50.44	18.0	24.2	1.30 $\pm$ 0.15
6	00:14:03.614	-23:12:50.33	2.80	7.11	2.40 $\pm$ 0.28
7	00:14:14.595	-23:12:43.03	0.13	0.11	0.83 $\pm$ 0.13
8	00:14:03.373	-23:12:29.31	12.0	11.2	0.80 $\pm$ 0.10
9	00:13:53.118	-23:11:43.18	0.06	0.09	1.33 $\pm$ 0.27
11	00:14:09.610	-23:10:45.90	0.14	0.14	0.99 $\pm$ 0.19
12	00:13:51.379	-23:10:40.94	0.05	0.06	1.18 $\pm$ 0.25
13	00:14:24.435	-23:10:36.83	0.02	0.05	2.84 $\pm$ 0.81
14	00:13:54.752	-23:10:16.07	0.15	0.11	0.74 $\pm$ 0.11
15	00:13:54.893	-23:10:15.59	0.17	0.13	0.73 $\pm$ 0.10
16	00:13:55.025	-23:10:14.44	0.14	0.11	0.77 $\pm$ 0.12
17	00:13:59.854	-23:10:10.83	0.32	0.34	1.06 $\pm$ 0.15
18	00:14:03.812	-23:10:03.19	0.68	0.70	1.02 $\pm$ 0.13
19	00:13:56.645	-23:09:38.04	0.24	0.25	1.05 $\pm$ 0.13
20	00:13:57.064	-23:09:38.81	0.05	0.07	1.44 $\pm$ 0.33
21	00:13:56.426	-23:09:38.08	0.23	0.24	1.03 $\pm$ 0.13
22	00:13:56.869	-23:09:38.01	0.14	0.20	1.37 $\pm$ 0.19
24	00:14:10.992	-23:09:37.12	0.25	0.21	0.83 $\pm$ 0.11
25	00:13:57.102	-23:09:33.69	0.12	0.14	1.19 $\pm$ 0.18
26	00:13:52.583	-23:09:12.22	0.11	0.10	0.94 $\pm$ 0.16
27	00:13:59.297	-23:08:56.17	0.09	0.09	0.99 $\pm$ 0.19
29	00:13:57.539	-23:08:54.59	0.08	0.09	1.04 $\pm$ 0.20
30	00:14:20.469	-23:08:51.55	0.05	0.08	1.83 $\pm$ 0.30
31	00:14:04.848	-23:08:09.67	0.05	0.07	1.43 $\pm$ 0.33
32	00:13:54.827	-23:08:02.85	0.08	0.09	1.11 $\pm$ 0.19
33	00:14:21.993	-23:07:58.12	0.02	0.07	2.83 $\pm$ 0.74
34	00:14:07.222	-23:07:43.19	0.59	0.40	0.68 $\pm$ 0.08
35	00:14:16.515	-23:06:40.11	0.05	0.06	1.27 $\pm$ 0.22
36	00:13:50.286	-23:05:25.01	0.08	0.08	0.98 $\pm$ 0.14
37	00:13:58.600	-23:05:14.05	0.15	0.17	1.12 $\pm$ 0.14
38	00:13:44.595	-23:04:53.57	0.07	0.05	0.75 $\pm$ 0.11
39	00:13:44.756	-23:04:28.33	0.07	0.14	2.01 $\pm$ 0.27
40	00:13:44.684	-23:04:25.53	0.03	0.08	2.67 $\pm$ 0.54
41	00:14:12.009	-23:04:07.66	0.07	0.11	1.65 $\pm$ 0.24
42	00:14:26.726	-23:04:01.27	0.03	0.05	1.51 $\pm$ 0.30
43	00:14:26.647	-23:03:59.12	0.02	0.06	2.98 $\pm$ 0.76
44	00:14:00.293	-23:03:57.45	0.39	0.61	1.56 $\pm$ 0.18
45	00:13:58.775	-23:03:11.39	0.11	0.14	1.20 $\pm$ 0.15

Πίνακας 3.1: Πηγές NGC 45

Αριθμός πηγής	RA	DEC	Flux H $\alpha$ ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	Flux [S II] ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	[S II]/H $\alpha$
46	00:13:53.953	-23:16:37.28	0.04	0.05	1.15 $\pm$ 0.24
48	00:13:46.580	-23:14:47.28	0.10	0.18	1.70 $\pm$ 0.27
49	00:13:46.730	-23:04:18.66	0.03	0.04	1.48 $\pm$ 0.34
50	00:13:56.189	-23:09:36.86	0.12	0.11	0.98 $\pm$ 0.16
51	00:13:56.271	-23:10:42.32	0.46	0.32	0.69 $\pm$ 0.82
52	00:13:56.584	-23:10:36.14	0.08	0.09	1.10 $\pm$ 0.20
53	00:13:56.374	-23:10:39.54	1.25	0.85	0.68 $\pm$ 0.08
55	00:14:01.817	-23:11:39.90	0.75	0.52	0.68 $\pm$ 0.09
56	00:14:03.001	-23:08:52.84	0.15	0.16	1.11 $\pm$ 0.20
57	00:14:04.917	-23:10:34.96	0.38	0.37	0.99 $\pm$ 0.15
58	00:14:10.819	-23:12:29.39	3.52	0.08	2.23 $\pm$ 0.43

Συνέχεια Πίνακα 3.1

Αριθμός πηγής	RA	DEC	Flux H $\alpha$ ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	Flux [S II] ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	[S II]/H $\alpha$
1	00:15:00.248	-39:13:19.73	1.06	0.93	0.88 $\pm$ 0.15
2	00:15:00.894	-39:13:13.86	1.30	1.03	0.79 $\pm$ 0.12
3	00:15:11.548	-39:13:09.01	0.94	1.19	1.30 $\pm$ 0.19
4	00:15:10.463	-39:12:48.43	0.32	0.64	1.99 $\pm$ 0.52
6	00:15:17.029	-39:12:42.07	1.30	1.11	0.86 $\pm$ 0.10
8	00:15:51.917	-39:12:31.04	0.10	0.19	1.84 $\pm$ 0.22
9	00:15:06.611	-39:12:21.32	0.84	0.85	1.02 $\pm$ 0.16
10	00:15:06.841	-39:12:20.76	0.72	0.66	0.92 $\pm$ 0.16
11	00:15:43.665	-39:12:09.97	0.06	0.07	1.23 $\pm$ 0.24
12	00:15:10.161	-39:12:08.21	0.91	1.10	1.21 $\pm$ 0.19
14	00:16:06.418	-39:11:52.35	0.02	0.06	2.81 $\pm$ 0.44
15	00:16:06.257	-39:11:51.56	0.03	0.06	2.29 $\pm$ 0.33
16	00:16:04.062	-39:11:47.64	0.03	0.05	1.69 $\pm$ 0.24
17	00:16:04.756	-39:11:43.12	0.02	0.07	2.83 $\pm$ 0.40
18	00:14:33.041	-39:11:30.34	0.15	0.32	2.23 $\pm$ 0.61
19	00:14:32.787	-39:11:29.01	0.20	0.38	1.90 $\pm$ 0.42
22	00:14:28.016	-39:11:20.91	0.59	0.39	0.66 $\pm$ 0.08
23	00:15:59.834	-39:10:57.98	0.01	0.02	1.58 $\pm$ 0.33
24	00:14:39.830	-39:10:57.86	1.44	1.69	1.17 $\pm$ 0.14
25	00:15:36.204	-39:10:49.57	0.05	0.08	1.62 $\pm$ 0.26
26	00:15:36.388	-39:10:44.45	0.18	0.25	1.38 $\pm$ 0.16
28	00:14:53.514	-39:10:44.47	0.39	0.69	1.76 $\pm$ 0.39
30	00:14:11.364	-39:09:52.50	0.10	0.12	1.15 $\pm$ 0.22
31	00:15:57.392	-39:09:20.94	0.01	0.03	2.38 $\pm$ 0.42
32	00:15:57.977	-39:09:13.27	0.01	0.01	2.12 $\pm$ 0.49
33	00:15:59.011	-39:08:21.11	0.01	0.02	1.62 $\pm$ 0.23
34	00:16:03.829	-39:17:10.50	0.22	0.20	0.92 $\pm$ 0.16
36	00:15:54.823	-39:16:59.00	0.12	0.15	1.28 $\pm$ 0.27
37	00:15:54.431	-39:16:53.45	0.27	0.30	1.09 $\pm$ 0.15
38	00:15:54.190	-39:16:51.28	0.23	0.35	1.51 $\pm$ 0.22
39	00:15:46.487	-39:16:47.93	0.30	0.27	0.91 $\pm$ 0.15
40	00:15:47.028	-39:16:36.67	0.30	0.30	0.97 $\pm$ 0.16
41	00:15:50.455	-39:16:36.85	0.17	0.29	1.72 $\pm$ 0.30
43	00:15:46.691	-39:16:31.28	0.54	0.42	0.78 $\pm$ 0.11
44	00:16:01.601	-39:16:26.71	0.30	0.43	1.46 $\pm$ 0.20
46	00:15:43.063	-39:16:04.76	0.66	0.59	0.91 $\pm$ 0.11

Πίνακας 3.2: Πηγές NGC 55

Αριθμός πηγής	RA	DEC	Flux H $\alpha$ ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	Flux [S II] ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	[S II]/H $\alpha$
47	00:15:41.828	-39:15:59.82	0.26	0.25	0.97 $\pm$ 0.15
48	00:15:49.413	-39:15:56.70	0.29	0.33	1.14 $\pm$ 0.22
49	00:15:48.206	-39:15:48.22	0.53	0.47	0.89 $\pm$ 0.14
50	00:16:04.860	-39:15:46.58	0.13	0.19	1.44 $\pm$ 0.28
51	00:15:58.307	-39:17:56.44	0.17	0.24	1.40 $\pm$ 0.21
54	00:15:49.586	-39:15:27.44	0.88	0.70	0.79 $\pm$ 0.10
55	00:15:56.001	-39:15:24.99	0.28	0.31	1.10 $\pm$ 0.21
57	00:15:44.578	-39:15:24.92	0.40	0.39	0.96 $\pm$ 0.16
58	00:15:55.656	-39:15:15.92	0.61	0.46	0.75 $\pm$ 0.11
59	00:15:54.821	-39:15:12.49	0.86	0.69	0.80 $\pm$ 0.10
60	00:15:21.131	-39:15:00.75	0.45	0.370	0.84 $\pm$ 0.12
62	00:15:42.872	-39:14:46.51	0.44	0.340	0.79 $\pm$ 0.11
63	00:15:31.188	-39:14:43.09	0.62	0.46	0.75 $\pm$ 0.10
65	00:15:29.362	-39:14:17.48	0.69	0.66	0.95 $\pm$ 0.11
67	00:14:25.128	-39:10:01.61	0.16	0.23	1.39 $\pm$ 0.26
68	00:14:26.777	-39:11:26.31	0.36	0.31	0.85 $\pm$ 0.13
69	00:14:26.898	-39:11:19.57	0.28	0.24	0.87 $\pm$ 0.15
70	00:14:27.934	-39:11:19.49	0.62	0.41	0.65 $\pm$ 0.08
71	00:14:27.823	-39:11:18.65	0.64	0.42	0.66 $\pm$ 0.08
72	00:14:34.761	-39:10:32.88	0.56	0.46	0.81 $\pm$ 0.13
74	00:14:36.147	-39:10:34.70	0.82	0.68	0.83 $\pm$ 0.11
76	00:14:53.589	-39:10:45.96	0.57	0.64	1.13 $\pm$ 0.24
77	00:14:58.664	-39:13:29.66	0.45	0.48	1.07 $\pm$ 0.21
78	00:14:58.737	-39:11:34.18	0.81	1.08	1.34 $\pm$ 0.23
79	00:14:59.334	-39:13:21.72	1.15	1.01	0.88 $\pm$ 0.14
80	00:14:59.697	-39:13:13.28	1.36	1.35	0.99 $\pm$ 0.14
81	00:15:00.109	-39:13:14.86	1.14	0.97	0.85 $\pm$ 0.14
82	00:15:02.223	-39:13:07.33	1.86	1.42	0.76 $\pm$ 0.11
84	00:15:12.229	-39:13:07.42	1.19	0.98	0.83 $\pm$ 0.13
86	00:15:17.068	-39:12:27.50	0.60	0.49	0.82 $\pm$ 0.13
87	00:15:17.496	-39:12:34.54	0.43	0.38	0.87 $\pm$ 0.15
89	00:15:17.507	-39:12:29.93	0.43	0.38	0.89 $\pm$ 0.15
90	00:15:29.066	-39:14:16.29	0.82	0.63	0.77 $\pm$ 0.09
91	00:15:30.970	-39:14:48.12	0.73	0.48	0.66 $\pm$ 0.08
92	00:15:31.678	-39:14:40.18	0.54	0.38	0.71 $\pm$ 0.10
93	00:15:34.215	-39:11:47.69	0.06	0.07	1.33 $\pm$ 0.28
94	00:15:34.544	-39:11:48.64	0.08	0.08	0.99 $\pm$ 0.18
95	00:15:34.897	-39:11:43.14	0.21	0.24	1.15 $\pm$ 0.14

Συνέχεια Πίνακα 3.2

Αριθμός πηγής	RA	DEC	Flux H $\alpha$ ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	Flux [S II] ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	[S II]/H $\alpha$
96	00:15:34.806	-39:11:43.40	0.28	0.31	1.11 $\pm$ 0.13
97	00:15:37.032	-39:15:25.18	0.53	0.47	0.90 $\pm$ 0.12
99	00:15:39.133	-39:16:20.34	0.22	0.39	1.77 $\pm$ 0.27
100	00:15:37.161	-39:09:44.30	1.24	1.97	1.59 $\pm$ 0.18
101	00:15:43.157	-39:16:02.76	0.52	0.625	1.19 $\pm$ 0.15
103	00:15:46.068	-39:16:18.19	0.63	0.47	0.76 $\pm$ 0.09
106	00:15:48.653	-39:16:06.90	0.49	0.53	1.06 $\pm$ 0.16
107	00:15:48.629	-39:15:50.03	0.58	0.51	0.89 $\pm$ 0.13
108	00:15:48.671	-39:16:03.93	0.95	0.88	0.93 $\pm$ 0.11
110	00:15:54.180	-39:15:23.30	1.24	0.78	0.63 $\pm$ 0.08
113	00:15:54.994	-39:15:10.82	0.78	0.66	0.85 $\pm$ 0.10
115	00:15:58.459	-39:16:21.15	0.98	0.89	0.91 $\pm$ 0.11
119	00:16:04.224	-39:11:45.24	0.03	0.07	2.77 $\pm$ 0.39
120	00:16:04.786	-39:16:34.73	0.38	0.34	0.90 $\pm$ 0.26
121	00:16:10.946	-39:12:28.50	0.03	0.04	1.59 $\pm$ 0.23
123	00:15:53.739	-39:15:23.59	0.94	0.71	0.75 $\pm$ 0.09

Συνέχεια Πίνακα 3.2

Αριθμός πηγής	RA	DEC	Flux H $\alpha$ ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	Flux [S II] ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	[S II]/H $\alpha$
1	03:18:22.643	-66:35:58.07	0.16	0.15	0.92 $\pm$ 0.12
2	03:18:21.637	-66:35:57.29	0.12	0.15	1.29 $\pm$ 0.18
3	03:18:16.734	-66:34:41.07	0.62	0.62	0.99 $\pm$ 0.11
4	03:18:16.550	-66:34:37.85	0.80	0.74	0.93 $\pm$ 0.11
5	03:18:17.363	-66:34:37.82	0.54	0.52	0.96 $\pm$ 0.11
6	03:18:16.684	-66:34:35.69	0.61	0.54	0.90 $\pm$ 0.10
7	03:18:25.305	-66:33:02.61	0.60	0.39	0.65 $\pm$ 0.08
8	03:18:23.128	-66:32:03.24	0.12	0.12	1.02 $\pm$ 0.18
9	03:17:32.945	-66:31:05.85	0.11	0.11	0.97 $\pm$ 0.18
10	03:17:57.681	-66:30:13.99	0.39	0.31	0.80 $\pm$ 0.12
11	03:17:56.955	-66:30:05.40	0.14	0.19	1.34 $\pm$ 0.26

Πίνακας 3.3: Πηγές NGC 1313



Αριθμός πηγής	RA	DEC	Flux H $\alpha$ ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	Flux [S II] ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	[S II]/H $\alpha$
12	03:18:46.170	-66:29:45.16	0.14	0.15	1.03 $\pm$ 0.18
13	03:18:46.301	-66:29:41.93	0.23	0.19	0.84 $\pm$ 0.12
14	03:18:43.568	-66:29:14.61	0.68	0.47	0.68 $\pm$ 0.08
15	03:18:46.745	-66:29:00.49	0.15	0.12	0.81 $\pm$ 0.13
16	03:18:40.669	-66:28:56.98	0.14	0.20	1.43 $\pm$ 0.31
17	03:17:22.532	-66:28:48.75	0.04	0.06	1.18 $\pm$ 0.22
18	03:18:39.885	-66:28:40.07	0.29	0.22	0.76 $\pm$ 0.12
19	03:18:12.712	-66:28:23.84	0.21	0.21	0.99 $\pm$ 0.16
20	03:18:06.821	-66:26:26.74	0.10	0.12	1.13 $\pm$ 0.16
21	03:18:06.461	-66:26:25.95	0.05	0.07	1.25 $\pm$ 0.23
22	03:18:07.449	-66:26:25.65	0.04	0.06	1.72 $\pm$ 0.36
23	03:18:47.776	-66:22:53.57	0.04	0.06	1.49 $\pm$ 0.29
24	03:18:38.438	-66:38:29.16	0.05	0.07	1.43 $\pm$ 0.26
25	03:18:27.838	-66:36:51.67	0.04	0.07	1.61 $\pm$ 0.33
26	03:18:22.869	-66:36:09.62	0.21	0.20	0.94 $\pm$ 0.12
27	03:18:24.132	-66:36:06.89	0.15	0.14	0.91 $\pm$ 0.12
28	03:18:21.555	-66:36:05.63	0.48	0.63	1.31 $\pm$ 0.15
29	03:17:30.537	-66:22:03.87	0.05	0.14	2.93 $\pm$ 0.49
30	03:17:32.185	-66:33:01.08	0.18	0.14	0.76 $\pm$ 0.11
31	03:17:58.682	-66:29:40.54	0.31	0.27	0.86 $\pm$ 0.13
32	03:18:01.370	-66:34:51.85	0.05	0.08	1.75 $\pm$ 0.38
33	03:18:08.449	-66:31:11.89	0.45	0.39	0.87 $\pm$ 0.14
34	03:18:08.768	-66:31:16.70	0.77	0.60	0.78 $\pm$ 0.10
35	03:18:08.417	-66:30:37.54	0.85	0.91	1.08 $\pm$ 0.16
36	03:18:09.180	-66:31:14.08	0.46	0.46	1.01 $\pm$ 0.16
37	03:18:09.262	-66:29:06.96	0.29	0.77	2.63 $\pm$ 0.65
38	03:18:11.530	-66:30:46.19	0.43	0.37	0.85 $\pm$ 0.12
39	03:18:11.631	-66:28:00.79	0.11	0.16	1.42 $\pm$ 0.33
40	03:18:12.716	-66:30:39.84	0.58	0.54	0.93 $\pm$ 0.14
41	03:18:12.448	-66:30:42.65	0.54	0.56	1.03 $\pm$ 0.14
42	03:18:13.118	-66:28:08.85	0.17	0.21	1.29 $\pm$ 0.27
43	03:18:12.466	-66:28:59.11	0.48	0.63	1.33 $\pm$ 0.29
44	03:18:13.742	-66:29:44.85	0.56	0.76	1.36 $\pm$ 0.26
45	03:18:14.487	-66:32:23.49	0.10	0.18	1.71 $\pm$ 0.34
46	03:18:14.627	-66:32:23.16	0.09	0.20	2.34 $\pm$ 0.50
47	03:18:14.899	-66:32:42.79	0.01	0.16	1.65 $\pm$ 0.32
48	03:18:14.746	-66:30:39.78	2.74	2.03	0.74 $\pm$ 0.09
49	03:18:15.252	-66:32:45.92	0.06	0.16	2.64 $\pm$ 0.70
50	03:18:16.048	-66:30:38.15	0.49	0.43	0.87 $\pm$ 0.12

Συνέχεια Πίνακα 3.3

Αριθμός πηγής	RA	DEC	Flux H $\alpha$ ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	Flux [S II] ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	[S II]/H $\alpha$
51	03:18:17.247	-66:34:36.15	0.66	0.60	0.91 $\pm$ 0.11
52	03:18:21.353	-66:27:55.79	0.88	0.67	0.76 $\pm$ 0.10
53	03:18:22.907	-66:32:18.95	0.07	0.11	1.49 $\pm$ 0.36
54	03:18:25.167	-66:30:23.30	0.98	0.90	0.91 $\pm$ 0.13
55	03:18:25.201	-66:29:28.95	0.33	0.57	1.72 $\pm$ 0.38
56	03:18:26.137	-66:33:01.58	0.16	0.19	1.17 $\pm$ 0.21
57	03:18:26.155	-66:27:44.66	0.27	0.26	0.95 $\pm$ 0.14
58	03:18:26.462	-66:29:42.66	0.40	0.48	1.20 $\pm$ 0.23
59	03:18:25.907	-66:29:39.36	0.25	0.34	1.36 $\pm$ 0.30
60	03:18:47.392	-66:29:40.38	0.28	0.22	0.77 $\pm$ 0.11
61	03:18:45.046	-66:30:08.37	0.09	0.12	1.40 $\pm$ 0.25
62	03:18:37.463	-66:27:44.23	0.11	0.11	0.99 $\pm$ 0.19
63	03:18:36.319	-66:27:58.77	0.26	0.28	1.10 $\pm$ 0.21

Συνέχεια Πίνακα 3.3

Αριθμός πηγής	RA	DEC	Flux H $\alpha$ ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	Flux [S II] ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	[S II]/H $\alpha$
1	04:45:51.197	-59:12:11.96	0.08	0.12	1.58 $\pm$ 0.37
5	04:45:27.005	-59:09:13.43	0.07	0.10	1.44 $\pm$ 0.25
6	04:45:54.035	-59:12:29.57	0.08	0.06	0.83 $\pm$ 0.14
8	04:46:03.434	-59:18:03.42	0.15	0.18	1.21 $\pm$ 0.20

Πίνακας 3.4: Πηγές NGC 1672

Αριθμός πηγής	RA	DEC	Flux H $\alpha$ ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	Flux [S II] ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	[S II]/H $\alpha$
1	23:57:43.764	-32:40:10.18	0.19	0.18	0.95 $\pm$ 0.11
2	23:57:50.027	-32:35:56.37	1.37	1.02	0.74 $\pm$ 0.09

Πίνακας 3.5: Πηγές NGC 7793

Αριθμός πηγής	RA	DEC	Flux H $\alpha$ ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	Flux [S II] ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	[S II]/H $\alpha$
3	23:58:14.365	-32:35:52.59	0.04	0.08	1.98 $\pm$ 0.37
4	23:57:34.482	-32:35:52.49	0.31	0.26	0.85 $\pm$ 0.13
5	23:57:55.477	-32:35:49.08	0.81	0.78	0.97 $\pm$ 0.14
8	23:57:21.384	-32:35:34.38	0.03	0.03	1.14 $\pm$ 0.24
10	23:58:07.097	-32:35:22.82	0.04	0.07	1.67 $\pm$ 0.42
11	23:58:01.560	-32:35:15.85	0.27	0.28	1.05 $\pm$ 0.18
12	23:58:06.456	-32:35:12.07	0.51	0.40	0.79 $\pm$ 0.09
13	23:58:05.751	-32:35:01.59	0.05	0.07	1.27 $\pm$ 0.28
14	23:57:48.347	-32:34:46.84	2.73	1.81	0.66 $\pm$ 0.08
15	23:58:07.512	-32:34:38.56	0.11	0.11	0.94 $\pm$ 0.16
16	23:57:48.523	-32:34:37.69	3.64	2.41	0.66 $\pm$ 0.08
17	23:57:57.144	-32:34:36.71	1.00	0.70	0.70 $\pm$ 0.10
18	23:57:57.357	-32:34:36.16	1.44	1.00	0.70 $\pm$ 0.09
19	23:57:48.033	-32:34:35.28	1.26	1.01	0.80 $\pm$ 0.11
20	23:57:47.756	-32:34:33.95	0.62	0.59	0.95 $\pm$ 0.18
21	23:57:47.564	-32:34:33.42	0.97	0.77	0.79 $\pm$ 0.13
22	23:58:08.203	-32:34:29.41	0.05	0.08	1.58 $\pm$ 0.33
23	23:58:01.931	-32:34:22.97	0.17	0.17	0.97 $\pm$ 0.18
25	23:58:01.300	-32:34:17.09	0.39	0.33	0.85 $\pm$ 0.12
27	23:57:37.901	-32:34:05.99	0.14	0.24	1.77 $\pm$ 0.28
28	23:58:09.188	-32:34:00.98	0.14	0.14	1.03 $\pm$ 0.14
29	23:57:44.339	-32:33:29.38	0.34	0.30	0.89 $\pm$ 0.15
30	23:57:45.978	-32:33:28.50	0.59	0.45	0.77 $\pm$ 0.11
31	23:57:59.471	-32:33:24.04	0.60	0.67	1.12 $\pm$ 0.13
32	23:57:49.701	-32:33:20.77	0.23	0.23	1.00 $\pm$ 0.18
33	23:57:44.444	-32:33:20.75	0.28	0.26	0.95 $\pm$ 0.16
34	23:57:45.185	-32:32:54.55	0.08	0.11	1.46 $\pm$ 0.33
35	23:57:24.652	-32:30:07.12	0.02	0.04	2.32 $\pm$ 0.53
36	23:58:13.798	-32:29:21.29	0.04	0.10	2.70 $\pm$ 0.39
37	23:58:18.634	-32:39:10.02	0.03	0.05	1.35 $\pm$ 0.21
38	23:58:10.107	-32:40:21.20	0.04	0.04	0.87 $\pm$ 0.15
39	23:57:37.949	-32:37:57.75	0.04	0.06	1.32 $\pm$ 0.28
40	23:57:46.970	-32:37:43.74	0.11	0.14	1.20 $\pm$ 0.21
44	23:57:42.750	-32:37:30.07	0.34	0.24	0.70 $\pm$ 0.10
45	23:57:42.575	-32:37:28.34	0.41	0.28	0.68 $\pm$ 0.09
46	23:57:41.075	-32:37:19.04	0.28	0.22	0.79 $\pm$ 0.10
47	23:57:40.883	-32:37:17.17	0.23	0.17	0.74 $\pm$ 0.10
48	23:57:46.399	-32:37:15.56	0.28	0.27	0.96 $\pm$ 0.18
50	23:57:53.571	-32:36:46.08	1.51	1.19	0.78 $\pm$ 0.09

Συνέχεια Πίνακα 3.5

Αριθμός πηγής	RA	DEC	Flux H $\alpha$ ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	Flux [S II] ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	[S II]/H $\alpha$
51	23:57:43.923	-32:36:41.16	0.39	0.66	1.71 $\pm$ 0.26
54	23:57:23.994	-32:34:24.88	0.10	0.13	1.26 $\pm$ 0.16
57	23:57:35.792	-32:35:12.27	0.16	0.25	1.54 $\pm$ 0.25
58	23:57:37.893	-32:36:11.00	0.68	0.72	1.07 $\pm$ 0.14
60	23:57:39.249	-32:35:36.54	0.84	0.54	0.64 $\pm$ 0.08
61	23:57:39.348	-32:35:38.35	0.79	0.62	0.78 $\pm$ 0.10
63	23:57:39.576	-32:34:40.03	1.56	0.98	0.63 $\pm$ 0.07
66	23:57:41.038	-32:37:20.63	0.15	0.13	0.89 $\pm$ 0.14
67	23:57:41.115	-32:37:15.92	0.53	0.37	0.70 $\pm$ 0.08
69	23:57:41.247	-32:33:58.71	0.16	0.23	1.43 $\pm$ 0.25
70	23:57:41.650	-32:35:03.48	0.74	0.58	0.78 $\pm$ 0.12
71	23:57:42.171	-32:37:24.06	0.40	0.37	0.93 $\pm$ 0.12
73	23:57:42.954	-32:35:53.46	0.91	0.65	0.71 $\pm$ 0.09
74	23:57:44.066	-32:36:38.00	1.26	1.11	0.88 $\pm$ 0.11
75	23:57:43.801	-32:36:38.77	0.42	0.58	1.38 $\pm$ 0.21
76	23:57:44.479	-32:33:22.50	0.30	0.31	1.06 $\pm$ 0.16
77	23:57:44.539	-32:33:27.66	0.40	0.34	0.86 $\pm$ 0.13
78	23:57:44.681	-32:33:38.38	0.27	0.27	0.99 $\pm$ 0.19
79	23:57:44.738	-32:33:23.54	0.31	0.31	0.99 $\pm$ 0.16
81	23:57:45.112	-32:37:39.45	0.63	0.57	0.91 $\pm$ 0.11
82	23:57:45.337	-32:33:32.67	0.26	0.27	1.06 $\pm$ 0.20
83	23:57:46.405	-32:35:40.85	0.56	0.57	1.01 $\pm$ 0.19
84	23:57:46.658	-32:37:42.67	0.09	0.14	1.58 $\pm$ 0.31
85	23:57:47.269	-32:34:28.21	1.00	1.02	1.02 $\pm$ 0.15
86	23:57:46.740	-32:30:18.23	0.06	0.06	0.94 $\pm$ 0.14
87	23:57:47.393	-32:35:23.96	4.40	2.78	0.63 $\pm$ 0.07
88	23:57:48.658	-32:32:05.77	0.07	0.09	1.19 $\pm$ 0.18
89	23:57:48.874	-32:37:44.25	0.11	0.12	1.10 $\pm$ 0.23
90	23:57:48.150	-32:34:40.27	1.86	1.21	0.65 $\pm$ 0.08
91	23:57:49.721	-32:35:50.46	0.68	1.18	1.74 $\pm$ 0.36
93	23:57:53.651	-32:34:53.05	0.90	0.76	0.85 $\pm$ 0.11
94	23:57:54.010	-32:35:56.99	1.43	1.06	0.74 $\pm$ 0.09
95	23:57:54.279	-32:34:56.79	0.20	0.27	1.35 $\pm$ 0.31
96	23:57:55.035	-32:34:40.01	0.31	0.35	1.13 $\pm$ 0.23
97	23:57:54.952	-32:34:00.03	1.46	1.00	0.68 $\pm$ 0.08
99	23:57:55.604	-32:35:18.14	0.38	0.44	1.14 $\pm$ 0.19
100	23:57:56.522	-32:33:51.86	1.46	1.13	0.77 $\pm$ 0.10
101	23:57:57.891	-32:34:39.20	0.23	0.41	1.79 $\pm$ 0.39
102	23:57:58.243	-32:34:33.56	1.15	0.95	0.83 $\pm$ 0.11
103	23:57:58.813	-32:37:02.07	0.46	0.33	0.72 $\pm$ 0.10
104	23:57:59.456	-32:34:26.37	0.49	0.50	1.02 $\pm$ 0.15

Συνέχεια Πίνακα 3.5

Αριθμός πηγής	RA	DEC	Flux H $\alpha$ ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	Flux [S II] ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	[S II]/H $\alpha$
105	23:57:59.715	-32:33:49.54	0.94	0.63	0.67 $\pm$ 0.08
106	23:57:59.629	-32:33:23.35	1.17	1.29	1.11 $\pm$ 0.13
107	23:57:59.769	-32:34:26.13	0.87	0.64	0.74 $\pm$ 0.10
108	23:58:00.466	-32:34:20.08	0.19	0.21	1.11 $\pm$ 0.23
109	23:58:00.830	-32:33:43.70	1.08	0.70	0.64 $\pm$ 0.08
110	23:58:00.861	-32:33:42.52	1.23	1.04	0.84 $\pm$ 0.10
111	23:58:01.158	-32:35:04.39	0.31	0.39	1.24 $\pm$ 0.20
113	23:58:01.509	-32:34:45.53	0.19	0.19	1.01 $\pm$ 0.19
114	23:58:01.473	-32:34:54.61	0.26	0.28	1.04 $\pm$ 0.19
115	23:58:01.948	-32:34:20.92	0.19	0.17	0.92 $\pm$ 0.16
116	23:58:09.583	-32:34:41.40	0.08	0.13	1.61 $\pm$ 0.26
117	23:58:06.662	-32:35:14.34	0.52	0.39	0.75 $\pm$ 0.09
118	23:58:06.268	-32:35:10.69	0.29	0.25	0.88 $\pm$ 0.11
119	23:58:06.504	-32:35:18.79	0.10	0.11	1.16 $\pm$ 0.18
120	23:58:05.949	-32:35:17.75	0.10	0.09	0.92 $\pm$ 0.15
121	23:58:04.393	-32:34:36.81	0.03	0.06	2.33 $\pm$ 0.64
122	23:58:03.402	-32:33:50.52	0.26	0.19	0.73 $\pm$ 0.11
123	23:58:14.567	-32:35:53.58	0.08	0.15	1.78 $\pm$ 0.24
126	23:57:39.311	-32:35:37.05	0.89	0.65	0.73 $\pm$ 0.09
128	23:57:45.104	-32:37:39.43	0.62	0.56	0.90 $\pm$ 0.11
133	23:57:51.300	-32:36:30.12	0.90	1.14	1.26 $\pm$ 0.17
136	23:57:55.240	-32:34:35.15	2.83	2.06	0.73 $\pm$ 0.09
144	23:58:00.167	-32:33:26.02	5.15	5.11	0.99 $\pm$ 0.11

Συνέχεια Πίνακα 3.5

Αριθμός πηγής	RA	DEC	Flux H $\alpha$ ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	Flux [S II] ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	[S II]/H $\alpha$
1	20:34:52.667	+60:08:34.12	0.55	0.68	1.24 $\pm$ 0.21
2	20:35:25.950	+60:07:42.89	0.08	0.09	1.05 $\pm$ 0.19
3	20:34:32.243	+60:08:21.13	0.22	0.22	1.02 $\pm$ 0.19

Πίνακας 3.6: Πηγές NGC 6946

Αριθμός πηγής	RA	DEC	Flux H $\alpha$ ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	Flux [S II] ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	[S II]/H $\alpha$
5	20:35:21.801	+60:10:23.01	0.24	0.21	0.89 $\pm$ 0.16
6	20:34:45.568	+60:09:41.77	0.11	0.13	1.15 $\pm$ 0.24
7	20:34:30.241	+60:09:32.98	0.05	0.81	1.77 $\pm$ 0.44
8	20:35:14.456	+60:08:19.48	0.07	0.16	2.39 $\pm$ 0.40
9	20:35:14.810	+60:08:16.28	0.14	0.17	1.19 $\pm$ 0.21
10	20:34:52.222	+60:08:24.71	0.11	0.20	1.85 $\pm$ 0.35
11	20:34:52.037	+60:08:20.95	0.17	0.18	1.07 $\pm$ 0.19
12	20:35:02.332	+60:08:00.17	0.09	0.16	1.78 $\pm$ 0.32
13	20:34:26.970	+60:08:35.96	0.06	0.11	1.73 $\pm$ 0.34
14	20:34:36.234	+60:08:04.53	0.24	0.26	1.08 $\pm$ 0.19
15	20:35:14.437	+60:07:11.98	0.05	0.10	2.19 $\pm$ 0.43
16	20:35:14.837	+60:07:05.34	0.06	0.11	1.67 $\pm$ 0.31
17	20:34:29.668	+60:07:36.94	0.03	0.06	1.95 $\pm$ 0.51
18	20:35:12.564	+60:06:43.47	0.15	0.13	0.87 $\pm$ 0.15
19	20:34:49.656	+60:07:03.81	0.26	0.22	0.85 $\pm$ 0.15
20	20:34:46.728	+60:06:44.87	0.54	0.46	0.86 $\pm$ 0.14
21	20:35:20.891	+60:06:01.52	0.06	0.11	1.95 $\pm$ 0.34
22	20:34:47.108	+60:06:37.12	0.17	0.16	0.94 $\pm$ 0.17
23	20:34:51.422	+60:06:00.09	0.13	0.16	1.22 $\pm$ 0.21
24	20:34:38.870	+60:06:02.86	0.04	0.05	1.20 $\pm$ 0.26
25	20:35:21.840	+60:05:13.04	1.22	3.41	2.79 $\pm$ 0.46
26	20:34:47.200	+60:05:46.47	0.08	0.12	1.45 $\pm$ 0.28
27	20:35:21.389	+60:05:07.30	0.44	0.90	2.05 $\pm$ 0.34
28	20:34:34.828	+60:05:52.70	0.06	0.10	1.63 $\pm$ 0.34
29	20:34:34.031	+60:05:50.43	0.05	0.06	1.26 $\pm$ 0.28
30	20:34:30.590	+60:05:52.06	0.11	0.12	1.01 $\pm$ 0.18
31	20:34:49.229	+60:05:32.18	0.09	0.19	2.12 $\pm$ 0.40
32	20:34:30.569	+60:05:50.95	0.10	0.09	0.88 $\pm$ 0.16
33	20:34:30.395	+60:05:50.20	0.08	0.09	1.03 $\pm$ 0.19
34	20:34:37.996	+60:05:26.78	0.04	0.06	1.44 $\pm$ 0.31
35	20:34:38.044	+60:05:25.32	0.05	0.07	1.30 $\pm$ 0.26
36	20:34:34.571	+60:13:03.08	0.27	0.74	2.76 $\pm$ 0.46
37	20:34:37.144	+60:04:49.83	0.09	0.11	1.21 $\pm$ 0.23
38	20:35:19.547	+60:11:57.52	0.05	0.08	1.51 $\pm$ 0.29
39	20:35:15.389	+60:11:24.66	0.13	0.13	0.99 $\pm$ 0.19
40	20:35:18.552	+60:10:56.43	0.23	0.3	1.37 $\pm$ 0.23
41	20:34:54.202	+60:11:03.34	0.13	0.17	1.31 $\pm$ 0.25
42	20:34:33.729	+60:10:55.18	0.22	0.20	0.91 $\pm$ 0.16

Συνέχεια Πίνακα 3.6

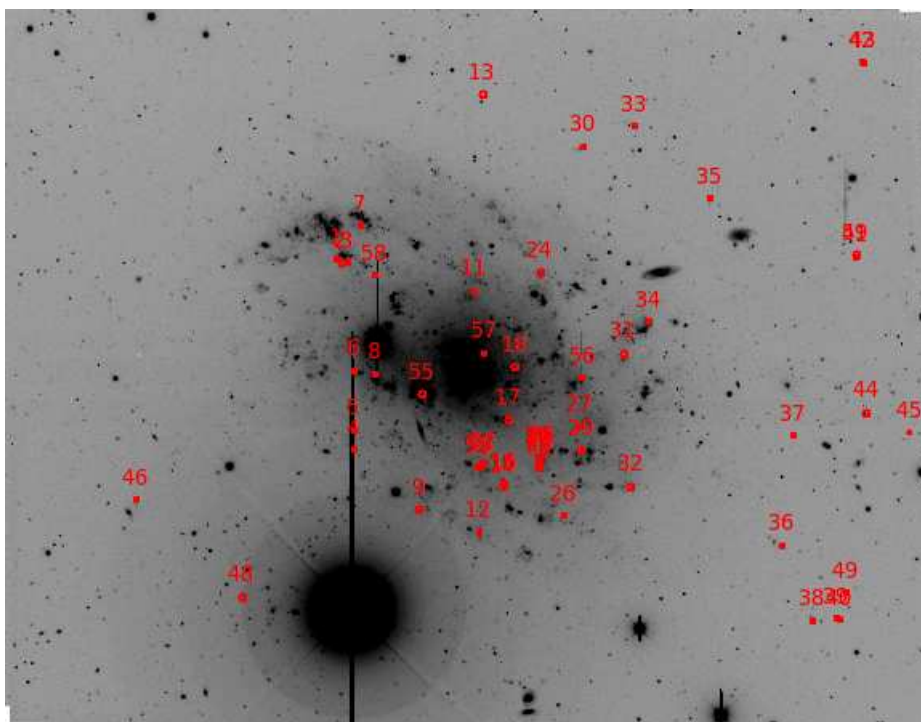
Αριθμός πηγής	RA	DEC	Flux H $\alpha$ ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	Flux [S II] ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	[S II]/H $\alpha$
43	20:34:27.029	+60:10:46.93	0.17	0.17	1.00 $\pm$ 0.19
44	20:35:04.172	+60:10:07.31	0.12	0.14	1.16 $\pm$ 0.24
45	20:35:05.410	+60:10:00.91	0.09	0.16	1.70 $\pm$ 0.33
46	20:34:44.094	+60:10:17.49	0.08	0.13	1.57 $\pm$ 0.37
47	20:34:29.214	+60:10:32.51	0.13	0.25	1.88 $\pm$ 0.33
48	20:34:45.737	+60:09:50.63	0.12	0.15	1.23 $\pm$ 0.25
49	20:34:45.568	+60:09:41.77	0.11	0.13	1.15 $\pm$ 0.24
50	20:34:56.697	+60:09:20.71	0.13	0.19	1.53 $\pm$ 0.30
51	20:34:56.411	+60:09:19.60	0.19	0.29	1.56 $\pm$ 0.28
52	20:34:56.808	+60:09:14.66	0.12	0.19	1.60 $\pm$ 0.30
53	20:35:23.456	+60:08:39.25	0.15	0.14	0.93 $\pm$ 0.17
54	20:35:24.126	+60:08:36.35	0.27	0.29	1.07 $\pm$ 0.18
55	20:35:21.226	+60:06:04.39	0.05	0.11	2.42 $\pm$ 0.42
56	20:35:21.506	+60:07:05.83	1.17	2.86	2.46 $\pm$ 0.40
57	20:35:23.639	+60:10:22.45	0.69	0.59	0.85 $\pm$ 0.14
58	20:35:22.094	+60:10:23.62	0.25	0.22	0.88 $\pm$ 0.16
59	20:35:13.828	+60:09:02.69	0.16	0.19	1.20 $\pm$ 0.21
60	20:35:16.027	+60:11:24.72	0.05	0.08	1.52 $\pm$ 0.33
61	20:35:05.055	+60:09:39.65	0.13	0.15	1.19 $\pm$ 0.22
62	20:35:05.683	+60:10:00.17	0.12	0.15	1.23 $\pm$ 0.24
63	20:35:00.737	+60:11:30.71	0.49	0.40	0.81 $\pm$ 0.14
64	20:34:24.317	+60:12:29.66	0.06	0.07	1.24 $\pm$ 0.24
65	20:34:52.019	+60:08:52.94	0.07	0.15	2.27 $\pm$ 0.59
66	20:34:52.814	+60:08:59.52	0.24	0.26	1.09 $\pm$ 0.21
67	20:34:52.261	+60:08:21.89	0.13	0.18	1.37 $\pm$ 0.25
68	20:34:52.705	+60:08:34.72	0.50	0.56	1.13 $\pm$ 0.19
69	20:34:50.985	+60:06:01.34	0.07	0.13	1.91 $\pm$ 0.37
70	20:34:17.201	+60:09:11.02	0.26	0.23	0.91 $\pm$ 0.16
71	20:34:24.842	+60:09:27.61	0.14	0.33	2.37 $\pm$ 0.41
72	20:34:26.325	+60:08:38.43	0.04	0.08	2.22 $\pm$ 0.55
73	20:34:29.437	+60:09:40.93	0.07	0.09	1.37 $\pm$ 0.29
74	20:34:29.694	+60:09:38.09	0.14	0.14	0.99 $\pm$ 0.18
75	20:34:33.376	+60:11:00.61	0.24	0.44	1.80 $\pm$ 0.32
76	20:34:37.345	+60:13:04.26	0.06	0.10	1.79 $\pm$ 0.31
77	20:34:32.359	+60:08:21.67	0.13	0.17	1.31 $\pm$ 0.26
78	20:34:33.808	+60:06:59.09	0.11	0.14	1.32 $\pm$ 0.26
79	20:34:34.019	+60:07:00.24	0.06	0.12	1.84 $\pm$ 0.37
80	20:34:37.601	+60:10:25.23	0.03	0.10	2.82 $\pm$ 0.79
81	20:34:34.393	+60:06:47.24	0.16	0.26	1.64 $\pm$ 0.29
82	20:34:43.869	+60:10:17.60	0.14	0.20	1.44 $\pm$ 0.28
83	20:34:38.190	+60:04:37.77	0.06	0.10	1.51 $\pm$ 0.31

Συνέχεια Πίνακα 3.6

Αριθμός πηγής	RA	DEC	Flux H $\alpha$ ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	Flux [S II] ( $ergsec^{-1}cm^{-2}$ ) ( $\times 10^{-15}$ )	[S II]/H $\alpha$
84	20:34:45.641	+60:09:48.09	0.13	0.17	1.31 $\pm$ 0.26
85	20:34:47.159	+60:10:59.74	0.08	0.09	1.16 $\pm$ 0.24
86	20:34:46.070	+60:09:49.40	0.19	0.19	1.03 $\pm$ 0.19
87	20:34:52.020	+60:11:00.68	0.04	0.10	2.40 $\pm$ 0.61

Συνέχεια Πίνακα 3.6

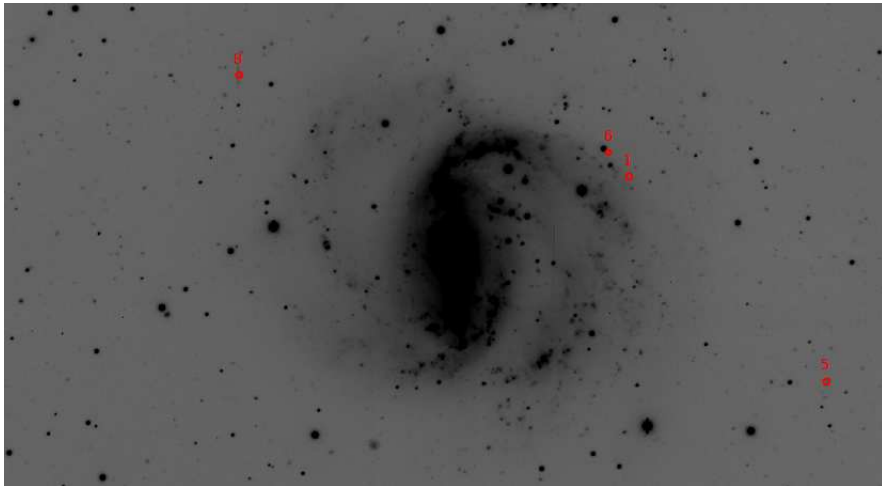
Στις εικόνες που ακολουθούν (σχήματα 3.1 - 3.6) βλέπουμε την κατανομή αυτών των πηγών στους γαλαξίες,



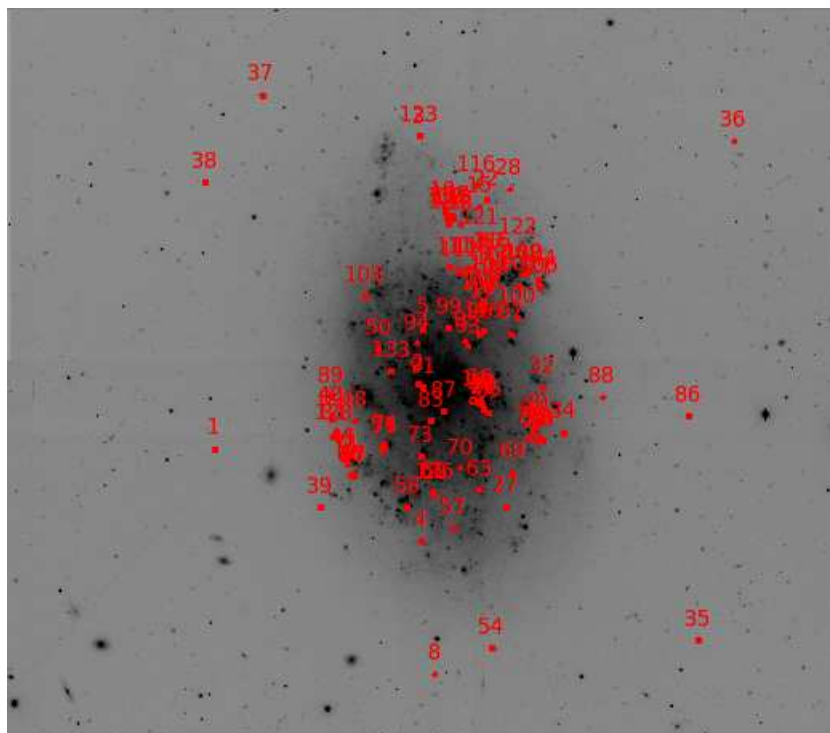
Σχήμα 3.1: NGC 45



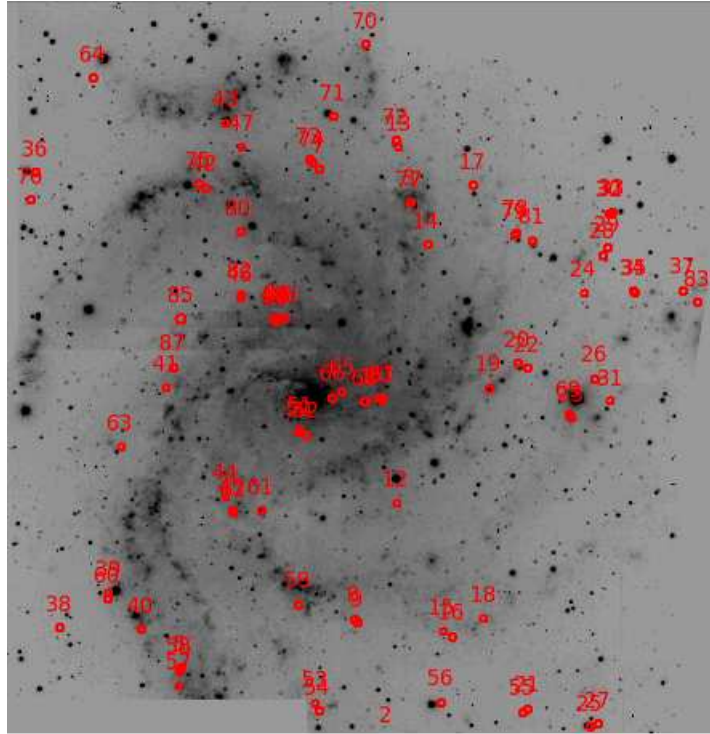




Σχήμα 3.4: NGC 1672



Σχήμα 3.5: NGC 7793



Σχήμα 3.6: NGC 6946

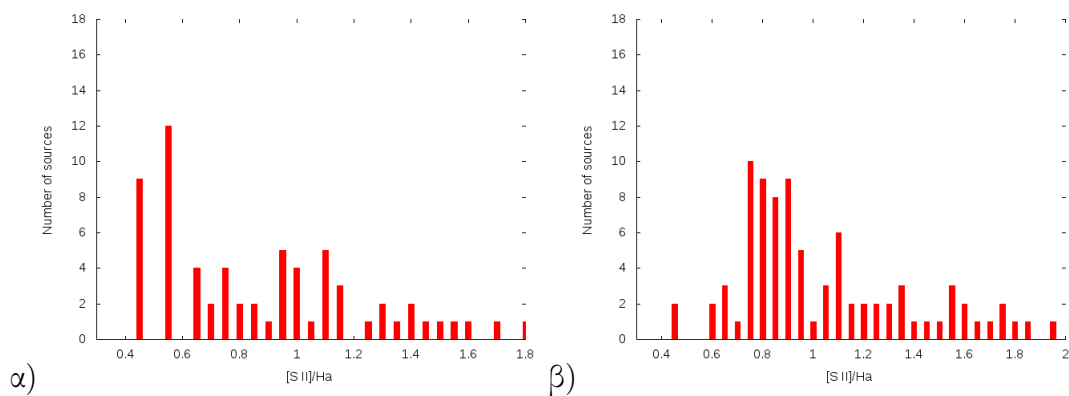
## Κεφάλαιο 4

### ΣΥΖΗΤΗΣΗ

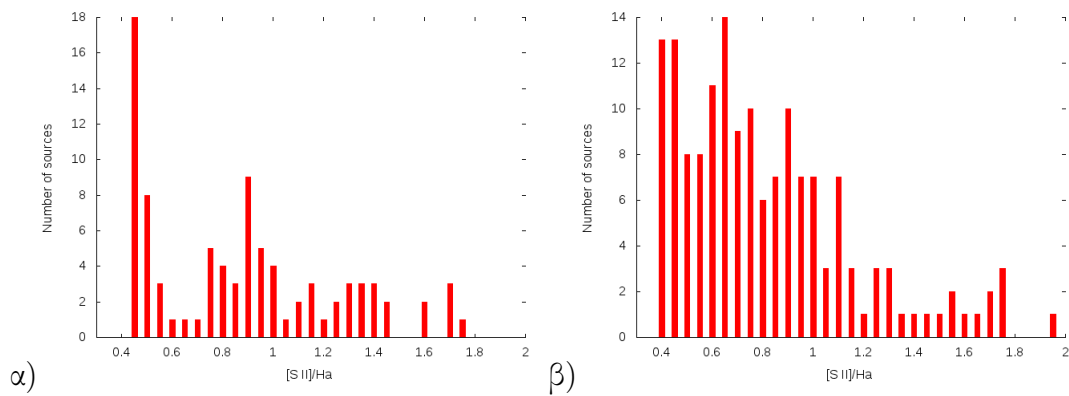
Σε αυτό το κεφάλαιο γίνεται συζήτηση των αποτελεσμάτων, σύγκριση με προηγούμενες μελέτες και συσχέτιση με τις λαμπρότητες των γαλαξιών σε διάφορα μήκη κύματος, που είναι ενδεικτικές του ρυθμού σχηματισμού αστέρων.

Στα σχήματα 4.1 - 4.3 τα ιστογράμματα δείχνουν τον αριθμό των πηγών συναρτήσει των λόγων  $\frac{[S II]}{H\alpha}$ , για τις πηγές των γαλαξιών του νότιου ημισφαιρίου και του γαλαξία NGC 6946, που έχουν ανιχνευθεί έως τώρα. Ο γαλαξίας NGC 1672 δεν συμπεριλαμβάνεται σε αυτά, καθώς έχει ανιχνευθεί πολύ μικρός αριθμός πηγών και δεν επαρκεί για την κατασκευή ενός τέτοιου στατιστικού διαγράμματος. Όπως αναφέρθηκε και στο πρώτο κεφάλαιο, ο λόγος  $\frac{[S II]}{H\alpha}$  αποτελεί έναν εμπειρικό τρόπο διαχωρισμού του μηχανισμού της κρουστικής διέγερσης που επικρατεί στα ΥΥ από αυτόν του φωτοϊονισμού που επικρατεί στα άλλα νεφελώματα. Ο μηχανισμός της κρουστικής διέγερσης υποδεικνύει λόγους μεγαλύτερους από 0.4, ενώ του φωτοϊονισμού λόγους γύρω το 0.1. Όσο μεγαλύτερος είναι αυτό ο λόγος, τόσο πιο ισχυρή είναι η κρουστική διέγερση.

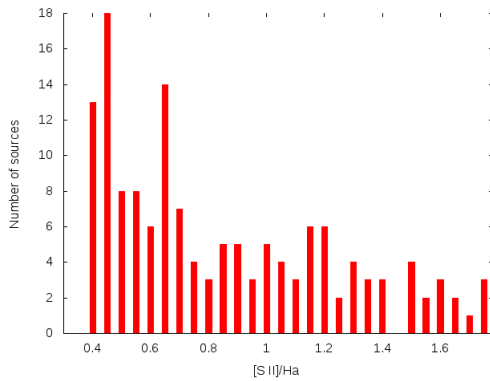
Παρατηρούμε ότι συνολικά, το μεγαλύτερο ποσοστό των πηγών έχουν λόγους  $\frac{[S II]}{H\alpha} < 1$ .



Σχήμα 4.1: a) NGC 45 b) NGC 55

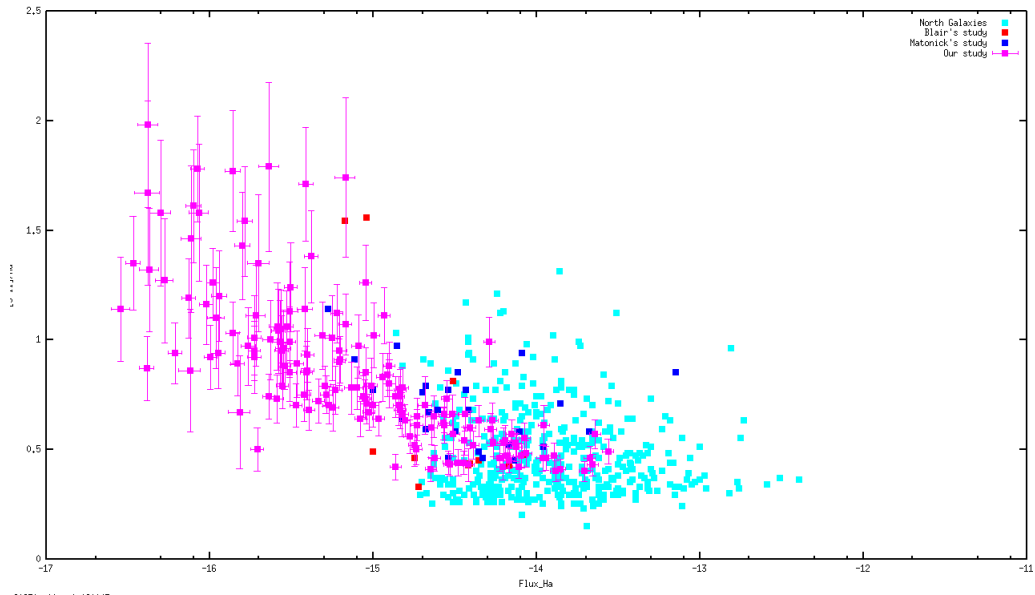


Σχήμα 4.2: α) NGC 1313 β) NGC 7793



Σχήμα 4.3: NGC 6946

Σε προηγούμενη μελέτη [17], έχει βρεθεί ένας αριθμός φασματοσκοπικών ΥΥ στον γαλαξία NGC 7793. Προκειμένου να γίνει σύγκριση της δικής μας μελέτης με την προηγούμενη, εξετάσαμε όλες τις ανιχνευμένες πηγές του συγκεκριμένου γαλαξία. Στο σχήμα 4.4 απεικονίζεται το διάγραμμα λόγου  $\frac{[S II]}{H\alpha}$  συναρτήσει της ροής ακτινοβολίας  $H\alpha$ , για τον γαλαξία NGC 7793 της δικής μας μελέτης και της προηγούμενης [17], καθώς επίσης και μελετών που αφορούν ΥΥ σε κοντινούς γαλαξίες [13, 21]. Παρατηρούμε ότι σε όλες οι μελέτες οι πηγές με ροή ακτινοβολίας στο  $H\alpha$  της τάξης του  $10^{-15} - 5 \cdot 10^{-13}$ , παρουσιάζουν παρόμοιους λόγους  $\frac{[S II]}{H\alpha}$  μεταξύ 0.4 και 0.8 κυρίως. Η μεγάλη διάμετρος του τηλεσκοπίου που χρησιμοποιήσαμε (Blanco 4m) συγκριτικά με αυτή των προηγούμενων μελετών, μας έδωσε τη δυνατότητα να ανιχνεύσουμε αρκετά πιο αμυδρές πηγές, δηλαδή μέχρι της τάξης του  $5 \cdot 10^{-17} \text{ erg/s/cm}^2$ .



Σχήμα 4.4: NGC 7793

Δεδομένου ότι τα ΥΥ απεικονίζουν το τελευταίο στάδιο ζωής των αστέρων μεγάλης μάζας, μπορούν να θεωρηθούν ως δείκτες του ρυθμού σχηματισμού αστέρων (Star Formation Rate - SFR). Για να διαπιστώσουμε αυτήν τη συσχέτιση, κατασκευάσαμε διαγράμματα που απεικονίζουν τον αριθμό των υποψήφιων ΥΥ που ανιχνεύθηκαν σε κάθε γαλαξία συναρτήσει των λαμπροτήτων α) στο  $H\alpha$ , β) στο ράδιο και γ) στο FIR.

α) Η εκπομπή στο  $H\alpha$  σχετίζεται με τον ρυθμό σχηματισμού αστέρων, καθώς κατά τη διάρκειά του γραμμές Balmer εκπέμπονται λόγω ακτινοβολίας ανασύνδεσης. Η σχέση που συνδέει το SFR με τη λαμπρότητα ενός γαλαξία είναι η εξής [31]:

$$SFR_{H\alpha} = \frac{L(H\alpha)}{1.5 \times 10^{34} W} M_{\odot} yr^{-1}$$

β) Η μη θερμική ακτινοβολία στο ράδιο (1.4 GHz) κατά τον σχηματισμό αστέρων προέρχεται κυρίως από την ακτινοβολία σύγχροτρον η οποία προέρχεται από την επιτάχυνση ηλεκτρονίων.

$$SFR_{1.4} = \frac{L_{1.4}}{4.0 \times 10^{21} W Hz^{-1}} M_{\odot} yr^{-1}$$

γ) Η ακτινοβολία στο Far Infrared (FIR) στις περιοχές σχηματισμού αστέρων προέρχεται από την απορρόφηση ακτινοβολίας των αστέρων από κόκκους και στη συνέχεια την επανεκπομπή της στο FIR.

Γαλαξίας	Luminosity Ha $\times 10^{40}$ (erg/s)	Luminosity FIR $\times 10^{42}$ (erg/s)	Luminosity Radio $\times 10^{19}$ (W/Hz)	Distance (Mpc)
NGC1313	3.88	4.68	nan	4.05
NGC7793	3.4	2.21	1.66	3.70
NGC2403	5.93	4.33	39.6	3.49
NGC45	5.19	1.17	1.9	9.20
NGC6946	25	31.8	589	5.62
NGC4395	0.37	0.24	1.73	4.53
NGC5204	0.86	0.39	1.46	5.39
NGC3077	0.84	0.94	5.01	3.65
NGC4214	4.00	2.52	13.7	3.30
NGC4449	5.10	4.10	56	3.79
NGC55	3.02	22.5	17.9	1.94
NGC300	1.50	1.16	0.26	1.96
M101	21.4	41.7	512.9	5.40
M81	0.0001	5.55	57.5	3.63
M33	3.10	2.86	31.6	0.80

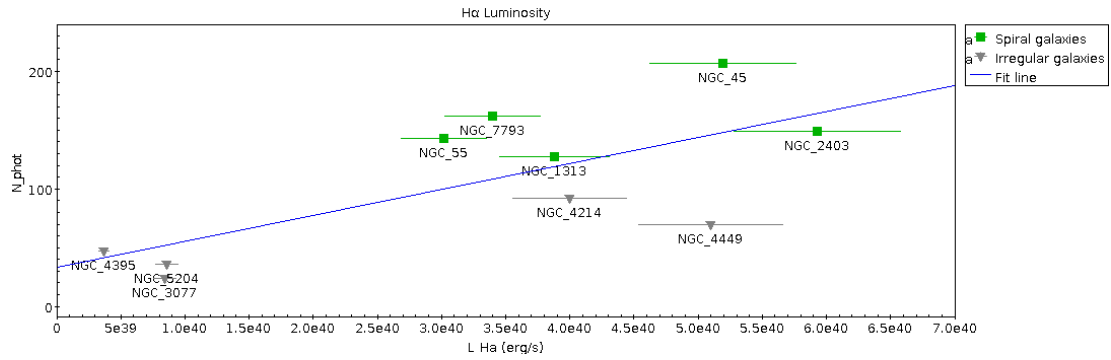
Table 4.1: Πληροφορίες γαλαξιών

$$SFR_{FIR} = \frac{L_{FIR}}{5.1 \times 10^{23} \text{WHz}^{-1}} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$$

Στο ίδιο διάγραμμα έχουμε χρησιμοποιήσει και δεδομένα από τους γαλαξίες του πρώτου δείγματος [13, 30] (οι άμορφοι γαλαξίες και ο γαλαξίας NGC 2403), προκειμένου να διαπιστώσουμε αν υπάρχουν διαφορές για τους διαφορετικούς τύπους γαλαξιών.

Σε όλες τις παραπάνω σχέσεις βλέπουμε ότι το SFR έχει γραμμική εξάρτηση από τη λαμπρότητα των γαλαξιών. Από τη στιγμή που και οι λαμπρότητες αυτές και ο αριθμός ΥΥ είναι ποσότητες ενδεικτικές του SFR ενός γαλαξία, περιμένουμε στις παρακάτω γραφικές να παρατηρήσουμε μια ανάλογη αύξηση των δύο μεγεθών, δηλαδή με την αύξηση της λαμπρότητας να αυξάνεται και ο αριθμός των υποψήφιων ΥΥ.





Σχήμα 4.5:  $N_{\text{phot}} - L_{\text{Ha}}$

Το διάγραμμα δείχνει τον αριθμό των φωτομετρικών πηγών συναρτήσει της λαμπρότητας στο Ha. Παρατηρούμε μία γραμμική εξάρτηση, με συντελεστή συσχέτισης (correlation coefficient) 0.71, όπως ήταν αναμενόμενο, αφού μεγάλος αριθμός ΥΥ είναι αποτέλεσμα μεγάλου SFR. Βλέπουμε επίπλέον μία τάση για τους σπειροειδείς γαλαξίες να έχουν υψηλότερες λαμπρότητες. Αυτό είναι επίσης αναμενόμενο, καθώς οι σπειροειδείς γαλαξίες όντας νεότεροι, πρέπει να παρουσιάζουν μεγαλύτερο SFR συγκριτικά με τους ακανόνιστους, άρα και μεγαλύτερο αριθμό ΥΥ. Στο ίδιο διάγραμμα προσθέσαμε και αποτελέσματα από προηγούμενες μελέτες για τους γαλαξίες NGC 300 [17], M81 [32], M33 [33] βελτιώνοντας έτσι τον συντελεστή συσχέτισης σε 0.75 (Σχήμα 4.6).

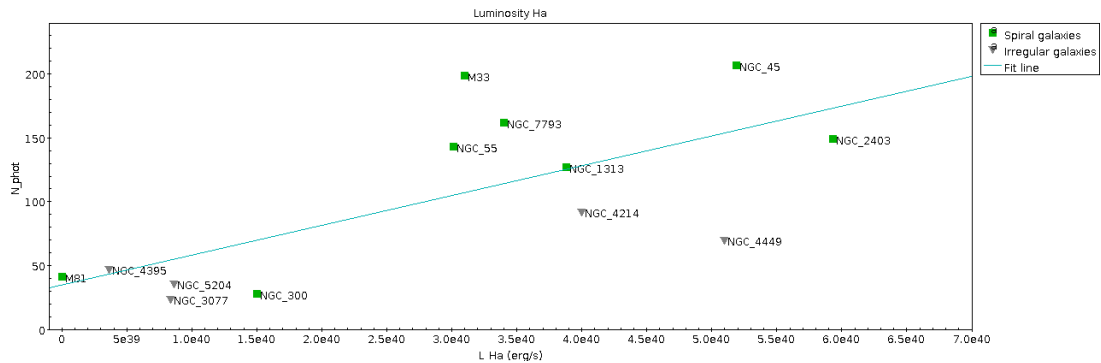
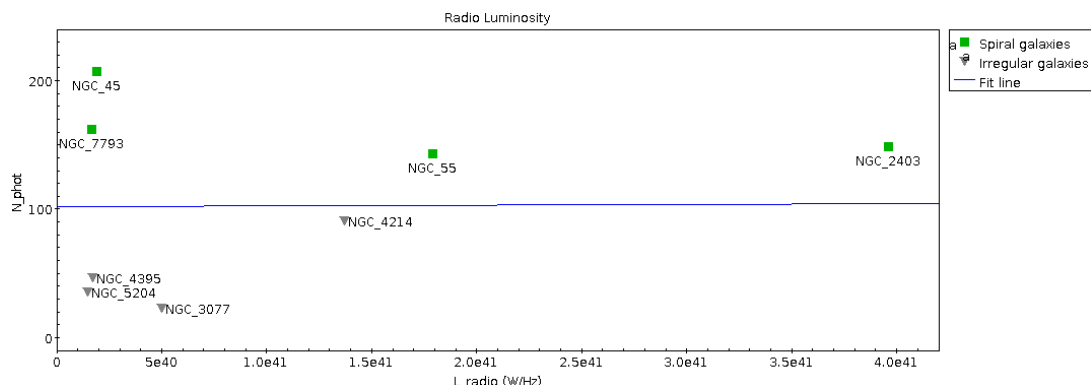
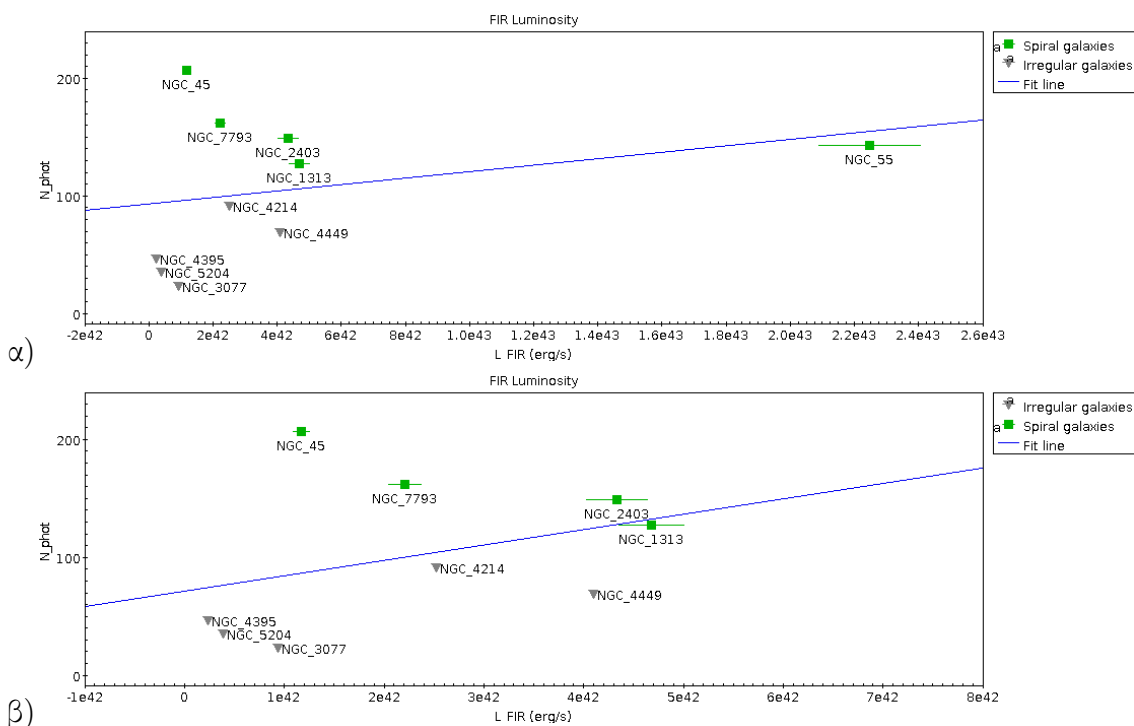


Figure 4.6:  $N_{\text{phot}} - L_{\text{Ha}}$

Σχήμα 4.7:  $N_{\text{phot}}$  -  $L_{\text{radio}}$ 

Παρόμοια τάση για τους σπειροειδείς γαλαξίες παρουσιάζεται και στη σχέση του αριθμού των φωτομετρικών ΥΥ συναρτήσεως της λαμπρότητας στο ραδιοφωνικό. Αν και η λαμπρότητα στο ραδιοφωνικό και ο αριθμός πηγών αυξάνονται ταυτόχρονα, δε φαίνεται να έχουν ραμμική εξάρτηση, καθώς συντελεστής συσχέτισης είναι 0.02. Οι γαλαξίες NGC 4449 και NGC 7793 παρουσιάζουν μεγάλη λαμπρότητα και αυτό επηρεάζει σημαντικά τον συντελεστή συσχέτισης. Στην περίπτωση του πρώτου, η ασυμφωνία αυτή μπορεί να εξηγηθεί λόγω της μεγάλης αβεβαιότητας της απόστασης του γαλαξία [30]. Η αρκετά μικρή λαμπρότητα για τον γαλαξία NGC 7793 μπορεί να εξηγηθεί από το γεγονός ότι είναι γαλαξίας μεταγενέστερου τύπου.



Σχήμα 4.8:  $N_{phot}$  -  $L_{FIR}$

Παρατηρούμε πάλι ότι τα φωτομετρικά ΥΥ και η λαμπρότητα στο FIR αυξάνονται ταυτόχρονα με απουσία του γαλαξία NGC 55 από το διάγραμμα (Σχ. 4.7β). Η διαφορά της θέσης του πάνω στο διάγραμμα συγκριτικά με τους υπόλοιπους γαλαξίες (Σχ. 4.7α), οφείλεται πιθανότατα στην μικρή του απόσταση (2Mpc) που συνεπάγεται την αυξημένη του λαμπρότητα. Η σχέση των δύο ποσοτήτων όμως πάλι δεν είναι γραμμική καθώς ο συντελεστής συσχέτισης είναι 0.3 όταν συμπεριλαμβανούμε τον NGC 55 και 0.4 χωρίς να τον συμπεριλάβουμε.

Συνολικά, σε όλες τις γραφικές παραστάσεις παρατηρούμε ταυτόχρονη αύξηση μεταξύ ανιχνευμένων πηγών και λαμπρότητας γαλαξιών. Αυτό είναι αναμενόμενο γιατί μεγάλος αριθμός φωτομετρικών ΥΥ δηλώνει αυξημένο SFR και συνεπώς αύξηση της λαμπρότητας των γαλαξιών. Στους σπειροειδείς γαλαξίες επίσης, πράγματι περιμένουμε μεγαλύτερο αριθμό πηγών, καθώς εκεί ο SFR παρουσιάζεται πιο ισχυρός. Με τη μελέτη όλου του δείγματος των πηγών αναμένουμε μία γραμμικότητα στη σχέση αριθμού ΥΥ και λαμπροτήτων χωρίς πολλές ασυμφωνίες, και πιο αυστηρά διαχωρισμένους τους σπειροειδείς από τους άμορφους γαλαξίες πάνω στα διαγράμματα.

Οι τύποι των υπερκαινοφανών από τους οποίους προέρχονται τα ΥΥ που παρατηρούμε σε έναν γαλαξία αναμένονται διαφορετικοί στους διάφορους τύπους γαλαξιών. Στους σπειροειδείς γαλαξίες τα περισσότερα από τα ΥΥ που ανιχνεύουμε περιμένουμε να προέρχονται από υπερκαινοφανείς τύπου II και να βρίσκονται στις σπείρες των γαλαξιών, όπου είναι οι περιοχές σχηματισμού και εξέλιξης αστέρων μεγάλης μάζας. Αυτό μπορεί να εξηγηθεί από την ηλικία των γαλαξιών. Οι σπειροειδείς είναι νεαροί γαλαξίες και επομένως υπάρχουν λίγες πιθανότητες να φιλοξενούν αστέρες που έχουν περάσει στη φάση του λευκού νάνου και επομένως να συμβεί έκρηξη υπερκαινοφανούς τύπου Ia. Αντίθετα, η εξέλιξη αστέρων μεγάλης μάζας και συνεπώς η έκρηξή τους ως υπερκαινοφανείς τύπου II γίνεται με γρήγορους ρυθμούς γεγονός που ευνοεί την ύπαρξή τους σε σπειροειδείς γαλαξίες. Η μάζα του γαλαξία δεν επηρεάζει τον αριθμό των ΥΥ που ανιχνεύουμε. Αυτό που είναι ενδεικτικό για το SFR, είναι η σκόνη στον γαλαξία η οποία κατά την περιστροφή του συμπιέζεται πυροδοτώντας τον σχηματισμό νέων αστέρων. Όμως η σκόνη δεν επηρεάζει σημαντικά τη μάζα του γαλαξία, όπως τα αστέρια για παράδειγμα, και άρα η μάζα δεν μπορεί να είναι ενδεικτική του SFR και κατά συνέπεια του αριθμού των ΥΥ, ούτε του τύπου υπερκαινοφανών.

## Κεφάλαιο 5

# ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΟ ΕΡΓΟ

Σαν επόμενο βήμα αυτής της μελέτης οι στόχοι είναι οι εξής:

1. Λήψη φασμάτων για όλα τα υποψήφια ΥΥ, με σκοπό να διαπιστώσουμε αν πράγματι αποτελούν ΥΥ ή αν πρόκειται για άλλα αντικείμενα.
2. Μελέτη της αλληλεπίδρασης των ΥΥ με τη μεσοαστρική ύλη.
3. Μελέτη των πηγών που ανιχνεύθηκαν σε άλλα μήκη κύματος όπως ραδιοφωνικό και ακτίνες Χ.

# Βιβλιογραφία

[1]

[1. [http://www.astro.ru.nl/~onnop/education/stev\\_utrecht\\_notes/chapter9-11.pdf](http://www.astro.ru.nl/~onnop/education/stev_utrecht_notes/chapter9-11.pdf)]

[2. [http://xycosmos.blogspot.gr/2015\\_03\\_01\\_archive.html](http://xycosmos.blogspot.gr/2015_03_01_archive.html) ]

[3. <http://astronomy.starrynight.com/media-gallery/detail/166/1391> ]

[4. Shu, 1981]

[5. [https://en.wikipedia.org/wiki/Type\\_II\\_supernova](https://en.wikipedia.org/wiki/Type_II_supernova)]

[6. <http://pages.uoregon.edu/jimbrou/astr122/Notes/Chapter21.html>]

[7. Γούδης, 1991]

[8. <http://www.amateur-astronomy.gr/supernovae.html>]

[9. <http://tanyaslchem.blogspot.gr/2011/05/kinetics-objectives-625-to-627.html>]

[10. Mathewson & Clarke, 1973]

[11. Fesen, 1985]

[12. Λεωνιδάκη, 2012]

[13. Leonidaki, Zezas, Boumis, 2013]

[14. <https://ned.ipac.caltech.edu/forms/byname.html>]

[15. Pannuti et al., 2015 ]

[16. Andrew et al., 2013 ]

[17. Blair, 1996]

[18. Pakull et al., 2010 ]

[19. Pannuti et al., 2011 ]

[21. Matonick et al., 1997 ]

[23. Bruursema et al., 2014]

[22. Pannuti et al., 2006 ]

[20. Pannuti et al., 2002 ]

[24. <http://www.ctio.noao.edu/noao/content/victor-blanco-4-m-telescope> ]

- [25. <https://jimskies.wordpress.com/2015/07/22/searching-for-the-universes-dark-side/> ]
- [26. <http://www.ctio.noao.edu/> ]
- [27. <http://www.ctio.noao.edu/noao/content/mosaic-filters>]
- [28. <http://www.gnhm.gr/event>]
- [29. <http://helmos.astro.noa.gr/instr.html>]
- [30. Leonidaki, Zezas, Boumis, 2010]
- [31. <http://www.physics.usyd.edu.au/~ahopkins/thesis/node11.html>]
- [32. Lee et al., 2015]
- [33. Lee et al., 2014]