

**ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ**

**Ανίχνευση και μελέτη υπολειμμάτων  
υπερκαινοφανών και εξωγαλαξιακής σκόνης**



**Αλικάκος Ιωάννης**

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΠΑΤΡΩΝ ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

ΕΘΝΙΚΟ ΑΣΤΕΡΟΣΚΟΠΕΙΟ ΑΘΗΝΩΝ

ΜΑΡΤΙΟΣ 2011



ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

# Ανίχνευση και μελέτη υπολειμμάτων υπερκαινοφανών και εξωγαλαξιακής σκόνης

Αλικάκος Ιωάννης

Συμβουλευτική Επιτροπή:

Γούδης Χρήστος

Γερογιάννης Βασίλειος

Ξυλούρης Εμμανουήλ

Εθνικό Αστεροσκοπείο Αθηνών,  
Ινστιτούτο Αστρονομίας και Αστροφυσικής

Πανεπιστήμιο Πατρών  
Σχολή Θετικών Επιστημών  
Τμήμα Φυσικής,  
Εργαστήριο Αστρονομίας

Η εικόνα στο εξώφυλλο είναι το γνωστό υπόλειμμα υπερκαινοφανούς αστέρα Grab Nebula (Νεφέλωμα του Καρκίνου), που πάρθηκε από το τηλεσκόπιο Αρίσταρχος στα φίλτρα B, V, και Ha με χρόνους έκθεσης 300 δευτερολέπτων έκαστη.



Η επταμελής εξεταστική επιτροπή απαρτιζόταν (αλφαβητικά) από τους:

Γερογιάννη Βασίλειο  
Καθηγητή  
Πανεπιστημίου Πατρών

---

Γούδη Χρήστο  
Καθηγητή  
Πανεπιστημίου Πατρών

---

Δανέζη Εμμανουήλ  
Επίκουρου Καθηγητή  
Πανεπιστημίου Αθηνών

---

Δαπέργολα Αναστάσιο  
Διευθυντής Ερευνών του  
Εθνικού Αστεροσκοπείου Αθηνών  
Ινστιτούτου Αστρονομίας και Αστροφυσικής

---

Μπούμη Παναγιώτη  
Κύριος Ερευνητής του  
Εθνικού Αστεροσκοπείου Αθηνών  
Ινστιτούτου Αστρονομίας και Αστροφυσικής

---

Ξυλούρη Εμμανουήλ  
Κύριος Ερευνητής του  
Εθνικού Αστεροσκοπείου Αθηνών  
Ινστιτούτου Αστρονομίας και Αστροφυσικής

---

Χριστοπούλου Ελευθερία – Παναγιώτα  
Λέκτορας  
Πανεπιστημίου Πατρών

---



# Περίληψη

## Ανίχνευση και μελέτη υπολειμμάτων υπερκαινοφανών και εξωγαλαξιακής σκόνης

Η διδακτορική διατριβή βασίζεται σε οπτικές παρατηρήσεις που πραγματοποιήθηκαν από τα τηλεσκόπια του αστεροσκοπείου του Σκίνακα (το οποίο βρίσκεται στην Κρήτη) και από το τηλεσκόπιο Ισαάκ Νιούτον (που βρίσκεται στη Λα Πάλμα στα Κανάρια νησιά). Από τις παρατηρήσεις αυτές, (οπτικές εικόνες και φάσματα) ανακαλύφθηκαν σε μία περιοχή εβδομήντα τετραγωνικών λεπτών του τόξου της μοίρας, έξι υπολείμματα υπερκαινοφανών αστερών τα οποία δεν αναγράφονται σε καμία βιβλιογραφία. Τα υπολείμματα αυτά, λόγω της ίδιας περίπου απόστασης που απέχουν, ενδεχομένως να προέρχονται από αλληλεπιδράσεις υπερκαινοφανών αστερών, όπου η έκρηξη του ενός αστερά, επιταχύνει την έκρηξη του πλησιέστερου σε αυτόν αστερά που βρίσκεται στο τελευταίο στάδιο, όταν το οπτικό κύμα διέλθει από αυτόν, δημιουργώντας έτσι μια φουσαλίδα υπολειμμάτων υπερκαινοφανών. Το σημαντικό με αυτή την μελέτη είναι ότι για πρώτη φορά παρατηρήθηκαν στον Γαλαξία μας, στο οπτικό μέρος του φάσματος, μια περιοχή με τόσα υπολείμματα υπερκαινοφανών, παρέχοντάς μας την δυνατότητα να μελετήσουμε τον ρυθμό των εκρήξεων των υπερκαινοφανών με αυτόν της δημιουργίας των υπολειμμάτων τους, και να εξάγουμε συμπεράσματα για τον ρυθμό αστρογένεσης στον Γαλαξία μας.

Παράλληλα μελετώντας την ομάδα M81, ανιχνεύτηκε για πρώτη φορά στο οπτικό μέρος του φάσματος, σκόνη στην περιοχή μεταξύ των γαλαξιών. Η μελέτη βασίζεται στην σύγκριση του δείκτη χρώματος των γαλαξιών υποβάθρου, των υποψηφίων περιοχών, με τον δείκτη χρώματος γαλαξιών υποβάθρου σε περιοχές που είναι απομακρυσμένες από την ομάδα M81, και αποτελούν πεδία ελέγχου. Η συστηματική ερυθρότητα που παρουσίαζαν οι γαλαξίες υποβάθρου στις περιοχές πλησίον της ομάδας M81 μπορεί να ερμηνευτεί μόνο με την παρουσία μεγάλων ποσοτήτων σκόνης που εμπεριέχονται στο μεσογαλαξιακό χώρο. Η ποσότητα της

σκόνης στις περιοχές αυτές υπολογίστηκε ότι είναι περίπου 50 εκατομμύρια ηλιακές μάζες, όσο δηλαδή και η σκόνη που διαθέτει ένας τυπικός σπειροειδής γαλαξίας. Η προέλευση της σκόνης πιθανολογείται ότι οφείλεται σε ένα μέλος της ομάδας (τον γαλαξία M82), ο οποίος είναι ένας γαλαξίας με περιοχές έντονης αστρογένεσης και εκτοξεύει μεγάλες ποσότητες σκόνης στο μεσογαλαξιακό χώρο ή στις παλιρροϊκές δυνάμεις που αναπτύχθηκαν κατά την αλληλεπίδραση των γαλαξιών (που έγινε πριν από 200 εκατομμύρια χρόνια) και εκτόξευσαν στον μεσογαλαξιακό χώρο τεράστιες ποσότητες αερίου και μαζί με αυτό και σκόνη. Οι προβλέψεις για την ύπαρξη σκόνης στις περιοχές αυτές, επιβεβαιώθηκε πρόσφατα από τις υπέρυθρες εικόνες που λήφθηκαν από το διαστημικό τηλεσκόπιο Herschel.



# Abstract

## Optical observation supernova remnants and intergalactic medium dust

This thesis is based on deep optical CCD images which large have been obtained in the light of  $H\alpha$ + $[N II]$ ,  $[O III]$  and  $[S II]$ . The resulting mosaic covers an area of  $1.4^\circ \times 1.0^\circ$ , where filamentary and diffuse emission was discovered, suggesting the existence of more than one supernova remnants (SNRs) in the area. Deep long slit spectra were also taken at eight different regions. Both the flux calibrated images and the spectra show that the emission of the filamentary structures originates from shock-heated gas, while photo-ionization mechanism is responsible for the diffuse emission. In most case, the optical emission is found to be well correlated with the radio at 1420 MHz and 4850 MHz, suggesting their association. The presence of the  $[O III]$  5007 emission line in one of the candidate SNRs suggests shock velocities into the interstellar "clouds" of  $>100$  Km/s, while the absence in the other indicates slower shock velocities. For all candidate remnants the  $[S II] \lambda\lambda 6716/6731$  ratio indicates electron densities below  $270 \text{ cm}^{-3}$ , while the  $H\alpha$  emission has been measured to be between 0.6 to  $41 \times 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$ . The detected optical emission could be part of a number of supernovae explosions and the possibility that it is within an OB association can not be ruled out. It will then be the first optical discovery of SRNs within a bubble or superbubble in our Galaxy. Further, the study of those areas, also provides information for the star formation history of the Galaxy.

Galactic dust constitutes approximately half of the elements more massive than helium produced in stellar nucleosynthesis. Notwithstanding the formation of dust grains in the dense, cool atmospheres of late-type stars, there still remain huge

uncertainties concerning the origin and fate of galactic stardust. In this Letter, we identify the intergalactic medium (i.e., the region between gravitationally bound galaxies) as a major sink for galactic dust. We discover a systematic shift in the color of background galaxies viewed through the intergalactic medium of the nearby M81 group. This reddening coincides with atomic, neutral gas previously detected between the group members. The dust-to-H I mass ratio is high ( $1/20$ ) compared to that of the solar neighborhood ( $1/120$ ), suggesting that the dust originates from the center of one or more of the galaxies in the group. Indeed, M82, which is known to be ejecting dust and gas in a starburst-driven superwind, is cited as the probable main source.

## **Περιεχόμενα**

<b>Πρόλογος</b> .....	5
 <b>Κεφάλαιο 1: Θεωρητικό υπόβαθρο</b>	
1.1 Εισαγωγή .....	7
1.2 Εξέλιξη αστέρων .....	8
1.2.1 Αστέρες με μικρή μάζα .....	8
1.2.2 Αστέρες με μεγάλη μάζα .....	9
1.2.3 Διπλά συστήματα αστέρων .....	11
1.3 Κατηγορίες υπερκαινοφανών .....	12
1.4 Υπολείμματα Υπερκαινοφανών Αστέρων .....	14
1.4.1 Εξέλιξη των υπολειμμάτων των υπερκαινοφανών αστέρων .....	14
1.4.2 Κατηγοριοποίηση των υπολειμμάτων των υπερκαινοφανών αστέρων .	19
1.4.3 Ακτινοβολία από τα υπολείμματα των υπερκαινοφανών αστέρων .....	20
1.4.4 Παρατηρήσεις υπολειμμάτων υπερκαινοφανών αστέρων .....	25
1.5 Σκόνη στον μεσοαστρικό χώρο .....	29
1.5.1 Κύκλος της σκόνης στους γαλαξίες .....	29
1.5.2 Σύσταση των κόκκων σκόνης .....	31
1.5.3 Σκέδαση σε κόκκο σκόνης .....	32
1.5.4 Απορρόφηση και εκπομπή στο υπέρυθρο .....	34
1.5.5 Εξασθένηση ακτινοβολίας .....	35
1.5.6 Πόλωση ακτινοβολίας .....	37
1.5.7 Πυκνότητα στήλης υδρογόνου – κατανομή σκόνης .....	38
1.5.8 Μεσογαλαξιακή σκόνη .....	39
 <b>Κεφάλαιο 2: Επεξεργασία δεδομένων</b>	
2.1 Εισαγωγή .....	41
2.2 Τηλεσκοπία και όργανα .....	42
2.2.1 Τηλεσκοπία που χρησιμοποιήθηκαν .....	42
2.2.2 Τα όργανα που χρησιμοποιήθηκαν .....	44
2.3 Ανάλυση εικόνων για ανίχνευση υπολειμμάτων υπερκαινοφανών .....	46
2.3.1 Αφαίρεση θορύβου ηλεκτρονικού υποβάθρου .....	47

2.3.2 Μετατροπή αρνητικών τιμών έντασης σε θετικές .....	48
2.3.3 Επιπεδοποίηση εικόνων .....	49
2.3.4 Αστρομετρία .....	51
2.3.5 Αφαίρεση αστέρων .....	52
2.3.6 Δημιουργία μωσαϊκών .....	53
2.3.7 Φωτομετρία περιοχών ληφθέντων με στενού εύρους φίλτρα .....	54
2.4 Ανάλυση φασμάτων .....	58
2.4.1 Αφαίρεση θορύβου ηλεκτρονικού υποβάθρου .....	58
2.4.2 Επιπεδοποίηση φασμάτων .....	59
2.4.3 Βαθμονόμηση μηκών κύματος στα φάσματα .....	61
2.4.4 Επεξεργασία αστέρων σταθερής έντασης ακτινοβολίας .....	63
2.4.5 Εξαγωγή φασμάτων από τα δεδομένα .....	65
2.5 Ανάλυση εικόνων για ανίχνευση εξωγαλαξιακής σκόνης .....	70
2.5.1 Αφαίρεση ηλεκτρονικού θορύβου και μη γραμμική διόρθωση των εντάσεων των ψηφίδων .....	70
2.5.2 Αφαίρεση του αντανακλώμενου φωτός (Fringe) .....	71
2.5.3 Φωτομετρία με φαρδιά φίλτρα .....	73
2.5.4 Διαχωρισμός γαλαξιών και φωτομετρία τους .....	76
2.5.5 Διόρθωση ερυθρομετατόπισης .....	78
2.5.6 Μέτρηση των μετατοπίσεων, τελικές εικόνες .....	80

### **Κεφάλαιο 3: Νέα υπολείμματα υπερκαινοφανών αστέρων**

3.1 Εισαγωγή .....	84
3.2 Περιοχή του Τοξότη .....	85
3.2.1 Οπτικές παρατηρήσεις .....	87
3.3 Αποτελέσματα .....	88
3.3.1 Αποτελέσματα από τις εικόνες .....	88
3.3.2 Αποτελέσματα από τα φάσματα .....	91
3.3.3 Αποτελέσματα από άλλα μήκη κύματος .....	98
3.4 Ανάλυση αποτελεσμάτων .....	102
3.4.1 Ανάλυση αποτελεσμάτων στα διάφορα μήκη κύματος .....	102
3.4.2 Αποτελέσματα από τις γραμμές εκπομπής $H\alpha+[N II]$ και $[S II]$ .....	103
3.4.3 Αποτελέσματα από τις γραμμές εκπομπής $[O III]$ .....	103

3.4.4 Αποτελέσματα από την ανάλυση των φασμάτων .....	104
3.5 Μορφολογία της ευρύτερης περιοχής .....	107
3.5.1 Περιοχή 1 (G15.7-2.6) .....	108
3.5.2 Περιοχή 2 (G15.8-2.7) .....	109
3.5.3 Περιοχή 3 (G15.8-2.2) .....	111
3.5.4 Περιοχή 4 (G15.8-1.9) .....	112
3.5.5 Περιοχή 5 (G16.2-2.5) .....	112
3.5.6 Περιοχή 6 (G15.6-2.7) .....	113
3.6 Συμπεράσματα για την περιοχή του Τοξότη.....	115
3.7 Άλλα υπολείμματα υπερκαινοφανών αστέρων .....	118
3.7.1 Προεπισκόπηση .....	118
3.7.2 Το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς G 15.1-1.6 .....	119
3.7.2.1 Συλλογή δεδομένων .....	119
3.7.2.2 Αποτελέσματα για την περιοχή G 15.1-1.6 .....	121
3.7.3 Το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς G 32.8-0.1 .....	128
3.7.3.1 Συλλογή δεδομένων .....	128
3.7.3.2 Αποτελέσματα για την περιοχή G 32.8-0.1 .....	131
3.7.4 Το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς G 39.7-2.0 (W 50) .....	136
3.7.4.1 Συλλογή δεδομένων .....	136
3.7.4.2 Αποτελέσματα για την περιοχή W 50 .....	138

#### **Κεφάλαιο 4: Διάχυτη σκόνη στην ομάδα γαλαξιών M81**

4.1 Εισαγωγή .....	145
4.2 Επιλογή περιοχής και μεθοδολογία .....	146
4.2.1 Επιλογή της περιοχής .....	146
4.2.2 Μεθοδολογία .....	147
4.3 Ανάλυση και αποτελέσματα .....	159
4.3.1 Επιφανειακή πυκνότητα γαλαξιών .....	159
4.3.2 Ερύθρωση των γαλαξιών υποβάθρου .....	153
4.3.3 Εκτίμηση της μάζας της σκόνης έξω από τους γαλαξίες .....	157
4.4 Προέλευση σκόνης .....	159
<b>Βιβλιογραφία .....</b>	<b>162</b>



## Πρόλογος

Μέσα από το σύμπαν, παρέχεται στους επιστήμονες, το πιο άρτια εξοπλισμένο εργαστήριο για την κατανόηση των φυσικών νόμων. Οι συνθήκες που επικρατούν σε αυτό, είναι στις μέρες μας τεχνολογικά αδύνατο να αναπαραχθούν στην Γη, καθιστώντας το έτσι το σπουδαιότερο εργαλείο που έχει στα χέρια του ο σύγχρονος ερευνητής, είτε για την ανάπτυξη μιας θεωρίας είτε για την επιβεβαίωσή της. Κοιτάζοντας τις διάφορες φυσικές διεργασίες που διεξάγονται στο σύμπαν, μας παρέχεται η δυνατότητα να παρατηρούμε ταυτόχρονα όλα τα στάδια διάφορων πειραμάτων, επιτρέποντας έτσι την γρήγορη και ασφαλή εξαγωγή συμπερασμάτων.

Κατά την εκπόνηση αυτής της διδακτορικής διατριβής παρατηρήθηκαν δύο τέτοια πειράματα που έχουν να κάνουν με την φύση και την εξέλιξη του μεσοαστρικού υλικού. Παρατηρήσαμε έτσι τον εμπλουτισμό του μεσοαστρικού υλικού με βαρέα στοιχεία μέσα από τις εκρήξεις υπερκαινοφανών αστερών (μελετώντας τα υπολείμματά τους), ενώ παράλληλα διαπιστώσαμε ότι μπορεί μέσα από αλληλεπιδράσεις γαλαξιών να διαφύγει μια πολύ μεγάλη ποσότητα τόσο αερίου όσο και σκόνης στον μεσογαλαξιακό χώρο.

Μέσα από το πρώτο κεφάλαιο γίνεται μια σύντομη εισαγωγή των φαινομένων που θα μελετηθούν παραθέτοντας τους φυσικούς νόμους που διέπουν την συμπεριφορά τους. Αναλυτικότερα παρακολουθούμε την πορεία αστερών με διαφορετικές μάζες προς τον «θάνατό τους», και παραθέτουμε την τελική τους κατάληξη. Εξετάζουμε τις ιδιότητες των υπολειμμάτων των υπερκαινοφανών, πως εξελίσσονται, πως κατηγοριοποιούνται, τι είδος ακτινοβολία εκπέμπουν (σε όλο το φασματικό της εύρος), και τέλος πώς εντοπίζονται. Επίσης παρουσιάζονται και οι ιδιότητες της σκόνης, πως δημιουργείται, η σύστασή της, η αλληλεπίδρασή της με τα διάφορα είδη ακτινοβολίας και γενικότερα όλος ο κύκλος της.

Στο δεύτερο κεφάλαιο γίνεται αναφορά στον τρόπο που πάρθηκαν και αναλύθηκαν τα ληφθέντα δεδομένα, προκειμένου να εξαχθούν ασφαλή συμπεράσματα.

Στο τρίτο κεφάλαιο, παρουσιάζεται για πρώτη φορά μια περιοχή στον Τοξότη όπου παρατηρούνται τόσο από τις εικόνες στο οπτικό όσο και από τα φάσματα,

τουλάχιστον 6 διαφορετικά υπολείμματα υπερκαινοφανών, τα οποία πιθανότατα να προέρχονται από αλληλεπίδραση του οστικού κύματος με αστέρες που βρίσκονται στο τελευταίο στάδιο της εξέλιξής τους. Επίσης γίνεται λόγος και για εργασίες που συμμετείχα, προκειμένου να εντοπιστούν και μελετηθούν άλλα υπολείμματα υπερκαινοφανών.

Στο τέταρτο και τελευταίο κεφάλαιο, παρουσιάζεται ενδελεχώς τόσο ο τρόπος που μας επέτρεψε για πρώτη φορά να εντοπίσουμε μέσα από οπτικές παρατηρήσεις πολύ κρύα σκόνη στον μεσογαλαξιακό χώρο της ομάδας γαλαξιών M81, όσο και πληροφορίες για την ποσότητα της σκόνης και την πιθανή της προέλευση.

Στο σημείο αυτό θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμώς τον διευθυντή του Ινστιτούτου Αστρονομίας και Αστροφυσικής και καθηγητή του Πανεπιστημίου Πατρών κύριο Χρήστο Γούδη καθώς και τους ερευνητές του Ινστιτούτου Αστρονομίας και Αστροφυσικής κυρίους Παναγιώτη Μπούμη και Εμμανουήλ Ευλούρη για την καθοριστική συμβολή τους στην περάτωση της παρούσας διδακτορικής διατριβής και τους γονείς μου για την πολυεπίπεδη στήριξη που μου παρείχαν.

Αλικάκος Ιωάννης



# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1. ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ

## 1.1 Εισαγωγή

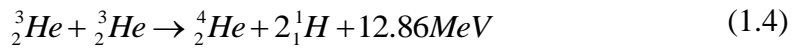
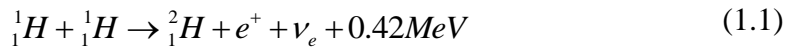
Μια έκρηξη υπερκαινοφανούς (supernova) αποτελεί ένα από τα πιο εντυπωσιακά και παράλληλα από τα πιο δυναμικά γεγονότα που συμβαίνουν στο γνωστό σύμπαν, σηματοδοτώντας βραχυπρόθεσμα τον θάνατο ενός μεγάλου αστέρα, ενώ μακροπρόθεσμα την δημιουργία νέων υλικών όπως βαρύτερα στοιχεία, σύνθετες ενώσεις, μεσοαστρική σκόνη και άλλα ή ακόμα και την δημιουργία νέων αστερών. Μια τέτοια έκρηξη απελευθερώνει περίπου  $10^{51}$  ergs ενέργειας στο περιβάλλοντα χώρο (το οποίο ισούται περίπου με  $10^{26}$  σύγχρονες βόμβες υδρογόνου) και αυξάνει την λαμπρότητα του αστέρα κάνοντάς τον να εκπέμπει ακτινοβολία ίση περίπου με την ακτινοβολία ολόκληρου του γαλαξία. Από την έκρηξη του υπερκαινοφανούς, και με την αλληλεπίδρασή του με το μεσοαστρικό υλικό, δημιουργείται το υπόλειμμα του υπερκαινοφανούς (supernova remnant), το οποίο είναι στην ουσία ένα κέλυφος ύλης που διαστέλλεται στον μεσοαστρικό χώρο για πολλές χιλιάδες χρόνια, έως ότου συγχωνευτεί με το μεσοαστρικό υλικό.

Τόσο οι εκρήξεις υπερκαινοφανών όσο και τα υπολείμματα τους παίζουν έναν πολύ σημαντικό ρόλο στους γαλαξίες. Στοιχεία βαρύτερα από το υδρογόνο και το ήλιο μπορούν να παραχθούν και στο εσωτερικό των αστερών (νουκλεοσύνθεση), αλλά στοιχεία βαρύτερα από το σίδηρο μπορούν να δημιουργηθούν μόνο στις εκρήξεις υπερκαινοφανών. Λόγω αυτής της διαστολής έχουμε τον εμπλουτισμό της μεσοαστρικής ύλης με αυτά τα στοιχεία και την δημιουργία νέων πληθυσμών αστερών. Το υπερηχητικό κύμα (κύμα shock) που δημιουργείται από την έκρηξη, ζεσταίνει το υλικό που υπάρχει στον μεσοαστρικό χώρο δημιουργώντας με αυτό τον τρόπο σύνθετες μοριακές ενώσεις (σκόνη), καθώς και δομές ύλης και κενού ενώ πολλές φορές προκαλεί τη βαρυτική κατάρρευση νεφών και την δημιουργία νέων αστερών. Επιπλέον, εικάζεται ότι στις περιοχές που υπάρχουν κύματα shock μπορούν να επιταχυνθούν σωματίδια σε πολύ υψηλές ενέργειες παράγοντας κοσμικές ακτίνες. Τέλος, από την μεριά της φυσικής, τέτοιες εκρήξεις μας δίνουν την δυνατότητα να μελετήσουμε τον μηχανισμό λειτουργίας τέτοιων ισχυρών κυμάτων shock, μιας και καθίσταται αδύνατη η δημιουργία τους στα εργαστήρια.

## 1.2 Εξέλιξη αστέρων

### 1.2.1 Αστέρες με μικρή μάζα.

Η παραγόμενη ακτινοβολούμενη ενέργεια των αστέρων, παράγεται από την σύντηξη των ελαφρότερων στοιχείων σε βαρύτερα. Με την εξάντληση των αποθεμάτων υδρογόνου στο κέντρο των αστέρων (μιας και έχει μετατραπεί όλο σε ήλιο σύμφωνα κυρίως με την πυρηνική αντίδραση πρωτονίου - πρωτονίου)



ο αστέρας καταρρέει κάτω από την βαρύτητά του συμπιέζοντας τον πυρήνα του, αυξάνοντας έτσι την θερμοκρασία του. Κατά την διαδικασία αυτής της συμπίεσης, τα στρώματα υδρογόνου που βρίσκονται πλησίον του πυρήνα και δεν μετείχαν στις πυρηνικές αντιδράσεις λόγω του ότι η θερμοκρασία ήταν χαμηλή, αναφλέγονται και συνεχίζουν να παράγουν ήλιο, αντισταθμίζοντας έτσι με πίεση της ακτινοβολίας, την βαρυτική δύναμη και αποτρέποντας την κατάρρευση. Όμως η συνεχόμενη παραγωγή ηλίου καθιστά όλο και βαρύτερο τον πυρήνα ό οποίος συνεχίζει να καταρρέει προς το κέντρο. Όταν η θερμοκρασία του πυρήνα υπερβεί τους  $10^7$  K τότε ξεκινά η καύση του ηλίου σε άνθρακα με μια εκρηκτική έκλαμψη (“flash” όπως πρωτοαπέδειξε ο Mestel το 1952) σύμφωνα με την αντίδραση:



ενώ σε έναν εξωτερικό φλοιό συνεχίζει να «καίγεται» υδρογόνο. Λόγω της αύξησης της πίεσης της ακτινοβολίας, ο αστέρας διαστέλλεται έως το σημείο όπου η πίεση αντισταθμίζει την βαρύτητα.

Σε αυτή την φάση όμως τα εξωτερικά στρώματα του αστέρος δεν μπορούν να συγκρατηθούν από την βαρύτητα και εκτοξεύονται στον μεσοαστρικό χώρο λόγω της πίεσης της ακτινοβολίας (αστρικοί άνεμοι) χάνοντας έτσι ένα μεγάλο μέρος της μάζας του. Η συνεχόμενη καύση του ηλίου, δημιουργεί στον αστέρα έναν πυρήνα αποτελούμενο κυρίως από άνθρακα και οξυγόνο, ενώ οι συντήξεις του ηλίου συνεχίζονται τώρα σε ένα φλοιό γύρω από αυτόν (φάση καύσης διπλού φλοιού). Σε

αυτό το στάδιο ο αστέρας χάνει σταδιακά τα εξωτερικά του στρώματα, ενώ παράλληλα εξαντλεί το υδρογόνο και το ήλιο, με αποτέλεσμα να μειώνεται η λαμπρότητά του καθώς και η θερμοκρασία του. Έτσι ο πυρήνας του μην μπορώντας να αντισταθμίσει την βαρύτητά του, εκφυλίζεται και μετατρέπεται σε έναν λευκό νάνο αποτελούμενο από πυρήνες άνθρακα και οξυγόνου. Αν η αρχική μάζα του αστέρα δεν ξεπερνά τις  $8 M_{\odot}$  μπορεί να συνεχιστεί εκ νέου η καύση του άνθρακα σε βαρύτερα στοιχεία μετά από μια νέα εκρηκτική έκλαμψη και διαστολή του. Τέτοιες εκρηκτικές εκλάμψεις όμως, αναγκάζουν τον αστέρα να εκτινάξει μεγάλες ποσότητες μάζας, δημιουργώντας διάχυτα νεφελώματα (πλανητικά νεφελώματα) τα οποία φωτίζονται από τον κεντρικό αστέρα, ο οποίος σταδιακά χάνει την λαμπρότητα και μετατρέπεται σε λευκό νάνο με μάζα μικρότερη του ορίου Chandrasekhar ( $1.4 M_{\odot}$ ).

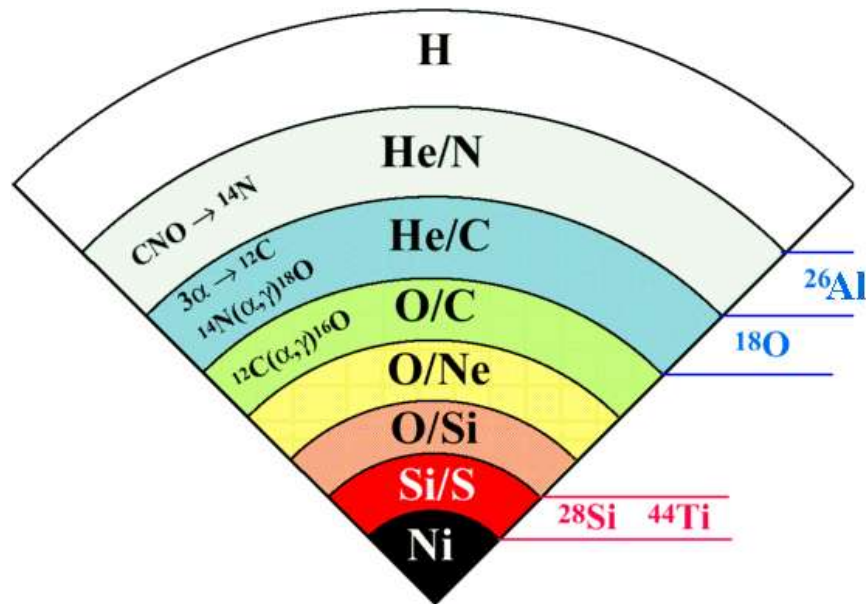
### 1.2.2 Αστέρες με μεγάλη μάζα

Όταν η αρχική μάζα του αστέρα υπερβαίνει τις  $8 M_{\odot}$  τότε ο αστέρας έχει διαφορετική κατάληξη από την προαναφερθείσα. Για την φάση της εξάντλησης του υδρογόνου, της συστολής του αστέρα και της έναρξης της πυρηνικής αντίδρασης της καύσεως του ηλίου δεν υπάρχουν σημαντικές διαφορές. Μια κύρια διαφορά έγκειται στο γεγονός ότι η καύση του ηλίου που λαμβάνει χώρα στον πυρήνα του αστέρος ξεκινάει πριν ο πυρήνας συσταλεί αρκετά, δηλαδή πριν εκφυλιστεί το ήλιο ενώ παράλληλα συνεχίζεται η καύση του υδρογόνου σε φλοιό, όπως και στην περίπτωση των αστέρων με μικρή μάζα. Η εξάντληση των αποθεμάτων ηλίου, σηματοδοτεί την συστολή και την εκ νέου έναρξη νέων πυρηνικών αντιδράσεων που προσπαθούν να αντισταθμίσουν τη βαρύτητα (με την καύση του άνθρακα, οξυγόνου και λοιπών στοιχείων που δημιουργούνται), ενώ τα υπόλοιπα στοιχεία συνεχίζουν να παράγουν ενέργεια σε υπερκείμενα του πυρήνα στρώματα. Η τελευταία εξώθερμη αντίδραση που παρατηρείται στον πυρήνα των αστέρων με μεγάλη μάζα είναι:



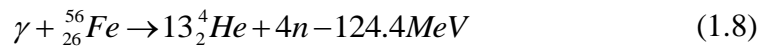
Στην φάση αυτή, στο πυρήνα των αστέρων υπάρχει μεγάλη ποσότητα σιδήρου, ενώ η πυκνότητα και η θερμοκρασία ανέρχεται σε τάξεις μεγέθους στους  $10^7 \text{ gr cm}^{-3}$  και στους  $10^9 \text{ K}$  αντίστοιχα. Μια χαρακτηριστική διάταξη των φλοιών που υπάρχουν στον πυρήνα του αστέρα λίγο πριν την φάση του υπερκαινοφανούς, φαίνεται στο Σχήμα 1.1. Το νικέλιο που παράγεται μεταστοιχειώνεται σε σίδηρο μέσα από την α-διαδικασία το οποίο όμως είναι αρκετά σταθερό στοιχείο και δεν δίνει εξώθερμες

πυρηνικές αντιδράσεις. Στην προσπάθειά του ο αστέρας να αντισταθμίσει την δύναμη της βαρύτητας και με τον πυρήνα να έχει μετατραπεί σε έναν εκφυλισμένο πυρήνα



**Σχήμα 1.1** Καύση των στοιχείων σε φλοιούς στον πυρήνα του αστέρος λίγο πριν την μετατροπή του σε υπερκαινοφανή

σιδήρου (κοντά στην οριακή μάζα Chandrasekhar), ο σίδηρος προσλαμβάνοντας ένα φωτόνιο αντιδρά ως:



ενώ το ήλιο κάτω από αυτές τις συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας διασπάται αμέσως σε:



με τα πρωτόνια να αντιδρούν σχεδόν αμέσως με τα ελεύθερα ηλεκτρόνια και να σχηματίζουν στον πυρήνα ένα αστέρα νετρονίων.

Λόγω του ότι οι αντιδράσεις (1.8) και (1.9) είναι ενδόθερμες, την απαιτούμενη ενέργεια που χρειάζονται για να πραγματοποιηθούν την λαμβάνουν από τα υπερκείμενα στρώματα τα οποία συνεχίζουν να παράγουν ενέργεια, η πίεση της οποίας αντισταθμίζει την βαρύτητα. Μόλις όμως ξεκινήσει η αντίδραση της διάσπασης του σιδήρου, τότε μέρος της παραγόμενης ενέργειας κατευθύνεται προς τον πυρήνα κάνοντας τους φλοιούς (άρα και τον αστέρα) να εκτελέσει μια ελεύθερη πτώση προς το κέντρο του αλλάζοντας απότομα τις σταθερές συνθήκες που επικρατούσαν σε κάθε φλοιό. Μόλις το υλικό (καθώς και περίσσια ακτινοβολίας) φτάσει στον πυρήνα και μην μπορώντας να απορροφηθεί, αντανακλάται στην επιφάνειά του δημιουργώντας έτσι ένα ανάστροφο κύμα shock, το οποίο διασχίζει

όλα τα στρώματα και τα εξαναγκάζει να παράξουν τεράστια ποσά ενέργειας που κατευθύνονται προς το εξωτερικό μέρος του αστέρα, ενισχύοντας το ήδη κινούμενο shock, διαλύοντας έτσι τον αστέρα, ο οποίος περνάει στην φάση του υπερκαινοφανούς.

### 1.2.3 Διπλά συστήματα αστέρων

Τα διπλά συστήματα αστέρων έχουν μια πολύ περισσότερη και πιο πολύπλοκη εξέλιξη λόγω του ότι μάζα μεταφέρεται μεταξύ αυτών με αποτέλεσμα στο τέλος να υπάρχει μια κοινή εξέλιξη. Η επικρατέστερη θεωρία εξέλιξης για διπλά συστήματα αστέρων με μάζα του πρωτεύοντος αστέρα μικρότερη από  $8 M_{\odot}$  είναι ότι, ο κύριος αστέρας μετατρέπεται σε λευκό νάνο αποτελούμενο κυρίως από άνθρακα και οξυγόνο (όπως περιγράφηκε στη παράγραφο 1.2.1), ενώ μετά την μετατροπή του αυτή, συνεχίζει να αποσπά μάζα από τον δευτερεύοντα αστέρα μέσα από την υπερχειλίση του λοβού Roche, μετατρέποντάς τον σε λευκό νάνο πλούσιο σε υδρογόνο.

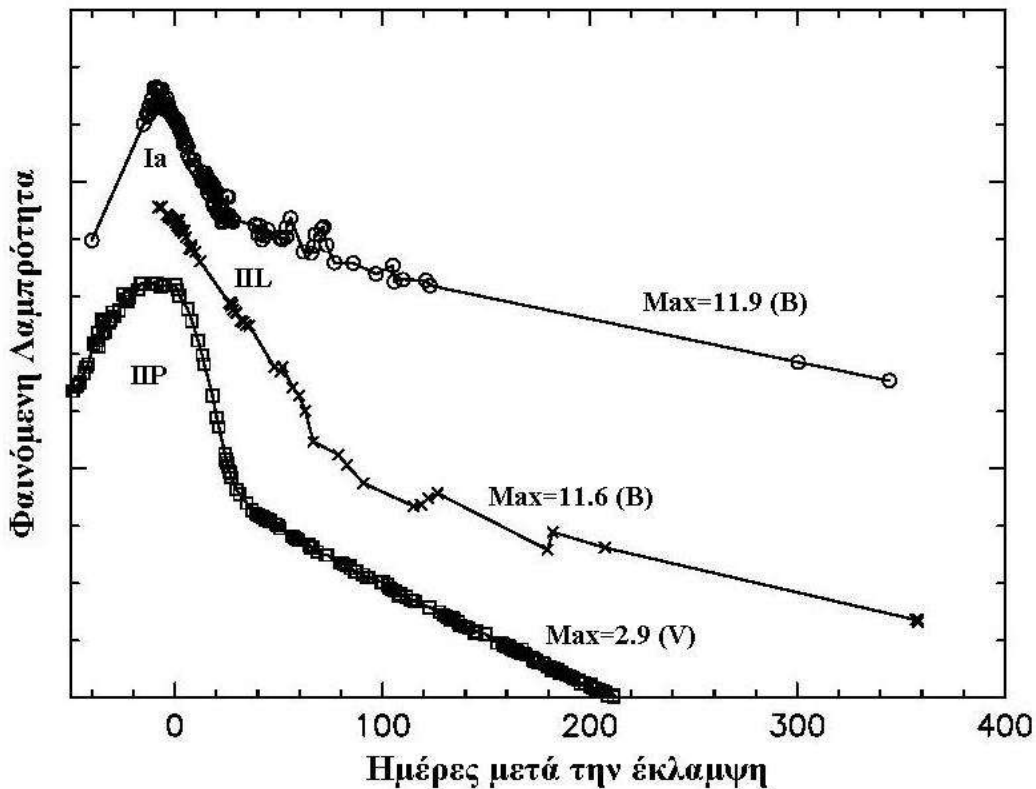
Αν η μεταφερόμενη μάζα από τον δευτερεύοντα αστέρα είναι της τάξεως των  $10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  τότε αυτή εκτοξεύεται από τον λευκό νάνο με την ανάφλεξή του σε ένα κέλυφος γύρω από αυτόν. Αν όμως η ποσότητα του μεταφερόμενου υδρογόνου είναι μεγαλύτερη, τότε έχουμε σχηματισμό δίσκου προσαύξεσης και εισροή υλικού στην επιφάνια του λευκού νάνου. Όταν το υδρογόνο φτάσει μια κρίσιμη ποσότητα, τότε αναφλέγεται σε ήλιο αυξάνοντας την μάζα του, και κατά συνέπεια την πίεση και την θερμοκρασία στον πυρήνα του (φάση καινοφανούς). Η συνεχόμενη αύξηση της μάζας του λευκού νάνου, έχει σαν αποτέλεσμα να αρχίσει η ανάφλεξη του άνθρακα μόλις η μάζα του φτάσει κοντά στο όριο του Chandrasekhar, προκειμένου να αντισταθμιστεί η βαρύτητα, και ενώ η πυκνότητα στο κέντρο του ανέρχεται στα  $3 \times 10^9 \text{ gr cm}^{-3}$ . Έτσι ο λευκός νάνος ξαναρχίζει τις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις σε φλοιούς, μέχρις ότου μετατραπεί ο πυρήνα του σε σίδηρο. Τότε εκρήγνυται σαν υπερκαινοφανής, καταστρέφοντας και τον συνοδό του.

Τέλος στην περίπτωση που και ο δεύτερος αστέρας καταφέρει να εξελιχθεί σε συμπαγή συνοδό και εφόσον κατά την εξέλιξη αυτή δεν διαταραχθεί το διπλό σύστημα, είναι δυνατόν και τα δύο σώματα να αρχίζουν να πλησιάζουν μεταξύ τους μέχρι να ενσωματωθούν σε ένα ενιαίο συμπαγές αντικείμενο κάτω από μια έκρηξη υπερκαινοφανούς. Το ίδιο συμβαίνει και κατά την διαδικασία της εξέλιξης του

δευτερεύοντος αστέρα οπού κατά την διαστολή του μπορεί τα εξωτερικά στρώματά του να πλαισιώσουν τον λευκό νάνο. Σε αυτή την περίπτωση ακολουθείται η εξελικτική φάση «διπλού πυρήνα» όπου οι πυρήνες των δύο αστέρων, ακλουθώντας ελικοειδείς τροχιές (λόγω των τριβών που αναπτύσσονται μεταξύ αυτών και του περιβλήματος), συνενώνονται μέσα στο κοινό περίβλημα κάτω από μια έκρηξη υπερκαινοφανούς.

### 1.3 Κατηγορίες υπερκαινοφανών.

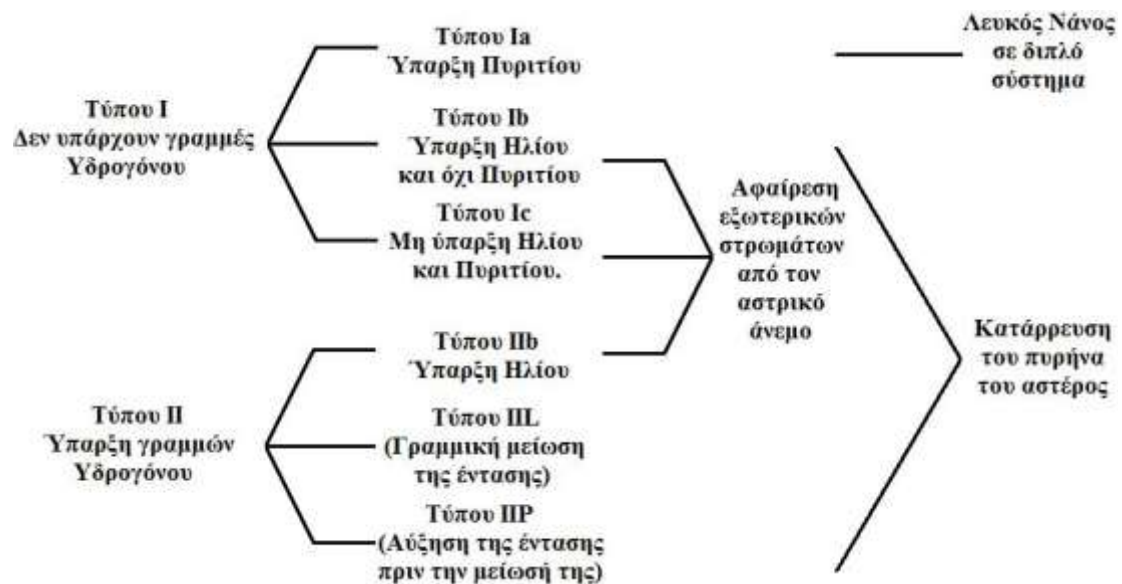
Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, οι διαφορετικές διαδικασίες εξέλιξης των αστέρων έχουν σαν αποτέλεσμα την κατηγοριοποίηση των υπερκαινοφανών. Αυτή η κατηγοριοποίηση γίνεται με βάση το παρατηρήσιμο φάσμα του υπερκαινοφανούς και την καμπύλη της έντασης του φωτός του. Η ένταση της καμπύλης φωτός αλλάζει μέσα σε διάστημα λίγων μόλις εβδομάδων από την έκρηξη. Στο παρακάτω Σχήμα 1.2 φαίνονται οι καμπύλες φωτός 3 διαφορετικών τύπων υπερκαινοφανών των Τύπου Ia, II, και IP.



Σχήμα 1.2. Οι καμπύλες φωτός τριών υπερκαινοφανών. Με τους κύκλους είναι ο 1989B Τύπου Ia με μέγιστη λαμπρότητα 11.9 στο φίλτρο B, με τους σταυρούς ο 1987A Τύπου II με μέγιστη λαμπρότητα 11.6 στο φίλτρο B και με τα τετράγωνα ο 1980K Τύπου IP με μέγιστη λαμπρότητα 2.9 στο φίλτρο V. Τα δεδομένα πάρθηκαν από το SAI Supernova Group, Moscow University, και για λόγους σύγκρισης σχεδιάστηκαν στο ίδιο διάγραμμα.

Οι υπερκαινοφανείς οι οποίοι δεν διαθέτουν γραμμές υδρογόνου στο φάσμα τους, κατατάσσονται στους υπερκαινοφανείς Τύπου I ενώ αυτοί που διαθέτουν γραμμές υδρογόνου, στους Τύπου II. Υπάρχουν πολλές εξηγήσεις για τον λόγο της απώλειας του υδρογόνου από τους υπερκαινοφανείς Τύπου I. Μια εξήγηση είναι ότι δεν πρέπει να υπάρχει σε κάποιους αστέρες, όπως γίνεται με την προσαύξηση υλικού στους λευκούς νάνους, όπου δεν δικαιολογούνται έντονες γραμμές υδρογόνου και ηλίου, ενώ παρουσιάζονται έντονες γραμμές πυριτίου (Τύπου Ia). Σε αστέρες με μεγάλη μάζα, παρουσιάζονται ισχυροί αστρικοί άνεμοι, οι οποίοι μπορούν να απομακρύνουν όλο το υδρογόνο που υπάρχει στα εξωτερικά στρώματα του αστέρα (Τύπου Ib) ή ακόμα και του ηλίου (Τύπου Ic) ενώ δεν παρουσιάζονται οι γραμμές πυριτίου. Οι καμπύλες φωτός των υπερκαινοφανών Τύπου I, είναι πολύ διαφορετικές μεταξύ τους και μπορούν να ταξινομηθούν εύκολα. Ενδεικτική είναι η καμπύλη φωτός του Τύπου Ia όπου αρχικά έχουμε μια βαθμιαία αύξηση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας μέχρι ένα μέγιστο το οποίο υποδεικνύει και την κατάρρευση του πυρήνα του λευκού νάνου, και μετά μια βαθμιαία εξασθένηση (Σχήμα 1.2).

Οι υπερκαινοφανείς Τύπου II εμπεριέχουν γραμμές υδρογόνου και οι καμπύλες φωτός των περισσότερων μειώνονται γραμμικά (Τύπου III, Linear) ενώ κάποιοι από αυτούς παρουσιάζουν μια σταδιακή αύξηση της λαμπρότητάς τους λίγες μέρες πριν



Σχήμα 1.3. Σχηματικά οι Τύποι των υπερκαινοφανών και οι βασικές τους ιδιότητες.

την εξέλιξη του φαινομένου (Τύπου IIp, Plateau). Οι υπερκαινοφανείς που παρουσιάζουν έντονες γραμμές ηλίου κατατάσσονται στην κατηγορία Τύπου IIb. Θα

πρέπει να σημειωθεί ότι αν και έχουν προταθεί και άλλες υποκατηγορίες υπερκαινοφανών, όπως αυτοί του Τύπου II<sub>n</sub> και του Τύπου II<sub>s</sub>, (όπου παρουσιάζονται συγκεκριμένες γραμμές στενού εύρους, και μειωμένης λαμπρότητας αντίστοιχα, narrow και subluminous αντιστοίχως), εντούτοις οι κατηγορίες αυτές βρίσκονται υπό διερεύνηση. Στο Σχήμα 1.3, φαίνονται οι κατηγορίες των υπερκαινοφανών καθώς και οι βασικές τους ιδιότητες.

## **1.4 Υπολείμματα Υπερκαινοφανών Αστέρων**

Τα υπολείμματα τα οποία παράγονται στον μεσοαστρικό χώρο από τις εκρήξεις υπερκαινοφανών αστέρων καθώς και η αλληλεπίδρασή του υπερηχητικού κύματος με αυτόν, καλούνται «Υπολείμματα Υπερκαινοφανών» (Supernova Remnants), και μπορούν να μας δώσουν πληροφορίες για τον μηχανισμό της έκρηξης καθώς και για τον αστέρα από τον οποίο προήλθαν.

### **1.4.1 Εξέλιξη των υπολειμμάτων των υπερκαινοφανών αστέρων**

Συνοπτικά μπορούμε να πούμε ότι η εξέλιξη των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών συνοψίζεται σε τέσσερα βασικά βήματα. Τη φάση της ελεύθερης εκτόνωσης (free-expansion), τη φάση της αδιαβατικής εκτόνωσης (adiabatic-expansion), την φάση της ψύξης με ακτινοβολία (snow-plow), και την φάση της συγχώνευσης με το μεσοαστρικό υλικό (disappearance). Στην συνέχεια θα αναπτύξουμε διεξοδικά τις συνθήκες που επικρατούν σε κάθε φάση.

#### **Φάση της ελεύθερης εκτόνωσης.**

Η φάση αυτή αποτελεί την αρχική φάση του υπολείμματος και την τελευταία φάση του υπερκαινοφανούς. Σε αυτή την φάση το κέλυφος από το εκτινασόμενο υλικό εκτονώνεται (επεκτείνεται) γρήγορα, σαρώνοντας όλο το μεσοαστρικό υλικό. Η φάση αυτή διαρκεί μέχρι το επιπρόσθετο υλικό που έχει σαρωθεί, να αποκτήσει μάζα ανάλογη με το εκτινασόμενο υλικό. Οι ταχύτητες επέκτασης του υπολείμματος κυμαίνονται από 5000 έως 10000 km sec<sup>-1</sup> χωρίς επιβράδυνση (για αυτό και η ονομασία ελεύθερη εκτόνωση). Σε αυτή την φάση η ακτίνα και η ταχύτητα του υπολείμματος ( $R_s$  και  $v_0$  αντίστοιχα) δίνονται από τις σχέσεις:



$$R_s = v_0 t \quad (1.10)$$

$$E_0 = \frac{1}{2} M_0 v_0^2 \quad (1.11)$$

όπου  $E_0$  η αρχική κινητική ενέργεια του υπολείμματος της εκτοξευόμενης μάζας  $M_0$ . Μόλις όμως το υλικό που έχει σαρωθεί αποκτήσει αρκετή μάζα (συγκρίσιμη με την εκτινασόμενη μάζα) τότε οι εξισώσεις γίνονται:

$$R_s = \left( \frac{3M_0}{4\pi\mu m_H n_0} \right)^{1/3} \approx 1.9 \left( \frac{M_0}{1M_\odot} \right)^{1/3} \left( \frac{n_0}{1\text{cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \left( \frac{\mu}{1.36} \right)^{-1/3} \text{ pc} \quad (1.12)$$

$$t = R_s / v_0 \approx 190 \left( \frac{M_0}{1M_\odot} \right)^{1/3} \left( \frac{n_0}{1\text{cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \left( \frac{\mu}{1.36} \right)^{-1/3} \left( \frac{v_0}{10^9 \text{cm} \cdot \text{sec}^{-1}} \right)^{-1/3} \text{ yr} \quad (1.13)$$

όπου  $\mu$  είναι το μέσο ατομικό βάρος του μεσοαστρικού υλικού ανά υδρογόνο,  $M_\odot$  η ηλιακή μάζα,  $m_H$  η μάζα του ατόμου του υδρογόνου, και  $n_0$  η πυκνότητα του υδρογόνου στο μεσο-αστρικό χώρο.

Στον μεσοαστρικό χώρο, η ταχύτητα του ήχου ανέρχεται στα  $10 \text{ km sec}^{-1}$ , η οποία είναι πολύ μικρότερη από την ταχύτητα του εκτοξευόμενου υλικού. Ένα υπερηχητικό κύμα (shock), δημιουργείται στην κορυφή της εκτινασόμενης ύλης και σαρώνει τον χώρο γύρω του. Η επιβράδυνση του κύματος αυτού από το μεσοαστρικό υλικό (το οποίο αρχίζει να έχει περίπου ίση μάζα με το υλικό που εκτοξεύτηκε), δημιουργεί ένα ανάστροφο κύμα shock (reverse shock) το οποίο κατευθύνεται προς την αντίθετη κατεύθυνση (προς το εσωτερικό όπου υπάρχει η εκτινασόμενη ύλη). Τα όρια μεταξύ του μεσοαστρικού και του εκτινασόμενου υλικού, ονομάζονται «ασυνέχεια επαφής» (contact discontinuity). Το εκτινασόμενο υλικό όμως, βρίσκεται περίπου στην ίδια πίεση με το αέριο που σαρώνει το μετωπικό (blast-wave) shock. Το ανάστροφο κύμα shock που δημιουργήθηκε, θερμαίνει ακόμα περισσότερο και τα δύο υλικά, μετατρέποντας έτσι την αρχική κινητική ενέργεια σε θερμική, με αποτέλεσμα να έχει μικρότερη ταχύτητα από το μετωπικό κύμα. Στο τέλος αυτής της φάσης, η μάζα του αερίου που έχει σαρωθεί είναι μεγαλύτερη από την εκτινασόμενη μάζα ενώ το ανάστροφο κύμα shock έχει φτάσει στο κέντρο (στο αρχικό σημείο της έκρηξης). Η συνολική διάρκεια της φάσης αυτής ανέρχεται σε μερικές εκατοντάδες χρόνια (Γούδης 2007).

Σε ορισμένες βιβλιογραφίες η φάση αυτή αναφέρεται σαν δύο διαφορετικές φάσεις (Φάση 0 της ελεύθερης εκτόνωσης και Φάση I της δημιουργίας ανάστροφου κύματος shock).

## Φάση της αδιαβατικής εκτόνωσης

Τώρα το μεσοαστρικό υλικό που έχει σαρωθεί είναι πολύ περισσότερο από τον εκτινασόμενο, ενώ η ακτινοβολούμενη ενέργεια από το υπάρχον κέλυφος είναι μηδαμινή σε σχέση με την ολική ενέργεια που προήλθε από την έκρηξη. Για να περιγράψει την φάση αυτή ο Sedon, πρότεινε μια λύση αυτο-ομοιότητας (Self-similar solution) για το μεταδιδόμενο κύμα shock το οποίο προέρχεται από μια έκρηξη μέσα σε ομογενές μεσοαστρικό υλικό. Αργότερα παρατηρήθηκε ότι αυτή η λύση αυτο-ομοιότητας μπορούσε να περιγράψει ικανοποιητικά την φάση αυτή, για αυτό και είναι γνωστή και ως Φάση Sedon (Γούδης 2007).

Στην φάση αυτή, η περιγραφή του φαινομένου μπορεί να γίνει με τον προσδιορισμό δύο παραμέτρων. Την πυκνότητα του μεσοαστρικού υλικού  $n_0$ , και την ενέργεια που εκλύθηκε από την έκρηξη του υπερκαινοφανούς  $E_0$ . Αυτές οι παράμετροι συνδέονται με μια αδιάστατη παράμετρο  $\xi$  και με τις μετρήσιμες παραμέτρους της ηλικίας του υπολείμματος  $t$  και την ακτίνα  $r$  ως εξής:

$$\xi = r \left( \frac{n_0}{Et^2} \right)^{1/5} \quad (1.14)$$

Η ακτίνα του κύματος shock  $R_s$  καθώς και η θερμοκρασία του κύματος αμέσως λίγο πριν το κύμα  $T_s$  δίνονται από τις σχέσεις:

$$R_s = 5.0 \left( \frac{E_0}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left( \frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \left( \frac{t}{1000 \text{ yr}} \right)^{2/5} \text{ pc} \quad (1.15)$$

$$T_s = 4.5 \left( \frac{E_0}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{2/5} \left( \frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2/5} \left( \frac{t}{1000 \text{ yr}} \right)^{-6/5} \text{ keV} \quad (1.16)$$

Οπότε η ταχύτητα  $v_s$  του κύματος shock είναι:

$$v_s = 0.4 \frac{R_s}{t} \propto t^{-3/5} \quad (1.17)$$

Θα πρέπει να τονιστεί ότι για τις παραπάνω προσεγγίσεις χρησιμοποιήθηκε ως μέσο ατομικό βάρος του μεσοαστρικού υλικού, η τιμή  $\mu=1.26$  (Allen 1973). Σε αυτή την φάση η ταχύτητα του μετωπικού κύματος shock είναι της τάξης των χιλίων  $\text{km sec}^{-1}$  ενώ ο χρόνος διάρκειας αυτής της φάσης διαρκεί λιγότερο από χίλια χρόνια.

## Φάση της ψύξης με ακτινοβολία

Καθώς το κύμα shock σαρώνει όλο και μεγαλύτερη περιοχή, το υλικό που συγκεντρώνεται πίσω του αυξάνεται με αποτέλεσμα να μειώνεται η ταχύτητά του, η

οποία τώρα είναι λιγότερη από  $200 \text{ km sec}^{-1}$ . Σε αυτή την φάση η αποβολή ενέργειας με ακτινοβολία δεν είναι αμελητέα σε σχέση με την εναπομείνουσα ενέργεια από την έκρηξη. Έχοντας η θερμοκρασία πέσει στους  $10^5 \text{ K}$ , τα ηλεκτρόνια μπορούν να προσαρτηθούν από βαρύτερα στοιχεία (όπως άνθρακας και οξυγόνο) εκπέμποντας ακτινοβολία (κυρίως στο υπεριώδες μέρος του φάσματος), ψύχοντας ακόμα περισσότερο το υλικό που βρίσκεται ακριβώς πίσω από το shock, το οποίο συνεχίζει να διαδίδεται προς τον μεσοαστρικό χώρο.

Σε μια πρώτη προσέγγιση το θερμό αέριο περιγράφεται αδιαβατικά από την σχέση:

$$\bar{P}V^\gamma = \text{const.} \quad (1.18)$$

όπου  $\bar{P}$  είναι η μέση πίεση του αερίου,  $V$  ο όγκος του, και  $\gamma$  ο λόγος των ειδικών θερμοτήτων ( $\gamma = C_p/C_v$ ). Με δεδομένο ότι  $\bar{P} \propto \nu_s$  και  $V \propto R_s^3$ . Οπότε για ένα απλό αέριο με  $\gamma = 5/3$  η παραπάνω σχέση γίνεται:

$$\nu_s^2 R_s^5 = \text{const.} \longrightarrow R_s \propto t^{2/7} \quad (1.19)$$

Η φάση αυτή ονομάζεται και φάση «εκχιόνισης» (snowplow, ή pressure driven snowplow). Σε αυτή την φάση είναι συνήθως η πρώτη φορά που το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς ακτινοβολεί στο οπτικό μέρος του φάσματος. Βέβαια νεαρά υπολείμματα υπερκαινοφανών με πολύ ισχυρούς αστρικούς ανέμους, μπορούν να γίνουν ορατά και κατά το πέρας της προηγούμενης φάσης.

Θα πρέπει να αναφερθεί ότι ο Cioffi et al. (1988) υπολογίζοντας τις εξισώσεις κίνησης του Sedon που ισχύουν για την αδιαβατική φάση, βρήκε ότι η ακτίνα του κελύφους είναι  $R_s \propto t^{3/10}$ . Καθώς το αέριο ψύχεται, η ορμή διατήρησης γράφεται

$$M_s \nu_s = \text{const.}$$

Όπου  $M_s$  η συνολική μάζα του κελύφους. Με δεδομένο ότι  $M_s \propto R_s^3$  έχουμε:

$$R_s^3 \nu_s = \text{const.} \longrightarrow R_s \propto t^{1/4} \quad (1.20)$$

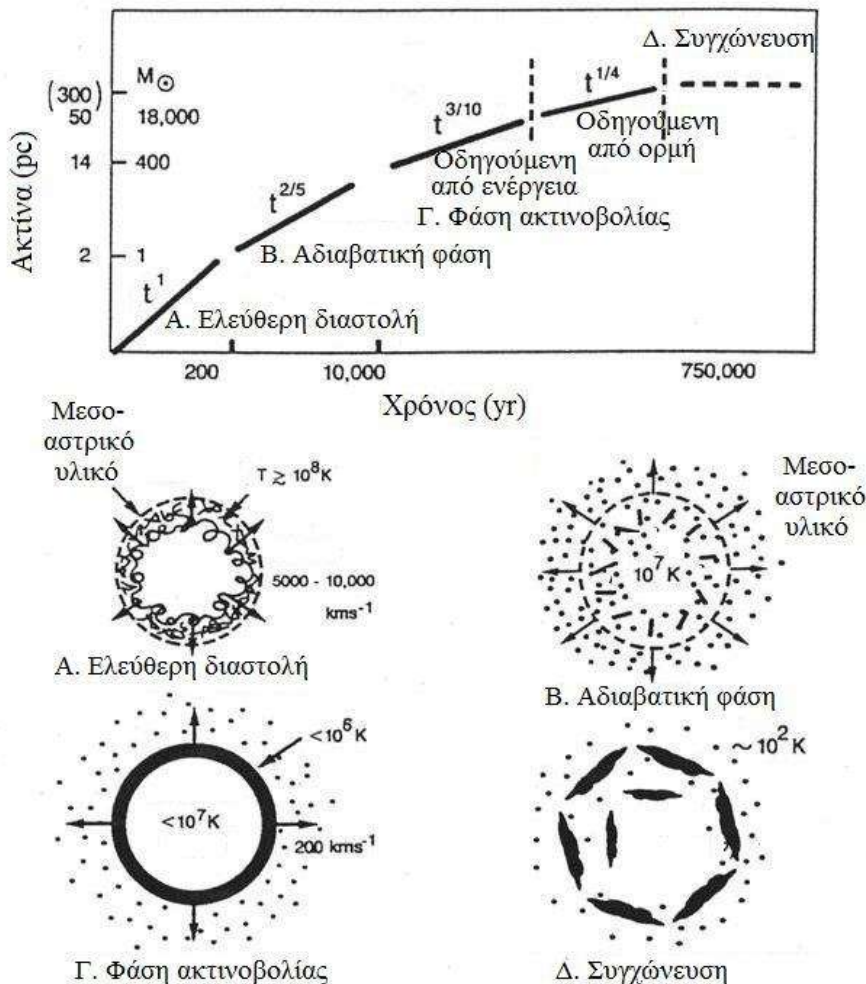
Αυτή η φάση που βρίσκεται στο τελείωμα της ψύξεως με ακτινοβολία, ονομάζεται κατάσταση διατηρούμενης ορμής εκχιόνισης (momentum-conserving snowplow stage), και ο χρόνος παραμονής του υπολείμματος σε αυτή την κατάσταση προσμετράται σε αυτή την φάση.

Στην φάση της ψύξεως, θα μείνει το υπόλειμμα για το μεγαλύτερο μέρος της ύπαρξής του (της τάξεως των  $10^5$  χρόνια) ενώ οι ταχύτητες του κύματος shock (που αρχικά ήταν περίπου  $200 \text{ Km sec}^{-1}$ ) θα μειώνονται διαδοχικά.

## Φάση συγχώνευσης με το μεσοαστρικό υλικό

Στην τελευταία αυτή φάση, το υπόλειμμα έχει επεκταθεί πάρα πολύ, ενώ όλη η ενέργεια του κύματος shock έχει διαδοθεί μέσω ακτινοβολίας στο μεσοαστρικό χώρο, καθιστώντας το υπόλειμμα αμυδρό. Η ταχύτητα επέκτασης του υπολείμματος σταματάει να είναι υπερηχητική, αλλά συνεχίζει να σαρώνει το χώρο γύρω του με υποηχητική ταχύτητα τώρα. Μόλις η ταχύτητα γίνει συγκρίσιμη με την ταχύτητα της τυχαίας κίνησης του μεσοαστρικού υλικού (που είναι της τάξης των  $10 \text{ km sec}^{-1}$ ), τότε γίνεται δυσδιάκριτο από τον υπόλοιπο χώρο, με αποτέλεσμα να ενσωματωθεί με αυτόν.

## Εξέλιξη Υπολείμματος Υπερκαινοφανούς



Σχήμα 1.4 Επάνω, το διάγραμμα ακτίνας του υπολείμματος σε σχέση με τον χρόνο εκτέλεσης ενώ κάτω τα στάδια της εξέλιξης των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών.

Θα πρέπει να τονιστεί ότι η όλη εξέλιξη του υπολείμματος ενός υπερκαινοφανούς είναι πολύ πιο πολύπλοκη από ότι περιγράφηκε. Το πέρασμα του υπολείμματος από την μια φάση στην άλλη μπορεί να διαρκέσει και το ίδιο ή και

μεγαλύτερο χρονικό διάστημα από την ίδια την φάση. Σχηματικά η αναπαράσταση των φάσεων φαίνεται στο παραπάνω Σχήμα 1.4.

### **1.4.2 Κατηγοριοποίηση των υπολειμμάτων των υπερκαινοφανών.**

Η κατηγοριοποίηση των υπολειμμάτων των υπερκαινοφανών είναι μια σχετικά δύσκολη διαδικασία (με δεδομένο ότι έχουν ανακαλυφθεί περί τα 274 υπολείμματα, Green 2009) και γίνεται κυρίως από εικόνες που προέρχονται από το ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος και σε μερικές εξαιρέσεις από συνδυασμό του ραδιοφωνικού με ακτίνες X. Τα υπολείμματα υπερκαινοφανών εκπέμπουν όλα μη-θερμική ακτινοβολία (ή αλλιώς ακτινοβολία σύγχροτρον) και χωρίζονται σε 3 μεγάλες κατηγορίες: τα Κελύφη (Shell type), τα Συμπαγή (Plerions) ή τύπου Καρκίνου (Grab-like) και τα Σύνθετα (Composite).

#### **Κελύφη**

Τα υπολείμματα με μορφολογία κελύφους, είναι υπερκαινοφανείς που εκτίνονται σφαιρικά στον μεσοαστρικό χώρο. Λόγω όμως της γωνίας οράσεώς μας, το οπτικό βάθος στο κέντρο του υπολείμματος είναι μεγαλύτερο από ότι στα όριά του, για αυτό βλέπουμε ότι το υπόλειμμα εμπεριέχεται σε ένα κέλυφος. Στην περίπτωση που το μεσοαστρικό υλικό ήταν απόλυτα ομοιόμορφο, τότε θα το βλέπαμε σαν ένα σφαιρικό υπόλειμμα.

#### **Συμπαγή**

Τα συμπαγή υπολείμματα είναι κυρίως νεαρά υπολείμματα όπου στο κέντρο τους εμφανίζεται συμπαγές μεσοαστρικό υλικό το οποίο βρίσκεται γύρω από έναν αστέρα νετρονίων (ή και pulsar). Αυτά τα υπολείμματα έχουν ισχυρή εκπομπή σε ραδιοκύματα και σε ακτίνες X.

#### **Σύνθετα**

Μερικά από τα υπολείμματα εμφανίζονται σαν κελύφη στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος και σαν συμπαγή στις ακτίνες X. Αυτά τα υπολείμματα τα ονομάζουμε σύνθετα.

Εκτός από αυτές τις κύριες κατηγορίες υπάρχουν και άλλες που έχουν να κάνουν και με την παρατήρησή τους και στο οπτικό μέρος του φάσματος. Μερικές

από αυτές είναι «Επικράτηση Balmer» (Balmer-dominated), όπου εμφανίζονται απαγορευμένες γραμμές οξυγόνου και θείου ([O III] και [S II]), καθώς και υπολείμματα που εμφανίζουν ισχυρές γραμμές απαγορευμένου οξυγόνου που ονομάζονται «Πλούσια σε οξυγόνο» (Oxygen-rich) (Weiler et al.1988), ενώ έχουν παρατηρηθεί και μερικά υπολείμματα τα οποία δεν εκπέμπουν στο ραδιοφωνικό φάσμα και ονομάζονται «σιωπηλά στο ραδιοφωνικό φάσμα» (radio-quiete) . Επιπλέον στην κατηγορία των σύνθετων υπολειμμάτων, βρέθηκαν μερικά όπου το κεντρικό συμπαγές τμήμα τους εκπέμπει ασθενή θερμική ακτινοβολία στις ακτίνες X. Αυτή η νέα κατηγορία προτάθηκε (από τους Rho & Petre 1998) να αναφέρεται σαν «μεικτής μορφολογίας» (mixed-morphology).

### 1.4.3. Ακτινοβολία από τα υπολείμματα των υπερκαινοφανών.

Αμέσως μετά την διέλευση του κύματος shock στον μεσοαστρικό χώρο, τόσο τα ιόντα όσο και τα ηλεκτρόνια που βρίσκονται σε αυτές τις περιοχές θερμαίνονται σε πολύ υψηλές θερμοκρασίες, οι οποίες εξαρτώνται από την μάζα που έχουν καθώς και από την ταχύτητα του shock. Το shock αναγκάζει τα σωματίδια του πλάσματος να κινηθούν με ταχύτητες  $3/4 v_s$  προσδίδοντας στα ηλεκτρόνια ενέργεια  $1/2 m_e (3/4 v_s^2)$  η οποία είναι περίπου 2000 φορές μικρότερη από αυτή που προσδίδεται στον πυρήνα. Αμέσως, τα ηλεκτρόνια τα οποία βρίσκονται ακριβώς πίσω από το μέτωπο του κύματος, διαφεύγουν από το άτομο, κυρίως λόγω της μεταφοράς της ενέργειας από τον πυρήνα. Αυτή η μεταφορά της ενέργειας (θερμοκρασίας κατ' επέκταση) ακολουθεί την κατανομή Maxwell και δίνεται από την σχέση:

$$-\frac{dT_e}{dt} = \frac{T_e - T_i}{\tau_{eq}} \quad (1.21)$$

όπου  $T_e$  και  $T_i$  οι θερμοκρασίες του ηλεκτρονίου και του ιόντος αντίστοιχα και  $\tau_{eq}$  ο χρόνος επανασύνδεσης. Αν η ενέργεια μεταφέρεται μέσα από συγκρούσεις Coulomb τότε ο χρόνος επανασύνδεσης δίνεται από την σχέση (Spitzer 1962):

$$\tau_{eq} = \frac{3m_e m_i k^{3/2}}{8(2\pi)^{1/2} n_e e^4 \ln \Lambda} \left( \frac{T_i}{m_i} + \frac{T_e}{m_e} \right)^{3/2} \text{ sec} \quad (1.22)$$

όπου  $\ln \Lambda$  είναι ο λογάριθμος του Coulomb,  $k$  η σταθερά Stefan-Boltzmann,  $n_e$  ο αριθμός των ηλεκτρονίων και  $e$  το φορτίο τους.

Στην περίπτωση που έχουμε ένα οπτικά αραιό αέριο, μετά την διέλευση του κύματος shock, μεταβαίνει σε μια κατάσταση μη ισορροπίας (ιονισμός από συγκρούσεις, collisional ionization equilibrium) όπου το πλάσμα στην αρχή εκπέμπει ισχυρή ακτινοβολία στις ακτίνες X. Ο ιονισμός που υφίσταται ένα στοιχείο με ατομικό αριθμό  $Z$  λόγω κρουστικής διέγερσης δίνεται από την σχέση:

$$\frac{df_z}{d(n_e t)} = S_{z-1} f_{z-1} - (S_z + a_z) f_z + a_{z+1} f_{z+1} \quad (1.23)$$

με 
$$\sum_{z=0}^{z=Z} f_z = 1 \quad (z = 0, 1, 2, \dots, Z) \quad (1.24)$$

όπου  $f_z$  είναι ο συντελεστής ιονισμού του στοιχείου που έχει ιονιστεί  $z-1$  φορές, και  $S_z$  και  $a_z$  είναι οι συντελεστές ιονισμού και επανασύνδεσης του  $z$  ιόντος αντίστοιχα. Ο χρόνος που απαιτείται για να επέλθει ισορροπία στο πλάσμα μπορεί να βρεθεί από την επίλυση της παραπάνω εξίσωσης (1.23). Με μια προσέγγιση πρώτης τάξης (Masai 1994), έχουμε:

$$n_e t_{eq} \approx \sum_{z=0}^{z=Z} (S_z + a_z)^{-1} \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ sec} \quad (1.25)$$

Αυτή η τιμή εξαρτάται από την αρχική θερμοκρασία του πλάσματος  $T_e$  και από τον ατομικό αριθμό  $Z$ .

Στην περίπτωση που το μεσοαστρικό υλικό που περιβάλλει έναν υπερκαινοφανή είναι ένα σωματίδιο ανά κυβικό εκατοστό, τότε ο χρόνος που χρειάζεται για να επέλθει ισορροπία στο πλάσμα είναι  $10^{12}$  δευτερόλεπτα ή αλλιώς  $10^5$  χρόνια.

## Συνεχής ακτινοβολία

Η ακτινοβολία που εκπέμπεται από τα υπολείμματα είναι συνεχής σε όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα, και προέρχεται κυρίως από τεσσάρων ειδών μεταπτώσεων των ηλεκτρονίων: ελεύθερης – ελεύθερης μετάπτωσης ή ακτινοβολία Bremsstrahlung ή αλλιώς πέδησης, δέσμια – ελεύθερης μετάπτωσης ή φωτοϊονισμός, ελεύθερης – δέσμιας μετάπτωσης ή επανασύνδεσης και τέλος δέσμιας – δέσμιας μετάπτωσης ή φωτοδιέγερσης (γραμμικό φάσμα).

### Ελεύθερη – δέσμια και δέσμια – ελεύθερη μετάπτωση

Οι μεταπτώσεις αυτές συμβαίνουν όταν ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο δεσμεύεται από ένα ιόν και μεταπίπτει με αποδιέγερση στην βασική στάθμη, ελευθερώνοντας κατά την πτώση του φωτόνια (free-bound transition). Το αντίθετο συμβαίνει στην

δεύτερη περίπτωση (bound-free transition) όπου ένα φωτόνιο προσδίδει αρκετή ενέργεια σε ένα ηλεκτρόνιο ώστε να το αποσπάσει από το άτομο. Η ενεργός διατομή, εξαρτάται τόσο από το φορτίο του πυρήνα όσο και από την ταχύτητα των ηλεκτρονίων (ή την συχνότητα των φωτονίων).

### Ακτινοβολία Bremsstrahlung

Η ακτινοβολία αυτή εκπέμπεται όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο αλληλεπιδρά με ένα άλλο. Καθώς η αλληλεπίδραση μεταξύ ηλεκτρονίων στην ουσία αναδιανέμει την ενέργεια, η ακτινοβολία εκπέμπεται συνήθως όταν ένα ηλεκτρόνιο συγκρουστεί με έναν πυρήνα βαρύ στοιχείου. Σε αυτή την περίπτωση η ενέργεια που εκπέμπεται δίνεται από την σχέση:

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{16\pi e^6}{3\sqrt{3}c^3 m_e^2 v} \nu N Z^2 g_f \quad (1.26)$$

όπου  $e$  και  $m_e$  το φορτίο και η μάζα του ηλεκτρονίου,  $v$  η ταχύτητά του,  $c$  η ταχύτητα φωτός,  $\nu$  η συχνότητα του εκπεμπόμενου φωτονίου,  $N$  ο αριθμός των πρωτονίων του πυρήνα,  $Z$  ο βαθμός ιονισμού του στοιχείου και  $g_f$  ο συντελεστής Gaunt. Με αυτή την διαδικασία τα ηλεκτρόνια τα οποία έχουν ενέργεια  $E$  παράγουν κατά μέσο όρο φωτόνια με ενέργεια  $h\nu \sim E/3$  (Longair, 1994).

### Αντίστροφο φαινόμενο Compton

Το φαινόμενο (σκέδαση) Compton γίνεται όταν ένα υψηλής ενέργειας φωτόνιο προσπίπτει σε ένα φορτισμένο σωματίδιο και μεταφέρει ορμή σε αυτό. (Το φαινόμενο αυτό για χαμηλές ενέργειες είναι γνωστό και ως σκέδαση Thompson). Υπό προϋποθέσεις μπορεί ένα φορτισμένο σωματίδιο το οποίο έχει υψηλή ενέργεια να συγκρουστεί με ένα φωτόνιο και να μεταφέρει ενέργεια σε αυτό (αντίστροφο φαινόμενο Compton). Όταν ένα σωματίδιο που κινείται με σχετικιστική ταχύτητα προσκρούσει σε ένα φωτόνιο, τότε του προσδίδει ενέργεια ίση με:

$$P_{IC} = \frac{2}{3} \sigma_T \gamma^2 \beta^2 U_{phot} \quad (1.27)$$

όπου  $\sigma_T$  η ενεργός διατομή του σωματιδίου,  $\beta = v/c$ ,  $\gamma^2 = 1/(1-\beta^2)$  και  $U_{phot}$  η πυκνότητα ενέργειας του πεδίου στο οποίο κινείται το φωτόνιο. Η μέγιστη ενέργεια που μπορεί να αποκτήσει ένα φωτόνιο δίνεται από την σχέση:

$$(h\nu)_{max} = 4\gamma^2 h\nu_0 \quad (1.28)$$

Όπου  $\nu_0$  η αρχική συχνότητα του φωτονίου (Longair 1994).



## Ακτινοβολία σύγχροτρον

Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο κινείται μέσα σε μαγνητικό πεδίο τότε ασκείται σε αυτό η δύναμη Lorentz. Στις χαμηλές ενέργειες, με βάση αυτό το μηχανισμό, έχουμε εκπομπή ακτινοβολίας κύκλωτρον, σε μια συγκεκριμένη συχνότητα, την γυροσκοπική συχνότητα του ηλεκτρονίου. Στην περίπτωση όμως που τα ηλεκτρόνια κινούνται με σχετικιστικές ταχύτητες, τότε εκπέμπεται μια συνεχή ακτινοβολία που ονομάζεται ακτινοβολία σύγχροτρον (synchrotron radiation). Η ισχύς που εκπέμπεται από ένα ηλεκτρόνιο κατά την διάρκεια της ακτινοβολίας δίνεται από την σχέση:

$$P = -\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_B \quad (1.29)$$

όπου  $c$  η ταχύτητα του φωτός  $\sigma_T$  η ενεργός διατομή του ηλεκτρονίου (και εν γένει του φορτισμένου σχετικιστικού σωματιδίου, και  $U_B$  η εσωτερική ενέργεια του μαγνητικού πεδίου (δηλαδή  $B^2/8\pi$ ). Στα περισσότερα υπολείμματα υπερκαινοφανών τα σωματίδια επιταχύνονται από την αλληλεπίδρασή τους με το κύμα shock, με αποτέλεσμα να κινούνται με σχετικιστικές ταχύτητες μέσα σε μαγνητικό πεδίο που έχει συμπιεσμένες τις δυναμικές του γραμμές.

## Ακτινοβολία από επιτάχυνση Fermi

Λόγω του ότι τα υπολείμματα υπερκαινοφανών χαρακτηρίζονται από έντονη μη θερμική ακτινοβολία, ο παραπάνω μηχανισμός δεν μπορεί να την παράγει. Έτσι στα υπολείμματα επικρατεί ένας άλλος μηχανισμός ακτινοβολίας, της επιτάχυνσης Fermi μέσα σε κύματα shock. Αν υποθέσουμε ότι οι ταχύτητες των σωματιδίων στην περιοχή μετά το κύμα shock και πριν είναι  $u_a$  και  $u_d^1$  και η ενέργεια που μεταφέρεται στο σωματίδιο κατά το πέρασμά του είναι  $E_0$ , τότε όταν αυτό σκεδαστεί από την περιοχή πριν το shock στην περιοχή που βρίσκεται μετά από αυτό, θα αποκτήσει ενέργεια  $E_0'$  που θα δίνεται από την σχέση:

$$E_0' \approx \gamma_d^2 (1 - \beta_d)^2 E_0 \quad (1.30)$$

όπου  $\beta_d = u_d / c$  και  $\gamma_d = \sqrt{1 - \beta_d^2}$ . Αντιστρόφως τώρα το ίδιο σωματίδιο σκεδαστεί και γυρίσει πίσω στην πριν το shock περιοχή, τότε θα έχει αποκτήσει ενέργεια:

$$E_1 \approx \gamma_u^2 (1 - \beta_u)^2 E_0' \approx (1 + 2\beta_u)(1 - 2\beta_d) E_0 \quad (1.31)$$

όπου οι δείκτες  $u$  και  $d$  εκφράζουν τις ταχύτητες των περιοχών μετά και πριν το shock. Με δεδομένο ότι η  $u_a > u_d$  αυτό υποδηλώνει ότι σε κάθε «διπλό» πέρασμα του

<sup>1</sup> Οι δείκτες προέρχονται από τους αγγλικούς όρους upstream και downstream.

σωματιδίου μέσα από το μέτωπο του shock, αυξάνεται η ενέργειά του και επομένως επιταχύνεται. Ο Bell (1978) απέδειξε ότι αν το σωματίδιο κάνει  $n$  φορές αυτό το διπλό πέρασμα τότε τελική του ενέργεια θα είναι:

$$E_n = E_0 e^{4n(\beta_u - \beta_d)/3} \quad (1.32)$$

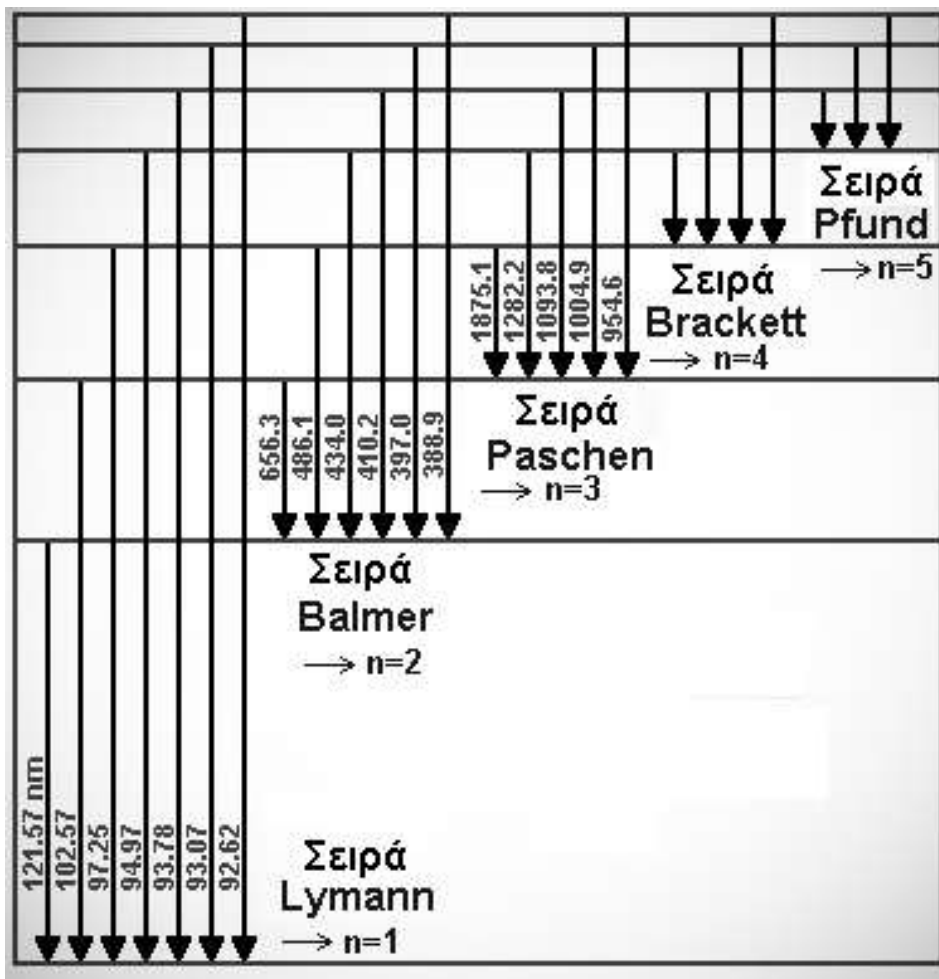
Για να επιτευχθεί αυτός ο μηχανισμός της επιτάχυνσης Fermi, είναι απαραίτητη η σκέδαση των σωματιδίων και η διέλευσή τους μέσα από το μέτωπο του κύματος shock. Στα υπολείμματα των υπερκαινοφανών οι μαγνητικές γραμμές του μεσοαστρικού χώρου «παγώνουν» το πλάσμα το οποίο υπάρχει στην μετά το shock περιοχή, του οποίου τα σωματίδια αρχίζουν να κινούνται τυχαία από τις σκεδάσεις που υφίστανται εκτελώντας κινήσεις που περιγράφονται από τον τυχαίο βηματισμό. Είναι πολύ πιθανό, κάποια σωματίδια που βρίσκονται στην πριν το shock περιοχή να μεταβούν στην μετά το shock περιοχή. Όμως στην περιοχή αυτή υπάρχουν μαγνητουδρودυναμικά κύματα οπότε το σωματίδιο ακολουθώντας τις γραμμές Alfven σκεδάζεται και πάλι στην πριν το shock περιοχή. Με τον τρόπο αυτό μεταφέρεται μέρος της ενέργειας έξω από το κέλυφος του υπολείμματος.

## Γραμμική ακτινοβολία

Πέρα όμως από τους παραπάνω βασικότερους τρόπους εκπομπής συνεχούς ακτινοβολίας, οι πιο χρήσιμες παρατηρήσεις για τα υπολείμματα υπερκαινοφανών, προκύπτουν από τις γραμμές εκπομπής, που δημιουργούνται από τις διάφορες ατομικές μεταπτώσεις, οι οποίες μας επιτρέπουν να μετρήσουμε τις επικρατούσες θερμοκρασίες, τους λόγους των διαφόρων στοιχείων που υπάρχουν στο μεσοαστρικό χώρο, τις ταχύτητες επέκτασης του κελύφους καθώς και τον τρόπο που ιονίζονται τα υλικά από την διέλευση του κύματος shock. Όταν ένα ηλεκτρόνιο μεταπίπτει από την μια στιβάδα του ατόμου σε μια άλλη με χαμηλότερη ενέργεια, τότε η ενέργεια που χάνεται, ακτινοβολείται εκπέμποντας ένα φωτόνιο το οποίο θα έχει ενέργεια ίση με  $\Delta E = h\nu$ . Αν οι μεταπτώσεις γίνεται σε στιβάδες που βρίσκονται πολύ κοντά η μία στην άλλη, τότε εκπέμπεται ένα φωτόνιο χαμηλής ενέργειας. Αντιθέτως αν απέχουν αρκετά, τότε το φωτόνιο είναι υψηλής ενέργειας. Η διαδικασία αυτή είναι γνωστή και σαν «δέσμια – δέσμια» μετάπτωση (bound – bound transition) λόγω του ότι ένα δέσμιο ηλεκτρόνιο μεταπίπτει από την μια στιβάδα σε μια άλλη με διαφορετική ενέργεια.

Πολλές φορές κατά τις κρουστικές διεγέρσεις των ηλεκτρονίων, τα ηλεκτρόνια δεν μεταβαίνουν ενεργειακά και πληρούν μετασταθείς στιβάδες. Η αποδιέγερσή του με εκπομπή ακτινοβολίας έχει σαν αποτέλεσμα την εκπομπή απαγορευμένης γραμμής (Γούδη, Αστέρες και μεσοαστρική ύλη).

Τα ηλεκτρόνια τα οποία από μια στάθμη καταλήγουν στην πρώτη στιβάδα ( $n=1$ ) εκπέμπουν γραμμές Lyman (και συμβολίζονται με Ly). Ανάλογα με την προέλευση του ηλεκτρονίου τοποθετείται και ένα γράμμα ( $\alpha, \beta, \gamma$  κ.λ.π.) για να προσδιορίσουν ότι προέρχεται από την δεύτερη στάθμη, από την τρίτη ή την τέταρτη αντιστοίχως<sup>2</sup>. Τα ηλεκτρόνια τα οποία καταλήγουν (μεταπίπτουν) στην δεύτερη στιβάδα ( $n=2$ ) εκπέμπουν φασματικές γραμμές Balmer (οι οποίες βρίσκονται στο ορατό μέρος του φάσματος και για συντομία τις γράφουμε μόνο με το όνομα του στοιχείου), η τελική μετάπτωση στην τρίτη στιβάδα ( $n=3$ ) εκπέμπει γραμμές Paschen (Pa) και στην τέταρτη στιβάδα ( $n=4$ ) γραμμές Brackett (Br) (Σχήμα 1.5)



Σχήμα 1.5 Μεταπτώσεις ηλεκτρονίων και είδη ακτινοβολίας που παράγονται

<sup>2</sup> Για παράδειγμα η γραμμή Ly  $\beta$  υποδηλώνει ότι το ηλεκτρόνιο από την τρίτη στιβάδα μεταπήδησε στην πρώτη εκπέμποντας αυτή την φασματική γραμμή.

Για τα άτομα που έχουν δομή υδρογόνου (δηλαδή είναι πλήρως ιονισμένα), η ενέργεια που εκλύεται μετά από κάθε τέτοια μετάπτωση δίνεται από την σχέση:

$$\Delta E = 13.6Z^2 \left( \frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_f^2} \right) \quad eV \quad (1.33)$$

Όπου  $Z$  είναι ο ατομικός αριθμός, ( $Z=1$  για το υδρογόνο) και  $n_i$  και  $n_f$  ο αριθμός της αρχικής και της τελικής στιβάδας.

#### 1.4.4. Παρατηρήσεις υπολειμμάτων υπερκαινοφανών.

##### Ακτίνες – X

Πολλές μεταπτώσεις ηλεκτρονίων παρατηρούνται σε υπολείμματα υπερκαινοφανών οι οποίες αντιστοιχούν σε μήκη κύματος από 0.1 έως 10 keV, υποδηλώνοντας ότι τα στοιχεία έχουν χάσει όλα τα ηλεκτρόνια τους (εκτός από 1-2). Η παρατήρηση των αντικειμένων στις ακτίνες – X ξεκινάει αμέσως μετά από την φάση της έκρηξης και διαρκεί αρκετές χιλιάδες χρόνια. Μόλις τις τελευταίες δεκαετίες κατορθώθηκε να παρατηρηθούν μέσω δορυφόρων σε αυτά τα μήκη κύματος, καθώς αυτές οι ακτίνες δεν περνούν τα στρώματα της ατμόσφαιρας,

##### Οπτικό

Πρώτη φορά εντοπισμός του υπολείμματος στο οπτικό μέρος του φάσματος γίνεται κατά την φάση της ακτινοβολίας, όπου αρχίζει να ψύχεται μέσα από την οπτική εκπομπή και κυρίως μέσα από την εκπομπή απαγορευμένων γραμμών. Οι συνηθέστερες γραμμές είναι: του υδρογόνου, του ηλίου, του οξυγόνου, του αζώτου, του νέου και του θείου. Σε περιπτώσεις όπου το υπόλειμμα δεν μπορεί να αναγνωριστεί από την μορφολογία του, (αυτό συμβαίνει κυρίως σε εξωγαλαξιακά υπολείμματα υπερκαινοφανών) τότε χρησιμοποιείται ο λόγος των γραμμών [S II]/Ha για να διαχωριστούν από τις περιοχές H II (Mathewson & Clarke, 1973). Οι συγκρούσεις διεγείρουν τα άτομα του θείου σε μετασταθείς στιβάδες σε μια μεγάλη περιοχή πίσω από το κύμα shock, καθιστώντας τον μηχανισμό αυτό ως τον πιο αποδοτικό στην ψύξη του νεφελώματος. Στις περιπτώσεις όπου τα άτομα του θείου διεγείρονται κρουστικά σε αυτές τις στάθμες, ο λόγος [S II]/Ha είναι μεγαλύτερος από 0.5 (το κατώτερο όριο αποτελούν οι τιμές 0.4-0.5), ενώ για ιονισμένες περιοχές

Η  $\Pi$  ο λόγος αυτός παίρνει τιμές από 0.1 έως 0.3. (Matonick & Fesen 1997). Μελετώντας και άλλους λόγους γραμμών, μπορούμε να αποφανθούμε για την ηλεκτρονιακή πυκνότητα και την θερμοκρασία, ενώ με φάσματα υψηλής ανάλυσης μπορούμε αν μελετήσουμε τις ταχύτητες με τις οποίες κινείται το κύμα shock στον μεσοαστρικό χώρο.

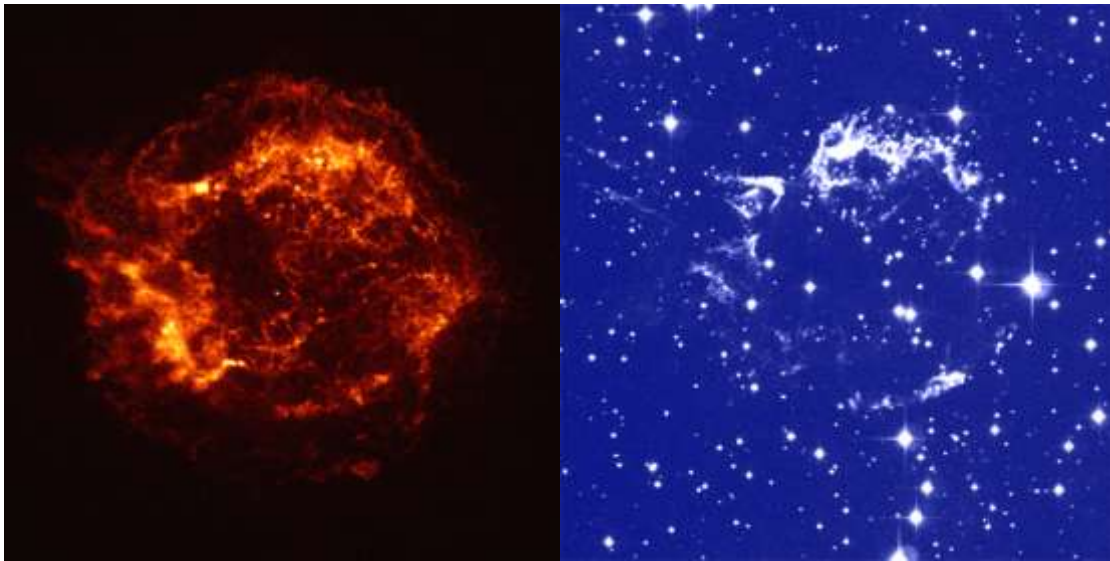
### **Υπέρυθρο**

Τα υπολείμματα υπερκαινοφανών εκπέμπουν στο υπέρυθρο φάσμα καθόλη την διάρκεια της ύπαρξής τους (Dwek et al., 1987), αν και η μελέτη της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας είναι λιγότερο σημαντική σε σχέση με την οπτική ακτινοβολία για την μελέτη του φαινομένου. Οι γραμμές εκπομπής των στοιχείων στο υπέρυθρο φανερώνουν θερμοκρασίες της τάξεως μερικών εκατοντάδων βαθμών Kelvin (Arendt 2001), ενώ σε αυτό το μήκος κύματος γίνεται άριστη μελέτη της αλληλεπίδρασης του υπολείμματος με την σκόνη του μεσοαστρικού χώρου.

### **Ραδιοκύματα**

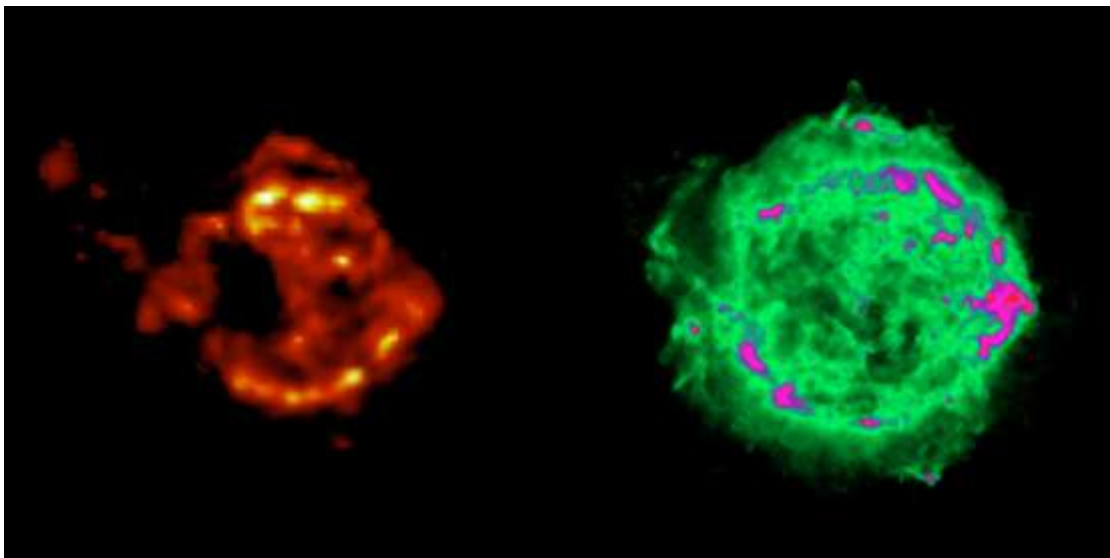
Σχεδόν όλα τα υπολείμματα υπερκαινοφανών εκπέμπουν στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος. Η εκπομπή αυτή οφείλεται κυρίως στο μηχανισμό σύγχροτρον καθώς και σε ενεργειακές ανακατατάξεις που γίνονται σε επίπεδο μορίων (όπως αλλαγή της ιδιοστροφορμής (spin) των ηλεκτρονίων, ταλαντώσεων και αλληλεπιδράσεων με ακτινοβολίας. Χαρακτηριστική είναι η ακτινοβολία MASER που έχει παρατηρηθεί σε πολλά υπολείμματα (ο μηχανισμός της οποίας έχει αναλυθεί διεξοδικά από τον Elitzur 1976 και 1992). Η ευρεία παρατήρησή τους σε αυτά τα μήκη κύματος έχει σαν αποτέλεσμα πολλά μορφολογικά στοιχεία αλλά και χαρακτηριστικά τους να λαμβάνονται με βάση τις εικόνες στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος.

Στο παρακάτω σχήμα (Σχήμα 1.6) βλέπουμε το ίδιο υπόλειμμα υπερκαινοφανούς (την Cassiopeia A) μέσα από τις τέσσερις διαφορετικές κατηγορίες ακτινοβολίας που εκπέμπει. Οι διαστάσεις των εικόνων είναι η ίδια και καλύπτει έκταση στον ουρανό 6 λεπτών της μοίρας. Η εικόνα στις ακτίνες X πάρθηκε από τον δορυφόρο Chandra στις ενέργειες εκπομπής του πυριτίου που είναι από 1.76 έως 1.93 keV (Gotthelf et al. 2001), η οπτική εικόνα από το 5 μ. τηλεσκόπιο Hale που βρίσκεται στην Χαβάη στα μήκη κύματος 6400 έως 7000 Å (van den Bergh & Kamper 1985) η εικόνα στο υπέρυθρο είναι από τον δορυφόρο Spitzer στα 24 μμ. και πάρθηκε από την δημοσίευση των Lagage et al. (1996) και η ραδιοφωνική εικόνα από το VLA στα 6 εκατοστά (Anderson et al. 1995).



1. Cassiopeia A στις ακτίνες X

2. Cassiopeia A στο οπτικό



3. Cassiopeia A στο υπέρυθρο

4. Cassiopeia A στο ράδιο

Σχήμα 1.6 Το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς αστέρος όπως φαίνεται σε διάφορες περιοχές του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος.

## 1.5 Σκόνη στον μεσοαστρικό χώρο

Παρατηρώντας τον Γαλαξία μας και άλλους γαλαξίες στο οπτικό μέρος του φάσματος, διαπιστώσαμε την ύπαρξη «σκοτεινών» περιοχών. Η εξήγηση είναι ότι μεγάλο μέρος της ακτινοβολίας που εκπέμπεται στο οπτικό μέρος του φάσματος, απορροφάται από το μεσοαστρικό υλικό και επανεκπέμπεται στα υπέρυθρα μήκη κύματος. Το μεσοαστρικό υλικό αποτελείται κυρίως από άτομα και μόρια υδρογόνου αλλά και από σκόνη (που στο μεγαλύτερο μέρος της αποτελείται από εχώσεις στοιχείων άνθρακα και πυριτίου).

Τα σωματίδια σκόνης παίζουν σπουδαίο ρόλο τόσο στην δυναμική του γαλαξία όσο και στην μετέπειτα εξέλιξή του. Οι κόκκοι σκόνης δεν είναι τίποτα άλλο από συμπαγή σωματίδια τα οποία είναι αναμειγμένα με το αέριο που υπάρχει στον μεσοαστρικό χώρο και τα οποία εμπεριέχονται σε αυτόν καθ' όλες τις φάσεις που διέρχεται<sup>1</sup>. Το μέγεθός τους ποικίλει από μερικά μικρόμετρα έως και σε διαστάσεις μακρομορίων. Η σύστασή είναι βασίζεται στον άνθρακα και στο πυρίτιο τα οποία είναι αναμειγμένα πολλές φορές με βαρύτερα στοιχεία όπως το μαγνήσιο και το σίδηρο. Οι κόκκοι σκόνης απαρτίζουν περίπου το 1% της συνολικής μάζας των γαλαξιών όταν βρίσκονται αναμειγμένοι με το μεσοαστρικό αέριο. Μετρήσεις στον γαλαξία μας έδειξαν ότι ο λόγος του αερίου ως προς την σκόνη, ανέρχεται περίπου στο 120. Παρά το μικρό ποσοστό της σκόνης στους γαλαξίες, απορροφάν μεγάλο μέρος της οπτικής και υπεριώδους ακτινοβολίας και την επανεκπέμπουν σε μεγαλύτερα μήκη κύματος (όπως υπέρυθρο, και μικροκυματικό). Για αυτό και το μεγαλύτερο ποσοστό της λαμπρότητας σε έναν γαλαξία στο υπέρυθρο μήκος κύματος οφείλεται στους κόκκους σκόνης που υπάρχουν. Μια ποιο λεπτομερής μελέτης των κόκκων σκόνης, μας επιτρέπει να κατανοήσουμε την μορφολογία και την εξέλιξη των γαλαξιών.

### 1.5.1 Κύκλος της σκόνης στους γαλαξίες

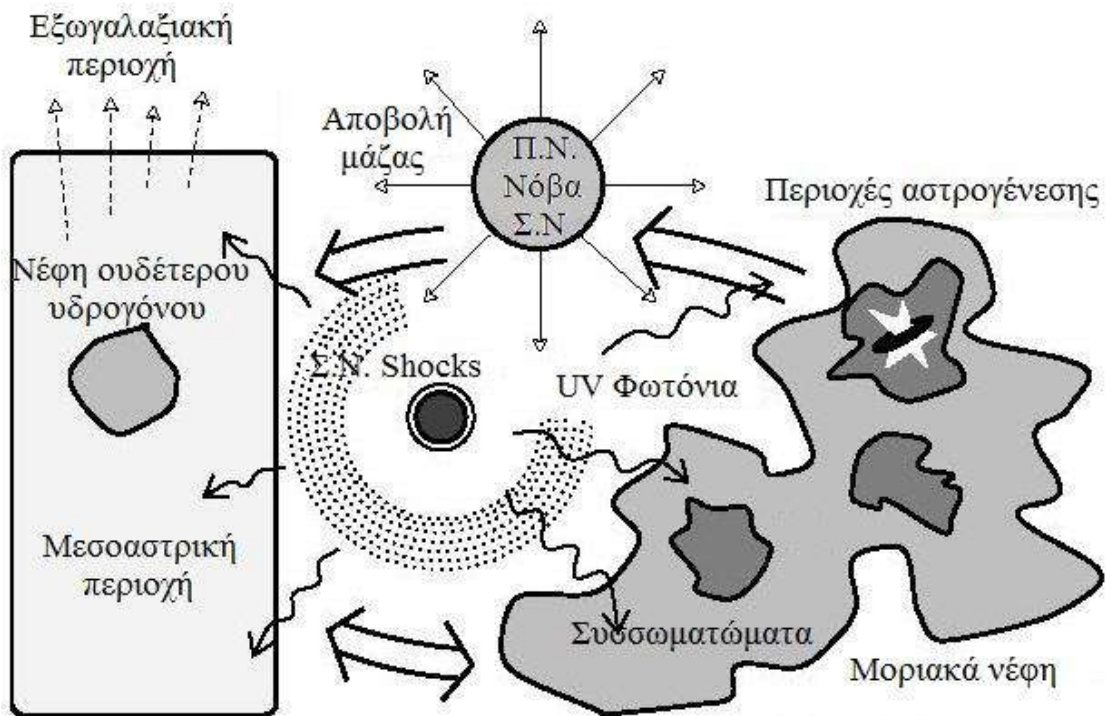
Οι κόκκοι σκόνης δημιουργούνται κοντά σε αστέρες με μεγάλη μάζα όπου οι αστρικοί άνεμοι και τα κύματα shock (από εκρήξεις καινοφανών και υπερκαινο-

---

<sup>1</sup> Σαν φάσεις του μεσοαστρικού χώρου αναφέρονται τα 1) μοριακά νέφη, 2) οι ψυχρές ατομικές περιοχές, 3) οι ζεστές ατομικές περιοχές, 4) οι ζεστές ιονισμένες περιοχές και 5) οι θερμές ιονισμένες περιοχές.

φανών αστέρων) συμπιέζουν την ύλη γύρω τους. Σε αυτές όμως τις περιοχές, οι κόκκοι σκόνης διαβρώνονται από την υψηλή θερμοκρασία του αστέρα και από την υπεριώδη ακτινοβολία που εκπέμπει. Τελικά μέρος από την δημιουργηθείσα σκόνη καταφέρνει να διαφύγει και να συσσωρευτεί σε πυκνά ατομικά νέφη στο μεσοαστρικό χώρο.

Σε αυτές τις περιοχές η μακρινή υπέρυθη ακτινοβολία (far infrared) που εκπέμπεται οφείλεται κατά κύριο λόγο στο βαρυτικό πεδίο (ενέργεια) του νέφους το οποίο αρχίζει να καταρρέει δημιουργώντας περιοχές αστρογένεσης. Καθώς σχηματίζεται ο πρωτοπλανητικός δίσκος μεγάλες ποσότητες υλικού διαφεύγουν στον μεσοαστρικό χώρο (μαζί με αυτό και σκόνη) ενώ πολλές φορές μέσω αυτών των διεργασιών μπορεί η σκόνη να εκτοξευτεί μακριά από τον γαλαξία (μεσογαλαξιακό χώρο), λόγω των ισχυρών γαλαξιακών ανέμων. Τέλος η διάσπαση των κόκκων σκόνης γίνεται τόσο στα υπολείμματα υπερκαινοφανών όπου τα κύματα shock διαλύουν τις δομές της σκόνης, όσο και από την υπεριώδη ακτινοβολία (στον μεσοαστρικό χώρο) και το υπόβαθρο ακτίνων X (στον μεσογαλαξιακό χώρο). Συνοπτικά ο όλος κύκλος της σκόνης μπορεί να αποδοθεί σχηματικά στο παραπάνω Σχήμα 1.7

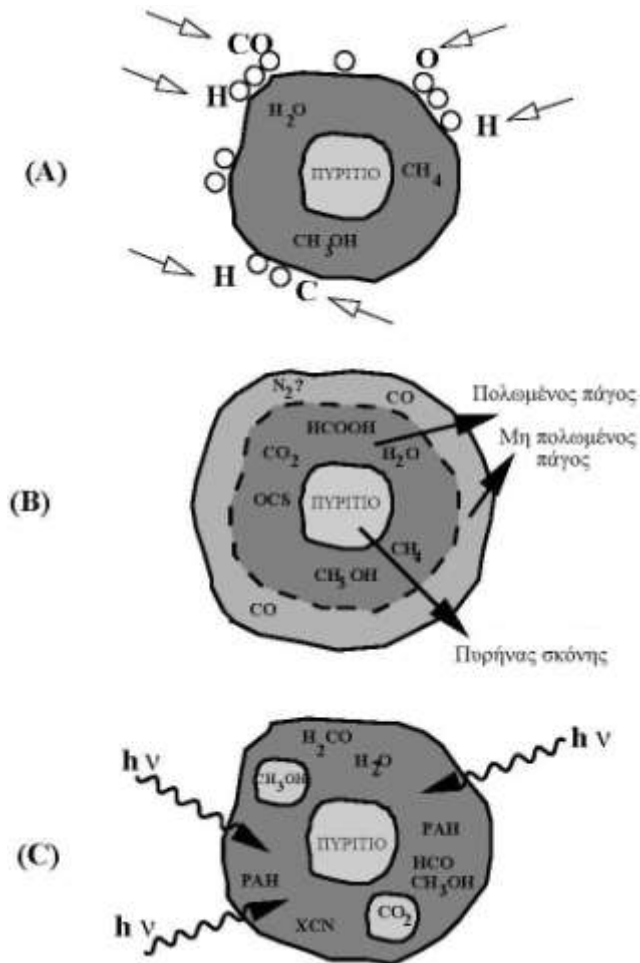


Σχήμα 1.7 Συνοπτικά ο κύκλος δημιουργίας και καταστροφής της σκόνης, όπως παρουσιάζεται στο βιβλίο του Tielens (1989).



### 1.5.2 Σύσταση των κόκκων σκόνης

Από τις οπτικές ιδιότητες που παρατηρούμε για την σκόνη, και με βάση την απορρόφηση και πόλωση του φωτός (η οποία φανερώνει ότι είναι ηλεκτρικό δίπολο), διαπιστώνουμε ότι η δομή της είναι κυρίως ενώσεις με βάση τα οξείδια του πυριτίου και του άνθρακα, ενώ έχουν ανιχνευτεί και πολλά άλλα στοιχεία όπως νάτριο, μαγνήσιο, σίδηρος κ.λ.π., τα οποία μπορούν να δώσουν σταθερές ενώσεις. Στην ουσία ο κόκκος σκόνης δεν αποτελείται από ένα στοιχείο αλλά είναι μείξη στοιχείων



**Σχήμα 1.8** Περιγραφή της εξέλιξης ενός κόκκου σκόνης μέσα με ένα μοριακό νέφος. Αρχικά (A) γύρω από οξείδια του πυριτίου συγκεντρώνονται τόσο μοριακές ενώσεις όσο και άτομα. Στην συνέχεια (φάση B) κυρίως ποσότητες ατομικού υδρογόνου σχηματίζουν ένα κέλυφος το οποίο όμως κατά τον βομβαρδισμό από υπεριώδης ακτινοβολία, διαλύεται δίνοντας στην θέση του (φάση C) μοριακές ενώσεις.

και μορίων σε άμορφο σχήμα. Συνηθέστερα αποτελούνται από μεταλλικά στοιχεία ενώ η παρουσία του οξυγόνου στις ενώσεις, μπορεί να εξηγήσει την έντονη διπολικότητα που παρουσιάζουν οι κόκκοι της σκόνης. Το 75% των κόκκων σκόνης σχηματίζουν ενώσεις του τύπου  $MSiO_3$  και  $M_2SiO_4$  (όπου  $M = Mg$  ή  $Fe$ ) και μόλις το 25% δημιουργηθούν οργανικές ενώσεις με βάση τον άνθρακα και το άζωτο. Τέλος θα

πρέπει να αναφερθεί ότι σε δίσκους πλανητικών νεφελωμάτων έχουν παρατηρηθεί και κάποιες πιο πολύπλοκες ενώσεις όπως  $\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$ .

### 1.5.3 Σκέδαση σε κόκκο σκόνης

Η σκέδαση (scattering) στην ουσία αλλάζει την κατεύθυνση της ακτινοβολίας που προσπίπτει σε έναν κόκκο σκόνης με τυχαίο τρόπο και εξαρτάται κυρίως από την συχνότητα της ακτινοβολίας, και από την σύσταση, το μέγεθος και την σφαιρικότητα του κόκκου σκόνης. Η παράμετρος που προσδιορίζει το ποσοστό της ακτινοβολίας που θα σκεδαστεί είναι γνωστή σαν ανακλαστικότητα  $a$  (albedo) και ορίζεται ως:

$$a = \frac{Q_{sca}}{Q_{ext}} \quad (1.34)$$

όπου  $Q_{sca}$  ο παράγοντας σκέδασης της ακτινοβολίας και  $Q_{ext}$  ο παράγοντας της ολικής προσπίπτουσας ακτινοβολίας στον κόκκο της σκόνης. Ο λόγος της ανακλαστικότητας λαμβάνει τιμές από 0 (οπού όλη η ακτινοβολία απορροφάται) μέχρι 1 (οπού όλη η ακτινοβολία σκεδάζεται στην ίδια συχνότητα. Για να υπολογίσουμε την σκεδασμένη ακτινοβολία σε οποιαδήποτε κατεύθυνση, θα πρέπει να γνωρίζουμε την κατανομή των πηγών μας (αστέρια) καθώς και την κατανομή της σκόνης. Η ενέργεια της ακτινοβολίας που εμπεριέχεται σε ένα στοιχειώδες όγκο  $dV$  και υπό οποιαδήποτε γωνία  $\theta$ , δίνεται από την σχέση:

$$E_{inc} = \frac{L}{4\pi d^2} \cdot \sigma_{ext} \cdot ndV \quad (1.35)$$

όπου  $L$  η λαμπρότητα της πηγής (η σχέση αυτή ισχύει για μια φωτεινή πηγή) σε ένα συγκεκριμένο μήκος κύματος,  $d$  η απόσταση μεταξύ της πηγής και του κόκκου σκόνης,  $n$  η πυκνότητα των κόκκων σκόνης σε αυτό τον όγκο και  $\sigma_{ext}$  η ενεργός διατομή του κόκκου σκόνης, η οποία εξαρτάται από την σύστασή του, το μέγεθός του καθώς και από το σχήμα του. Με βάση τις σχέσεις (1.34) και (1.35), η σκεδαζόμενη συνολική ενέργεια θα είναι τότε:

$$E_{sca} = a \cdot E_{inc} \quad (1.36)$$

ενώ η ενέργεια που σκεδάζεται μέσα σε στερεά γωνία  $\theta$  δίνεται από την σχέση:

$$E_{sca}(\theta) = a \cdot E_{inc} \cdot \varphi(\theta) \quad (1.37)$$

όπου  $\varphi(\theta)$  είναι γνωστή σαν συνάρτηση σκέδασης (scattering phase function) και δίνει την ποσότητα της ενέργειας που σκεδάζεται σε στερεά γωνία  $\theta$  και ισούται με:

$$\varphi(\theta) = \frac{1}{\sigma_{sca}} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (1.38)$$

με  $\sigma_{sca}$  την συνολική ενεργό διατομή του κόκκου ενώ ο παράγοντας  $d\sigma/d\Omega$  υποδηλώνει την ενεργό διατομή που έχει ο κόκκος σε κάθε στοιχειώδης στερεά γωνία. Όπως γίνεται αντιληπτό η συνάρτηση σκέδασης εξαρτάται τόσο από την σύσταση της σκόνης όσο και από το μέγεθος και σχήμα της καθώς και από το μήκος κύματος που προσπίπτει στην σκόνη.

Η μετρούμενη ενέργεια που λαμβάνουμε από τους ανιχνευτές είναι:

$$I_{det} = \frac{E_{sca}(\theta)\Omega_d}{\Omega_c A_d} \quad (1.39)$$

με  $\Omega_d$  την στερεά γωνία του ανιχνευτή  $\Omega_c$  την στερεά γωνία του νέφους σκόνης (η οποία ορίζεται ως η επιφάνεια του νέφους ως προς την απόσταση) και  $A_d$  η επιφάνεια του ανιχνευτή.

Όπως η ανακλαστικότητα δίνει το ποσοστό της ακτινοβολίας που σκεδάζεται μια άλλη σημαντική παράμετρο είναι και η διεύθυνση της σκεδασμένης ακτινοβολίας η οποία προσδιορίζεται με τον ασύμμετρο παράγοντα  $g$  (asymmetry factor) ως:

$$g = \frac{\int \cos\theta \cdot \varphi(\theta) \cdot d\omega}{\int \varphi(\theta) \cdot d\omega} \quad (1.40)$$

Ο ασύμμετρος παράγοντας λαμβάνει τιμές από -1 έως 1, χαρακτηρίζοντας διαφορετικές διευθύνσεις σκέδασης. Η τιμή 0, εκφράζει την ισότροπη σκέδαση, η οποία είναι ίση σε όλες τις διευθύνσεις, η τιμή -1 την ανάκλαση της ακτινοβολίας στον κόκκο σκόνης και την εκτροπή της κατά γωνία 180 μοιρών ενώ η τιμή 1 εκφράζει την εκπομπή της ακτινοβολίας στην ίδια κατεύθυνση που είχε και πριν την πρόσπτωση στον κόκκο σκόνης. Μετρήσεις σε εργαστήρια δείχνουν ότι μια διηλεκτρική σφαίρα έχει  $g \approx 0$ , όταν οι διαστάσεις της κυμαίνονται σε σωματιδιακό επίπεδο, ενώ για μεγαλύτερους και πιο άμορφους κόκκους σκόνης, ο παράγοντας ασυμμετρίας λαμβάνει τιμές  $0 < g < 1$ . Βλέπουμε λοιπόν ότι ο παράγοντας αυτός εκτός από την μορφολογία του κόκκου σκόνης, προσδιορίζει (κατά κάποιο τρόπο) και το μέγεθός της.

#### 1.5.4 Απορρόφηση στο οπτικό και εκπομπή στο υπέρυθρο

Η απορρόφηση της ακτινοβολίας συμπληρώνει την διαδικασία της σκέδασης, μιας και από την προσπίπτουσα ακτινοβολία, ένα μέρος της σκεδάζεται ενώ το

υπόλοιπο μέρος της απορροφάται και αυξάνει την εσωτερική ενέργεια του κόκκου σκόνης. Η αρχή υπολογισμού της θερμοκρασίας των κόκκων σκόνης βασίζεται στην ισορροπία που υπεισέρχεται μεταξύ της απορροφούμενης και της επανεκπεμπόμενης ακτινοβολίας. Η ισορροπία αυτή εξαρτάται από τις οπτικές ιδιότητες του κόκκου σκόνης (ενεργός διατομή, ανακλαστικότητα) καθώς και η απόσταση από τον αστέρα.

Όπως προαναφέραμε, η ενέργεια που έχει η σκόνη δίνεται από την σχέση (1.35). Το ποσό της ακτινοβολουμένης ενέργειας που απορροφάται εξαρτάται από την ανακλαστικότητα των κόκκων σκόνης και δίνεται από την σχέση:

$$E_{abs} = (1 - a) \cdot E_{inc} \quad (1.41)$$

ενώ η εκπεμπόμενη ακτινοβολία είναι ίση με:

$$E_{rad} = 4\pi \cdot ndV \cdot \sigma_B T_d^4 \quad (1.42)$$

όπου  $T_d$  είναι η θερμοκρασία ισορροπίας της σκόνης, και  $\sigma_B$  η σταθερά Stephan – Boltzmann. Θεωρώντας τους κόκκους σκόνης ότι αντιδρούν σαν ένα τέλειο μελανό σώμα (black body) τότε θα πρέπει η απορροφούμενη ενέργεια να είναι ίση με την εκπεμπόμενη, οπότε η θερμοκρασία της σκόνης θα είναι:

$$T_d = \left[ \frac{L(1-a)\sigma_{ext}}{16\pi^2 d^2 \sigma_B} \right]^{1/4} \quad (1.43)$$

Στην γενική περίπτωση οπου η ακτινοβολία προέρχεται από περισσότερες από μια πηγές, με λαμπρότητες  $L_1, L_2, \dots$  και σε αποστάσεις  $d_1, d_2, \dots$  κ.λ.π. αντιστοίχως, τότε η σχέση γίνεται:

$$T_d = \left[ \frac{\left( \frac{L_1}{d_1^2} + \frac{L_2}{d_2^2} + \dots \right) \cdot (1-a)\sigma_{ext}}{16\pi^2 \sigma_B} \right]^{1/4} \quad (1.44)$$

Η ενέργεια που επανεκπέμπεται σε ένα συγκεκριμένο μήκος κύματος  $\lambda$ , θα είναι:

$$E_{rad}(\lambda) = 4\pi \cdot ndV \cdot B_\lambda(T_d) \cdot \sigma_{abs} \quad (1.45)$$

με  $\sigma_{abs}$  η ενεργός διατομή της απορρόφησης του κόκκου σκόνης και  $B_\lambda(T_d)$  είναι η συνάρτηση του Planck η οποία γράφεται ως:

$$B_\lambda(T_d) = \frac{2hc^2}{\lambda^4} e^{-\left(\frac{hc}{\lambda k T_d} - 1\right)} \quad (1.46)$$

όπου  $h$  η σταθερά του Planck και  $c$  η ταχύτητα του φωτός στο κενό. Η σχέση (1.45) εκφράζει την εκπεμπόμενη ακτινοβολία από τους κόκκους της σκόνης, η οποία όμως έχει διαφορετικό μήκος κύματος από την προσπίπτουσα.

### 1.5.5 Εξασθένηση ακτινοβολίας

Τόσο η σκέδαση όσο και η απορρόφηση της ακτινοβολίας, είναι γνωστές με τον όρο εξασθένηση της ακτινοβολίας (extinction), αφού και οι δύο φυσικές διεργασίες έχουν σαν αποτέλεσμα την μείωση της λαμβανόμενης από εμάς ακτινοβολίας. Ας υποθέσουμε ότι έχουμε δύο αστέρες του ίδιου φασματικού τύπου όπου ο ένας δεν έχει εξασθένηση στην ακτινοβολία ενώ μεταξύ εμάς και του άλλου αστέρα παρεμβάλλεται ένα νέφος σκόνης, και ας θεωρήσουμε ότι η φαινόμενη λαμπρότητα του πρώτου είναι  $m_1$  και του δευτέρου  $m_2$ . Τότε αυτές θα δίνονται:

$$m_{1\lambda} = -2.5 \cdot \log(f_{1\lambda}) + C \quad (1.47)$$

$$m_{2\lambda} = -2.5 \cdot \log(f_{2\lambda}) + C + A_\lambda \quad (1.48)$$

με  $f_{1\lambda}$  και  $f_{2\lambda}$  οι παρατηρήσιμες τιμές της ροής των δύο αστέρων, και  $C$  μια σταθερά καθορισμένη από τον φασματικό τύπο τους. Ο όρος  $A_\lambda$  εκφράζει την εξασθένηση της ακτινοβολίας σε ένα συγκεκριμένο μήκος κύματος, μετρούμενη σε μονάδες λαμπρότητας. Συνδυάζοντας τις δύο παραπάνω εξισώσεις έχουμε<sup>2</sup>:

$$A_\lambda = -2.5 \cdot \log \frac{f_{2\lambda}}{f_{1\lambda}} + \Delta m_\lambda \quad (1.49)$$

οπού  $\Delta m_\lambda$  είναι η διαφορά στην λαμπρότητα. Η διαφορά στην εξασθένηση της ακτινοβολίας στα διάφορα μήκη κύματος λέγεται χρώμα του αστέρος και ισούται:

$$E(B-V) = A_B - A_V \quad (1.50)$$

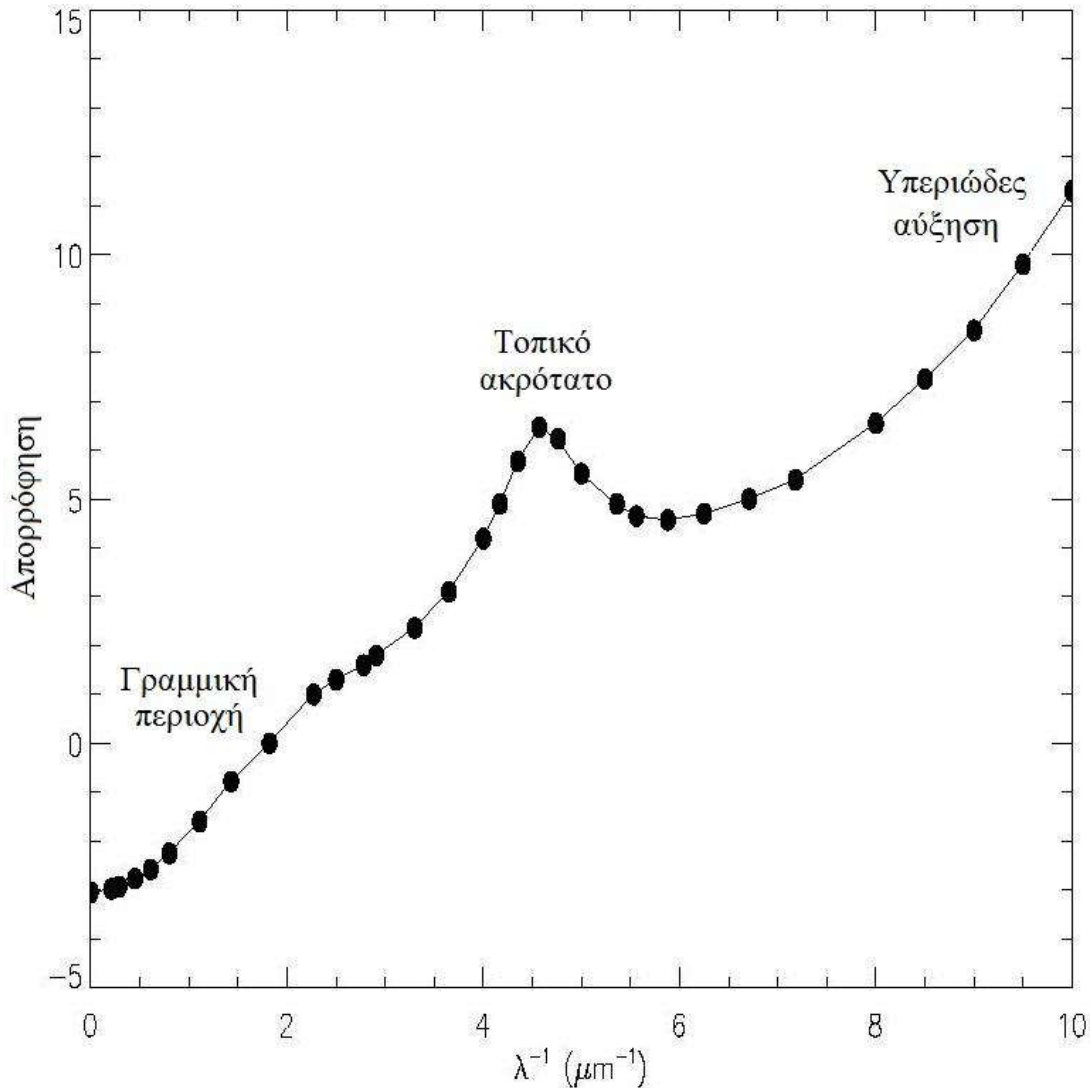
όπου  $B$  και  $V$  η διαφορά στην λαμπρότητα στα αντίστοιχα φίλτρα (τα οποία ανήκουν στο σύστημα βαθμονόμησης Johnson UBV).

Η γραφική παράσταση της εξασθένησης της ακτινοβολίας σε διάφορα μήκη κύματος ως προς το μήκος κύματος της ακτινοβολίας ονομάζεται διάγραμμα εξασθένησης (extinction curve) και φαίνεται στο παρακάτω Σχήμα 1.9.

<sup>2</sup> Πρέπει να σημειωθεί ότι σε πολλές βιβλιογραφίες η εξίσωση (1.49) γίνεται με βάση την απόσταση

και την απόλυτη λαμπρότητα των δύο αστέρων και γίνεται:  $A_\lambda = 5 \cdot \log \frac{d_{2\lambda}}{d_{1\lambda}} + \Delta m_\lambda$

Ο λόγος της συνολικής οπτικής απορρόφησης ( $A_V/E(B-V)$ ) είναι γνωστή σαν παράμετρος  $R_V$  και μπορεί να μετρηθεί από την κλίση της καμπύλης εξασθένησης. Όταν οι κόκκοι σκόνης είναι μεγάλοι σε μέγεθος τότε η παράμετρος  $R_V$  τείνει στο άπειρο, ενώ όταν έχουμε πολύ μικρούς κόκκους τότε γίνεται περίπου ίση με 1.2. Μια μέση τιμή στον γαλαξία μας είναι  $R_V = 3.05 \pm 0.15$  (Whittet 1977).



Σχήμα 1.9 Διάγραμμα της μέσης μασοαστρικής εξασθένησης του γαλαξία. (Ο y άξονας εκφράζει την ποσότητα  $E(\lambda-V)/E(B-V)$ ).

Παρατηρώντας το παραπάνω διάγραμμα, διαπιστώνουμε ότι εμφανίζονται τέσσερες ενδιαφέρουσες περιοχές στην εξασθένηση της ακτινοβολίας. 1) η γραμμική εξασθένηση (που παρουσιάζεται στο οπτικό και υπέρυθρο μέρος του φάσματος), 2) η έντονη εξασθένηση που παρουσιάζεται στην γραμμή 2175 Å, 3) η αυξανόμενη απορρόφηση στην περιοχή του υπεριώδους και 4) ένα διαχεόμενο μεσοαστρικό φάσμα (το οποίο είναι ορατό μόνο με χρήση οργάνων υψηλής διακριτικής ικανότητας). Το διάγραμμα εξασθένησης είναι σχεδόν γραμμικό στην ορατή και

υπέρυθρη ακτινοβολία, πράγμα που σημαίνει ότι το μέγεθος των σωματιδίων της σκόνης έχουν μέγεθος συγκρίσιμο με αυτά τα μήκη κύματος. Ο Draine (2003) χρησιμοποιώντας κάποια θεωρητικά μοντέλα, συμπέρανε ότι το μέγεθος που πρέπει να έχουν οι κόκκοι σκόνης για να έχουμε αυτή την γραμμική εξάρτηση, είναι 0.25 μm.

Η έντονη εξασθένηση που παρουσιάζεται στα  $4.4 \mu\text{m}^{-1}$  ( $2175 \text{ \AA}$ ) είναι λόγω της ισχυρότερη εξασθένηση που υφίσταται η ακτινοβολία, ενώ είναι χαρακτηριστικό ότι παρατηρείται σε οποιαδήποτε γραμμή οράσεως στον γαλαξία. Αυτό υποδηλώνει ότι η εξασθενημένη ακτινοβολία οφείλεται σε σωματίδια αρκετά σταθερά όπως ο άνθρακας ή άλλα σωματίδια με παρόμοια ηλεκτρονική δομή. Έχει διαπιστωθεί ότι μικρά σωματίδια γραφίτη (με διαστάσεις περίπου  $0.003 \mu\text{m}$ ) δίνουν μια έντονη εξασθένηση της ακτινοβολίας στα  $2175 \text{ \AA}$  όταν η αναλογία τους είναι 1 προς  $6.3 \times 10^5$  άτομα υδρογόνου, όσα δηλαδή έχουν βρεθεί και από παρατηρήσεις (Drain 1989). Θα πρέπει να σημειωθεί ότι σε οποιαδήποτε ευθεία οράσεως, το μήκος κύματος της κεντρικής γραμμής παραμένει σταθερό.

Στην περιοχή της υπεριώδους ακτινοβολίας παρατηρείται μια απότομη αύξηση στην εξασθένηση της ακτινοβολίας η οποία είναι γνωστή σαν υπεριώδης αύξηση (far ultraviolet rise). Επειδή αυτή η εξασθένηση υπάρχει ανεξαρτήτως του περιβάλλοντα χώρου, οι Fitzpatrick & Massa (1980), απέδωσαν την ιδιότητα αυτή στον πληθυσμό και το είδος της σκόνης και όχι στο μέγεθος των κόκκων της. Μικροί κόκκοι σκόνης (πολυκυκλικοί αρωματικοί υδρογονάνθρακες) ή μικρές πυριτικές ενώσεις μπορούν να εξηγήσουν αυτή την αύξηση της εξασθένησης μιας και ο Gordon (2004), μελετώντας ένα νεφέλωμα αντανάκλασης απέδειξε ότι αυτά τα μήκη κύματος αυξάνουν την απορροφητικότητα των κόκκων σκόνης από την διάχυση της ακτινοβολίας.

### 1.5.6 Πόλωση ακτινοβολίας

Ένα άλλο επίσης αποτέλεσμα της απορρόφησης και σκέδασης της ακτινοβολίας είναι ότι η επανεκπομπή της την καθιστά πολωμένη λόγω του ότι αυτή ευθυγραμμίζεται με το γαλαξιακό μαγνητικό πεδίο. Η πόλωση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας εξαρτάται κυρίως από τον παράγοντα της ολικής προσπίπτουσας ακτινοβολίας στον κόκκο της σκόνης  $Q_{ext}$  καθώς επίσης με το αν η πρόσπτωση αυτή γίνει κάθετα ή παράλληλα στον μεγάλο άξονα του κόκκου σκόνης. Έτσι για παράδειγμα, αν ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα προσκρούσει σε έναν κόκκο σκόνης με το ηλεκτρικό του πεδίο να είναι παράλληλο στον μεγάλο άξονα της σκόνης, θα

υποστεί μεγαλύτερη αλλοίωση (και κατά συνέπεια και εξασθένηση) από αυτό το κύμα που έχει κάθετα το ηλεκτρικό του πεδίο. Έτσι η ακτινοβολία δεν εξασθενεί μόνο αλλά πολώνεται βοηθώντας με αυτό τον τρόπο στην περαιτέρω εξασθένησή της. Έτσι η επιπλέον εξασθένηση λόγω πόλωσης γράφεται:

$$P = n_d \cdot 0.5\pi a^2 (Q_{\max} - Q_{\min}) \quad (1.51)$$

όπου  $Q_{\min}$  και  $Q_{\max}$  είναι η ελάχιστη και η μέγιστη εξασθένηση της ακτινοβολίας,  $n_d$  ο αριθμός των κόκκων σκόνης και  $a$  η ακτίνα του κόκκου σκόνης. Η παρατηρήσιμη πόλωση των κόκκων σκόνης δίνεται από τον νόμο Serkowski:

$$\frac{P_\lambda}{P_{\max}} = \exp \left\{ -K \cdot \ln^2 \left( \frac{\lambda_{\max}}{\lambda} \right) \right\} \quad (1.52)$$

με  $P_{\max}$  η μέγιστη τιμή της πόλωσης που γίνεται στο μήκος κύματος  $\lambda_{\max}$  και  $K$  μια παράμετρος που εκφράζει το πλάτος της μέγιστης καμπύλης και έχει τιμή 1.15. Αξίζει να σημειωθεί ότι το μέγιστο της πόλωσης βρίσκεται στο ορατό μέρος του φάσματος και στα 5500 Å.

### 1.5.7 Πυκνότητα στήλης υδρογόνου – κατανομή σκόνης

Η κατανομή της σκόνης τόσο στον γαλαξία μας όσο και σε ολόκληρο το σύμπαν παίζει σημαντικό ρόλο μιας και αλληλεπιδρά με την ακτινοβολία αλλοιώνοντας τόσο το μήκος κύματός της όσο και την διεύθυνσή της. Πολλές μέθοδοι έχουν αναπτυχθεί προκειμένου να καθοριστεί αυτή η κατανομή της σε όλες τις διευθύνσεις του γαλαξία μας. Μιας οι περιοχές με αέριο περιέχουν και σκόνη, ένας από τους τρόπους υπολογισμού τους είναι και ο λόγος αέριο προς σκόνη (gas to dust ratio) ο οποίος για τον γαλαξία μας είναι σταθερός. Με αυτό τον τρόπο, μετρώντας την ποσότητα του αερίου που υπάρχει, μπορούμε έμμεσα να έχουμε μια εκτίμηση για την ποσότητα της σκόνης.

Το ουδέτερο υδρογόνο (περιοχές H I) ακτινοβολεί στα 21cm λόγω της μετάπτωσης της ιδιοστροφορμής των ηλεκτρονίων στη θεμελιώδη στάθμη. Καθώς οι περιοχές H I υπάρχουν διάχυτες τόσο στο γαλαξία μας όσο και σε άλλους γαλαξίες, και είναι εύκολο να μετρηθούν οι ποσότητές τους, μπορούμε να εκτιμήσουμε την ποσότητα της σκόνης που υπάρχει. Επιπλέον πολλά μόρια όπως CO, CN, HCN και άλλα, εκπέμπουν στο υπέρυθρο μέρος του φάσματος (μικροκύματα), οπότε είναι εύκολο να εντοπιστούν σε «κρύα» ατομικά νεφελώματα, μιας και το μοριακό υδρογόνο δεν είναι ανιχνεύσιμο αφού δεν παρουσιάζει διπολική ηλεκτρική ροπή.



Ο αστρονομικός δορυφόρος υπέρυθρης ακτινοβολίας (Infrared Astronomical Satellite IRAS), χαρτογράφησε όλη την έκταση του ουρανού σε τέσσερα διαφορετικά μήκη κύματος, δηλαδή στα 12  $\mu\text{m}$ , 25  $\mu\text{m}$ , 60  $\mu\text{m}$ , και 100  $\mu\text{m}$ , ενώ μεταγενέστερες αποστολές όπως από τους δορυφόρους ISO, KAO, COBE και WMAP, αποτύπωσαν με μεγάλη ακρίβεια το μεσοαστρικό υλικό. Από αυτές τις παρατηρήσεις που έγιναν στο υπέρυθρο από τον IRAS, οι Boulanger & Perault (1988) βρήκαν μια σχέση μεταξύ της ακτινοβολίας που εκπέμπεται στο υπέρυθρο και της συνολικής ποσότητας του υδρογόνου που υπάρχει στην εκάστοτε περιοχή, και είναι:

$$\frac{I_{\nu}(100)}{N(H)} = 1.3 \pm 0.1 \quad \text{MJy} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (1.53)$$

Παρόμοια σχέση μεταξύ της ερυθρώσεως και της συνολικής πυκνότητας στήλης του υδρογόνου, είχε βρεθεί και από τους Bohlin et al. 1978, η οποία ήταν:

$$\frac{N(H)}{E(B-V)} = 5.8 \times 10^{21} \quad \text{cm}^{-2} \text{mag}^{-1} \quad (1.54)$$

Η σχέση αυτή βρέθηκε από την απορρόφηση που υφίστανται οι γραμμές Lyman- $\alpha$  από το άτομο του υδρογόνου σε σχέση με αυτές που υφίστανται από το μόριό του. Από την σχέση (1.54), μπορούμε να υπολογίσουμε την σκόνη που υπάρχει σε όλο τον γαλαξία, μετρώντας την ερυθρομετάθεση και θεωρώντας ότι ο λόγος του αερίου προς την σκόνη παραμένει σταθερός. Με την καλύτερη μέτρηση των αποστάσεων των αστεριών από τον κατάλογο Hipparcos (Perryman et al. 1997), μπόρεσε να γίνει ακριβής κατανομή της σκόνης σε κάθε παρατηρούμενη τοποθεσία στο γαλαξία.

### 1.5.8 Μεσογαλαξιακή σκόνη

Όπως αναφέραμε και στην παράγραφο 1.5.1 η μεσοαστρική σκόνη μπορεί μέσα από τους γαλαξιακούς ανέμους να δραπετεύσει και στο μεσογαλαξιακό χώρο. Ο Zwicky (1957) παρατηρώντας σμήνη γαλαξιών, βρήκε ότι οι γαλαξίες που υπάρχουν και αλληλεπιδρούν, έχουν χαμηλότερη πυκνότητα από τους εσωτερικούς που έχουν κατά κανόνα μεγαλύτερη λαμπρότητα. Έτσι πρότεινε ότι υπάρχει σκόνη σε όλο τον μεσογαλαξιακό χώρο αλλά η περισσότερη εντοπίζεται σε σμήνη που έχουν πολλούς γαλαξίες. Η θεωρία αυτή επιβεβαιώθηκε από τους Bogart & Wagoner (1973) οι οποίοι έψαχναν για QSO στα σμήνη των γαλαξιών και ερευνούσαν τις αλληλεπιδράσεις τους μέσα σε αυτά, ενώ ακολούθησαν και άλλες εργασίες που το επιβεβαίωσαν.

Στις μέρες μας, η παρουσία της σκόνης στο μεσογαλαξιακό χώρο έχει υποστεί μιας κάποιας αμφισβήτησης λόγω του ότι από την μια είναι δύσκολο να υπάρχει μια παρατηρησιακή απόδειξη μιας και η σκόνη σε αυτές τις περιοχές έχει θερμοκρασία κενού (περίπου  $3^{\circ}\text{K}$ ) και δεν εκπέμπει ακτινοβολία, και από την άλλη γιατί η ύπαρξή της, δημιουργεί πολλά κοσμολογικά ερωτηματικά.

## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2. ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ**

### **2.1 Εισαγωγή**

Κατά την διάρκεια των οπτικών παρατηρήσεων, εκτός από τις εικόνες των περιοχών που θέλουμε να μελετήσουμε, λαμβάνουμε και μια σειρά από δευτερεύουσες εικόνες που θα μας βοηθήσουν να επεξεργαστούμε σωστά τα δεδομένα μας, και να τα απαλλάξουμε από σφάλματα που οφείλονται, κατά κύριο λόγο, στα όργανα που χρησιμοποιούμε. Αν δεν λάβουμε αυτές τις εικόνες, τότε παρατηρήσεις του ίδιου αντικειμένου με διαφορετικό τηλεσκόπιο και με διαφορετική κάμερα, θα μας δώσουν διαφορετικά αποτελέσματα. Έτσι λοιπόν στο κεφάλαιο αυτό θα αναπτύξουμε τα όργανα που χρησιμοποιήθηκαν προκειμένου να παρθούν οι παρατηρήσεις, ιδιότητες που έχουν και που μας οδήγησαν σε αυτή την επιλογή τους, καθώς επίσης και τον τρόπο που πραγματοποιήθηκε η ανάλυση των εικόνων και των φασμάτων, προκειμένου να ληφθούν τα σωστά τελικά αποτελέσματα.

Το κεφάλαιο αυτό είναι χωρισμένο σε 3 ενότητες. Στην πρώτη αναφέρονται διεξοδικά τα όργανα που χρησιμοποιήθηκαν τόσο στις εικόνες όσο και στα φάσματα. Η επόμενη ενότητα αναφέρεται στην διαδικασία που εφαρμόστηκε προκειμένου να αναλυθούν οι εικόνες που πάρθηκαν, ενώ στην τελευταία ενότητα παρουσιάζεται η ανάλυση των φασμάτων προκειμένου να εξαχθεί το τελικό φάσμα των περιοχών, από το οποίο θα υπολογιστεί η ροή της ακτινοβολίας του κάθε στοιχείου. Παρά το ότι η φιλοσοφία της ανάλυσης των εικόνων είναι η ίδια με την ανάλυση των φασμάτων, εντούτοις λόγω της διαφορετικής φύσης των «εικόνων» εφαρμόζουμε και διαφορετική ανάλυση.

## 2.2 Τηλεσκόπια και όργανα.

### 2.2.1 Τηλεσκόπια που χρησιμοποιήθηκαν

Οι παρατηρήσεις πραγματοποιήθηκαν από το έτος 2005 έως και το 2010 ενώ οι νύχτες παρατήρησης αναφέρονται στο Κεφάλαιο 3 καθώς επίσης το τηλεσκόπιο που χρησιμοποιήθηκε και το πότε πάρθηκαν εικόνες (και σε τι είδους φίλτρα) και πότε τα φάσματα. Χρησιμοποιήθηκαν τα τηλεσκόπια του Αστεροσκοπείου Σκίνακα στην Κρήτη, που βρίσκονται σε υψόμετρο 1750 μέτρων περίπου (Σχήμα 2.1). Το τηλεσκόπιο που χρησιμοποιήθηκε για την λήψη των φασμάτων είναι τύπου Ritchey-Cretien, με διάμετρο πρωτεύοντος κατόπτρου 1.3 μέτρα, εστιακό λόγο  $f/7.7$  και εστιακή απόσταση 9.9 μέτρα (Σχήμα 2.2α), ενώ για την λήψη εικόνων, εκτός από τα παραπάνω, χρησιμοποιήθηκε και ένα τηλεσκόπιο τύπου Schmidt-Cassegrain, με διάμετρο πρωτεύοντος κατόπτρου 30 εκατοστά, εστιακό λόγο  $f/3.2$  και εστιακή απόσταση 94 εκατοστών (Σχήμα 2.2β).



Σχήμα 2.1: Αεροφωτογραφία του Αστεροσκοπείου του Σκίνακα. Στο κέντρο της εικόνας βλέπουμε τον ξενώνα, αριστερά του (ο θόλος με το λευκό χρώμα) βρίσκεται το 1.3m τηλεσκόπιο, ενώ δεξιά του το 30cm τηλεσκόπιο.

Επίσης για την λήψη των δεδομένων (του υπολείμματος υπερκαινοφανούς W50) χρησιμοποιήθηκε και το τηλεσκόπιο 2.1 μέτρων του Αστεροσκοπείου του San Pedro Martir στο Μεξικό, το οποίο βρίσκεται σε υψόμετρο 2900 μέτρων περίπου

(Σχήμα 2.3). Το τηλεσκόπιο αυτό είναι τύπου Ritchey-Cretien έχει εστιακό λίγο  $f/7.5$  και εστιακή απόσταση 15.8 μέτρα. Χρησιμοποιήθηκε για την λήψη τόσο εικόνων όσο και φασμάτων πολύ υψηλής ανάλυσης, που μας επιτρέπουν να προβούμε σε κινηματική και μορφολογική μελέτη των νηματοειδών δομών του υπολείμματος.



α) Τηλεσκόπιο 1.3 m



β) Τηλεσκόπιο 30cm



Σχήμα 2.3 Μια καλλιτεχνική εικόνα του 2.1m τηλεσκοπίου του San Pedro Martir

Οι παρατηρήσεις προκειμένου να ανακαλυφθεί εξωγαλαξιακή σκόνη στην ομάδα M81, έγιναν τον Μάρτιο του 2004 ενώ οι νύχτες παρατήρησης φαίνονται στον πίνακα 4.1 μαζί με τις συντεταγμένες, τα φίλτρα, τον χρόνο έκθεσης της κάθε περιοχής και την καθαρότητα του ουρανού. Το τηλεσκόπιο που χρησιμοποιήθηκε ανήκει στην Ομάδα Τηλεσκοπίων Ισαάκ Νεύτωνα (Isaac Newton Group) στα



**Σχήμα 2.4** Αεροφωτογραφία της Ομάδας Τηλεσκοπίων Ισαάκ Νεύτωνα (ING). Αριστερά το τηλεσκόπιο Isaac Newton, δεξιά το William Herschel αριστερά στο βάθος το Jacobus Kapteyn.

Κανάρια Νησιά στην περιοχή της Λα Πάλμα και σε υψόμετρο 2330 μέτρων περίπου (Σχήμα 2.4). Το τηλεσκόπιο είναι τύπου Cassegrain με παραβολικό πρωτεύον κάτοπτρο και παραβολικό δευτερεύον. Η διάμετρος του πρωτεύοντος κατόπτρου είναι 2.54 μέτρα έχει εστιακό λόγο  $f/3.29$ , εστιακή απόσταση 8.357 μέτρα (Σχήμα 2.5β), και δίνει πεδίο στον ουρανό 40 περίπου λεπτά της μοίρας.

## 2.2.2 Τα όργανα που χρησιμοποιήθηκαν

Κατά την διάρκεια των παρατηρήσεων με τα τηλεσκόπια του Σκίνακα, χρησιμοποιήθηκαν οι εξής συσκευές. Για την λήψη των εικόνων χρησιμοποιήθηκε μια Συσκευή Φορτισμένων Ζευγών (Charge Couple Devices ή αλλιώς μια κάμερα CCD) SITE, η οποία είχε διαστάσεις  $1024 \times 1024$  ψηφίδες (pixels), με μέγεθος ψηφίδων  $24 \times 24 \mu\text{m}^2$  και καλύπτει επιφάνεια στον ουρανό  $89 \times 89 \text{ arcmin}^2$ , το οποίο συνεπάγεται ότι η κάθε ψηφίδα έχει διαστάσεις  $5 \times 5 \text{ arcsec}^2$ . Τα φίλτρα που χρησιμοποιήθηκαν ήταν το  $\text{Ha}+[\text{N II}]$  (που καλύπτει την γραμμή υδρογόνου  $\text{Ha}$  και τις δύο απαγορευμένες γραμμές του αζώτου οι οποίες είναι στα 6548 και 6584 Å, το οποίο έχει κεντρικό μήκος κύματος στα 6570 Å και εύρος 75 Å), το φίλτρο  $[\text{S II}]$  (το οποίο καλύπτει τις δύο απαγορευμένες γραμμές του θείου που είναι στα 6716 και 6731 Å, το οποίο έχει κεντρικό μήκος κύματος στα 6720 Å και εύρος 27 Å), το φίλτρο  $[\text{O III}]$  (που καλύπτει τις δύο απαγορευμένες γραμμές του οξυγόνου που είναι στα 4964 και 5007 Å, και έχει κεντρικό μήκος κύματος στα 5010 Å και εύρος 28 Å),

και τα φίλτρα στο συνεχές (continuum red, και Sloan y με κεντρικά μήκη κύματος 6096 και 5470 Å και εύρος 134 και 230 Å αντίστοιχα). Οι μέρες που έγιναν οι παρατηρήσεις, σε ποιο φίλτρο, αλλά και ο χρόνος έκθεσης φαίνονται στον πίνακα 3.1 του επομένου κεφαλαίου.

Για την λήψη των φασμάτων των υπερκαινοφανών υπολειμμάτων χρησιμοποιήθηκε μια CCD κάμερα, τύπου ISO 608, με διαστάσεις  $2000 \times 800$  ψηφίδων, που η καθεμία έχει μέγεθος  $15 \times 15 \mu\text{m}^2$ . Για την εξαγωγή του φάσματος της περιοχής που μας ενδιέφερε, χρησιμοποιήθηκε κρυσταλλική διαθλαστική επιφάνεια (grating) που περιείχε 1300 γραμμές ανά mm, η οποία δίνει ανάλυση στην εικόνα του φάσματος περίπου  $1 \text{ \AA pixel}^{-1}$ , ενώ η περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος που καταγράφηκε ήταν από 4750 Å έως 6815 Å. Το εύρος των σχισμών που χρησιμοποιήθηκε είναι  $7.7'' \times 7.9'$  για τα δεδομένα μας,  $15.4'' \times 7.9'$  για τη βαθμονόμηση της ροής και  $3.85'' \times 7.9'$  για την βαθμονόμηση του μήκους κύματος, η οποία έγινε με την χρήση λαμπτήρα σιδήρου – ηλίου – αργού – νέου (Fe He Ar Ne). Όλες οι σχισμές είχαν κατεύθυνση στον ουρανό, από βορά προς νότο.

Η λήψη των φασμάτων υψηλής ανάλυσης έγινε με μια SiTe CCD κάμερα διαστάσεων  $1024 \times 1024$  ψηφίδων, και χρησιμοποιώντας το φασματογράφο MES-SPM (Manchester Echelle Spectrometer). Η σχισμή που χρησιμοποιήθηκε είχε προσανατολισμό στον ουρανό από ανατολή προς την δύση, ενώ το εύρος της είναι 300  $\mu\text{m}$  (το οποίο αντιστοιχεί στον ουρανό σε 3.9 arcsec και σε  $20 \text{ km sec}^{-1}$ ). Το μήκος της σχισμής είναι 5.32 arcmin ενώ το εύρος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που καταγράφεται είναι 90 Å.

Κατά την διάρκεια των παρατηρήσεων σκόνης στην ομάδα M81, είχε τοποθετηθεί στο τηλεσκόπιο μια κάμερα ευρέου πεδίου (Wide-Field Camera), η οποία αποτελούταν από τέσσερις CCD που είχαν διαστάσεις  $2154 \times 4200$  ψηφίδων η κάθε μία, από τις οποίες όμως καταγραφή δεδομένων γίνεται μόνο από τις  $2048 \times 4100$ , ενώ οι υπόλοιπες καταγράφουν πληροφορίες που θα χρησιμοποιηθούν κατά την επεξεργασία. Το μέγεθος της κάθε ψηφίδας είναι  $13.5 \times 13.5 \mu\text{m}^2$  και καταγράφει η καθεμία επιφάνεια στον ουράνιο θόλο ίση με  $0.33 \text{ arcsec}^2$ , ενώ η συνολική κάλυψη από την κάμερα ευρέου πεδίου είναι  $0.29 \text{ deg}^2$ . Για την καταγραφή των δεδομένων μας χρησιμοποιήθηκαν φίλτρα με ευρύ φασματικό πεδίο τα οποία ήταν το Johnson B και το Sloan I. Τα φίλτρα αυτά έχουν το μέγιστο της κατανομής τους στα 436 και 767 nm και καλύπτουν εύρος 1065 και 1535 Å αντίστοιχα. Τόσο οι μέρες που έγιναν οι

παρατηρήσεις όσο και το φίλτρο στο οποίο έγιναν, αλλά και τον χρόνο έκθεσης παρατίθενται στον πίνακα 4.1 του επομένου κεφαλαίου.



Σχήμα 2.5

α) Ο θόλος του INT

β) Τηλεσκόπιο INT 2.5m

Στην συνέχεια θα ασχοληθούμε με την διαδικασία που ακολουθήθηκε προκειμένου να ληφθούν τα τελικά αποτελέσματα

## **2.3 Ανάλυση εικόνων για ανίχνευση υπολειμμάτων υπερκαινοφανών**

Κατά την λήψη των δεδομένων, πάρθηκαν επιπλέον μια σειρά από δευτερεύουσες εικόνες, οι οποίες βοηθούν να εξαλείψουμε τα μειονεκτήματα που έχουν οι CCD καθώς και σφάλματα που παρουσιάζονται στις οπτικές διατάξεις. Επιπλέον με την χρήση αυτών των εικόνων, βαθμονομήθηκαν τα δεδομένα προκειμένου να λάβουμε την ροή ακτινοβολίας της περιοχής. Οι εικόνες αυτές είναι οι εικόνες υποβάθρου (bias), οι εικόνες επιπεδοποίησης (flats), και οι εικόνες αστέρων με σταθερή, βαθμονομημένη ροή ακτινοβολίας που ονομάζονται σταθεροί αστέρες (standard stars). Η επεξεργασία των εικόνων, προκειμένου να λάβουμε τα τελικά αποτελέσματα, έγινε χρησιμοποιώντας δύο πακέτα επεξεργασίας αστρονομικών δεδομένων το MIDAS και το IRAF.



### 2.3.1 Αφαίρεση θορύβου ηλεκτρονικού υποβάθρου.

Κάθε εικόνα που λαμβάνουμε από τις CCDs περιέχουν ένα θόρυβο υποβάθρου ο οποίος οφείλεται στην υψηλή ταχύτητα ορισμένων ηλεκτρονίων (θερμικά ηλεκτρόνια) και τα οποία παράγουν ηλεκτρόνια που καταγράφονται σαν φωτοηλεκτρόνια από την κάμερα. Για να εξαλείψουμε αυτές τις υψηλές ταχύτητες (οι οποίες επιφέρουν και επιπλέον ηλεκτρονικό θόρυβο γνωστό ως θόρυβος απουσίας φωτός ή dark noise), ψύχουμε τις κάμερες που χρησιμοποιούμε στους  $-100^{\circ}$  C, αφήνοντας έτσι ως μόνο θόρυβο, τον θόρυβο υποβάθρου. Αυτό το υπόβαθρο είναι σχετικά ομοιόμορφο πάνω στην κάμερα, και θεωρητικά παραμένει σταθερό καθ' όλη την διάρκεια της νύχτας. Στην πραγματικότητα όμως έχουμε μικρές διακυμάνσεις της μέσης τιμής του κατά την διάρκεια των παρατηρήσεων (της τάξης των 2 με 3 counts<sup>(1)</sup>) που οφείλεται κυρίως στην ανεπαίσθητη μεταβολή της θερμοκρασίας στην οποία ψύχεται η κάμερα.

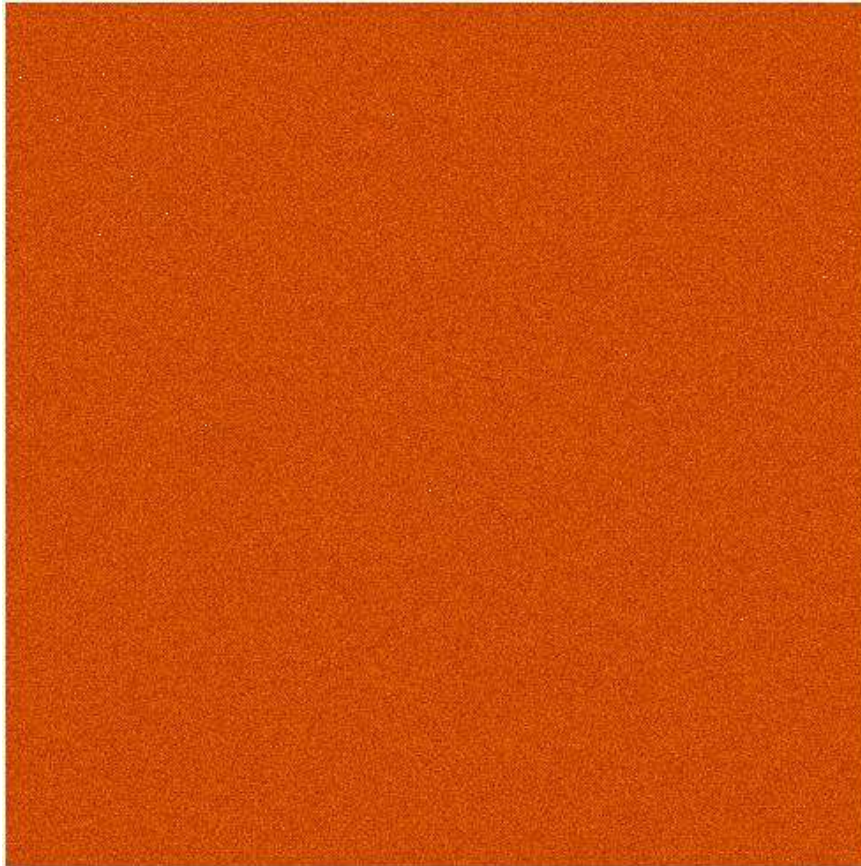
Για να καταγράψουμε τον θόρυβο υποβάθρου, παίρνουμε εικόνες με μηδενικό χρόνο έκθεσης και επιπλέον με κλειστό το διάφραγμα της κάμερας. Με τον τρόπο αυτό καταγράφουμε τον θόρυβο ηλεκτρονικού υποβάθρου, ο οποίος ονομάζεται bias και αντιστοιχεί στο υπόβαθρο που προστίθεται σε κάθε εικόνα. Λόγω της μικρής μεταβολής του κατά την διάρκεια της νύχτας, λαμβάνουμε τρεις τέτοιες εικόνες κάθε 2 περίπου ώρες, και παρατηρούμε αυτή την διακύμανση μετρώντας την μέση τιμή της έντασης όλων των ψηφίδων της κάθε εικόνας. Αυτό γίνεται γιατί οι τιμές της έντασης των ψηφίδων είναι περίπου ίδιες, και κυμαίνονται γύρω από την μέση τιμή.

Αν η διακύμανση της μέσης τιμής των εικόνων του bias κατά την διάρκεια των παρατηρήσεων είναι μικρή (μικρότερη από 5 counts) τότε μπορούμε να δημιουργήσουμε μια μέση εικόνα ηλεκτρονικού υποβάθρου (υπολογίζοντας την μέση τιμή της έντασης κάθε ψηφίδας), που να αντιστοιχεί σε ένα μέσο υπόβαθρο, το οποίο θεωρούμε σταθερό καθ' όλη την διάρκεια της νύχτας. Μια τέτοια εικόνα φαίνεται στο Σχήμα 2.6. Σε περίπτωση που η διακύμανση έστω και μιας τριάδας εικόνων υπερβεί τα 5 counts, τότε υπολογίζουμε τις μέσες τιμές αυτών των διαδοχικών εκθέσεων των εικόνων υποβάθρου. Στην συνέχεια υπολογίζουμε την μέση τιμή της έντασης του συνόλου των ψηφίδων (που σχηματίζουν τον μέσο ηλεκτρονικό θόρυβο) και αφαιρούμε τον αριθμό αυτό από όλες τις άλλες εικόνες που έχουμε λάβει (δεδομένα

---

<sup>(1)</sup> Count είναι η μονάδα μέτρησης της έντασης μιας ψηφίδας (pixel).

και δευτερεύουσες εικόνες). Με τον τρόπο αυτό απαλλασσόμαστε από τον τυχαίο θόρυβο που παρουσιάζεται λόγω της υψηλής ταχύτητας ορισμένων ηλεκτρονίων.



**Σχήμα 2.6** Η εικόνα του μέσου ηλεκτρονικού θορύβου υποβάθρου

Στην περίπτωση που οι τιμές της έντασης των ψηφίδων δεν κυμαίνονται γύρω από την μέση τιμή της έντασης (δηλαδή παρατηρούνται δομές στις εικόνες που επαναλαμβάνονται συστηματικά) τότε η αφαίρεση του μέσου bias πρέπει να γίνει σαν εικόνα από όλα τα υπόλοιπα δεδομένα, και όχι σαν αριθμός, γιατί τότε θα υπεισέλθει στα δεδομένα μας ένα συστηματικό σφάλμα που θα οφείλεται σε αυτή την δομή.

### **2.3.2 Μετατροπή αρνητικών τιμών έντασης σε θετικές.**

Λόγω του λειτουργικού συστήματος που χρησιμοποιείται για την δημιουργία της εικόνας, δεν είναι δυνατή η καταγραφή έντασης παραπάνω από την τιμή 32768 που αντιστοιχεί στη τιμή  $2^{15}$  counts. Στην περίπτωση που κατά τον χρόνο έκθεσης η τιμή της έντασης στην ψηφίδα υπερβεί αυτή την τιμή (όπως συμβαίνει συνήθως στο κέντρο ενός φωτεινού αστέρος), τότε η ένταση καταγράφεται σαν αρνητική,

ξεκινώντας από την τιμή -32768 και συνεχίζοντας προς το -1. Η τιμή -1 αντιστοιχεί στην πραγματικότητα στην κανονική τιμή 65536 ή αλλιώς  $2^{16}$  counts. Στην περίπτωση που σε μια κορεσμένη από ηλεκτρόνια ψηφίδα συνεχίζει να πέφτει φως (παράγοντας επιπλέον ηλεκτρόνια τα οποία δεν μπορούν να καταγραφούν), τότε αυτά μπορούν να αποκτήσουν υψηλές ενέργειες και να διαφύγουν από το ενεργειακό πηγάδι δυναμικού της ψηφίδας, μεταβαίνοντας σε γειτονικές ψηφίδες. Για τον λόγο αυτό, όλες μας οι εικόνες (εκτός από τις εικόνες bias που δεν έχουν τόσο μεγάλες τιμές) πρέπει να διορθωθούν μετατρέποντας τους αρνητικούς αριθμούς σε θετικούς προσθέτοντας δηλαδή σε κάθε αρνητική τιμή της ψηφίδας τον αριθμό 65536.

### 2.3.3 Επιπεδοποίηση εικόνων

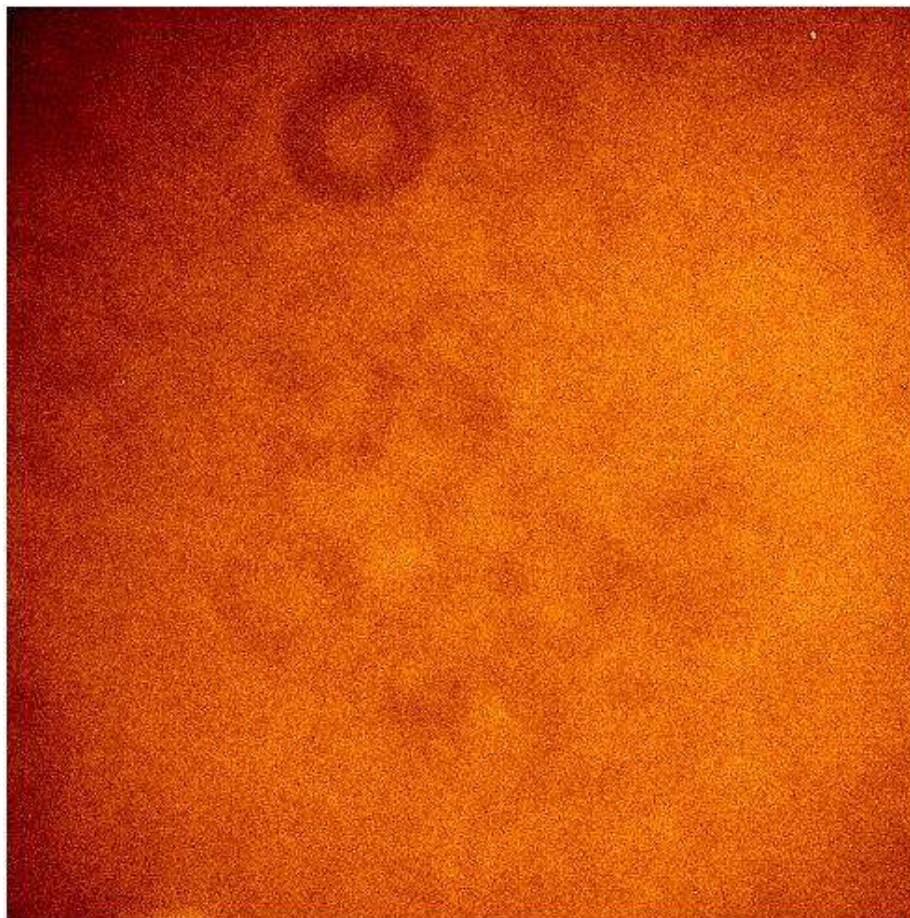
Οι ψηφίδες που αποτελούν την CCD κάμερα δεν έχουν την ίδια απόκριση στην ίδια ένταση του φωτός που προσπίπτει σε αυτές, δηλαδή για την ίδια ένταση φωτός που πέφτει στην κάμερα, οι ψηφίδες καταγράφουν διαφορετικό αριθμό παραγόμενων ηλεκτρονίων (ο οποίος βέβαια είναι γραμμική συνάρτηση του προσπίπτοντος φωτός). Επιπλέον κατά την διαδρομή του φωτός προς την κάμερα, αντανακλάται στις επιφάνειες των κατόπτρων του τηλεσκοπίου στις οποίες, πολλές φορές επικάθεται σκόνη που αλλοιώνει την ανακλαστική ικανότητα των κατόπτρων και δημιουργεί συστηματικές αλλοιώσεις στην ένταση του φωτός. Επίσης η δέσμη φωτός, περνάει (ή αντανακλάται) από οπτικές διατάξεις (όπως φίλτρα, σχισμές, διαχυτές φωτός και άλλες) στις οποίες έχει επίσης εναποτεθεί σκόνη ή περιέχουν κατασκευαστικά σφάλματα, τα οποία πρέπει να εξαλειφθούν.

Όλα αυτά τα σφάλματα εξαλείφονται με την μέθοδο της επιπεδοποίησης (flat fielding). Η διαδικασία αυτή συνίσταται στην λήψη αρκετών εικόνων μιας ομοιόμορφα φωτισμένης περιοχής, η οποία στην περίπτωσή μας είναι εικόνες ουρανού λίγο μετά την δύση του ηλίου ή λίγο πριν την ανατολή του<sup>(2)</sup>. Με τον τρόπο αυτό (επειδή ο ουρανός στο ζενίθ του είναι απόλυτα ομοιόμορφος φωτισμένος) πετυχαίνουμε να φωτίσουμε την κάθε ψηφίδα με την ίδια ένταση φωτός το οποίο μας επιτρέπει να διακρίνουμε τα «ελαττώματα» που προαναφέραμε. Οι εκθέσεις

---

<sup>(2)</sup> Πολλές φορές (σε μεγάλα τηλεσκόπια) η λήψη των αυτών των εικόνων γίνεται από ένα ομοιόμορφο φωτισμένο παραπέτασμα, το οποίο κάνει την ίδια δουλειά με τον ουρανό.

επιπεδοποίησης λαμβάνονται σε κάθε φίλτρο ξεχωριστά ενώ οι τυπικοί χρόνοι έκθεσης είναι από 3 έως 15 δευτερόλεπτα.



**Σχήμα 2.7** Κανονικοποιημένη εικόνα επιπεδοποίησης στο φίλτρο  $H\alpha+[N II]$ .

Αφού αφαιρέσουμε το μέσο ηλεκτρονικό θόρυβο υποβάθρου από κάθε εικόνα επιπεδοποίησης (όπως άλλωστε προαναφέραμε), συνδυάζουμε όλες τις εικόνες του κάθε φίλτρου (οι οποίες είναι 5 με 10 εικόνες) προκειμένου να δημιουργήσουμε μια μέση εικόνα επιπεδοποίησης<sup>(3)</sup> σε κάθε φίλτρο και για κάθε νύχτα. Ο συνδυασμός αυτός γίνεται παίρνοντας την μέση τιμή της εικόνας επιπεδοποίησης (σε κάθε φίλτρο χωριστά) διαιρώντας την με την μέση τιμή που έχει η «μέση εικόνα» επιπεδοποίησης (κανονικοποίηση της εικόνας). Ο συνδυασμός αυτός των εικόνων γίνεται προκειμένου να μειωθούν τα στατιστικά σφάλματα και επιπλέον να απορριφθούν τα αστέρια που ενδεχομένως να υπεισέρχονται στις εικόνες επιπεδοποίησης<sup>(4)</sup>. Ένα παράδειγμα τέτοιας εικόνας επιπεδοποίησης φαίνεται στο Σχήμα 2.7.

<sup>(3)</sup> Όπως προαναφέραμε, λέγοντας «μέση εικόνα εννοούμε την μέση τιμή των ψηφίδων της εικόνας.

<sup>(4)</sup> Για τον λόγο αυτό, το τηλεσκόπιο συνεχίζει να οδηγεί (να κινείται δηλαδή με ταχύτητα αντίθετη της κίνησης της γής) και να το μετακινούμε ελάχιστα προκειμένου να μην καταμετρηθεί ο ίδιος αστέρας στο ίδιο σημείο.

Με τον τρόπο αυτό κανονικοποιούμε την μέση εικόνα επιπεδοποίησης στη μονάδα, και δημιουργούμε έτσι μια εικόνα που μας δείχνει την απόκριση (απόδοση) της κάθε ψηφίδας στην ίδια ένταση του φωτός. Θα πρέπει να σημειώσουμε ότι όλες οι τιμές των ψηφίδων, πρέπει να κυμαίνονται γύρω από την μονάδα. Στην συνέχεια, διαιρώντας τα δεδομένα μας (τα οποία είναι του ίδιου φίλτρου) με αυτές τις εικόνες έχουμε ουσιαστικά τα δεδομένα μας απαλλαγμένα από τα προαναφερθέντα σφάλματα. Ουσιαστικά, είναι σαν να πολλαπλασιάζουμε, την κάθε ψηφίδα με έναν συντελεστή διόρθωσης έτσι ώστε να αποκτήσει την τιμή που κανονικά θα κατέγραφε εάν όλες οι ψηφίδες είχαν την ίδια απόδοση.

### **2.3.4 Αστρομετρία**

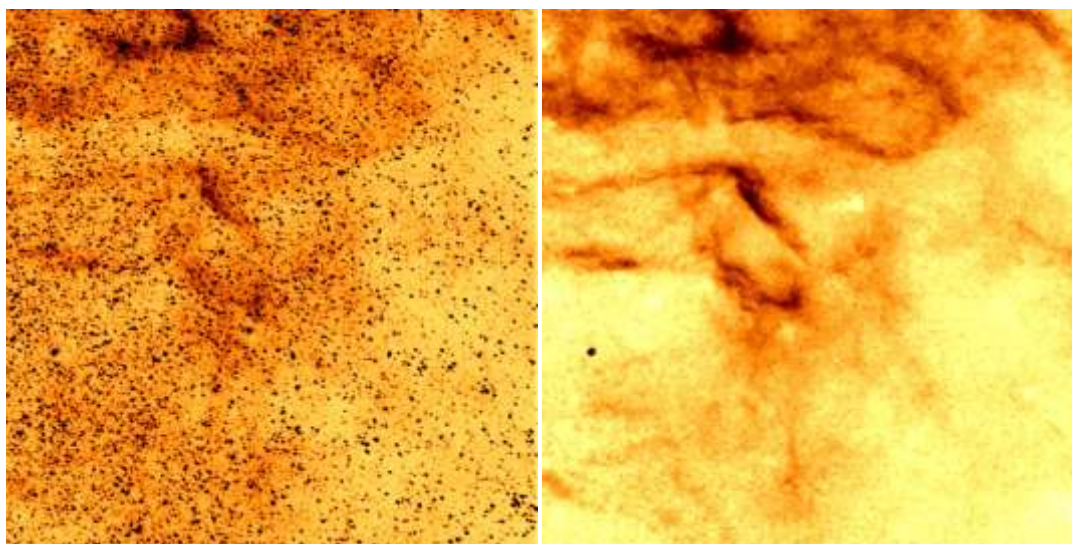
Έχοντας απαλείψει τα σφάλματα που υπεισέρχονται στις εικόνες από τους παραπάνω παράγοντες, μπορούμε να συνεχίσουμε την ανάλυση των εικόνων μας για να λάβουμε διάφορες πληροφορίες για τα δεδομένα μας. Το αμέσως επόμενο βήμα είναι ο προσδιορισμός της θέσης με βάση τις ουρανογραφικές συντεταγμένες (οι οποίες μετασχηματίζονται εύκολα και σε άλλες συντεταγμένες). Για να το πετύχουμε αυτό θα πρέπει να αντιστοιχίσουμε τις ψηφίδες των δεδομένων με τις ουρανογραφικές συντεταγμένες της περιοχής που παρατηρούμε.

Για να το εφαρμόσουμε αυτό, καταγράφουμε την θέση όλων των αστερών που έχει η κάθε εικόνα. Στην συνέχεια βρίσκουμε από το διαδίκτυο τον «Κατάλογο των Αστερών Οδηγών» (Guide Star Catalogue), στον οποίο εμπεριέχονται αστέρες που έχουν παρατηρηθεί από το διαστημικό τηλεσκόπιο Χαμπλ (Hubble Space Telescope, HST), και καταγράφουμε τις συντεταγμένες των αστερών που υπάρχουν στην προς μελέτη περιοχή. Διαλέγουμε τυχαία τρία αστέρια (με μεγάλη φαινόμενη λαμπρότητα), με τέτοιο τρόπο ώστε να καλύψουμε όσο δυνατόν μεγαλύτερη επιφάνεια της εικόνας (σχηματίζοντας ένα μεγάλο τρίγωνο στην εικόνα), και καταγράφουμε από αυτά τόσο τις συντεταγμένες τους σε ψηφίδες, όσο και τις ουρανογραφικές συντεταγμένες τους (χρησιμοποιώντας κάποιες αξιόπιστες διευθύνσεις του διαδικτύου). Με τον τρόπο αυτό, μπορούμε να φτιάξουμε ένα πλέγμα το οποίο να αντιστοιχίζει τις ψηφίδες σε συντεταγμένες. Τέλος για να συγκρίνουμε αν το πλέγμα είναι σωστό, συγκρίνουμε τις θέσεις των αστερών των δεδομένων μας (οι οποίοι έχουν τώρα συντεταγμένες) με αυτές του καταλόγου. Αν υπάρχει ταύτιση των

περισσότερων αστέρων, σημαίνει ότι η αστρομετρία είναι σωστή, και συνεχίζουμε στην επόμενη φάση, αλλιώς επαναλαμβάνουμε την ίδια διαδικασία με τρία νέα διαφορετικά αστέρια για να προσδιορίσουμε ένα καινούργιο πλέγμα.

### 2.3.5 Αφαίρεση αστέρων

Έχοντας κάνει αστρομετρία<sup>(5)</sup> μπορούμε να αφαιρέσουμε τους αστέρες που υπάρχουν στις εικόνες των γραμμών εκπομπής που έχουμε λάβει από το τηλεσκόπιο, τις οποίες ουσιαστικά θέλουμε να μελετήσουμε το υπόλειμμα του υπερκαινοφανούς, χρησιμοποιώντας εικόνες παρμένες στο συνεχές με μήκος κύματος παραπλήσιο των αντίστοιχων γραμμών εκπομπής.



**Σχήμα 2.8** Δεξιά, η εικόνα στις γραμμές εκπομπής  $H\alpha+[N II]$  της υπό μελέτη περιοχής με αστέρες, ενώ αριστερά παρουσιάζεται η ίδια εικόνα χωρίς αστέρες.

Πριν ξεκινήσουμε την διαδικασία αφαίρεσης των αστέρων θα πρέπει οι δύο (ή και περισσότερες εικόνες) να έχουν το κέντρο των αστέρων στην ίδια ακριβώς ψηφίδα. Για να το πετύχουμε αυτό, επιλέγουμε αρκετά αστέρια σε όλο το μήκος της εικόνας μας (πάνω από 10 αστέρια) και προσαρμόζουμε σε αυτά μια συνάρτηση Gauss, προκειμένου να βρούμε το ακριβές σημείο του κέντρου τους. Στην συνέχεια μετακινούμε την εικόνα (που έχει παρθεί στις γραμμές εκπομπής) έτσι ώστε να συμπέσουν τα κέντρα των ίδιων αστέρων στις ίδιες ψηφίδες. Ο λόγος που μετακινούμε τις εικόνες που απεικονίζουν τις εκπομπές ακτινοβολίας σε ένα στενό

<sup>(5)</sup> Μετά την πραγματοποίηση της αστρομετρίας αφαιρούμε τις κοσμικές ακτινοβολίες που έχουν τα δεδομένα μας.

μέρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος είναι γιατί το πλέγμα των συντεταγμένων φτιάχνεται για το συνεχές φίλτρο, γιατί σε αυτό δεν φαίνεται η δομή του υπερκαινοφανούς, η οποία πολλές φορές καθιστά δύσκολο τον εντοπισμό αστέρων αλλά και την επαλήθευση ότι η αστρομετρία έχει πραγματοποιηθεί σωστά και είναι αξιόπιστη (όπως προείπαμε στην παραπάνω παράγραφο)

Κατά την διαδικασία της αφαίρεσης επιλέγουμε όσο το δυνατόν περισσότερους αστέρες γίνεται, προσέχοντας όμως να μην είναι υπερφωτισμένο το κέντρο τους σε καμία από τις δύο εικόνες. Στην συνέχεια υπολογίζουμε την εκπεμπόμενη ένταση της ακτινοβολίας (αθροίζοντας στην ουσία την ένταση που έχουν οι ψηφίδες πάνω στις οποίες έχει απεικονισθεί ο αστέρας) και για τα δύο φίλτρα. Για να απαλειφθούν οι αστέρες θα πρέπει η μέση ένταση της ακτινοβολίας των αστέρων που έχουν επιλεγεί να είναι η ίδια και στις δύο εικόνες. Για να το επιτύχουμε αυτό, πολλαπλασιάζουμε την εικόνα που έχει παρθεί στο συνεχές με την μέση τιμή της έντασης των αστέρων που υπολογίσαμε με το φίλτρο των γραμμών εκπομπής, διαιρεμένη με την μέση τιμή της έντασης των αστέρων στο συνεχές φίλτρο. Στο σημείο αυτό θα πρέπει να τονιστεί ότι αν το κέντρο των αστέρων που έχουμε επιλέξει είναι υπερφωτισμένο τότε ο υπολογισμός της έντασης της ακτινοβολίας θα είναι λανθασμένος, και η αφαίρεση των αστέρων θα γίνει και αυτή με λάθος τρόπο.

Αφού έχουμε πραγματοποιήσει τις παραπάνω διαδικασίες, προχωράμε στην αφαίρεση της εικόνα του συνεχούς φίλτρου (η οποία έχει πολλαπλασιαστεί με τον προαναφερθέντα παράγοντα) από την εικόνα των γραμμών εκπομπής. Λόγω της αφαίρεσης αυτής, διπλανές ψηφίδες έχουν απότομες αυξομειώσεις τις έντασής τους, πράγμα το οποίο πρέπει και να εξομαλύνουμε (image smoothing). Στην παραγόμενη εικόνα μετράμε την μέση τιμή του θορύβου υποβάθρου, (επιλέγοντας για να κάνουμε στατιστική στις πιο «σκοτεινές» περιοχές της εικόνας μας) και αφαιρούμε σαν αριθμό αυτή την τιμή από όλη την εικόνα.

### **2.3.6 Δημιουργία μωσαϊκών**

Πολλές φορές, λόγω του ότι τα υπολείμματα υπερκαινοφανών είναι εκτεταμένες περιοχές, χρειαζόμαστε για να καλύψουμε όλη την έκτασή του, παραπάνω της μιας εικόνας. Η τελική εικόνα του νεφελώματος θα είναι μια σύνθεση διαφορετικών εικόνων, η οποία γίνεται με τέτοιο τρόπο ώστε να δημιουργούν ένα «μωσαϊκό». Για

να δημιουργήσουμε αυτό το μωσαϊκό θα πρέπει κατά την διάρκεια των παρατηρήσεων τα δεδομένα που λαμβάνουμε να έχουν κοινές περιοχές, οι οποίες να περιέχουν κοινά αστέρια μεταξύ των διαφορετικών εικόνων. Στην περίπτωση που δεν θα λάβουμε υπόψη μας αυτές τις κοινές περιοχές, υπάρχει περίπτωση να δημιουργηθούν κενές λωρίδες (περιοχές χωρίς δεδομένα) στο σχηματιζόμενο μωσαϊκό.

Ο σχηματισμός του μωσαϊκού ξεκινάει με την δημιουργία μιας «κενής» εικόνας (όλες οι ψηφίδες έχουν μηδενική ένταση) της οποίας οι διαστάσεις θα είναι λίγο μεγαλύτερες από την άθροιση όλων των διαστάσεων των εικόνων που θα χρησιμοποιηθούν. Στην συνέχεια ορίζουμε τις συντεταγμένες (ουρανογραφικές) του κέντρου της κενής εικόνας καθώς και το μέγεθος των ψηφίδων σε τόξο του δευτερολέπτου της μοίρας. Τοποθετούμε τα δεδομένα μας πάνω στην «κενή» εικόνα, βάσει των συντεταγμένων τους, δημιουργώντας έτσι πολλές εικόνες ιδίων διαστάσεων (που έχουν τις διαστάσεις της πολύ μεγαλύτερης κενής εικόνας), οι οποίες έχουν σε μια περιοχή τα δεδομένα μας, ενώ οι υπόλοιπες περιοχές έχουν ένταση ψηφίδων μηδενική. Τέλος, αφού έχουμε εικόνες ιδίων διαστάσεων, τις συνθέτουμε σε μια τελική εικόνα η οποία αποτελεί το μωσαϊκό της περιοχής μας.

### **2.3.7 Φωτομετρία περιοχών ληφθέντων με στενού εύρους φίλτρα.**

Η διαδικασία της φωτομετρίας αποτελεί σημαντική διεργασία στην ανάλυση δεδομένων, από την οποία προκύπτουν οι ροές της ακτινοβολίας των υπό μελέτη αντικειμένων. Στην ουσία η φωτομετρία δεν είναι τίποτα άλλο από την σύγκριση της εκπεμπόμενης έντασης των αστρονομικών αντικειμένων (αστέρες, περιοχές αερίων, γαλαξίες και άλλων αντικειμένων) με την ακτινοβολία που εκπέμπουν σταθεροί αστέρες (standard stars) των οποίων την ένταση ακτινοβολίας (και κατά συνέπεια και την ροή της) την γνωρίζουμε με μεγάλη ακρίβεια.

Όπως αναφέραμε στην αρχή της παραγράφου 2.3, κατά την διάρκεια της παρατήρησης λαμβάνουμε από το τηλεσκόπιο και εικόνες φωτομετρικών (σταθερών) αστερών, οι οποίοι χωρίζονται σε δύο μεγάλες κατηγορίες. Σε σταθερούς αστέρες ευρέους φίλτρου και σε σταθερούς αστέρες στενού φίλτρου. Έχοντας τελειώσει την βασική ανάλυση των δεδομένων που περιέχουν σταθερούς αστέρες, προσδιορίζουμε την θέση τους στον ουρανό κατά την στιγμή της παρατήρησης. Ο προσδιορισμός



αυτός γίνεται γιατί κατά την είσοδο της ακτινοβολίας του αστέρα στην ατμόσφαιρα, έχουμε εξασθένησή της λόγω των φαινομένων της σκέδασης και της απορρόφησής της. Έτσι ο ίδιος αστέρας φαίνεται λαμπρότερος όταν βρίσκεται στο ζενίθ, από όταν βρίσκεται χαμηλά στον ορίζοντα. Η παράμετρος που μας δείχνει την θέση του αντικειμένου σε κάποια χρονική στιγμή στον ουρανό, ονομάζεται αέρια μάζα (airmass) και μας δείχνει το πάχος της ατμόσφαιρας που υπεισέρχεται μεταξύ του αντικειμένου και του τηλεσκοπίου, με δεδομένο ότι όταν το αντικείμενο βρίσκεται στο ζενίθ υπεισέρχεται αέρια μάζα ίση με την μονάδα. Όπως καταλαβαίνουμε από τον ορισμό της αέριας μάζας  $\chi$ , εξαρτάται μόνο από την ζενίθια γωνία  $\theta$  και δίνεται από την σχέση:

$$\chi = \frac{1}{\cos \theta} - 0.0018 \left( \frac{1}{\cos \theta} - 1 \right) + 0.0029 \left( \frac{1}{\cos \theta} - 1 \right)^2 + 0.0008 \left( \frac{1}{\cos \theta} - 1 \right)^3 \quad (2.1)$$

Αφού υπολογίσουμε την αέρια μάζα τόσο των σταθερών αστέρων όσο και των αντικειμένων μας, στην συνέχεια υπολογίζουμε την ροή της ακτινοβολίας που καταγράφουμε από τους σταθερούς αστέρες όταν αυτοί βρίσκονται σε διαφορετικές αέριες μάζες. Για να επιτύχουμε τον υπολογισμό της ροής, επιλέγουμε μια κατάλληλη ακτίνα  $R$ , αθροίζουμε την ένταση της ακτινοβολίας που έχουν καταγράψει οι ψηφίδες και το διαιρούμε με τον χρόνο έκθεσης και με την επιφάνεια του κυκλικού δίσκου που επιλέξαμε. Στο σημείο αυτό θα πρέπει να τονίσουμε ότι η ακτίνα  $R$  όσο πιο μεγάλη είναι, τόσο πιο μεγάλο είναι το σήμα που υπολογίζεται από το αστέρι, αλλά τόσο μεγαλύτερο είναι και το σφάλμα υπολογισμού της. Για να επιτύχουμε την βέλτιστη ακτίνα, θα πρέπει ο λόγος σφάλματος προς ακτίνα να είναι ο μικρότερος.

Έχοντας υπολογίσει τις ροές της ακτινοβολίας που λαμβάνουμε από τα σταθερά αστέρια, μετατρέπουμε τα φωτομετρικά μεγέθη από το σύστημα του εργαστηρίου στο σύστημα των σταθερών αστέρων. Αυτό γίνεται χρησιμοποιώντας την εξίσωση της μορφής:

$$M_{\text{std}} = m_{\text{inst}} + a_0 + a_1\chi + a_2(\mathbf{B} - \mathbf{V})_{\text{stan}} + a_3\chi(\mathbf{B} - \mathbf{V})_{\text{stan}} + a_4\mathbf{U.T.} + \dots \quad (2.2)$$

όπου  $M_{\text{std}}$  είναι η ένταση της ακτινοβολίας που έχει καταγραφεί για τον σταθερό αστέρα σε ένα συγκεκριμένο φίλτρο,  $m_{\text{inst}}$  είναι η ένταση της ακτινοβολίας του σταθερού αστέρα που καταγράψαμε,  $\chi$  είναι η αέρια μάζα που υπολογίσαμε ότι έχει ο αστέρας την στιγμή της παρατήρησης,  $\mathbf{B} - \mathbf{V}$  είναι το χρώμα του αστέρα (ο όρος αυτός χρησιμοποιείται μόνο όταν έχει παρατηρηθεί ο σταθερός αστέρας και κατ' επέκταση το αντικείμενό μας σε δύο διαφορετικά φίλτρα την ίδια νύχτα),  $\mathbf{U.T.}$  είναι ο χρόνος

παρατήρησης, τα  $a_i$  εκφράζουν τις σταθερές της (εν γένει) μη γραμμικής προσαρμογής των παρατηρησιακών μας δεδομένων, ενώ οι τρεις τελείες αντιπροσωπεύουν τα ίδια μεγέθη ανωτέρων όμως τάξεων.

Λόγω των μεγάλων χρόνων έκθεσης των αντικειμένων μας (και την περιορισμένη χρονική διάρκεια που είναι ορατά από το σημείο παρατήρησης) δεν είναι πάντα δυνατή η παρατήρησή τους σε δύο διαφορετικά φίλτρα την ίδια μέρα. Για τον λόγο αυτό χρησιμοποιούμε τους τρεις πρώτους όρους της εξίσωσης (2.2) που είναι και οι λιγότερες δυνατοί παράμετροι που χρειαζόμαστε προκειμένου να κάνουμε μια καλή φωτομετρική βαθμονόμηση. Οι συντελεστές προσαρμογής που χρησιμοποιούνται είναι οι:  $a_0$  που ονομάζεται συντελεστής μηδενικής βαθμονόμησης (zero point) και εξαρτάται κυρίως από την περιοχή παρατήρησης, τις ατμοσφαιρικές συνθήκες και την λαμπρότητα του υποβάθρου του ουρανού, και τον  $a_1$  που ονομάζεται συντελεστής ατμοσφαιρικής απορρόφησης πρώτου είδους (extinction) και εξαρτάται μόνο από τις ατμοσφαιρικές συνθήκες της κάθε νύχτας. Έτσι οι εξισώσεις που χρησιμοποιούμε γίνονται:

$$[S II]_{std} = [S II]_{inst} + a_0 + a_1\chi \quad (2.3)$$

$$[O III]_{std} = [O III]_{inst} + a_0 + a_1\chi \quad (2.4)$$

$$(H\alpha + [N II])_{std} = (H\alpha + [N II])_{inst} + a_0 + a_1\chi \quad (2.5)$$

Χρησιμοποιώντας την μη γραμμική μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων των Levenberg – Marquardt (no linear least-squares fit), μπορούμε να υπολογίσουμε τις σταθερές παραμετροποίησης για τις συνθήκες που επικρατούσαν κατά όλη την διάρκεια παρατήρησης. Για το λόγο αυτό επιβάλλεται να παρατηρούμε σταθερούς αστέρες καθ' όλη την διάρκεια της νύχτας και σε διαφορετικές αέριες μάζες έτσι ώστε η προσαρμογή να γίνει κατά το δυνατόν καλύτερη.

Γνωρίζοντας τώρα τους συντελεστές παραμετροποίησης, αντιστρέφουμε τις τρεις παραπάνω εξισώσεις προκειμένου να βρούμε τις πραγματικές εντάσεις των αντικειμένων μας. Με δεδομένο ότι τα αντικείμενα που έχουμε δεν είναι σημειακά (όπως είναι οι αστέρες) αλλά είναι εκτεταμένα, για μετρούμενες ποσότητες τοποθετούμε την ένταση της ακτινοβολίας μιας περιοχής, στην οποία προσέχουμε να μην υπάρχει τίποτα άλλο εκτός από το αέριο, και την διαιρούμε με τον χρόνο έκθεσης. Υπολογίζουμε το εμβαδόν της περιοχής (σε τετραγωνικές ψηφίδες), αναγάγουμε αυτό το εμβαδόν σε τετραγωνικό τόξο του δευτερολέπτου της μοίρας

(arcsec<sup>2</sup>) και διαιρώντας την πραγματική τιμή που λαμβάνουμε από τις παραπάνω εξισώσεις, έχουμε την ροή της ακτινοβολίας του.

Η μέθοδος της φωτομετρίας μας βοηθάει να εξαγάγουμε χρήσιμα συμπεράσματα του συνόλου του υπολείμματος του υπερκαινοφανούς όπως είναι ταχύτητες, πυκνότητες και άλλα. Το πρόβλημα είναι ότι λόγω του ότι τα φίλτρα που χρησιμοποιούμε έχουν αρκετό εύρος, τα αποτελέσματα που λαμβάνουμε έχουν μεγάλο σφάλμα. Για να μικρύνουμε ακόμα περισσότερο αυτό το σφάλμα που υπεισέρχεται χρησιμοποιούμε εικόνες φασμάτων, των οποίων η ανάλυση παρατίθεται στην επόμενη ενότητα.

## 2.4 Ανάλυση φασμάτων

Κατά την λήψη των φασμάτων (όπως κάναμε και στις εικόνες) λαμβάνουμε και βοηθητικές εικόνες που μας επιτρέπουν και εδώ να τις διορθώσουμε και να λάβουμε τα δεδομένα χωρίς σφάλματα. Οι εικόνες αυτές είναι, οι εικόνες υποβάθρου (bias), εικόνες επιπεδοποίησης (που ελήφθησαν τόσο από ομοιόμορφα φωτισμένο ουρανό, όσο και από πυρακτωμένο λαμπτήρα όπου εκπέμπει συνεχή ακτινοβολία ομοιόμορφης έντασης), εικόνες λαμπτήρα εκπομπής Fe He Ne Ar, διαδοχικές εικόνες ενός φωτεινού αστέρα, καθώς και οι εικόνες αστέρων με σταθερή βαθμονομημένη ένταση ακτινοβολίας (standards stars). Θα πρέπει να τονίσουμε ότι παρά το γεγονός του ότι τα φάσματα που παίρνουμε είναι δισδιάστατα, και μοιάζουν με εικόνες, η επεξεργασία τους είναι τελείως διαφορετική από αυτή που πραγματοποιούμε για τις εικόνες. Επιπλέον τα δεδομένα μας λήφθηκαν από διαφορετικές φασματικές σχισμές το εύρος των οποίων εξαρτάται από την φύση των δεδομένων μας, ενώ τα πακέτα προγραμμάτων που χρησιμοποιήθηκαν είναι και εδώ (όπως και στην ανάλυση των εικόνων) τα MIDAS και IRAF.

### 2.4.1 Αφαίρεση θορύβου ηλεκτρονικού υποβάθρου.

Καθ' όλη την διάρκεια της νύχτας και ανά τακτά χρονικά διαστήματα (περίπου τρεις εικόνες ανά μιάμιση με δύο ώρες) λαμβάνουμε από την CCD κάμερα εικόνες του θορύβου του ηλεκτρονικού υποβάθρου (Σχήμα 2.9). Η διαδικασία τόσο της

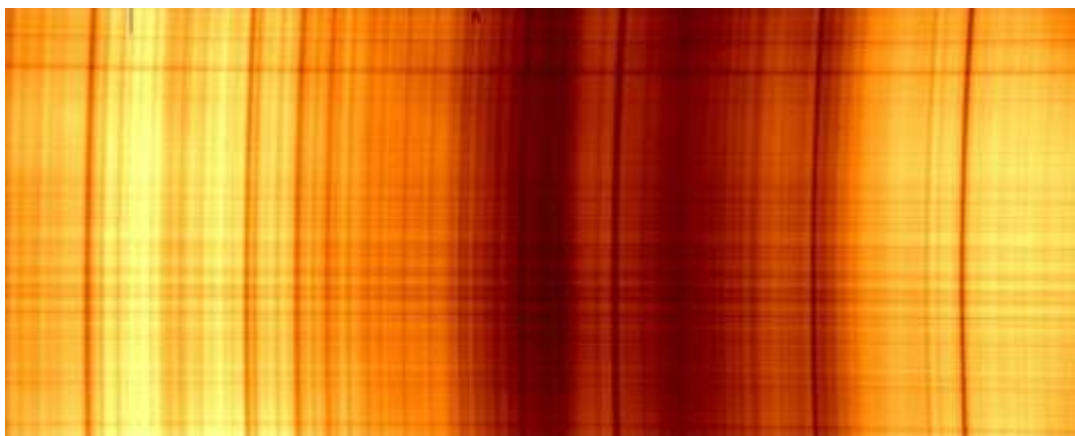


Σχήμα 2.9 Μέση τιμή του θορύβου του ηλεκτρονικού υποβάθρου.

λήψης όσο και της επεξεργασίας βρίσκεται αναλυτικά στην παράγραφο 2.3.1. Επειδή η αφαίρεση αυτού του θορύβου αφορά τον τρόπο λειτουργίας των CCDs και με δεδομένο ότι αυτές ψύχονται στους  $-100^{\circ}\text{C}$  (περίπου), ακολουθείται η ίδια διαδικασία σε όλες τις εικόνες που λαμβάνονται από αυτές, ασχέτως από το είδος το δεδομένων που συλλέγουμε.

#### 2.4.2 Επιπεδοποίηση φασμάτων.

Αφού μετατρέψουμε τις αρνητικές τιμές σε θετικές σε όλα τα ληφθέντα δεδομένα μας, (παράγραφος 2.3.2) συνεχίζουμε με την ανάλυση των φασμάτων «επιπεδοποιώντας» τα ληφθέντα φάσματα. Η διαδικασία της επιπεδοποίησης των φασμάτων διαφέρει από αυτήν που κάνουμε για τις εικόνες, για τον λόγο του ότι θα πρέπει εκτός από την διόρθωση της απόκρισης των ψηφίδων στην ίδια ένταση του φωτός, να διορθώσουμε και την απόκρισή τους στην ένταση σε διαφορετικά μήκη κύματος.



Σχήμα 2.10 Μέσο φάσμα ομοιόμορφα φωτισμένου ουρανού από σχισμή  $320\mu\text{m}$

Όπως αναφέρθηκε και στην παράγραφο 2.3.3, η απόδοση των ψηφίδων εξαρτάται από το μήκος κύματος του φωτός που πέφτει πάνω τους. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα να λαμβάνουμε από το τηλεσκόπιο παραμορφωμένα φάσματα (ως προς την ένταση των φασματικών γραμμών) πράγμα το οποίο θα πρέπει να διορθωθεί, προκειμένου να λάβουμε φάσματα ομοιόμορφης έντασης. Παράλληλα, γίνεται και η διόρθωση των φασμάτων, από τα σφάλματα που υπεισέρχονται σε αυτά, από τις οπτικές διατάξεις που χρησιμοποιούμε.

Για να το επιτύχουμε αυτό, λαμβάνουμε μια σειρά φασμάτων του ομοιόμορφα φωτισμένου ουρανού για κάθε σχισμή ξεχωριστά. Τα φάσματα που λάβαμε για την διόρθωση των δεδομένων μας, κυμαίνονται από 5 έως 9 (για κάθε σχισμή) προσέχοντας κάθε φορά η μέση τιμή της έντασης των ψηφίδων να βρίσκεται πλησίον της τιμής 32000 counts. Στην συνέχεια (και αφού έχουμε μετατρέψει τις τιμές όλες σε θετικές και έχουμε αφαιρέσει τον ηλεκτρονικό θόρυβο) δημιουργούμε ένα μέσο φάσμα του ομοιόμορφα φωτισμένου ουρανού (το οποίο οπτικά φαίνεται στο Σχήμα 2.10). Στο σημείο αυτό θα πρέπει να τονιστεί ότι οι κάθετες γραμμές που παρατηρούνται στο φάσμα του ομοιόμορφα φωτισμένου ουρανού, είναι οι γραμμές απορρόφησης ή εκπομπής της γήινης ατμόσφαιρας (σκοτεινότερες ή φωτεινότερες από το υπόβαθρο), οι οποίες θα αφαιρεθούν κατά την διαδικασία δημιουργίας της τελικής εικόνας επιπεδοποίησης.

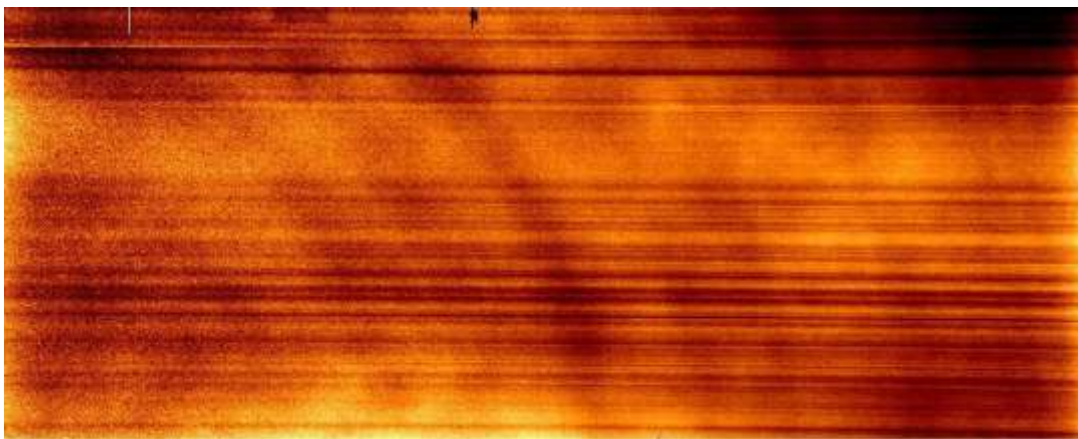
Στην συνέχεια λαμβάνουμε το φάσμα ενός λαμπτήρα πυρακτώσεως (συνεχές φάσμα) ο οποίος βρίσκεται μέσα στο τηλεσκόπιο παρακάμπτοντας μεγάλο μέρος από την οπτική διάταξη του τηλεσκοπίου. Λόγω του ότι ο το φώς από τον λαμπτήρα δεν έχει παράλληλη διεύθυνση ως προς την εκάστοτε σχισμή (επειδή η απόσταση της σημειακής φωτεινής πηγής και του φασματογράφου είναι πού μικρή) τοποθετούμε μεταξύ τους ένα διαχυτή φωτός (diffuser). Το μέσο φάσμα της συνεχούς ακτινοβολίας φαίνεται στο παρακάτω Σχήμα 2.11.



**Σχήμα 2.11 Μέσο φάσμα πηγής συνεχούς ακτινοβολίας από σχισμή 320  $\mu\text{m}$ .**

Τα φάσματα που λαμβάνουμε με αυτό τον τρόπο είναι και αυτά 5 με 9 για κάθε σχισμή ξεχωριστά, ρυθμίζοντας κάθε φορά την ένταση του φωτός ώστε να μην έχουμε υπερέκθεση στα ληφθέντα φάσματα. Αφού δημιουργήσουμε το μέσο φάσμα και από αυτή την διαδικασία, συνθέτουμε την τελική εικόνα επιπεδοποίησης συνδυάζοντας αυτά τα δύο μέσα φάσματα.

Ο συνδυασμός αυτός γίνεται ως εξής: Βρίσκουμε την μέση τιμή της έντασης σε κάθε ένα μέσο φάσμα ξεχωριστά, και διαιρούμε το κάθε μέσο φάσμα με τον αριθμό αυτό, έτσι ώστε να πάρουμε το μέσο κανονικοποιημένο φάσμα της κάθε προαναφερθείσας διαδικασίας. Στην συνέχεια, από το φάσμα του ομοιόμορφα φωτισμένου ουρανού, επιλέγουμε μια περιοχή (κοντά στο κέντρο του φάσματος) και την διαιρούμε από όλο το φάσμα, έτσι ώστε να εξαλειφθούν οι γραμμές



Σχήμα 2.12 Τελικό φάσμα επιπεδοποίησης της σχισμής των 320μm.

απορρόφησης της ατμόσφαιρας. Διαιρούμε τέλος αυτό το φάσμα με το φάσμα από τον λαμπτήρα πυρακτώσεως και λαμβάνουμε το τελικό φάσμα επιπεδοποίησης για κάθε σχισμή χωριστά. Στο Σχήμα 2.12 βλέπουμε το τελικό φάσμα επιπεδοποίησης για την σχισμή 320μm με το οποίο θα διαιρεθούν όλα τα δεδομένα που πήραμε με την σχισμή αυτή. Επαναλαμβάνοντας την διαδικασία και για τα φάσματα που πήραμε από τις υπόλοιπες σχισμές, διορθώνουμε τόσο τα σφάλματα που υπεισέρχονται από την οπτική διάταξη που χρησιμοποιούμε, όσο και την διαφορετική απόκριση που έχουν οι ψηφίδες στα διαφορετικά μήκη κύματος.

### 2.4.3 Βαθμονόμηση μηκών κύματος στα φάσματα.

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, κατά την διάρκεια της νύχτας παρατήρησης, λαμβάνουμε και φάσματα από ένα λαμπτήρα σιδήρου, ηλίου, νέου και αργού (Fe He Ne Ar), του οποίου το φάσμα θα μας βοηθήσει να βαθμονομήσουμε τα μήκη κύματος των προς μελέτη φασμάτων. Τόσο η εικόνα όσο και το φάσμα από τον λαμπτήρα φαίνονται στα σχήματα 2.13 και 2.14 αντιστοίχως.

Κατά την διάρκεια της παρατήρησης, και μετά από κάθε έκθεση ενός αντικειμένου (είτε αυτό είναι το αντικείμενο παρατήρησης είτε είναι ο αστέρας με την δεδομένη ένταση φωτός, standard stars) σταματάμε τη κίνηση του τηλεσκοπίου (tracking) για να μην εισέλθει καθόλου ακτινοβολία στην εικόνα από τον σταθερό αστέρα (μιας και αυτός είναι πολύ φωτεινός), και λαμβάνουμε τα φάσματα του λαμπτήρα. Χρησιμοποιούμε την ίδια σχισμή (320 $\mu\text{m}$ ) για τα παρατηρούμενα αντικείμενα και την σχισμή 640 $\mu\text{m}$  για την βαθμονόμηση των σταθερών αστέρων.

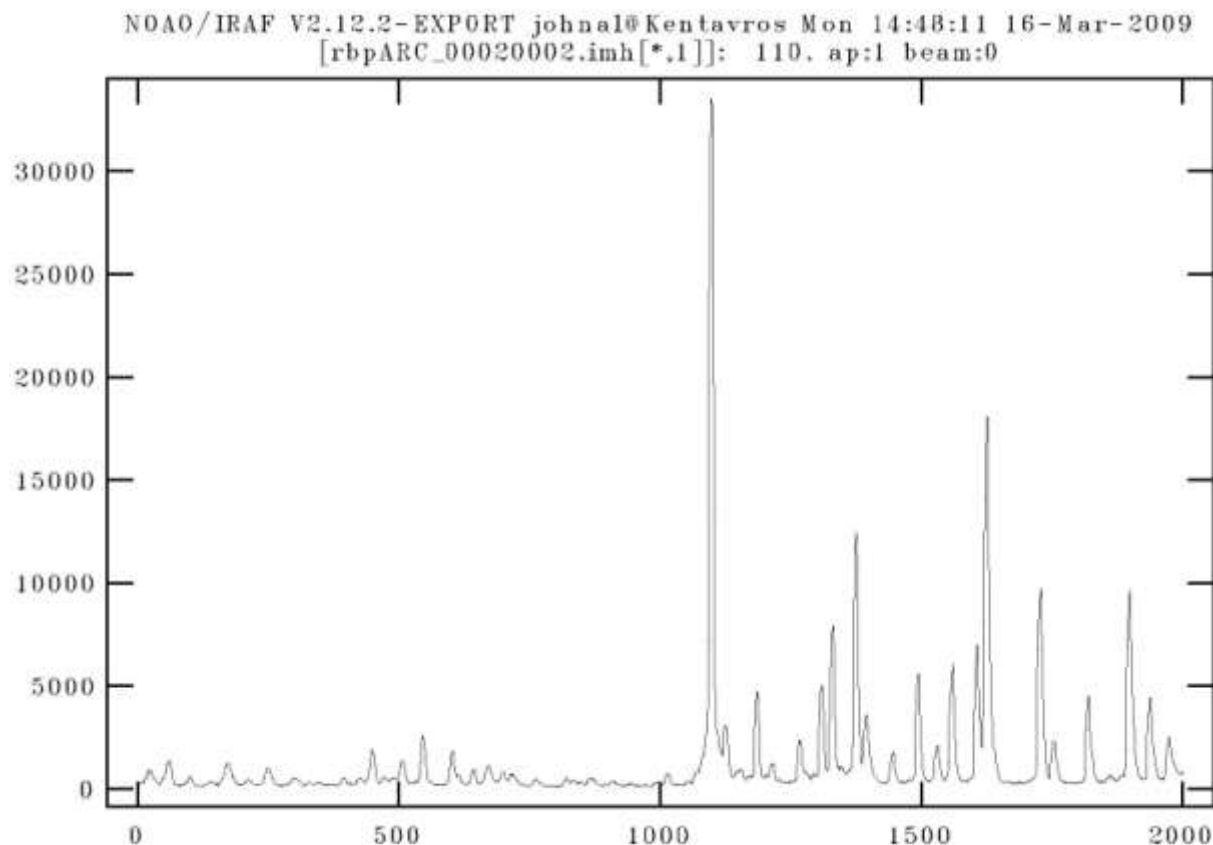


Σχήμα 2.13 Εικόνα που λαμβάνουμε από τον λαμπτήρα FeHeNeAr χρησιμοποιώντας την σχισμή 320 $\mu\text{m}$

Αφού λάβουμε τις εικόνες του λαμπτήρα (Σχήμα 2.13), τις απαλλάσσουμε από τον ηλεκτρονικό θόρυβο και τις «επιπεδοποιούμε» με τον τρόπο που έχει προαναφερθεί. Στη συνέχεια αποτυπώνουμε γραφικά την ένταση του φωτός που υπάρχει πάνω σε μία οριζόντια γραμμή και έτσι λαμβάνουμε το φάσμα του λαμπτήρα (Σχήμα 2.14), όπου στον οριζόντιο άξονα έχουμε τον αριθμό των ψηφίδων και στον κατακόρυφο έχουμε την ένταση του φωτός που έχει καταγραφεί από αυτές. Λόγω του ότι τα στοιχεία του λαμπτήρα είναι δεδομένα, εκπέμπονται από αυτόν φασματικές γραμμές με συγκεκριμένο μήκος κύματος το οποίο είναι προσδιορισμένο με μεγάλη ακρίβεια. Προσαρμόζουμε μια καμπύλη Gauss σε κάθε κορυφή (για τον προσδιορισμό της) και εισάγουμε στον αριθμό της ψηφίδας που αντιστοιχεί στην κορυφή, το μήκος κύματος της κάθε γραμμής. Με αυτό τον τρόπο, στο τέλος έχουμε μια αντιστοιχία αριθμός ψηφίδων με μήκος κύματος. Προσαρμόζοντας μια πολυωνμική συνάρτηση (συνήθως 15<sup>ου</sup> βαθμού), έχουμε την αντιστοιχία σε όλο τον αριθμό των ψηφίδων.



Θα πρέπει να τονιστεί ότι ενώ η διαδικασία αυτή για τα ενδιαφερόμενα αντικείμενα (υπολείμματα υπερκαινοφανών) γίνεται σε όλη την εικόνα (με βήμα 10 ψηφίδων κάθετα, λόγω των εκτεταμένων διαστάσεών τους), στους αστέρες βαθμονόμησης εντάσεως γίνεται μόνο στις κεντρικές οριζόντιες ψηφίδες (επειδή έχουμε λάβει τα φάσματα αυτών των αστέρων στο κέντρο της εικόνας, Σχήμα 2.15).



Σχήμα 2.14 Το φάσμα του λαμπτήρα FeHeNeAr

Στην συνέχεια, προσαρμόζοντας την συνάρτηση που δημιουργήσαμε σε κάθε εικόνα (χρησιμοποιώντας την αντιστοιχία αντικείμενο – φάσμα λαμπτήρα) στις ψηφίδες των δεδομένων μας, έχουμε την τελική βαθμονόμηση των φασμάτων που λάβαμε. Θα πρέπει να σημειώσουμε ότι με αυτό τον τρόπο πρακτικά διορθώνουμε την καμπυλότητα που υπάρχει στις κάθετες γραμμές των εικόνων, αφού όλη η κάθετη γραμμή έχει μια και μοναδική τιμή που είναι το ίδιο μήκος κύματος.

#### 2.4.4 Επεξεργασία αστέρων σταθερής έντασης ακτινοβολίας.

Όπως και την περίπτωση της φωτομετρίας των εικόνων, κατά την διάρκεια παρατήρησης λαμβάνουμε μια σειρά από αστέρες σταθερής έντασης ακτινοβολίας οι

οποίοι θα μας βοηθήσουν να βρούμε την εκπεμπόμενη ακτινοβολία των προς μελέτη περιοχών. Οι αστέρες αυτοί (όπως έχει αναφερθεί και στην παράγραφο 2.3.7) βρίσκονται σε διαφορετικές αέριες μάζες, σε μία ομοιόμορφη διασπορά μεταξύ των τιμών 1 και 2, προκειμένου να έχουμε την καλύτερη δυνατή βαθμονόμηση της έντασης της ακτινοβολίας. Ο τρόπος λήψης των φασμάτων, είναι η τακτική παρατήρησή τους καθ' όλη την διάρκεια της νύχτας, τόσο πριν την παρατήρηση του αντικειμένου όσο και μετά από αυτό, ενώ πάντα μετά την καταγραφή του, σταματάμε την κίνηση του τηλεσκοπίου και λαμβάνουμε φάσματα από τον λαμπτήρα βαθμονόμησης.

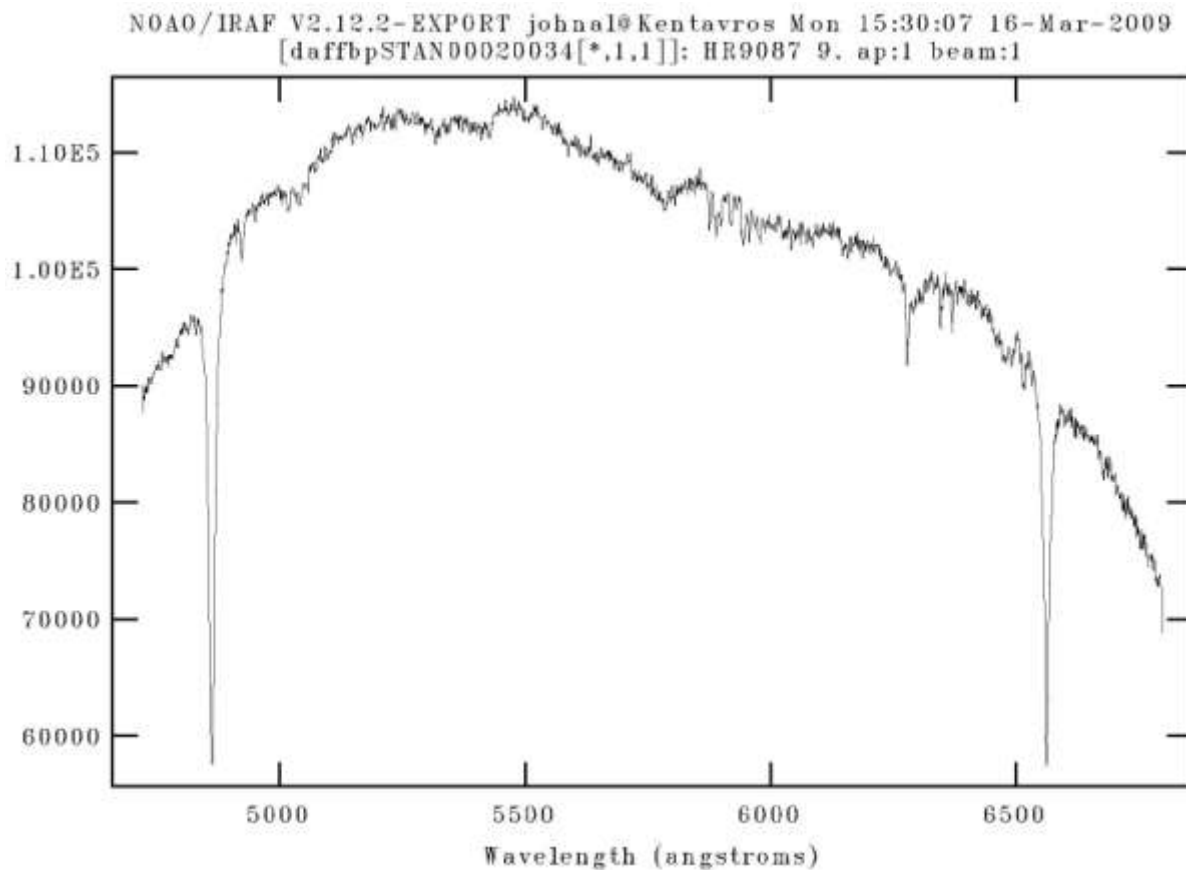
Μία τυπική εικόνα ενός αστέρα σταθερής έντασης, φαίνεται στο Σχήμα 2.15 ενώ το φάσμα του ίδιου αστέρα φαίνεται στο Σχήμα 2.16.



**Σχήμα 2.15** Εικόνα όπως φαίνεται το φάσμα του αστέρα HR 9087 παρατηρούμενο με την σχισμή 640  $\mu\text{m}$ .

Προκειμένου να εξαγάγουμε το φάσμα του αστέρα, αθροίζουμε όλες τις εντάσεις των κατακόρυφων ψηφίδων στις οποίες βρίσκεται ο αστέρας, δημιουργώντας με αυτό τον τρόπο μια μονοδιάστατη εικόνα. Για να εξαγάγουμε το καλύτερο δυνατό φάσμα για τον κάθε σταθερό αστέρα, προσαρμόζουμε στους κατακόρυφους άξονες κατανομές Gauss, οι οποίες μας βοηθούν να δούμε τα όρια έκτασης του αστέρα, και επομένως να μην συμπεριλάβουμε στο φάσμα θόρυβο υποβάθρου. Τέλος, λαμβάνουμε από την εικόνα (και σε σχετικά απομακρυσμένη περιοχή από τον αστέρα) μια οριζόντια ζώνη που την χρησιμοποιούμε σαν ακτινοβολία υποβάθρου και την αφαιρούμε από το τελικό φάσμα του σταθερού αστέρα. Χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα της βαθμονόμησης του μήκος κύματος

(που έχουμε ήδη βρει από το προηγούμενο βήμα) έχουμε το τελικό φάσμα όπως αυτό φαίνεται στο Σχήμα 2.16.



Σχήμα 2.16 Το φάσμα του αστέρου HR 9087

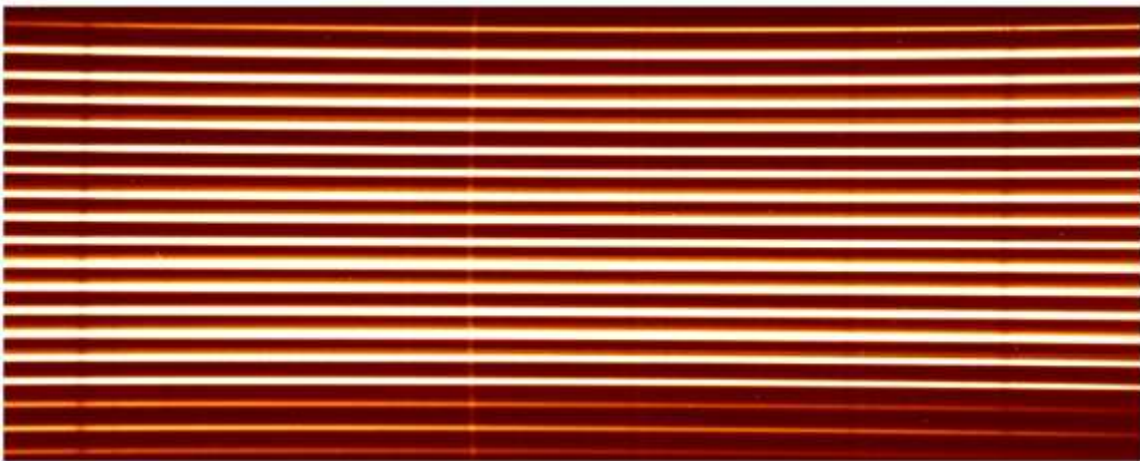
Ακολουθώντας τη διαδικασία αυτή για όλα τα ληφθέντα φάσματα των σταθερών αστερών, καταλήγουμε για κάθε τιμή του μήκους κύματος, σε μια αντιστοίχιση της ροής ακτινοβολίας σε counts με την απόλυτη ροή ακτινοβολίας και για κάθε τιμή της αέριας μάζας στην οποία έχει ληφθεί ο αστέρας. Έτσι χρησιμοποιώντας την εξίσωση (2.2) μπορούμε να υπολογίσουμε τις παραμέτρους που υπεισέρχονται (με μεγαλύτερη ακρίβεια από ότι στις εικόνες, αφού έχουμε μεγάλο πλήθος σημείων) και επομένως να βαθμονομήσουμε την μετρούμενη ένταση.

#### 2.4.5 Εξαγωγή φασμάτων από τα δεδομένα.

Κατά την λήψη των φασμάτων ενός υπολείμματος υπερκαινοφανούς, ο χρόνος έκθεσης είναι της τάξεως της ώρας (λόγω του ότι οι παρατηρήσιμες περιοχές είναι αρκετά αμυδρές). Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα αρκετές κοσμικές ακτίνες να

καταγραφούν στην εικόνα του φάσματος, οι οποίες θα πρέπει να αφαιρεθούν. Η εύρεσή τους έγκειται στο γεγονός ότι αυτές αποτελούν σημειακές πηγές φωτός, που η καταγραφόμενη ακτινοβολία τους δεν ακολουθεί τη κατανομή Gauss. Έτσι εντοπίζουμε τις μεμονωμένες ψηφίδες που έχουν μεγάλη ένταση ακτινοβολίας, και αντικαθιστούμε την ένταση αυτή με την μέση τιμή της έντασης των γειτονικών ψηφίδων, οι οποίες συνήθως βρίσκονται μέσα σε ένα τετράγωνο 5x5 με κέντρο την ψηφίδα που θα αντικατασταθεί. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι μερικές κοσμικές ακτίνες καταγράφονται και στις εικόνες των σταθερών αστέρων, αλλά λόγω του ότι χρησιμοποιούμε μόνο μια μικρή περιοχή της εικόνας, είναι πολύ σπάνιο να καταγραφούν μέσα σε αυτή. Στην περίπτωση αυτή, τις αφαιρούμε και από τις εικόνες των σταθερών αστέρων.

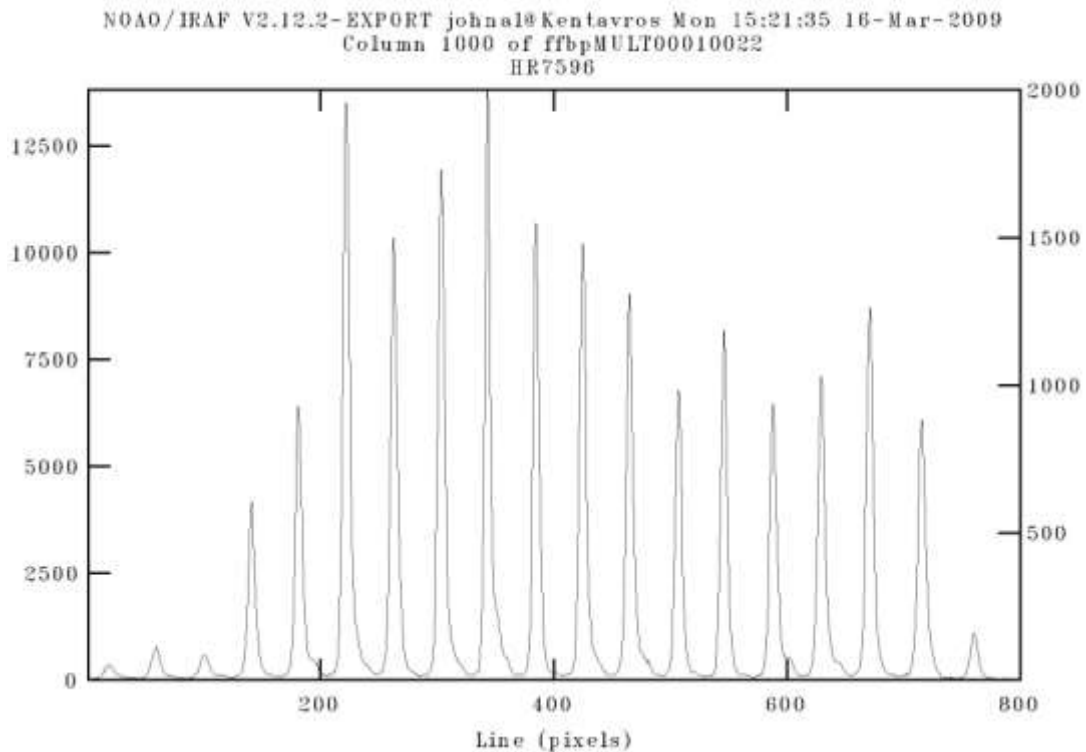
Στη συνέχεια διορθώνουμε την καμπύλωση (ή την ελαφρά γωνία) που υπάρχει στις οριζόντιες γραμμές (φάσματα αστέρων) στην εικόνα του φάσματος. Για να το επιτύχουμε αυτό, κατά την διάρκεια των νυχτερινών παρατηρήσεων, λαμβάνουμε πολλαπλά φάσματα (στην ίδια εικόνα) ενός λαμπρού αστερά (multi star), ο οποίος βρίσκεται κοντά στο πεδίο μας. Μετακινώντας το τηλεσκόπιο, τοποθετούμε τον αστερά στο κάτω μέρος της σχισμής (χρησιμοποιούμε μόνο την σχισμή 320  $\mu\text{m}$ ) και στην συνέχεια, ενώ λαμβάνουμε την έκθεση, μετακινούμε το τηλεσκόπιο σε τακτά χρονικά διαστήματα (περίπου των 5 δευτερολέπτων) νότια κατά 40 με 50 ψηφίδες, έτσι ώστε να καταγραφεί το φάσμα του αστερά σε όλη την εικόνα (Σχήμα 2.17).



**Σχήμα 2.17** Εικόνα πολλαπλών φασμάτων ενός λαμπρού αστερά από την σχισμή 320  $\mu\text{m}$ .

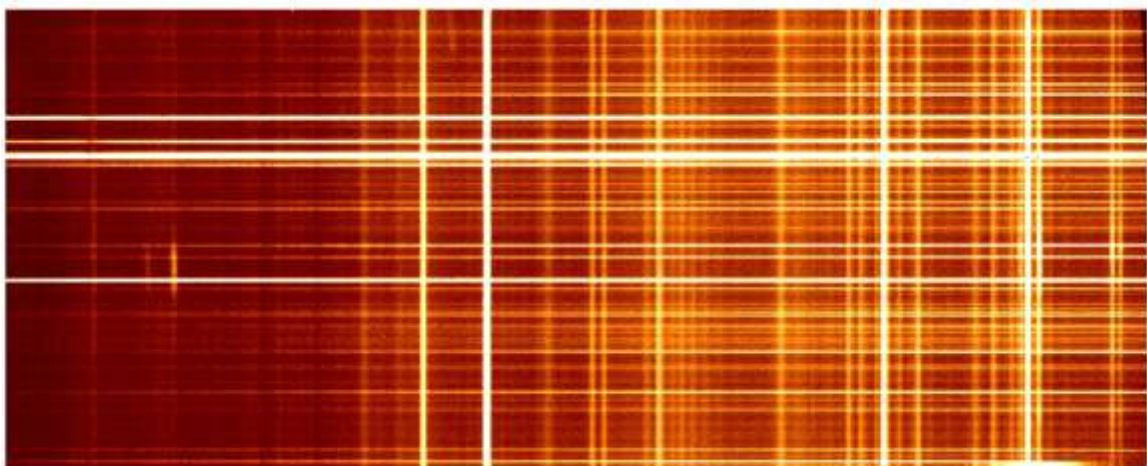
Στη συνέχεια (και αφού έχουν γίνει όλες οι προηγούμενες διορθώσεις και σε αυτή την εικόνα), εξάγουμε το φάσμα της κεντρικής στήλης της εικόνας (δηλαδή το φάσμα των ψηφίδων με  $x = 1000$ , το οποίο φαίνεται στο Σχήμα 2.18) και στην κορυφή των Gaussian καμπυλών δίνουμε τις συντεταγμένες των ψηφίδων.

Επαναλαμβάνουμε την ίδια διαδικασία σαρώνοντας την εικόνα με βήμα 10 ψηφίδων από την κεντρική στήλη, δίνοντας κάθε φορά ως συντεταγμένες των καμπυλών, τις συντεταγμένες της μεσαίας στήλης. Η συνολική μετατόπιση των φασμάτων που



Σχήμα 2.18 Τα πολλαπλά φάσματα του αστέρα οριζόντιας βαθμονόμησης.

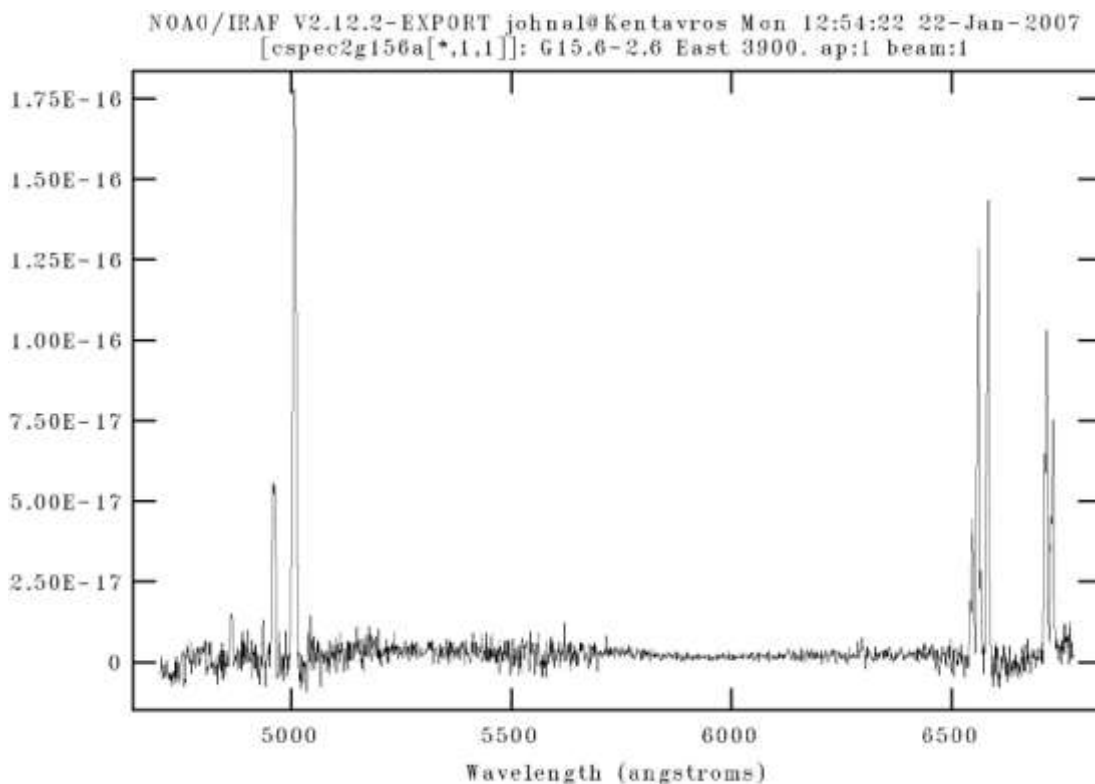
προκύπτει καταγράφεται σαν πολυωνυμική συνάρτηση 8<sup>ου</sup> βαθμού σε ένα αρχείο, το οποίο το χρησιμοποιούμε για την διόρθωση των καμπυλώσεων στον οριζόντιο άξονα των φασματικών γραμμών στα δεδομένα μας. Θα πρέπει να τονίσουμε ότι η



Σχήμα 2.19 Τελικό φάσμα της περιοχής Area 1.

διαδικασία αυτή είναι στην ουσία η ίδια με αυτή της Παραγράφου 2.4.3, στον άξονα όμως των  $y$ .

Έχοντας ολοκληρώσει την διαδικασία της διόρθωσης των σφαλμάτων που υπεισέρχονται στις εικόνες των φασμάτων (Σχήμα 2.19), το επόμενο στάδιο είναι η εξαγωγή και η επεξεργασία των δεδομένων μας. Επειδή τα υπολείμματα υπερκαινοφανών είναι περιοχές πολύ αμυδρές, ο προσδιορισμός της ακριβούς θέσης τους στην εικόνα, είναι πολύ σημαντικός για την σωστή μελέτη τους. Χρησιμοποιώντας τόσο την εικόνα της περιοχής του φάσματος (καθώς και την θέση της σχισμής πάνω σε αυτή την περιοχή), όσο και τις εικόνες της ευρύτερης περιοχής που έχουν καταγεγραμμένο το αέριο υδρογόνο και στις οποίες έχει γίνει αστρομετρία, μπορούμε να προσδιορίσουμε επακριβώς την θέση του πάνω στην εικόνα του φάσματος, της περιοχής που μας ενδιαφέρει, καθώς και την περιοχή όπου δεν υπάρχει αέριο η οποία θα χρησιμοποιηθεί σαν φάσμα υποβάθρου.



Σχήμα 2.20 Τελικό φάσμα της περιοχής Area 1

Αφού προσδιορίζουμε την περιοχή όπου βρίσκεται τόσο το υπόλειμμα του υπερκαινοφανούς όσο και την περιοχή χωρίς αέριο, αθροίζουμε όλες τις οριζόντιες γραμμές της εικόνας του φάσματος που μας ενδιαφέρουν (τόσο του υπολείμματος όσο και της περιοχής υποβάθρου), προσέχοντας να μην συμπεριλάβουμε ακτινοβολία προερχόμενη από αστέρα. Στην περίπτωση όπου μεταξύ του υπολείμματος μεσολαβεί

αστέρας, τότε χωρίζουμε την ευρύτερη περιοχή σε μικρότερα τμήματα (όπως κάναμε και με το φάσμα του Σχήματος 2.17). Εξισώνουμε τις εντάσεις των γραμμών που προέρχονται από την εκπομπή της γήινης ατμόσφαιρας μεταξύ του φάσματος του υπολείμματος και του φάσματος της περιοχής υποβάθρου, και αφαιρούμε τα δύο φάσματα.

Χρησιμοποιώντας τέλος τα αποτελέσματα που έχουν προκύψει από την βαθμονόμηση του μήκους κύματος και από την βαθμονόμηση της έντασης, έχουμε το τελικό φάσμα της περιοχής (Σχήμα 2.20). Για να ολοκληρώσουμε όμως την διαδικασία, θα πρέπει να υπολογίσουμε την ένταση της ακτινοβολίας που προέρχεται από την κάθε γραμμή, καθώς και το σφάλμα που υπεισέρχεται σε αυτή τη μέτρηση.

Πολλές φορές, οι φασματικές γραμμές της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας, δεν έχουν την εργαστηριακή Gaussian κατανομή, λόγω του ότι είναι αμυδρές (όπως συμβαίνει συνήθως με την καμπύλη H $\beta$ ), ή βρίσκονται πολύ κοντά, με αποτέλεσμα η βάση των γραμμών να είναι κοινή (όπως συμβαίνει με τις γραμμές του [S II]). Έτσι, για να μετρήσουμε την ένταση της ακτινοβολίας όλων των γραμμών, προσαρμόζουμε σε αυτές Gaussian καμπύλες, και υπολογίζουμε την ένταση που περικλείεται σε αυτές. Επιπλέον μετράμε και την διακύμανση του υποβάθρου πλησίον της καμπύλης έτσι ώστε να μπορέσουμε να βρούμε το σφάλμα της μέτρησης το οποίο καλείτε σήμα προς θόρυβο (signal to noise). Αφού υπολογίσουμε αυτές τις εντάσεις, τις αναγάγουμε στην ένταση της ακτινοβολίας του υδρογόνου (συνήθως του H $\alpha$ , το οποίο και ορίζουμε με ένταση 100), και υπολογίζουμε τους λόγους διαφόρων γραμμών προκειμένου να βρούμε τις ιδιότητες του υπολείμματος υπερκαινοφανούς (Κεφάλαιο 1). Τα αποτελέσματα όλων των μετρήσεων (εικόνων και φασμάτων) των προς μελέτη αντικειμένων παρατίθενται στο επόμενο Κεφάλαιο 3.

## **2.5 Ανάλυση εικόνων για ανίχνευση εξωγαλαξιακής σκόνης**

Κατά την λήψη των δεδομένων από το τηλεσκόπιο, πάρθηκαν όπως προαναφέραμε μια σειρά από δευτερεύουσες εικόνες, όπως είναι οι εικόνες υποβάθρου (bias), οι εικόνες επιπεδοποίησης (flats), οι εικόνες αστέρων με σταθερή, βαθμονομημένη ροή ακτινοβολίας (standard stars), καθώς και εικόνες μιας σκοτεινής περιοχής του ουρανού (με σχετικά λίγους αστέρες) η οποία βρίσκεται βόρεια και θα μας βοηθήσει να εξαλείψουμε σταθερές δομές που εμφανίζονται στα δεδομένα μας. Η επεξεργασία των εικόνων, προκειμένου να λάβουμε τα τελικά αποτελέσματα, έγινε χρησιμοποιώντας δύο πακέτα επεξεργασίας αστρονομικών δεδομένων το IRAF και το SEXTRACTOR, ενώ σαν βοηθητικό πρόγραμμα χρησιμοποιήσαμε την FORTRAN.

### **2.5.1 Αφαίρεση ηλεκτρονικού θορύβου και μη γραμμική διόρθωση των εντάσεων των ψηφίδων.**

Αφαιρέσαμε τον ηλεκτρονικό θόρυβο που υπεισέρχεται σε κάθε ψηφίδα όπως ακριβώς περιγράφηκε στην παράγραφο 2.3.1. Στο σημείο αυτό θα πρέπει να τονιστεί ότι αν και τα δεδομένα που λάβαμε από το τηλεσκόπιο διέθεταν ψηφίδες που μετρούσαν το BIAS κατά την διάρκεια της έκθεσης, εντούτοις προτιμήθηκε η μέθοδος του να λαμβάνουμε ολόκληρες εικόνες με BIAS, να μετράμε την μέση τιμή και να την αφαιρούμε από τις εικόνες. Κατά την επεξεργασία των δεδομένων μας, δεν χρειάστηκε να μετατρέψουμε τις αρνητικές τιμές σε θετικές γιατί το πρόγραμμα ελέγχου λειτουργίας της cameras (controller), πραγματοποιούσε αυτό το στάδιο. Οπότε η μέγιστη λαμβανόμενη τιμή ήταν η 65536 και όχι η -1 όπως είχε αναφερθεί στην παράγραφο 2.3.2.

Λόγω του ότι το camera αποτελείται από 4 CCD αυτό έχει σαν αποτέλεσμα να μην λαμβάνουν την ίδια ένταση φωτός λόγω της απόστασή τους από τον οπτικό άξονα του τηλεσκοπίου. Για να διορθώσουμε αυτό το σφάλμα πρέπει να κάνουμε μια



μη γραμμική διόρθωση στην ένταση της ακτινοβολίας που καταγράφει το κάθε CCD.

Οι εξισώσεις που χρησιμοποιούνται είναι:

$$\text{Για την CCD1: True Value} = 1.0 \times \text{value} - 2.5 \times 10^{-6} \times \text{value}^2 + 1.5 \times 10^{-11} \times \text{value}^3 \quad (2.6)$$

$$\text{Για την CCD2: True Value} = 1.0 \times \text{value} + 1.9 \times 10^{-7} \times \text{value}^2 - 4.0 \times 10^{-12} \times \text{value}^3 \quad (2.7)$$

$$\text{Για την CCD3: True Value} = 1.0 \times \text{value} - 4.0 \times 10^{-7} \times \text{value}^2 \quad (2.8)$$

$$\text{Για την CCD4: True Value} = 1.0 \times \text{value} + 0.7 \times 10^{-7} \times \text{value}^2 - 2.0 \times 10^{-12} \times \text{value}^3 \quad (2.9)$$

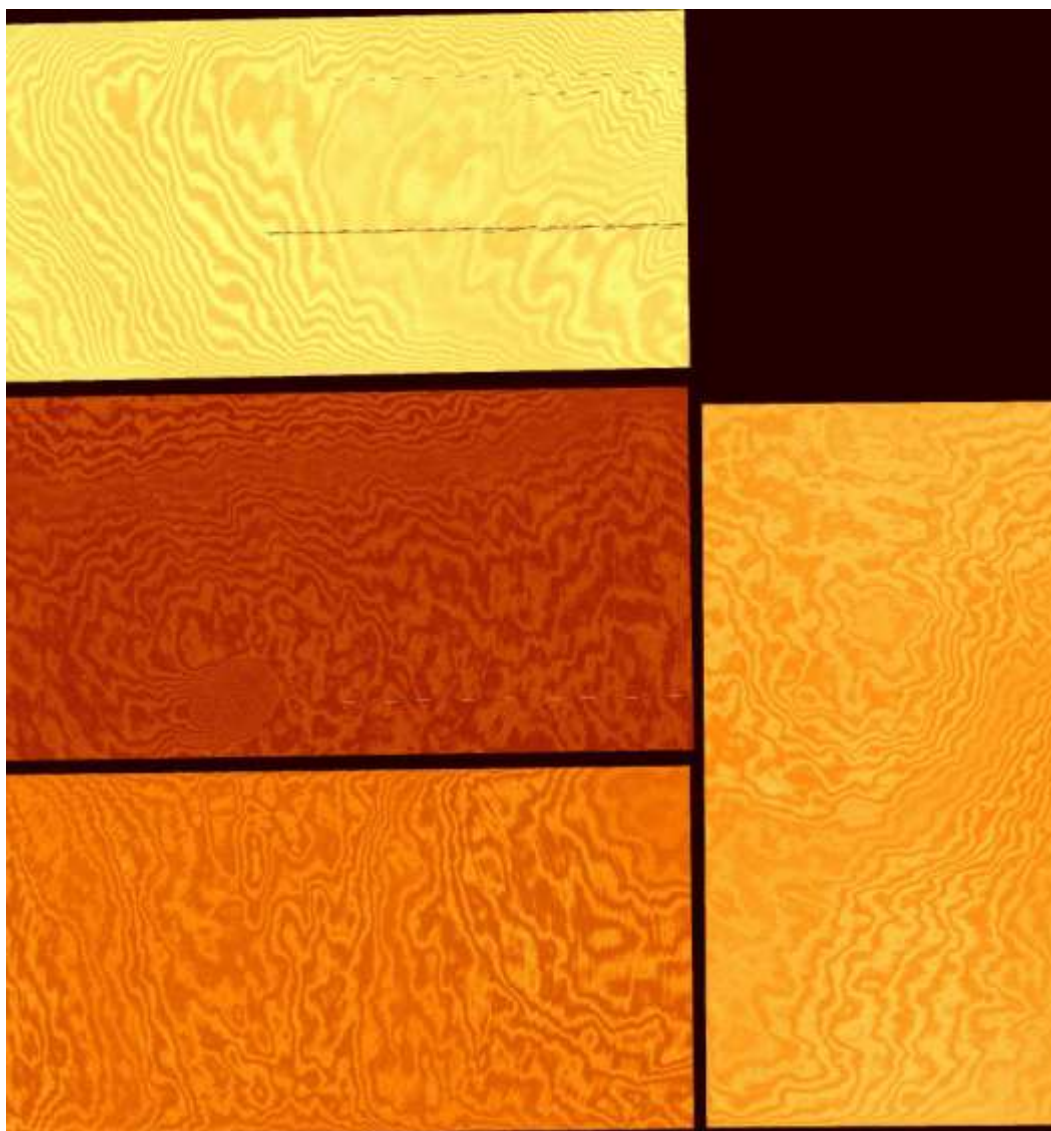
όπου True Value είναι η πραγματική τιμή της έντασης της ακτινοβολίας που έπρεπε να είχε το CCD, αν το κέντρο του βρισκόταν στον οπτικό άξονα του τηλεσκοπίου, και value η καταγεγραμμένη τιμή της έντασης.

Έχοντας αφαιρέσει και διορθώσει την καταγεγραμμένη ένταση σε όλες τις εικόνες μας, συνεχίζουμε με την επιπεδοποίηση των εικόνων όπως ακριβώς περιγράφεται στην παράγραφο 2.3.3 προσέχοντας όπως πάντα τα φίλτρα που έχουμε χρησιμοποιήσει για την λήψη των δεδομένων μας. Θα πρέπει να τονίσουμε ότι ενώ οι εικόνες επιπεδοποίησης στην παράγραφο 2.3.3 πάρθηκαν από ομοιόμορφα φωτισμένο ουράνιο θόλο, σε αυτή την περίπτωση χρησιμοποιήσαμε μια ομοιόμορφα φωτισμένη επιφάνεια (Dome flat). Ουσιαστικά δεν υπάρχει καμία σημαντική διαφορά μεταξύ αυτών των δύο διαφορετικών «εικόνων επιπεδοποίησης».

## 2.5.2 Αφαίρεση του αντανακλώμενου φωτός (Fringe)

Κατά την λήψη των δεδομένων μας, εισήλθαν σε αυτά και ένα ακόμα σφάλμα το οποίο ονομάζεται «Δομές Αντανακλώμενου Φωτός» (Fringe). Κατά την καταγραφή των δεδομένων μας από την κάμερα, μέρος του προσπίπτοντος φωτός (το οποίο είναι ποιο έντονο όταν έχουμε λαμπρό αντικείμενο στο πεδίο μας ή μεγάλο χρόνο έκθεσης) σκεδιάζεται, αντανακλάται και καταγράφεται σαν διαχεόμενο μέσα σε ολόκληρη την εικόνα. Αυτό το φαινόμενο οφείλεται στις διάφορες επιστρώσεις που έχουν τοποθετηθεί στην κάμερα για την καλύτερη απόκρισή της και εμφανίζεται κυρίως στο ερυθρό και υπέρυθρο μέρος του φάσματος, λόγω του ότι τα φωτόνια αυτά δεν μπορούν να απορροφηθούν εύκολα επειδή έχουν χαμηλή ενέργεια. Το μεγαλύτερο πρόβλημα συνίσταται όταν η καταγραφή του φωτός γίνεται στο μπροστινό μέρος της του CCD.

Για να αντιμετωπίσουμε το πρόβλημα αυτό, κατά την διάρκεια των παρατηρήσεων λαμβάναμε στα δεδομένα μας και περιοχές του ουρανού που είχαν ελάχιστους αστέρες. Οι περιοχές αυτές βρίσκονταν κοντά στο υπό μελέτη πεδίο 2-3 μούρες μακριά. Κάθε έκθεση που πραγματοποιούσαμε σε «κενά» (από αστέρες) πεδία μετακινούσαμε το τηλεσκόπιο κατά λίγα δευτερόλεπτα του τόξου έτσι ώστε οι υπάρχοντες αστέρες να μην βρεθούν με την επόμενη έκθεση στην ίδια ψηφίδα.



**Σχήμα 2.21** Εικόνα των δομών του ανακλώμενου φωτός όπως παρουσιάζεται και στα 4 CCD τα οποία έχουν τοποθετηθεί αστρομετρικά δημιουργώντας ένα μωσαϊκό των λαμβανομένων εικόνων από το τηλεσκόπιο INT. Ο διαφορετικός χρωματισμός οφείλεται στην διαφορετική ευαισθησία που έχουν τα CCD στην απόκριση του φωτός.

Στην συνέχεια ενώνοντας τις εικόνες και κρατώντας σαν φωτεινές περιοχές μόνο αυτές που επαναλαμβάνονται σε όλες έχουμε μια τελική εικόνα για τις δομές που εμφανίζονται λόγω αντανάκλασης. Έτσι έχουμε την εικόνα η οποία πρέπει να

αφαιρεθεί από όλες τις εικόνες των δεδομένων. Μια τέτοια εικόνα φαίνεται στο Σχήμα 2.21.

Η αφαίρεση των δομών γίνεται με την εξής διαδικασία. Υπολογίζουμε την ακτινοβολία υποβάθρου σε όλα τα δεδομένα μας αλλά και στην εικόνα που δημιουργήσαμε. Στη συνέχεια γνωρίζοντας τον μέσο όρο της ακτινοβολίας υποβάθρου επιλέγουμε να μετρήσουμε την ένταση της ακτινοβολίας σε 50 περιοχές που είναι φωτεινές και 50 περιοχές που είναι σκοτεινές τόσο στα δεδομένα μας όσο και στην εικόνα του fringe. Με αυτό τον τρόπο υπολογίζουμε τις διακυμάνσεις που υπεισέρχονται στην ακτινοβολία υποβάθρου. Στην συνέχεια οι εικόνες που είναι απαλλαγμένες από τις δομές των αντανακλάσεων προκύπτουν από την σχέση:

$$\text{New\_Image} = \text{Old\_Image} - a \times (\text{Fringe} - \text{Background}) \quad (2.10)$$

με

$$a = (\text{luminous} - \text{lightless})_{\text{Image}} / (\text{luminous} - \text{lightless})_{\text{Fringe}} \quad (2.11)$$

όπου New\_Image είναι η τελική εικόνα, Old\_Image η αρχική εικόνα, Fringe η τελική εικόνα των δομών, Background είναι ένας αριθμός που ισούται με την ένταση της ακτινοβολίας υποβάθρου και a μια σταθερά που προκύπτει από την διαίρεση της διακύμανσης μεταξύ των φωτεινών και των σκοτεινών περιοχών των δεδομένων μας και της εικόνας fringe.

Η νέα εικόνα που προκύπτει είναι απαλλαγμένη από τις αντανακλάσεις του φωτός στην κάμερα. Θα πρέπει να αναφερθεί ότι για την αποφυγή λαθών κατά την επεξεργασία των εικόνων τόσο από ανθρώπινο λάθος όσο και από λάθος των προγραμμάτων, χωρίσαμε τα μωσαϊκά στις επιμέρους εικόνες κατά την έναρξη αυτής της διαδικασίας. Με αυτό τον τρόπο πετύχαμε να έχουμε πιο εύχρηστα δεδομένα τα οποία από το σημείο αυτό τα χειριστήκαμε σαν εικόνες από μια CCD ενός οποιουδήποτε τηλεσκοπίου.

### 2.5.3 Φωτομετρία με φαρδιά φίλτρα

Η φωτομετρία που κάνουμε με φίλτρα ευρέος φάσματος, είναι παρόμοια με την διαδικασία που αναφέραμε στην παράγραφο 2.3.7. Όπως και στην προηγούμενη περίπτωση, έτσι και εδώ, κατά την διάρκεια των παρατηρήσεων λαμβάναμε εικόνες από αστέρια που έχουν σταθερή και βαθμονομημένη ροή ακτινοβολίας (σε αυτή την περίπτωση τους σταθερούς αστέρες Landolt). Ο λόγος διαφορετικής επιλογής

αστέρων έχει να κάνει με το γεγονός ότι για τα φίλτρα που χρησιμοποιούμε αυτοί οι αστέρες είναι καταγεγραμμένοι ως σταθεροί και έχουν βαθμονομηθεί. Στην συνέχεια υπολογίζουμε την αέρια μάζα που βρίσκονται κάθε φορά οι σταθεροί αστέρες (σχέση 2.1) και επιλύουμε την εξίσωση 2.2 κρατώντας μέχρι και την παράμετρο  $a_2$  προκειμένου να έχουμε το δυνατόν μεγαλύτερη ακρίβεια.

Έχοντας υπολογίσει τις παραμέτρους  $a_0$ ,  $a_1$  και  $a_2$  από την ένταση της ακτινοβολίας των σταθερών αστέρων, μπορούμε να υπολογίσουμε και τις εντάσεις (και κατ' επέκταση την φαινόμενη λαμπρότητα και την ροή της ακτινοβολίας) όλων των φωτεινών αντικειμένων στις εικόνες, μετρώντας την ένταση που έχουν καταγράψει οι ψηφίδες και υπολογίζοντας την αέρια μάζα που βρίσκονται τα αντικείμενα (όπως κάναμε στην παράγραφο 2.3.7). Στον παρακάτω πίνακα αναγράφονται οι τιμές των  $a_0$ ,  $a_1$  και  $a_2$  για όλα τα φίλτρα και σε όλα τα πεδία καθώς και το πότε παρατηρήθηκαν.

### ΠΙΝΑΚΑΣ 2.1

Φωτομετρικές σταθερές.

ΠΕΔΙΟ	ΗΜΕΡΟΜΗΝΙΑ	ΦΙΛΤΡΟ	$a_0$	$a_1$	$a_2$
F1	18 Μαρτίου 2004	I	23.954	0.087	0.05
F1	18 Μαρτίου 2004	B	24.797	0.265	0.024
F2	20 Μαρτίου 2004	I	24.131	0.035	0.059
F2	20 Μαρτίου 2004	B	24.798	0.234	0.025
F2	21 Μαρτίου 2004	I	24.149	0.041	0.091
F2	21 Μαρτίου 2004	B	24.443	0.036	0.001
F3	19 Μαρτίου 2004	I	24.085	0.017	0.057
F3	19 Μαρτίου 2004	B	24.798	0.238	0.029
F3	20 Μαρτίου 2004	I	24.131	0.035	0.059
F3	20 Μαρτίου 2004	B	24.798	0.234	0.025
F4	21 Μαρτίου 2004	I	24.149	0.041	0.091
F4	21 Μαρτίου 2004	B	24.443	0.036	0.001

Έχοντας υπολογίσει τις φωτομετρικές παραμέτρους, μπορούμε να μετατρέψουμε τις εικόνες σε ροή ανά ψηφίδα χρησιμοποιώντας τις σχέσεις:

$$\text{FluxI} = 10^{E/2.5} \text{ (ADU)} \quad (2.12)$$

$$\text{FluxB} = 10^{F/2.5} \text{ (ADU)} \quad (2.13)$$

όπου

$$F = D \cdot C \cdot b_2 + \frac{A(1 - D \cdot b_2 i_2)}{b_2 + 1} \quad (2.14)$$

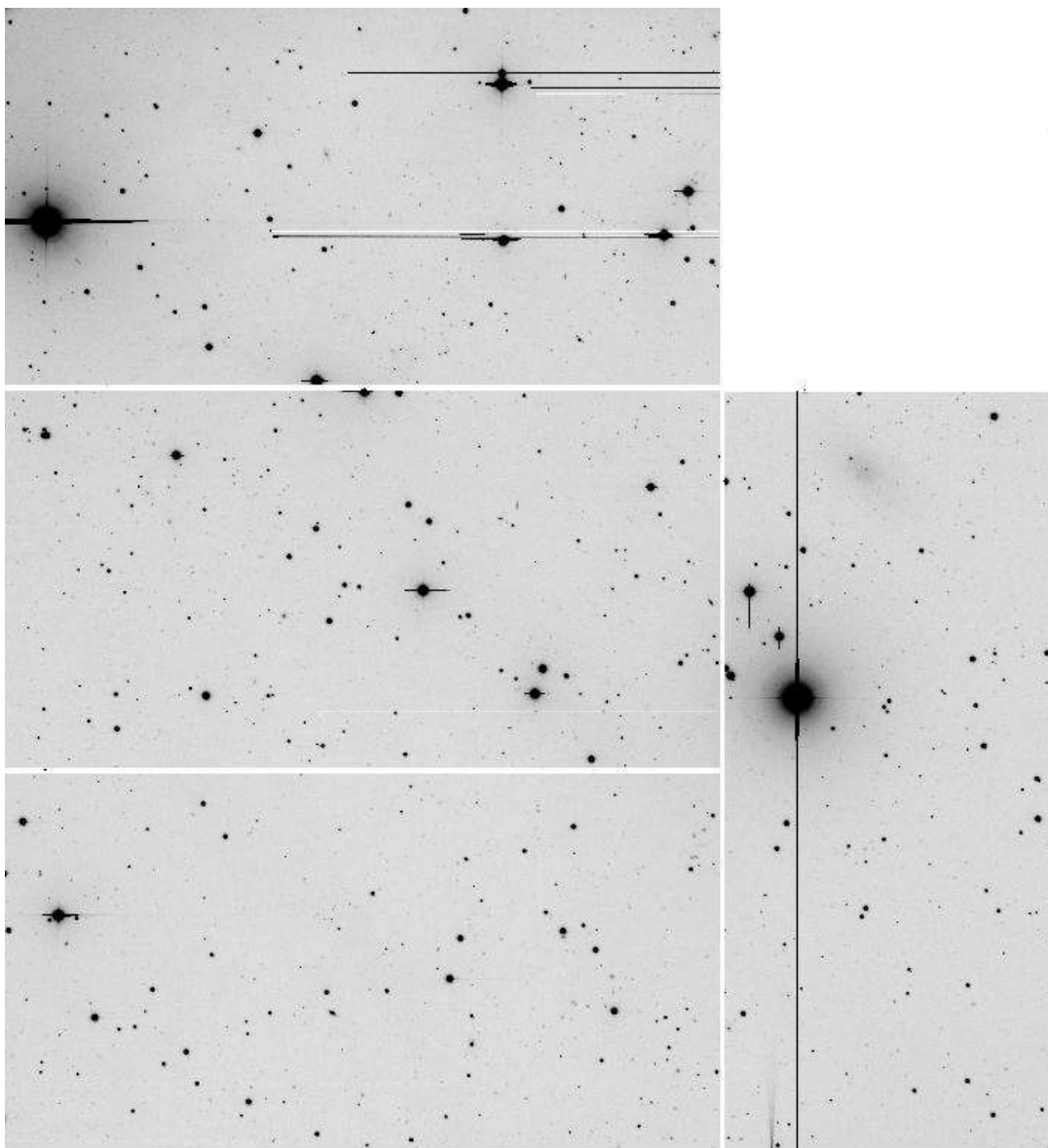
$$E = D C (b_2 + 1) - i_2 D A \quad (2.15)$$

$$D = 1/(1 + b_2 - i_2) \quad (2.16)$$

$$C = i_0 + i_1 X_i \quad (2.17)$$

$$A = b_0 + b_1 X_b \quad (2.18)$$

με  $(ADU)_i$  και  $(ADU)_b$  οι ίδιες εικόνες στο φίλτρο I και B αντίστοιχα,  $b_0, b_1, b_2, i_0, i_1, i_2$  οι υπολογισμένες φωτομετρικές σταθερές για τα δύο φίλτρα, και  $X_i, X_b$  οι αέρειες μάζες στα δύο φίλτρα. Εφαρμόζοντας αυτές τις εξισώσεις λαμβάνουμε τα δεδομένα

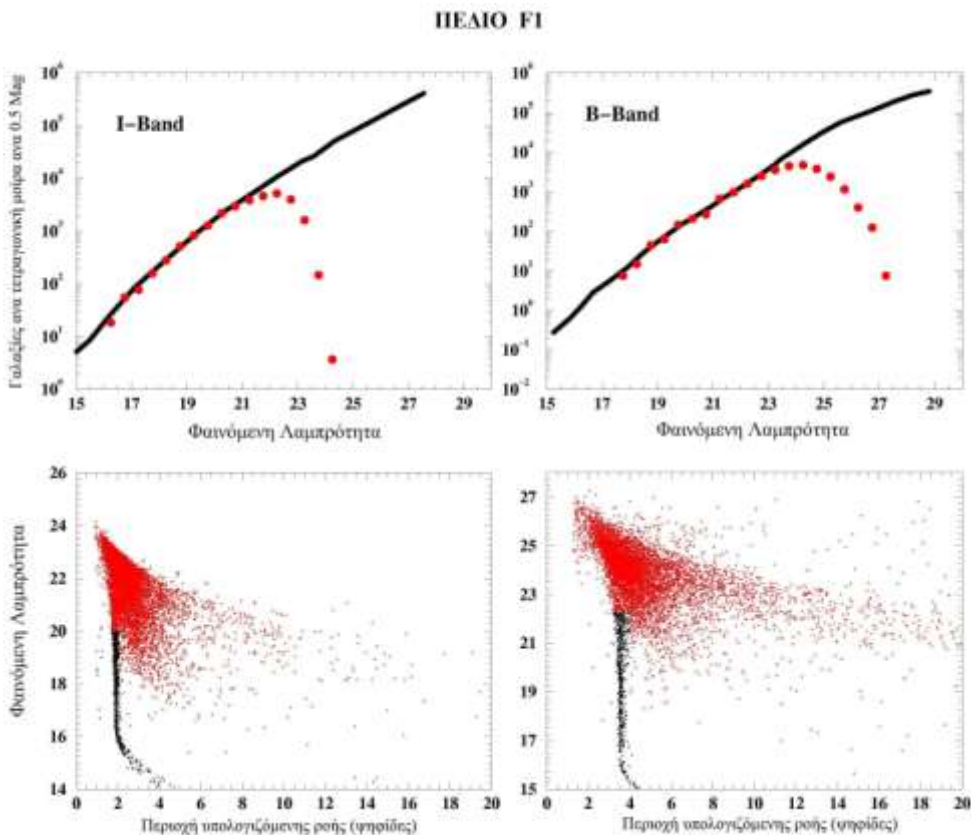


Σχήμα 2.22 Η εικόνα του πεδίου F1 όπως αυτό φαίνεται στο φίλτρο I και ύστερα από επεξεργασία αστρομετρίας, φωτομετρίας και μωσαϊκού.

μας σε ροή ανά ψηφίδα ή ροή ανά arcsec (μιας και γνωρίζουμε τις διαστάσεις των ψηφιδών σε τόξο δευτερολέπτου).

### 2.5.4 Διαχωρισμός γαλαξιών και φωτομετρία τους.

Έχοντας μετατρέψει τις εικόνες μας σε ροή ακτινοβολίας ανά arcsec<sup>2</sup>, προβαίνουμε στον διαχωρισμό των αστέρων από τους γαλαξίες. Ο διαχωρισμός αυτός γίνεται με βάση το αστρονομικό πρόγραμμα Sextractor. Με αυτό το πρόγραμμα εξαγάγουμε από τις εικόνες μας όλες τις φωτεινές πηγές των οποίων η ένταση ακτινοβολίας βρίσκεται 1.3 φορές πάνω από την ακτινοβολία υποβάθρου. Ο λόγος που το όριο είναι τόσο χαμηλό είναι επειδή ψάχνουμε γαλαξίες που βρίσκονται πίσω από το υπό μελέτη αντικείμενο, άρα οι γαλαξίες αυτοί είναι απομακρυσμένοι και αμυδροί.



**Σχήμα 2.23** Τα δύο επάνω διαγράμματα εκφράζουν τον αριθμό των γαλαξιών ανά τετραγωνική μοίρα όπως υπολογίστηκε από τον Metcalfe et al. 2001 (μαύρη γραμμή) και όπως υπολογίστηκε από εμάς (κόκκινοι κύκλοι) σε δύο διαφορετικά φίλτρα I και B. Τα δύο κάτω διαγράμματα αποτελούν το πλήθος των φωτεινών πηγών που υπάρχουν στις εικόνες μας στα φίλτρα I και B αντίστοιχα. Οι κόκκινες τελείες είναι οι γαλαξίες που βρέθηκαν ενώ οι μαύρες είναι τα αστέρια και οι λοιπές σημειακές πηγές. Και τα δύο φίλτρα αναφέρονται στο πεδίο F1.

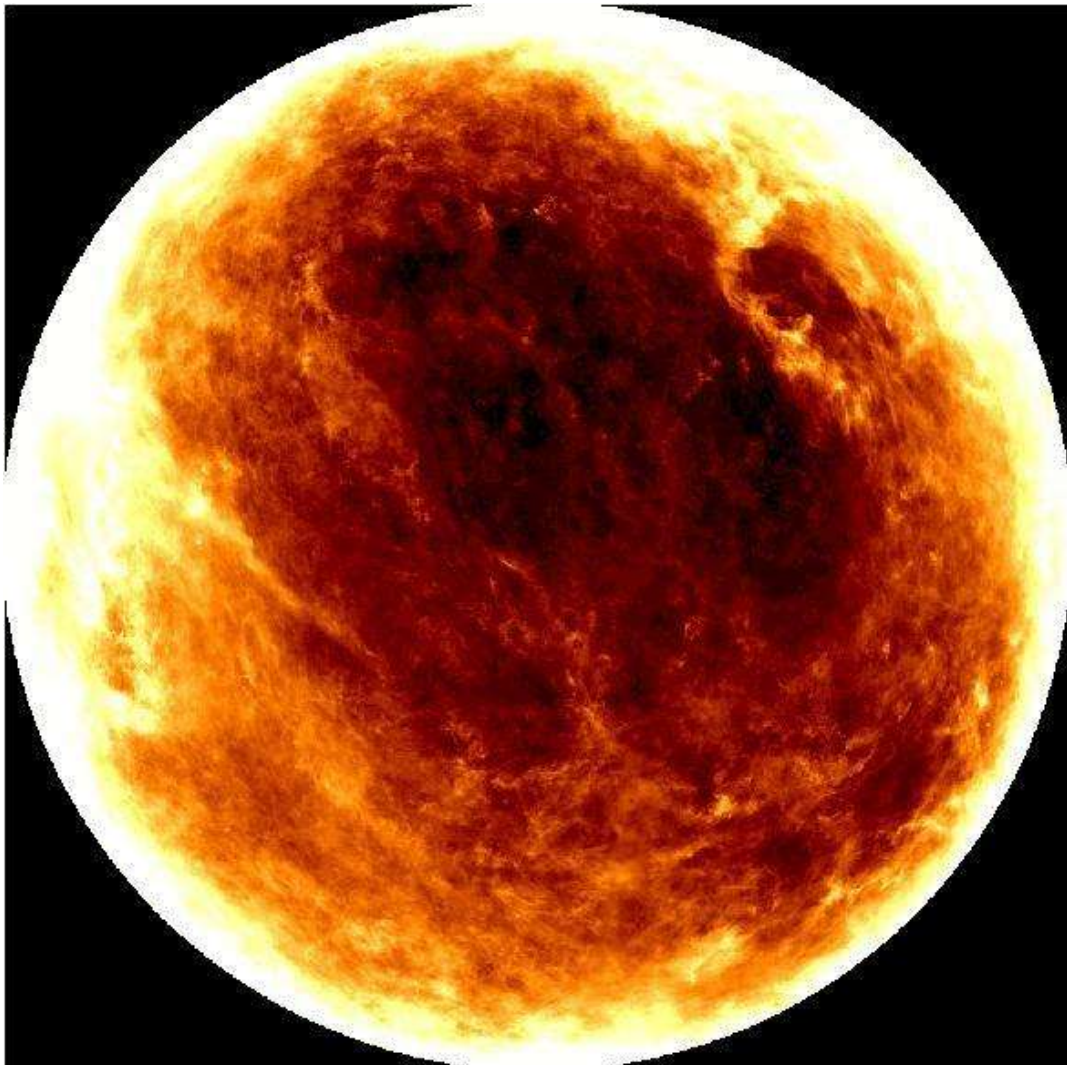
Κατά την εκτέλεση του προγράμματος δημιουργείται ένα αρχείο το οποίο περιλαμβάνει πληροφορίες για την θέση των αντικειμένων (συντεταγμένες  $x$  και  $y$  τις οποίες θα μετατρέψουμε αργότερα σε ουρανογραφικές) ένταση της πηγής, τον λόγο της ροής σε σχέση με την έκτασή του στον ουρανό (flux ratio), την φαινόμενη λαμπρότητα, μέγιστη τιμή της έντασης σε μία ψηφίδα και τέλος μια σταθερά που υποδηλώνει κατά πόσο το αντικείμενο αυτό είναι αστέρι ή γαλαξίας.

Κατά την διαδικασία της ανάλυσης παρατηρήσαμε ότι η σταθερά που αναφέρεται σαν σταθερά διαχωρισμού σημειακών πηγών από εκτεταμένες, η οποία παίρνει τιμές στο διάστημα από 0 (για απόλυτη σημειακή πηγή) έως 1 (για τελείως εκτεταμένο αντικείμενο), δεν ήταν και τόσο ακριβείς σε αυτή την επιλογή. Αξίζει να σημειωθεί ότι με βάση το εγχειρίδιο του προγράμματος είναι κατά 95% έγκυρη για τιμές από 0.75 και άνω. Αν και είχαμε χρησιμοποιήσει την τιμή των 0.92, διαπιστώθηκε ότι μερικά από τα αντικείμενα που συμπεριλαμβανόντουσαν σαν γαλαξίες, ήταν σημειακά (αμυδροί αστέρες και κοσμικές ακτινοβολίες). Έτσι για να επιτύχουμε καλύτερα τον διαχωρισμό κάναμε το διάγραμμα απόλυτου μεγέθους σε σχέση με την ροή ανά έκταση του αντικειμένου στον ουρανό. Στην συνέχεια υπολογίζουμε τις διαστάσεις του κλάδο της γραφικής παράστασης όπου εμπεριέχονται αστέρες, και τους αφαιρούμε (Σχήμα 2.23). Τα βασικά κριτήρια για τον εντοπισμό των σημειακών πηγών είναι μικρό φαινόμενο μέγεθος και μικρό λόγο ροής σε αναλογικά με την έκταση των ψηφίδων που καταλαμβάνουν στην εικόνα.

Αφού αφαιρέσουμε τις επιπλέον πηγές από τα δεδομένα (σε όλα τα φίλτρα), κάνουμε έναν επιπλέον έλεγχο για τα αποτελέσματα του αριθμού των γαλαξιών που υπολογίστηκαν. Χρησιμοποιούμε το διάγραμμα του Metcalfe (Metcalfe et al. 2001) το οποίο προήλθε από βαθιές εκθέσεις του διαστημικού τηλεσκοπίου Χαμπλ (Hubble) σε διάφορα φίλτρα, το οποίο υπολογίζει τον αριθμό των παρατηρούμενων γαλαξιών σε πεδίο μιας τετραγωνικής μοίρας σε σχέση με το φαινόμενο μέγεθος. Στην συνέχεια τοποθετούμε τις δικές μας μετρήσεις πάνω σε αυτό το διάγραμμα και διαπιστώνουμε ότι τα αποτελέσματα συμφωνούν πλήρως (Σχήμα 2.23). Επομένως η επιλογή των γαλαξιών που κάναμε αρχικά είναι σωστή.

### 2.5.5 Διόρθωση ερυθρομετατόπισης .

Όπως είναι γνωστό, στο μεσοαστρικό χώρο του γαλαξία μας (και γενικότερα όλων των γαλαξιών) υπάρχει αρκετή σκόνη, η οποία προκαλεί μια μετατόπιση προς το ερυθρό μέρος του ηλεκτρομαγνητικού μέρους του φάσματος όλης τη λαμβανομένης, από τα όργανα, ακτινοβολίας (Κεφάλαιο 1). Προκειμένου να μετρήσουμε την μετατόπιση από το ερυθρό που οφείλεται μόνο στην σκόνη που υπάρχει στην ομάδα του M81, και λαμβάνοντας υπόψη ότι τα δεδομένα μας προέρχονται από διαφορετικές περιοχές, πρέπει να απαλείψουμε την ερυθρή μετατόπιση που υφίσταται η ακτινοβολία λόγω της ενδογαλαξιακής σκόνης.



**Σχήμα 2.24** Εικόνα της μεσοαστρικής απορρόφησης όλου του ουράνιου θόλου στο βόριο μέρος του Γαλαξία.

Για να το επιτύχουμε αυτό, λαμβάνουμε τις εικόνες του γαλαξία που παρουσιάζουν την απορρόφηση της ακτινοβολίας (E(B-I), Σχήμα 2.24) λόγω του



ουδέτερου υδρογόνου (H I) που υπάρχει στον Γαλαξία (Burstein D. & Heiles C. 1982). Στην συνέχεια υπολογίζουμε το φαινόμενο μέγεθος που απορροφάται λόγω της μεσοαστρικής σκόνης το οποίο το προσθέτουμε στα φαινόμενα μεγέθη των γαλαξιών. Ο υπολογισμός του απορροφούμενου φαινομένου μεγέθους, γίνεται χωρίζοντας τα δεδομένα μας σε περιοχές των 10 λεπτών του τόξου. Στην συνέχεια μετράμε τον μέσο όρο της απορρόφησης κάθε περιοχής και διορθώνουμε τους γαλαξίες που εμπεριέχονται σε αυτή την περιοχή. Οι τιμές που χρησιμοποιήθηκαν αναφέρονται στον παρακάτω Πίνακα 2.2

**ΠΙΝΑΚΑΣ 2.2**

Πεδίο	Απορροφούμενο Μέγεθος	Αριθμός Γαλαξιών	
		Φίλτρο B	Φίλτρο I
F1 CCD1 a	0.06025	1019	1005
F1 CCD1 b	0.07339	910	969
F1 CCD2 a	0.08499	765	758
F1 CCD2 b	0.06899	788	798
F1 CCD3 a	0.07463	953	1008
F1 CCD3 b	0.07779	907	946
F1 CCD4 a	0.06538	948	1013
F1 CCD4 b	0.07398	1003	1017
F2 CCD1 a	0.06519	1023	1098
F2 CCD1 b	0.07036	1106	1144
F2 CCD2 a	0.07907	1377	1514
F2 CCD2 b	0.08383	1311	1325
F2 CCD3 a	0.06325	1155	1172
F2 CCD3 b	0.04861	1179	1206
F2 CCD4 a	0.06150	982	1029
F2 CCD4 b	0.06279	1135	1092
F3 CCD1 a	0.09082	868	857
F3 CCD1 b	0.10889	749	763
F3 CCD2 a	0.11095	731	693
F3 CCD2 b	0.09473	690	650
F3 CCD3 a	0.10390	852	872

F3 CCD3 b	0.11885	822	828
F3 CCD4 a	0.10189	823	835
F3 CCD4 b	0.10764	922	836
F4 CCD1 a	0.05351	1023	996
F4 CCD1 b	0.04453	1124	1070
F4 CCD2 a	0.04538	1012	939
F4 CCD2 b	0.04630	929	904
F4 CCD3 a	0.05576	1339	1292
F4 CCD3 b	0.05473	1107	1097
F4 CCD4 a	0.06218	1125	1160
F4 CCD4 b	0.05215	1280	1218

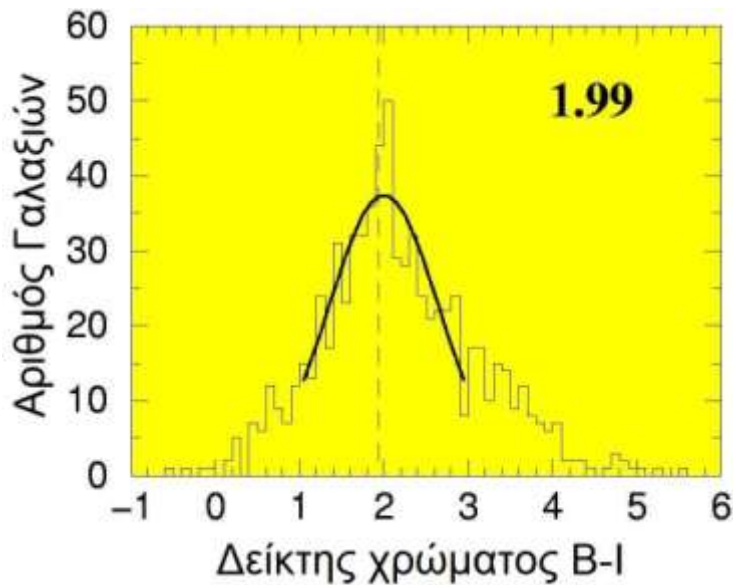
Έχοντας διορθώσει την ερυθρομετατόπιση της ακτινοβολίας που οφείλεται στον Γαλαξία, οποιαδήποτε μέτρηση κάνουμε στην συνέχεια σε αυτά τα δείγματα, θα οφείλεται στη μεσογαλαξιακή σκόνη που υπάρχει στην περιοχή.

### 2.5.6 Μέτρηση των μετατοπίσεων, τελικές εικόνες.

Όπως διαπιστώνουμε τόσο από το Σχήμα 2.23 όσο και από τον πίνακα 2.2, οι παρατηρήσεις που έχουμε στο B φίλτρο είναι ποιο «βαθιές» (δηλαδή μπορούμε να δούμε πιο αμυδρά αντικείμενα περίπου μέχρι 23,5 φαινόμενο μέγεθος) σε σχέση με το I φίλτρο όπου βλέπουμε έως 21,5 μέγεθος. Αυτό σημαίνει ότι πολλοί γαλαξίες που υπάρχουν στις εικόνες που πάρθηκαν με το B φίλτρο, δεν υπάρχουν στις εικόνες του φίλτρου I. Για να μπορέσουμε όμως να μετρήσουμε το χρώμα των γαλαξιών θα πρέπει ο ίδιος γαλαξίας να βρίσκεται και στις δύο εικόνες. Άρα από τους συνολικούς γαλαξίες που έχουμε εντοπίσει, πρέπει να κάνουμε διαλογή των κοινών γαλαξιών και των δύο εικόνων.

Για να το επιτύχουμε αυτό, πρώτα μετατοπίζουμε τις εικόνες που έχουμε πάρει στο I φίλτρο, έτσι ώστε τα ίδια αντικείμενα να έχουν τις ίδιες συντεταγμένες σε ψηφίδες (x και y). Αφού πραγματοποιηθεί αυτό, εντοπίζουμε τους γαλαξίες που έχουν τις ίδιες συντεταγμένες κέντρου, (με μια απόκλιση τριών ψηφίδων δηλαδή ενός arcsec). Την απόκλιση αυτή την βάζουμε γιατί η ακτινοβολία του κέντρου που

εκπέμπουν οι γαλαξίες εξαρτάται τόσο από το φίλτρο που χρησιμοποιούμε όσο και από την μορφή την προβολή του γαλαξία στον ουράνιο θόλο.



Σχήμα 2.25 Κατανομή του αριθμού των κοινών γαλαξιών (και στα δύο φίλτρα), σε σχέση με το χρώμα τους. Η μαύρη καμπύλη παρουσιάζει την βέλτιστη κατανομή Gauss που προκύπτει από την προσαρμογή των δεδομένων μας, ενώ η διακεκομμένη γραμμή εκφράζει την συνολική μέση τιμή που υπολογίστηκε και από τα δύο πεδία ελέγχου. Στο πάνω δεξί μέρος αναγράφεται η μέση τιμή χρώματος (που προκύπτει από την καμπύλη Gauss) για κάθε υποπεδίο.

Έχοντας τους γαλαξίες και τα φαινόμενα μεγέθη τους στα δύο φίλτρα, αφαιρούμε το φαινόμενο μέγεθος του φίλτρου I από το φαινόμενο μέγεθος του φίλτρου B. Δημιουργούμε ένα ιστόγραμμα στο οποίο ο άξονας των x είναι το χρώμα B-I των γαλαξιών και στον άξονα των y είναι ο αριθμός των γαλαξιών. Κάνοντας μια συγχώνευση (smoothing) του αριθμού των γαλαξιών που βρίσκονται σε διάστημα 0.1 του B-I χρώματος (0.1 είναι το βήμα ιστογράμματος), καταλήγουμε στο γράφημα του Σχήματος 2.25. Στην συνέχεια, προσαρμόζουμε στα δεδομένα (και γύρω από το μέγιστο σημείο των κατανομών) μια καμπύλη Gauss προκειμένου να εντοπίσουμε το ύψος της καμπύλης, το πλάτος και κυρίως την κεντρική της τιμή. Αυτή η προσαρμογή γίνεται με την μη γραμμική μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων Levenberg-Marquardt. Για την παραμετροποίηση των δεδομένων χρησιμοποιήθηκε η σχέση

$$G = a * e^{-b * (x-c)^2} \tag{2.19}$$

ενώ τα αποτελέσματα της παραμετροποίησης βρίσκονται στον πίνακα 2.3.

**ΠΙΝΑΚΑΣ 2.3**

Πεδίο	Συντελεστής a	Συντελεστής b	Συντελεστής c
F1 CCD1 a	38.147	0.750	1.986
F1 CCD1 b	46.603	0.875	2.096
F1 CCD2 a	31.216	0.577	1.814
F1 CCD2 b	31.911	0.864	2.012
F1 CCD3 a	40.603	1.083	2.163
F1 CCD3 b	38.871	0.912	2.210
F1 CCD4 a	40.915	0.802	2.031
F1 CCD4 b	40.216	0.933	2.100
F2 CCD1 a	42.813	1.248	2.014
F2 CCD1 b	42.102	1.010	1.851
F2 CCD2 a	36.167	0.751	1.895
F2 CCD2 b	46.083	1.066	1.892
F2 CCD3 a	48.083	1.096	1.938
F2 CCD3 b	43.851	0.909	1.677
F2 CCD4 a	46.083	1.066	1.892
F2 CCD4 b	39.952	1.286	1.848
F3 CCD1 a	31.263	0.729	1.953
F3 CCD1 b	30.460	0.709	1.960
F3 CCD2 a	26.425	0.816	1.874
F3 CCD2 b	25.187	0.450	1.931
F3 CCD3 a	32.828	0.940	1.952
F3 CCD3 b	29.684	0.662	1.947
F3 CCD4 a	28.436	0.396	1.856
F3 CCD4 b	31.115	0.734	1.943
F4 CCD1 a	30.893	1.230	1.997
F4 CCD1 b	30.211	0.898	1.924
F4 CCD2 a	26.675	0.974	1.909
F4 CCD2 b	26.917	0.781	1.776
F4 CCD3 a	37.315	1.195	2.007

F4 CCD3 b	31.483	1.063	1.964
F4 CCD4 a	30.211	0.898	1.924
F4 CCD4 b	36.593	1.287	1.890

Υπολογίζουμε την μέση τιμή, όπως προέκυψε από τις Gaussian κατανομές των πεδίων ελέγχου (καθώς και την απόκλισή της), και την συγκρίνουμε τις τιμές που έχουμε υπολογίσει για τα άλλα δύο πεδία.

Τέλος κάναμε αστρομετρία σε όλες τις εικόνες εφαρμόζοντας την ίδια μέθοδο όπως και στην Παράγραφο 2.3.4 και δημιουργήσαμε ένα μωσαϊκό με τις εικόνες (Παράγραφος 2.3.6) για κάθε ένα από τα πεδία χωριστά. Χαρακτηριστικό παράδειγμα φαίνεται στο Σχήμα 2.22 το οποίο είναι το πεδίο F1.

Στα επόμενα κεφάλαια θα παρουσιάσουμε τα αποτελέσματα που προέκυψαν εφαρμόζοντας τις παραπάνω αναλύσεις, τόσο στα δεδομένα που ελήφθησαν με φίλτρο στενού και ευρέος ηλεκτρομαγνητικού εύρους, όσο και των φασμάτων.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3. ΝΕΑ ΥΠΟΛΕΙΜΜΑΤΑ ΥΠΕΡΚΑΙΝΟΦΑΝΩΝ

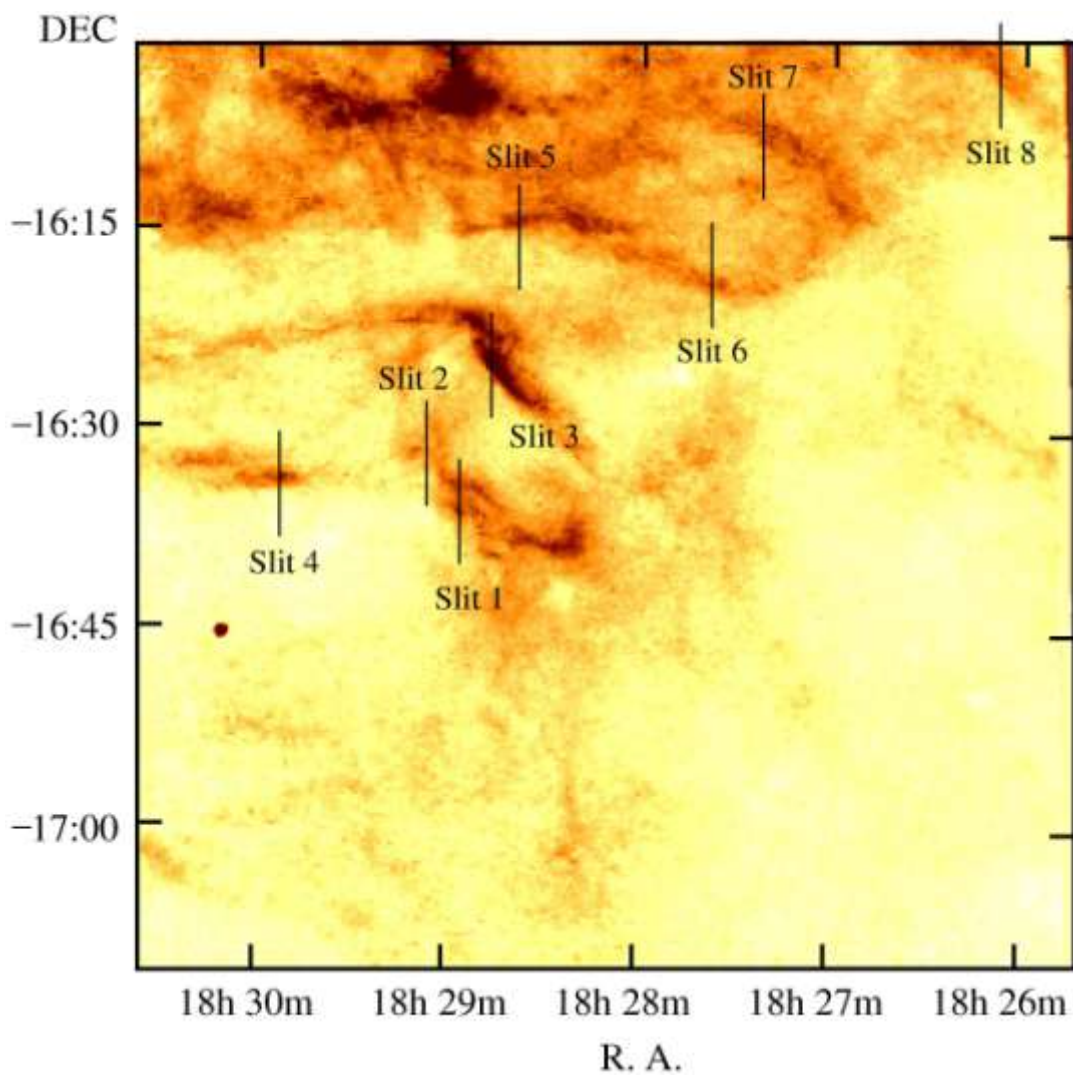
### 3.1 Εισαγωγή

Τα υπολείμματα των υπερκαινοφανών (Supernova remnants) είναι πολύ σημαντικά αντικείμενα μιας και αποτελούν ένα βασικό εργαλείο για να μελετηθεί ο μηχανισμός που προκαλεί την έκρηξη των υπερκαινοφανών, ο μεσοαστρικός χώρος που τα περιβάλλει, αλλά και η αλληλεπίδραση του υπολείμματος με αυτόν. Τα περισσότερα από τα υπολείμματα έχουν ανακαλυφθεί στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος λόγω της μη-θερμικής ακτινοβολίας σύγχροτρου που εκπέμπουν ενώ λίγα από αυτά έχουν πρωτοανακαλυφθεί στις ακτίνες X και στο οπτικό μέρος του φάσματος (όπως για παράδειγμα οι εργασίες των Seward et al. 1995 και Mavromatakis et al. 2005 αντίστοιχα).

Για την καλύτερη μελέτη των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών είναι σημαντικό να υπάρχουν δεδομένα σε όλα τα μήκη κύματος (ραδιοφωνικό, υπέρυθρο, οπτικό και ακτίνες X) μιας και κάθε ένα από τα διαφορετικά μήκη κύματος μας δίνει μια διαφορετική πληροφορία για το υπόλειμμα και πιο συγκεκριμένα για τα διαφορετικά στάδια εξέλιξής του. Έτσι το ραδιοφωνικό φάσμα μας επιβεβαιώνει την ύπαρξη ή μη της ακτινοβολίας σύγχροτρου, οι ακτίνες X επιτρέπουν να δούμε απευθείας το ζεστό αέριο το οποίο βρίσκεται μέσα από το πρωτεύον υπερηχητικό κρουστικό κύμα (shock, από το αέριο που μόλις έχει σαρωθεί από αυτό), οι οπτικές παρατηρήσεις επιτρέπουν την παρακολούθηση των μεταγενέστερων σταδίων εξέλιξής του ενώ από τις υπέρυθρες παρατηρήσεις μπορούμε να ανιχνεύσουμε την σκόνη που τα περιβάλλει επιτρέποντας καλύτερα την μελέτη της αλληλεπίδρασης του κύματος shock με τον μεσοαστρικό χώρο.

### 3.2 Περιοχή του Τοξότη

Από τις παρατηρήσεις που έγιναν στο γαλαξιακό σφαιροειδές στη γραμμή εκπομπής [O III] 5007 Å με σκοπό να εντοπιστούν πλανητικά νεφελώματα (Boumis et al. 2003, 2006), ανακαλύφθηκε και μια περιοχή στον αστερισμό του τοξότη, η οποία αποτελούσε πιθανό υπόλειμμα υπερκαινοφανούς. Προκειμένου να επιβεβαιώσουμε την ορθότητα της ύπαρξής του, λόγω της παρουσίας έντονου θείου ([S II]) στο φάσμα των νεφελωμάτων, πραγματοποιήθηκαν επιπλέον παρατηρήσεις στις γραμμές εκπομπής (H $\alpha$ + [N II], [S II] και [O III]) καλύπτοντας όλη την περιοχή που

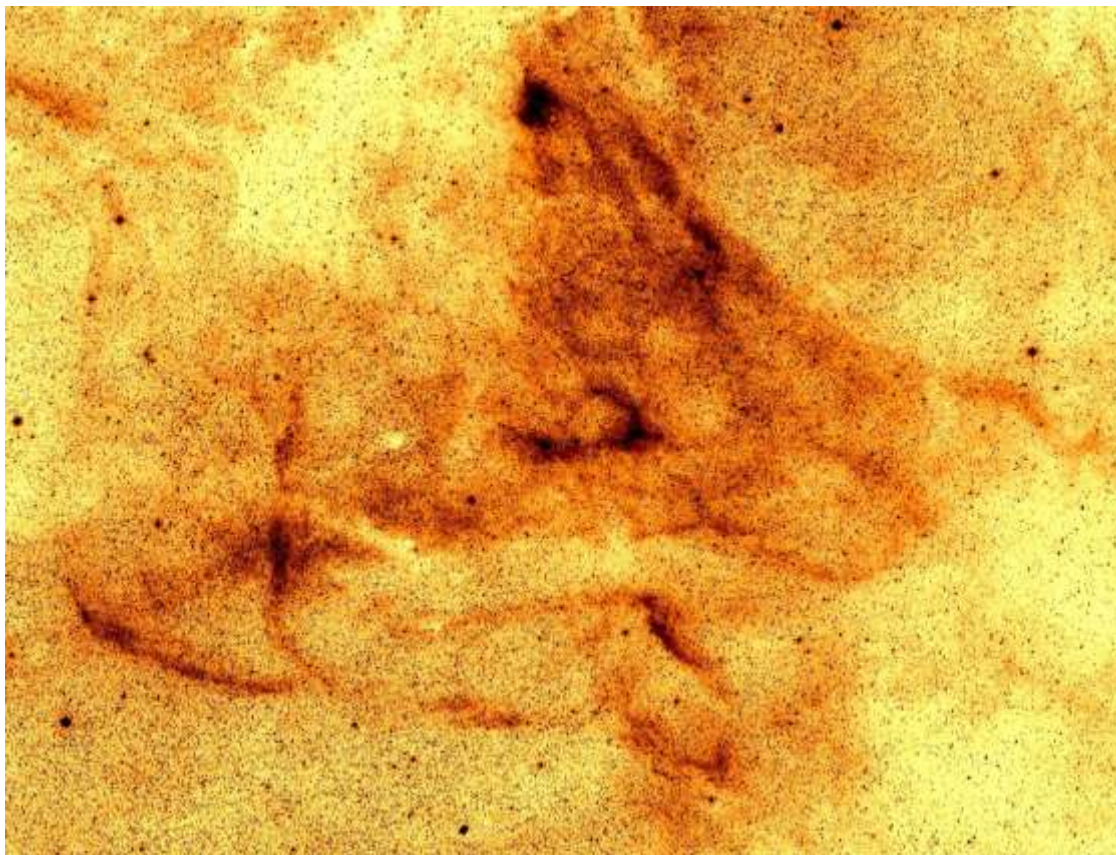


Σχήμα 3.1 Η περιοχή με τα υποψήφια υπολείμματα υπερκαινοφανών όπως φαίνεται στις γραμμές εκπομπής H $\alpha$ + [N II]. Οι μαύρες κάθετες γραμμές εκφράζουν τις θέσεις που τοποθετήθηκαν οι σχισμές του φασματογράφου προκειμένου να λάβουμε τα φάσματα των περιοχών αυτών.

καταλάμβανε το υποψήφιο υπόλειμμα, όπου και ανιχνεύτηκαν πολλές νηματοειδείς δομές (Σχήμα 3.1).

Σε όλη την περιοχή ήταν γνωστό σαν υπόλειμμα υπερκαινοφανούς, το G16.2-2.7, ενώ για τις νηματοειδείς δομές δεν υπήρχε κάποια αναφορά. το οποίο ανακαλύφθηκε στο ραδιοφωνικό μέρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος στην συχνότητα των 1.4 GHz) από τον Trushkin (1999).

Προκειμένου να έχουμε μια πληρέστερη ειοπτεία της όλης περιοχής, κάναμε χρήση του δικτύου SuperCOSMOS H $\alpha$  Survey (Parker et al. 2005) και δημιουργήσαμε ένα μωσαϊκό διαστάσεων 116.3×94.2 arcmin<sup>2</sup> αποτελούμενο από 4×5 εικόνες των 30×30 arcmin<sup>2</sup> της όλης περιοχής (Σχήμα 3.2). Οι εικόνες προέρχονταν



**Σχήμα 3.2** Το μωσαϊκό όλης της περιοχής με τα υποψήφια υπολείμματα υπερκαινοφανών όπως δημιουργήθηκε χρησιμοποιώντας το SuperCOSMOS H $\alpha$  Survey.

από το UK Schmidt Telescope και ήταν αποτυπωμένες σε φωτογραφικό φιλμ με χρόνο έκθεσης 3 ώρες και χρησιμοποιούμενο φίλτρο H $\alpha$ + [N II] (με κέντρο τα 6590 Å και εύρος 70 Å). Αυτές οι εικόνες ψηφιοποιήθηκαν με ανάλυση 0.67 arcsec ανά ψηφίδα στον σαρωτή SC του «Βασιλικού Αστεροσκοπείου του Εδιμβούργου» (Royal Observatory of Edinburgh).



### 3.2.1 Οπτικές παρατηρήσεις

Οι οπτικές παρατηρήσεις πραγματοποιήθηκαν στο Αστεροσκοπείο του Σκίνακα, στις 5, 7 Ιουνίου και 28 Αυγούστου το έτος 2005, κάνοντας και χρήση του τηλεσκοπίου των 30 εκ., το οποίο έφερε μια CCD κάμερα τύπου Thomson, και τα φίλτρα που καταγράφουν τις γραμμές εκπομπής  $H\alpha+[N II]$ ,  $[S II]$ , και  $[O III]$ , καθώς και τα φίλτρα Sloan  $y$  και continuum red. Στο σχήμα 3.1 φαίνεται το πεδίο της περιοχής απαλλαγμένο από αστέρες στις γραμμές εκπομπής  $H\alpha+[N II]$ . Οι χρόνοι έκθεσης ήταν 2400 δευτερόλεπτα για τα φίλτρα στενού εύρους  $H\alpha+[N II]$ ,  $[S II]$  και  $[O III]$  ενώ για τα φίλτρα μεγάλου εύρους (continuum red, και Sloan  $y$ ) ήταν 180 δευτερόλεπτα. (Πίνακας 3.1)

**Πίνακας 3.1**

Φίλτρο	Μήκος Κύματος (Å)	Εύρος φίλτρου (Å)	Χρόνος έκθεσης (sec)	Τηλεσκόπιο μ.
$H\alpha+[N II]$	6570	75	7200 (3) <sup>a</sup>	0.3
$[O III]$	5010	28	7200 (3) <sup>a</sup>	0.3
$[S II]$	6720	18	7200 (3) <sup>a</sup>	0.3
Sloan $y$	5470	230	360 (2) <sup>a</sup>	0.3
Cont red	6096	134	360 (2) <sup>a</sup>	0.3

<sup>a</sup> Ο αριθμός στην παρένθεση εκφράζει τον αριθμό των εικόνων που λήφθηκαν.

Τα φάσματα πάρθηκαν στις 8, 9 Ιουνίου, στις 11 Ιουλίου και στις 15, 16 Σεπτεμβρίου του έτους 2005 από το τηλεσκόπιο των 1.3 μ. με την CCD κάμερα ISO 608. Οι χρόνοι έκθεσης για τα φάσματα ήταν 3600 δευτερόλεπτα, ενώ οι οχτώ περιοχές που παρατηρήθηκαν, φαίνονται στο Σχήμα 3.1. Στον παρακάτω πίνακα (Πίνακας 3.2) φαίνονται αναλυτικά οι συντεταγμένες του κέντρου της κάθε σχισμής, (RA σε ώρες και Dec σε μοίρες) η απόσταση από το κέντρο της περιοχής που εξαγάγαμε το φάσμα και το εύρος της περιοχής αυτής.

Όλα τα όργανα που χρησιμοποιήθηκαν προκειμένου να λάβουμε τις εικόνες, καθώς και ο τρόπος με τον οποίο τις επεξεργαστήκαμε (εικόνες και φάσματα) παρουσιάζονται αναλυτικά στο Κεφάλαιο 2.

**Πίνακας 3.2**

Περιοχή	Συντεταγμένες του κέντρου της σχισμής		Απόκλιση από το κέντρο <sup>a</sup> (arcsec)	Εύρος του φάσματος (arcsec)
	R.A.	Dec		
Slit1 a (S1a)	18 28 57	-16 36 33	2.4 S	10.6
Slit1 b (S1b)	18 28 57	-16 36 33	28.9 N	18.9
Slit1 c (S1c)	18 28 57	-16 36 33	60.2 N	7.1
Slit2 a (S2a)	18 29 08	-16 32 33	152.2 N	9.4
Slit2 b (S2b)	18 29 08	-16 32 33	95.0 N	26.0
Slit2 c (S2c)	18 29 08	-16 32 33	70.2 N	11.8
Slit2 d (S2d)	18 29 08	-16 32 33	19.5 N	13.0
Slit2 e (S2e)	18 29 08	-16 32 33	42.5 S	11.8
Slit3 a (S3a)	18 28 49	-16 24 55	137.5 N	27.1
Slit3 b (S3b)	18 28 49	-16 24 55	33.6 N	43.6
Slit3 c (S3c)	18 28 49	-16 24 55	20.1 S	23.6
Slit4 a (S4a)	18 29 55	-16 34 12	17.7 N	23.6
Slit4 b (S4b)	18 29 55	-16 34 12	16.6 S	30.7
Slit5 a (S5a)	18 28 42	-16 15 02	76.1 S	36.6
Slit5 b (S5b)	18 28 42	-16 15 02	37.2 S	60.2
Slit6 a (S6a)	18 27 41	-16 17 39	74.3 S	30.7
Slit6 b (S6b)	18 27 41	-16 17 39	116.2 S	20.0
Slit7 a (S7a)	28 27 26	-16 07 50	32.4 N	31.9
Slit7 b (S7b)	28 27 26	-16 07 50	14.2 S	16.5
Slit8 a (S8a)	28 26 12	-16 01 58	27.7 N	23.6
Slit8 b (S8b)	28 26 12	-16 01 58	3.0 S	23.6

<sup>a</sup> Τα N και S που εμφανίζονται δίπλα από την απόκλιση από το κέντρο, εκφράζουν το αν είναι βόρεια (N=North), ή νότια (S=South) από το κέντρο της σχισμής.

### **3.3 Αποτελέσματα.**

#### **3.3.1 Αποτελέσματα από τις εικόνες.**

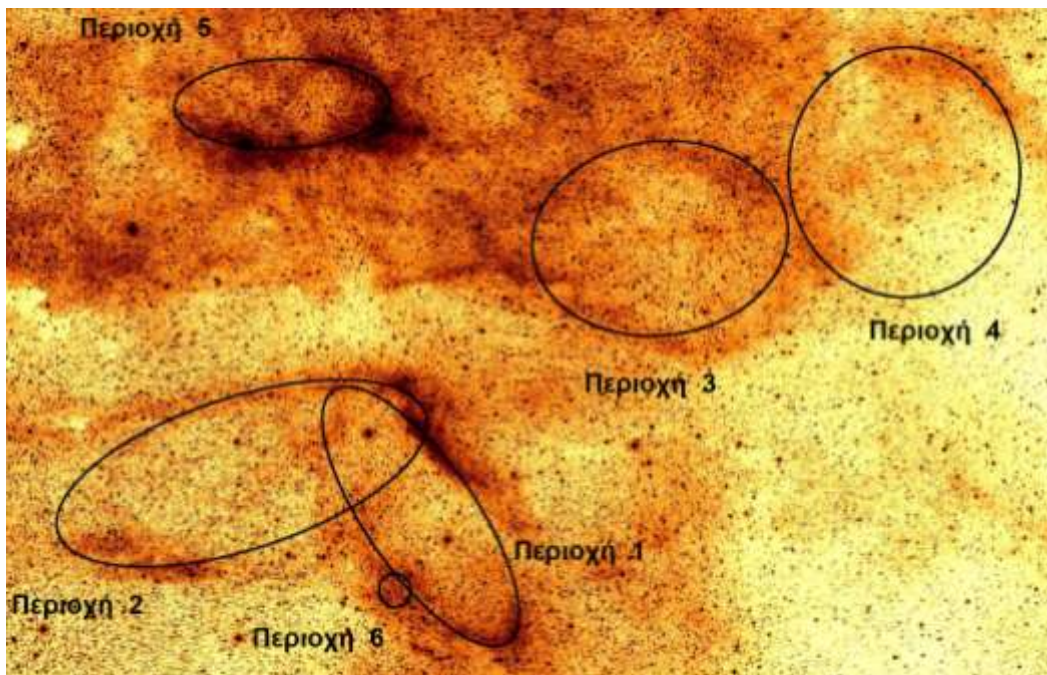
Η καταγραφή της οπτικής ακτινοβολίας στα διάφορα μήκη κύματος και η σύνδεσή της με περιοχές υπολειμμάτων υπερκαινοφανών, έγινε για πρώτη φορά σε αυτή την περιοχή. Βλέποντας την εικόνα του Σχήματος 3.1 παρατηρούμε έξι νηματοειδείς δομές που μορφολογικά παραπέμπουν σε υπολείμματα, ενώ σε όλη τη ευρύτερη περιοχή υπάρχει διάχυτο αέριο υδρογόνο. Λόγω του ότι η εικόνα του Σχήματος 3.1 περιέχει τμήματα ευρύτερων περιοχών (τα οποία όμως είναι αρκετά για να μας δώσουν μια συνολική εικόνα), για την μορφολογική προσέγγιση των υπολειμμάτων χρησιμοποιούμε τμήμα της εικόνας του Σχήματος 3.2. Έτσι έχουμε το Σχήμα 3.3 πάνω στο οποίο έχουν σχεδιαστεί οι περιοχές αυτές με ελλείψεις ενώ οι συντεταγμένες τους αναφέρονται στον παρακάτω Πίνακα 3.3.

**Πίνακας 3.3**

Περιοχή	Κέντρο Έλλειψης		Διαστάσεις Ημισαξόνων <sup>1</sup>		Γωνία Στρέψης <sup>2</sup>
	R.A.	Dec	Μικρός	Μεγάλος	
Περιοχή 1	18:28:46.1	-16:30:40	3.68	10.22	34
Περιοχή 2	18:29:35.8	-16:27:40	5.06	12.92	107
Περιοχή 3	18:27:43.6	-16:12:59	5.67	10.43	96
Περιοχή 4	18:26:30.7	-16:08:00	7.74	8.33	2
Περιοχή 5	18:29:23.5	-16:03:06	3.00	7.20	91
Περιοχή 6	18:28:53.5	-16:35:34	1.06	1.12	9

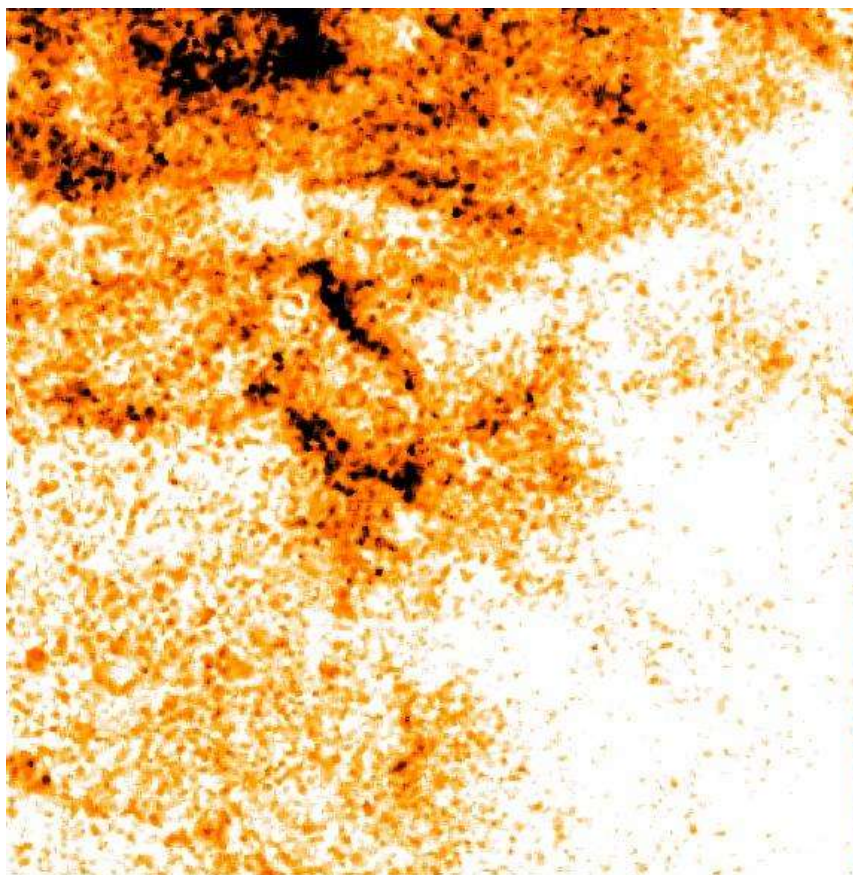
<sup>1</sup> Οι διαστάσεις των αξόνων έχουν μονάδες τόξο λεπτού (arcmin).

<sup>2</sup> Οι γωνία στρέψης των ελλείψεων αναφέρεται σε μοίρες.



**Σχήμα 3.3** Η ευρύτερη περιοχή των υποψήφιων υπολειμμάτων υπερκαινοφανών, στα οποία έχουν προσαρμοστεί οι ελλείψεις.

Η μελέτη της εικόνας που κατέγραψε την εκπομπή ακτινοβολίας στη γραμμή εκπομπής [S II] (Σχήμα 3.4), έδειξε ομοιότητα στην μορφολογία με την εικόνα του Ηα+[N II], παρόλο που οι νηματοειδείς δομές της πρώτης δεν είναι τόσο φωτεινές.



**Σχήμα 3.4** Η εικόνα της περιοχής με τα υποψήφια υπολείμματα υπερκαινοφανών όπως φαίνεται στην γραμμή εκπομπής [S II] και με αφαιρεμένους τους αστέρες.

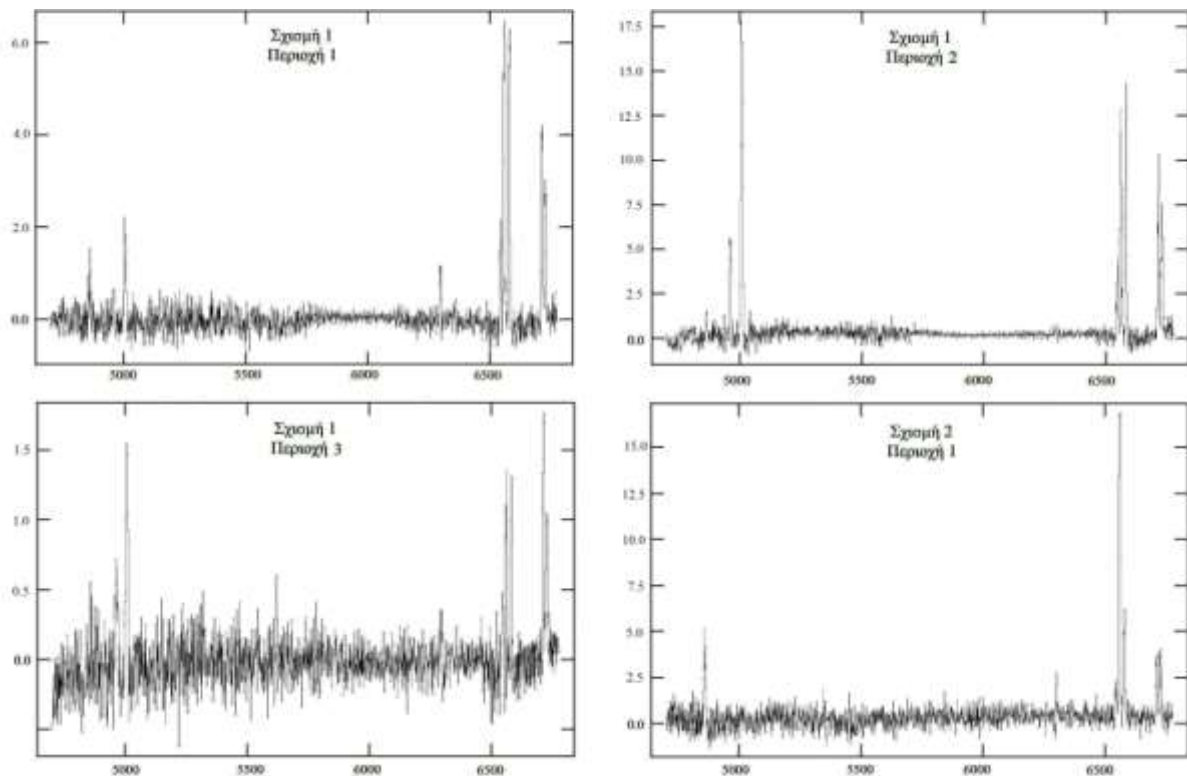
Παράλληλα εκτός από αυτές τις δομές διακρίνεται στην εικόνα και διάχυτο αέριο θείου σε όλη την περιοχή. Η μελέτη του λόγου των γραμμών Ηα και [S II] από τις εικόνες δείχνουν ότι οι περιοχές με νηματοειδή δομή αποτελούν οπτικά τμήματα υπολειμμάτων υπερκαινοφανών μιας και ο λόγος αυτός είναι μεγαλύτερος από 0.5 ενώ σε κάποιες περιοχές φτάνει και το 1.3 που σημαίνει ότι η εκπομπή προέρχεται από κρουστική διέγερση κύματος shock (Κεφάλαιο 1).

Οι ροές της ακτινοβολίας που υπολογίστηκαν στις διάφορες γραμμές εκπομπής από τις εικόνες, βρέθηκαν παρόμοιες με αυτές των φασματικών γραμμών. Οι εικόνες που πάρθηκαν στη γραμμή του οξυγόνου [O III] δεν έδειξε εκπομπή στην ευρύτερη εικόνα, εκτός από μια πολύ μικρή και εστιασμένη περιοχή νοτιοανατολικά του υποψηφίου υπερκαινοφανούς της Περιοχής 1. Άλλωστε, όπως αναφέρθηκε και στην αρχή, λόγω αυτής της εκπομπής πραγματοποιήθηκε η μελέτη της όλης περιοχής.

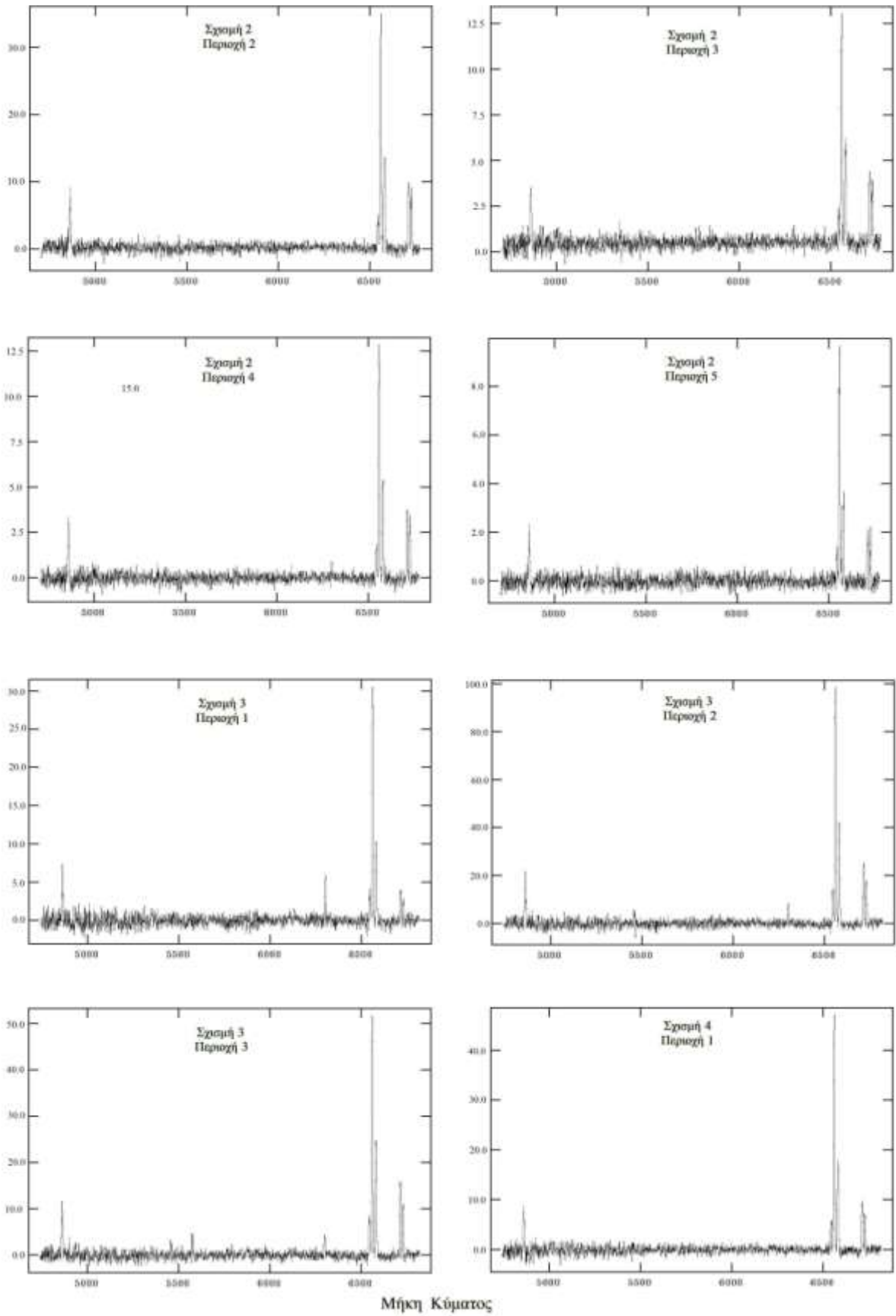
### 3.3.2 Αποτελέσματα από τα φάσματα.

Στην περιοχή πάρθηκαν οχτώ φάσματα, χρησιμοποιώντας φασματογράφο χαμηλής ανάλυσης, στις λαμπρές νηματοειδείς δομές (η θέση των οποίων φαίνεται στο Σχήμα 3.1, ενώ οι συντεταγμένες τους στον πίνακα 3.2). Λόγω της ύπαρξης αστέρων εντός του φάσματος, από όλες τις εικόνες των φασμάτων εξήχθησαν περισσότερα του ενός φάσματα, προκειμένου να μην επηρεάσουν τις ροές των υποψήφιων υπολειμμάτων υπερκαινοφανών. Σε όλα τα φάσματα η αφαίρεση της ακτινοβολίας υποβάθρου έγινε από περιοχές που βρίσκονται μακριά από τις νηματοειδείς δομές, οι οποίες συνήθως είναι στη βορειότερη ή νοτιότερη θέση της σχισμής.

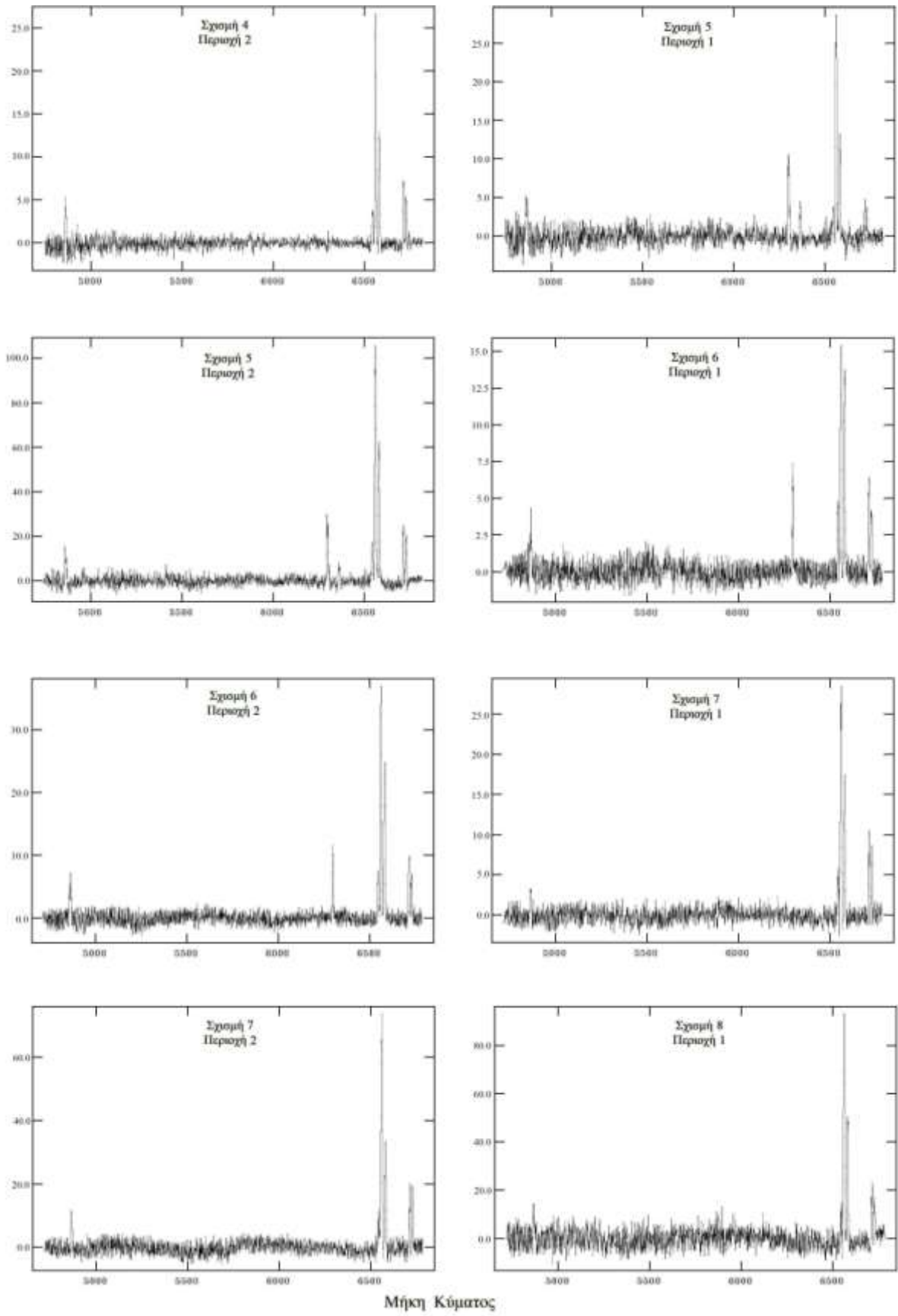
Στο παρακάτω Σχήμα 3.5 παρουσιάζονται όλα τα φάσματα των περιοχών, όπου στον οριζόντιο άξονα έχουμε το μήκος κύματος ενώ στον κάθετο έχουμε την ροή ακτινοβολίας. Η αναλυτική παρουσίαση των ροών ακτινοβολίας όλων των γραμμών, αναφέρεται στον Πίνακα 3.4.



Σχήμα 3.5: Οι φασματικές γραμμές εκπομπής των υποψήφιων υπολειμμάτων υπερκαινοφανών ανά σχισμή και περιοχή.



Σχήμα 3.5 Συνέχεια των φασμάτων των περιοχών.



Σχήμα 3.5 Συνέχεια των φασμάτων των περιοχών.

**Πίνακας 3.4**

Μήκος Κύματος Γραμμών (Å)	Σχισμή 1								
	Θέση 1			Θέση 2			Θέση 3		
	F <sup>a</sup>	I <sup>b</sup>	S/N <sup>γ</sup>	F	I	S/N	F	I	S/N
Hβ 4861	23	35	13	15	35	<4	15	35	<4
[O III] 4959	13	20	9	66	147	6	87	401	9
[O III] 5007	36	53	23	187	406	14	162	701	22
[O I] 6300	14	14	17	-	-	-	-	-	-
[N II] 6548	32	32	36	36	36	6	41	40	10
Hα 6563	100	100	89	100	100	15	100	100	21
[N II] 6584	96	95	82	100	99	14	126	122	23
[S II] 6716	63	61	59	74	69	10	162	143	31
[S II] 6731	49	47	47	54	50	7	123	107	23
Απόλυτη ροή Hα <sup>δ</sup>	7.5			0.6			1.5		
[S II]/Hα <sup>ε</sup>	1.08±0.03			1.20±0.13			2.53±0.14		
Hα/Hβ <sup>ε</sup>	4.31±0.21			>6.67			>6.67		
[N II]/Hα <sup>ε</sup>	1.28±0.05			1.35±0.14			1.65±0.10		
F(6716)/F(6731) <sup>ε</sup>	1.30±0.10			1.39±26			1.34±0.09		
c(Hβ) <sup>ε</sup>	0.52±0.06			1.08±0.63			1.08±0.63		
E <sub>B-V</sub> <sup>ε</sup>	0.36±0.07			0.74±0.43			0.74±0.43		
N(H I) <sup>εζ</sup>	1.98±0.37			4.13±2.42			4.13±2.42		
Ηλεκτρονική Πυκνότητα <sup>η</sup>	<121			<27			<27		

Μήκος Κύματος Γραμμών (Å)	Σχισμή 2								
	Θέση 1			Θέση 2			Θέση 3		
	F <sup>a</sup>	I <sup>b</sup>	S/N <sup>γ</sup>	F	I	S/N	F	I	S/N
Hβ 4861	26	35	23	19	35	27	21	35	17
[N II] 6548	15	15	33	14	14	42	15	15	21
Hα 6563	100	100	145	100	100	216	100	100	123
[N II] 6584	33	33	61	40	40	103	44	43	58
[S II] 6716	21	20	34	27	26	71	31	30	44
[S II] 6731	16	16	27	22	21	56	26	25	38
Απόλυτη ροή Hα <sup>δ</sup>	11.2			16.7			13.3		
[S II]/Hα <sup>ε</sup>	0.36±0.03			0.47±0.03			0.54±0.01		
Hα/Hβ <sup>ε</sup>	3.85±0.03			5.16±0.05			4.76±0.10		
[N II]/Hα <sup>ε</sup>	0.48±0.04			0.53±0.04			0.58±0.01		
F(6716)/F(6731) <sup>ε</sup>	1.28±0.13			1.27±0.10			1.19±0.04		
c(Hβ) <sup>ε</sup>	0.37±0.05			0.74±0.05			0.64±0.07		
E <sub>B-V</sub> <sup>ε</sup>	0.26±0.04			0.51±0.03			0.44±0.05		
N(H I) <sup>εζ</sup>	1.42±0.21			2.83±0.19			2.46±0.27		
Ηλεκτρονική Πυκνότητα <sup>η</sup>	<142			<165			<260		



Μήκος Κύματος Γραμμών (Å)	Σχισμή 2						Σχισμή 3		
	Θέση 4			Θέση 5			Θέση 1		
	F <sup>a</sup>	I <sup>b</sup>	S/N <sup>γ</sup>	F	I	S/N	F	I	S/N
Hβ 4861	24	35	21	20	35	13	15	35	18
[O I] 6300	-	-	-	-	-	-	9	10	26
[N II] 6548	13	13	26	10	9	17	17	16	38
Hα 6563	100	100	137	100	100	108	100	100	165
[N II] 6584	42	42	66	36	36	45	95	94	73
[S II] 6716	30	29	50	21	20	26	60	59	28
[S II] 6731	23	22	40	16	16	21	46	45	16
Απόλυτη ροή Hα <sup>δ</sup>	11.9			9.6			14.1		
[S II]/Hα <sup>ε</sup>	0.52±0.02			0.36±0.05			1.05±0.08		
Hα/Hβ <sup>ε</sup>	4.24±0.07			4.92±0.16			6.56±0.09		
[N II]/Hα <sup>ε</sup>	0.54±0.02			0.46±0.06			1.12±0.04		
F(6716)/F(6731) <sup>ε</sup>	1.30±0.04			1.31±0.09			1.31±0.10		
c(Hβ) <sup>ε</sup>	0.49±0.06			0.68±0.10			1.04±0.07		
E <sub>B-V</sub> <sup>ε</sup>	0.34±0.04			0.47±0.07			0.72±0.05		
N(H I) <sup>ζε</sup>	1.90±0.23			2.62±0.37			4.01±0.28		
Ηλεκτρονική Πυκνότητα <sup>η</sup>	<121			<110			<110		

Μήκος Κύματος Γραμμών (Å)	Σχισμή 3						Σχισμή 4		
	Θέση 2			Θέση 3			Θέση 1		
	F <sup>a</sup>	I <sup>b</sup>	S/N <sup>γ</sup>	F	I	S/N	F	I	S/N
Hβ 4861	20	35	43	18	35	32	26	35	30
[O I] 6300	5	5	33	7	7	31	4	4	11
[N II] 6548	16	16	85	18	18	66	13	13	37
Hα 6563	100	100	337	100	100	243	100	100	196
[N II] 6584	44	43	180	49	49	141	41	40	90
[S II] 6716	28	27	115	31	29	94	21	21	51
[S II] 6731	20	19	87	21	20	70	16	15	40
Απόλυτη ροή Hα <sup>δ</sup>	27.0			26.3			24.0		
[S II]/Hα <sup>ε</sup>	0.45±0.02			0.50±0.02			0.35±0.02		
Hα/Hβ <sup>ε</sup>	4.99±0.05			5.52±0.04			3.89±0.05		
[N II]/Hα <sup>ε</sup>	0.60±0.02			0.67±0.02			0.54±0.03		
F(6716)/F(6731) <sup>ε</sup>	1.40±0.03			1.46±0.02			1.30±0.06		
c(Hβ) <sup>ε</sup>	0.70±0.03			0.83±0.04			0.39±0.04		
E <sub>B-V</sub> <sup>ε</sup>	0.48±0.02			0.57±0.03			0.26±0.03		
N(H I) <sup>ζε</sup>	2.69±0.12			3.17±0.16			1.49±0.16		
Ηλεκτρονική Πυκνότητα <sup>η</sup>	<18			<2			<110		

Μήκος Κύματος Γραμμών (Å)	Σχισμή 4			Σχισμή 5					
	Θέση 2			Θέση 1			Θέση 2		
	F <sup>a</sup>	I <sup>b</sup>	S/N <sup>γ</sup>	F	I	S/N	F	I	S/N
Hβ 4861	28	35	16	30	35	11	20	35	21
[O I] 6300	-	-	-	42	43	35	24	25	61
[N II] 6548	14	14	21	18	18	15	15	15	37
Hα 6563	100	100	115	100	100	77	100	100	193
[N II] 6584	47	47	58	40	39	33	57	56	121
[S II] 6716	27	26	36	12	12	10	27	26	57
[S II] 6731	21	21	28	9	9	8	20	19	42
Απόλυτη ροή Hα <sup>δ</sup>	10.7			9.1			20.2		
[S II]/Hα <sup>ε</sup>	0.47±0.03			0.20±0.09			0.45±0.01		
Hα/Hβ <sup>ε</sup>	3.54±0.09			3.33±0.10			4.94±0.06		
[N II]/Hα <sup>ε</sup>	0.61±0.03			0.57±0.06			0.71±0.02		
F(6716)/F(6731) <sup>ε</sup>	1.27±0.08			1.34±0.21			1.41±0.04		
c(Hβ) <sup>ε</sup>	0.26±0.08			0.20±0.11			0.69±0.06		
E <sub>B-V</sub> <sup>ε</sup>	0.18±0.05			0.14±0.08			0.48±0.04		
N(H I) <sup>ζε</sup>	1.03±0.30			0.75±0.44			2.64±0.23		
Ηλεκτρονική Πυκνότητα <sup>η</sup>	<154			<81			<18		

Μήκος Κύματος Γραμμών (Å)	Σχισμή 6						Σχισμή 7		
	Θέση 1			Θέση 2			Θέση 1		
	F <sup>a</sup>	I <sup>b</sup>	S/N <sup>γ</sup>	F	I	S/N	F	I	S/N
Hβ 4861	27	35	13	30	35	24	16	35	8
[O I] 6300	30	31	35	21	21	40	-	-	-
[N II] 6548	37	37	36	20	20	39	23	23	22
Hα 6563	100	100	84	100	100	146	100	100	81
[N II] 6584	95	94	73	66	65	96	67	66	55
[S II] 6716	45	44	39	26	26	41	30	29	27
[S II] 6731	30	29	27	19	19	30	21	19	20
Απόλυτη ροή Hα <sup>δ</sup>	8.3			13.0			19.6		
[S II]/Hα <sup>ε</sup>	0.74±0.03			0.45±0.02			0.49±0.05		
Hα/Hβ <sup>ε</sup>	3.73±0.17			3.32±0.07			6.25±0.33		
[N II]/Hα <sup>ε</sup>	1.31±0.03			0.86±0.02			0.90±0.04		
F(6716)/F(6731) <sup>ε</sup>	1.49±0.07			1.34±0.06			1.48±0.10		
c(Hβ) <sup>ε</sup>	0.34±0.10			0.20±0.06			0.98±0.15		
E <sub>B-V</sub> <sup>ε</sup>	0.23±0.06			0.13±0.04			0.68±0.11		
N(H I) <sup>ζε</sup>	1.29±0.38			0.75±0.20			3.76±0.60		
Ηλεκτρονική Πυκνότητα <sup>η</sup>	<2			<71			<2		

Μήκος Κύματος Γραμμών (Å)	Σχισμή 7			Σχισμή 8					
	Θέση 2			Θέση 1			Θέση 2		
	F <sup>a</sup>	I <sup>b</sup>	S/N <sup>γ</sup>	F	I	S/N	F	I	S/N
Hβ 4861	19	35	14	19	35	10	17	35	12
[O II] 6300	-	-	-	-	-	-	-	-	-
[N II] 6548	17	17	27	16	16	23	15	15	28
Hα 6563	100	100	121	100	100	110	100	100	137
[N II] 6584	51	50	67	61	61	71	55	54	79
[S II] 6716	22	21	30	29	28	38	21	20	34
[S II] 6731	15	14	22	21	20	30	17	16	27
Απόλυτη ροή Hα <sup>δ</sup>	26.0			41.3			53.4		
[S II]/Hα <sup>ε</sup>	0.35±0.04			0.48±0.02			0.37±0.05		
Hα/Hβ <sup>ε</sup>	5.14±0.10			5.16±0.13			5.82±0.32		
[N II]/Hα <sup>ε</sup>	0.68±0.03			0.77±0.02			0.70±0.10		
F(6716)/F(6731) <sup>ε</sup>	1.51±0.09			1.38±0.06			1.25±0.06		
c(Hβ) <sup>ε</sup>	0.74±0.10			0.74±0.12			0.89±10		
E <sub>B-V</sub> <sup>ε</sup>	0.51±0.07			0.51±0.09			0.61±0.07		
N(H I) <sup>ζε</sup>	2.83±0.37			2.84±0.48			3.41±0.40		
Ηλεκτρονική Πυκνότητα <sup>η</sup>	<2			<53			<177		

<sup>a</sup> Παρατηρήσιμες ροές των στοιχείων, κανονικοποιημένες στην ροή της γραμμής Hα, (η οποία λαμβάνει την τιμή 100). Οι τιμές δεν έχουν διορθωθεί από την μεσοαστρική απορρόφηση.

<sup>b</sup> Ροές των στοιχείων κανονικοποιημένες στην γραμμή Hα (η οποία λαμβάνει την τιμή 100) διορθωμένες από την μεσοαστρική απορρόφηση.

<sup>γ</sup> Τιμή που εκφράζει το μέγεθος της γραμμής σε σχέση με το θόρυβο (signal to noise).

<sup>δ</sup> Οι τιμές της ροής της γραμμής του Hα εκφράζονται σε μονάδες  $10^{-17} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$

<sup>ε</sup> Όλοι οι λόγοι εκπομπής, έχουν υπολογιστεί από τις τιμές των γραμμών που είναι διορθωμένες από την μεσοαστρική απορρόφηση. Τα σφάλματα έχουν υπολογιστεί με βάση την μετάδοση σφάλματος.

<sup>ζ</sup> Οι τιμές της στήλης υδρογόνου είναι εκφρασμένες σε:  $10^{21}$  άτομα υδρογόνου ανά τετραγωνικό εκατοστό.

<sup>η</sup> Οι μονάδες μέτρησης της ηλεκτρονικής πυκνότητας ( $\text{ne}^-$ ) είναι ηλεκτρόνια ανά κυβικό εκατοστό ( $\text{e cm}^{-3}$ )

Παρατηρώντας τα οπτικά φάσματα όλων των σχισμών (Σχήμα 3.5) καθώς και τα αποτελέσματα (Πίνακας 3.4) βλέπουμε ότι στις περισσότερες περιοχές το αέριο έχει θερμανθεί από κύματα shock αφού ο λόγος των εκπεμπόμενων γραμμών θείου ([S II]) ως προς την γραμμή υδρογόνου (Hα), είναι μεγαλύτερος από την τιμή 0.4 ([S II]/Hα > 0.4, Mathewson & Clarke 1973). Υπάρχουν βέβαια και περιοχές όπου ο λόγος αυτός είναι περίπου ίσος με 0.3, ενώ μόνο στην Σχισμή 5, Θέση 1, ο λόγος

αυτός είναι ίσος με 0.2 πράγμα που υποδηλώνει ότι η εκπομπή ακτινοβολίας πιθανότατα να προέρχεται από τον φωτοϊονισμό μιας περιοχής Η II.

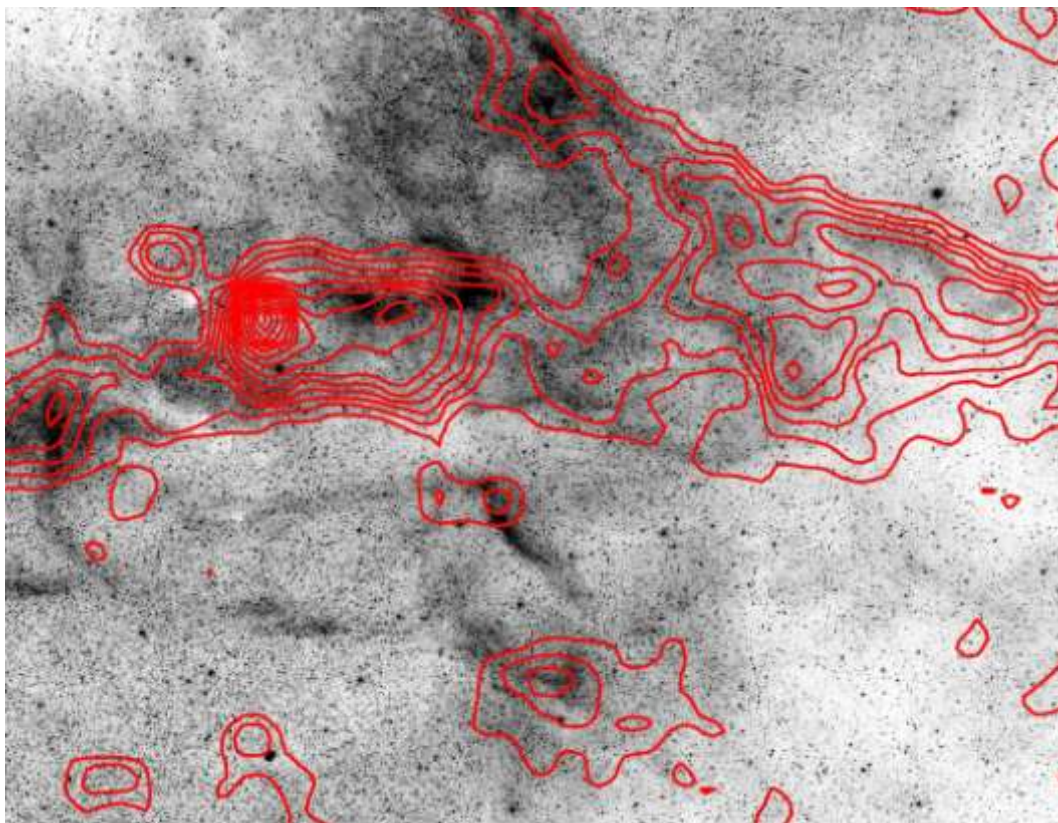
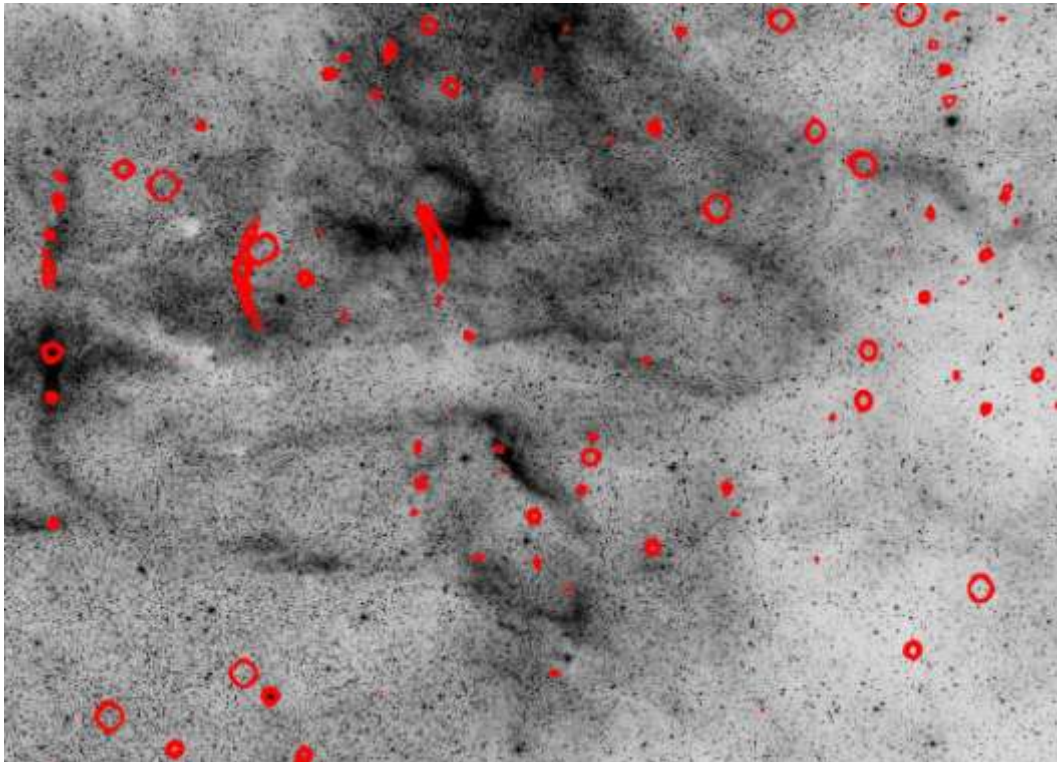
Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζεται σε όλες τις θέσεις της Σχισμής 1 (οι οποίες προέρχονται από την Περιοχή 7), μιας και είναι τα μοναδικά φάσματα που παρουσιάζουν απαγορευμένες γραμμές εκπομπής οξυγόνου ([O III]), πράγμα που προϋποθέτει υψηλές ταχύτητες του κύματος shock (σε σχέση με τις υπόλοιπες νηματοειδή περιοχές) οι οποίες ξεπερνούν τα  $100 \text{ km sec}^{-1}$  (Raymond et al. 1988, Osterbrock & Ferland 2006). Η απουσία των απαγορευμένων γραμμών οξυγόνου από τα υπόλοιπα φάσματα, δηλώνει είτε ότι οι ταχύτητες των κυμάτων shock των υπολοίπων περιοχών είναι χαμηλές και δεν μπορούν να ιονίσουν τα άτομα οξυγόνου, είτε δεν υπάρχει οξυγόνο στις περιοχές αυτές.

Η ύπαρξη στα φάσματα της γραμμής Ηβ, μας επιτρέπει να υπολογίσουμε την απορρόφηση που υφίσταται η εκπεμπόμενη ακτινοβολία από το μεσοαστρικό υλικό, καθώς και να υπολογίσουμε την πυκνότητα της στήλης υδρογόνου που υπεισέρχεται μεταξύ εμάς και των περιοχών αυτών, το οποίο είναι και μια ένδειξη της απόστασης που βρίσκονται τα πιθανά υπολείμματα υπερκαινοφανών. Όλοι οι υπολογισμοί παρατίθενται στην Παράγραφο 3.4.

### 3.3.3 Αποτελέσματα από άλλα μήκη κύματος.

#### Ραδιοκύματα

Προκειμένου να μελετηθούν το δυνατόν καλύτερα οι νηματοειδείς δομές των περιοχών αυτών, εξετάστηκαν εικόνες και σε άλλα μήκη κύματος, κάνοντας χρήση δεδομένων από αστροφυσική βάση δεδομένων (database). Οι εικόνες στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος πάρθηκαν από το 100 μέτρων ραδιοτηλεσκόπιο Effelsberg που βρίσκεται στην Γερμανία στις συχνότητες 1400 MHz και 4850 MHz (οι οποίες εμπεριέχονται στη βάση δεδομένων <http://www.effelsberg.homepage.com>). Αυτή η επιλογή του ραδιοτηλεσκοπίου έγινε λόγω της μεγαλύτερης διακριτικής ικανότητας που παρουσιάζουν οι εικόνες σε σχέση με άλλες βάσεις δεδομένων. Στο παρακάτω σχήμα παρουσιάζονται οι συνδυασμοί των ραδιοφωνικών εικόνων με την εικόνα Ηα στο οπτικό μέρος του φάσματος.

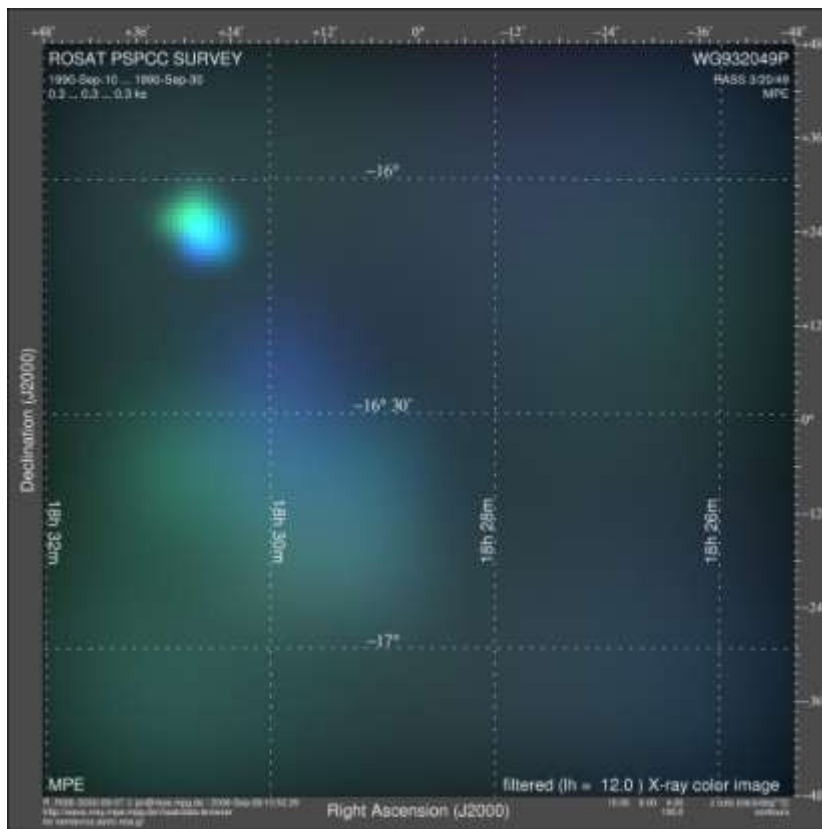


Σχήμα 3.6 Συνδυασμός εικόνων μεταξύ της οπτικής εικόνας (προερχόμενη από την γραμμή εκπομπή H $\alpha$ ) και των ισόφωτων που εξήχθησαν από τις ραδιοεικόνες στα 1400 MHz (επάνω) και 4850 MHz (κάτω). Οι ισόφωτες και στις δύο εικόνες είναι γραμμικές με ροές από  $10^{-3}$  Jy/beam έως  $3 \times 10^{-3}$  Jy/beam για τα 1400 MHz ενώ για τα 4850 MHz οι ροές κυμαίνονται από 0.02 έως 0.3 Jy/beam. Από την σύγκριση των εικόνων γίνεται εμφανές ότι η Περιοχή 6 έχει έντονη εκπομπή στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος, ενώ οι υπόλοιπες περιοχές ταυτίζονται μερικώς με τη ραδιοφωνική εκπομπή. Εξαιρέση αποτελεί η Περιοχή 2 η οποία δεν εμφανίζει εκπομπή στο ράδιο.

Παρατηρώντας τις εικόνες στα ραδιοκύματα διαπιστώνουμε ότι σε ολόκληρη την περιοχή υπάρχει έντονη ακτινοβολία στην συχνότητα 4850 MHz η οποία γίνεται εντονότερη στην Περιοχή 6 (η οποία είναι ένα γνωστό υπόλειμμα υπερκαινοφανούς G16.2-2.7 που ανακαλύφθηκε στην συχνότητα 1400 MHz, Trushkin 1999). Οι περιοχές 1, 3, 4, και 5 έχουν εκπομπή σε αυτή την συχνότητα, η οποία ταυτίζεται μόνο με κάποιες νηματοειδείς δομές και όχι με ολόκληρες τις περιοχές. Ελέγχοντας και την εικόνα στην συχνότητα 1400 MHz, βλέπουμε ότι υπάρχουν διάχυτες πηγές σε ολόκληρη την περιοχή (εκτός της Περιοχής 6) , ενώ υπάρχει μεγάλη πιθανότητα η Περιοχή 7 να εκπέμπει σε αυτή την συχνότητα, (λόγο της ύπαρξης εκπομπής στην εικόνα, έστω και εστιασμένη).

### Ακτίνες X

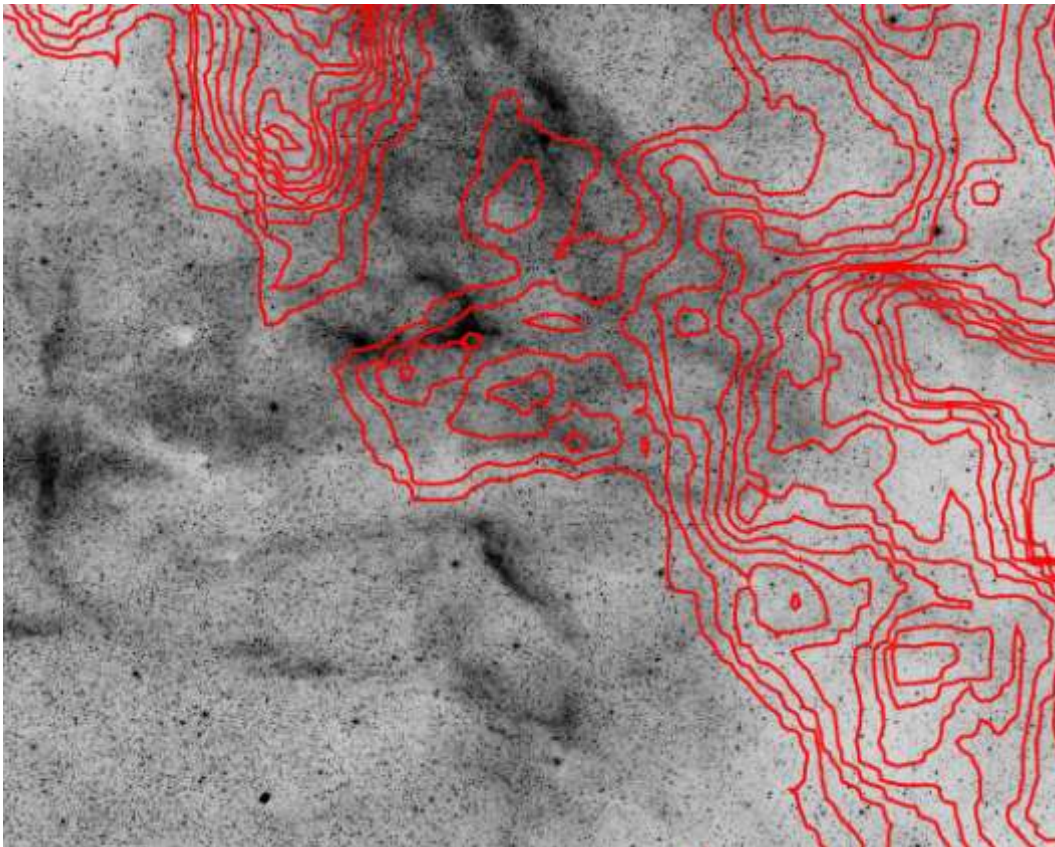
Σε ολόκληρη την περιοχή επικρατεί μια διάχυτη εκπομπή ακτινοβολίας X, η οποία όμως δεν είναι ικανή να προσδιορίσει το είδος της πηγής (Σχήμα 3.7). Εξαιρεση αποτελεί η βορειοανατολική περιοχή όπου παρουσιάζεται μια έντονη εκπομπή ακτινοβολίας X, το οποίο όμως δεν έχει εκπομπή στο οπτικό μήκος κύματος. Η εικόνα προέρχεται από το διαστημικό τηλεσκόπιο ROSAT.



Σχήμα 3.7 Εικόνα ακτίνων-X με πεδίο 1.5 τετραγωνικών μοιρών, όπως πάρθηκε από τον δορυφόρο ROSAT συνδυάζοντας τις ακτίνες-X όλων των ενεργειών. Στην εικόνα φαίνεται η διάχυτη ακτινοβολία που υπάρχει στην περιοχή, καθώς και η έντονη πηγή στο βορειοανατολικό μέρος της εικόνας η οποία δεν εμφανίζεται στο οπτικό φάσμα.

### Υπέρυθρη Ακτινοβολία

Όπως και στην εκπεμπόμενη ακτινοβολία X από την περιοχή, και στο υπέρυθρο μέρος του φάσματος υπάρχει διάχυτη ακτινοβολία στα 12, 25, 60 και 100 μικρόμετρα. Χαρακτηριστική είναι η εικόνα του Σχήματος 3.8 όπου παρουσιάζεται η περιοχή όπως φαίνεται στην γραμμή εκπομπής Ηα, πάνω στην οποία υπάρχουν οι ισόφωτες γραμμές στο υπέρυθρο στα 60  $\mu\text{m}$  (ακτινοβολία στην οποία εκπέμπει η ζεστή σκόνη). Στην εικόνα αυτή παρατηρούμε ότι η σκόνη υπάρχει στις Περιοχές 4, 5 και 6 ενώ υπάρχει και στο βόρειο μέρος της Περιοχής 3. Οι Περιοχές 1,2 και 7 δεν παρουσιάζουν εκπομπή σε αυτά τα μήκη κύματος. Οι υπέρυθρες εικόνες πάρθηκαν από την δικτυακή βάση δεδομένων του διαστημικού τηλεσκοπίου IRAS που βρίσκεται στον ιστότοπο Skyview.



**Σχήμα 3.8** Εικόνα της ευρύτερης περιοχής στη γραμμή εκπομπής Ηα, όπου πάνω υπάρχουν οι ισόφωτες της υπέρυθρης ακτινοβολίας από τον IRAS στα 60  $\mu\text{m}$  εκτεινόμενες γραμμικά από τα 85 MJy/sr έως τα 155 MJy/sr.

Έχοντας συγκεντρώσει τα αποτελέσματα από τις οπτικές εικόνες, τα φάσματα καθώς και εικόνες από άλλα μήκη κύματος, μπορούν να εξαχθούν χρήσιμα αποτελέσματα για ολόκληρη την περιοχή.

### **3.4 Ανάλυση αποτελεσμάτων.**

Ολόκληρη η περιοχή παρατηρήθηκε από τον Trushkin (1999) στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος και μόνο στην συχνότητα των 1400 MHz (που αποτελεί την γραμμή 21 cm του υδρογόνου), αποκαλύπτοντας την ύπαρξη ενός υπολείμματος υπερκαινοφανούς, του G16.2-2.7 (όπως φαίνεται καθαρά στην πάνω εικόνα του Σχήματος 3.6). Μέσα από την παρούσα εργασία, για πρώτη φορά πάρθηκαν οπτικές εικόνες της ευρύτερης περιοχής σε διάφορες γραμμές εκπομπής (H $\alpha$ + [N II], [O III] και [S II]) καθώς και φάσματα σε αρκετές περιοχές που παρουσίαζαν μορφολογικό ενδιαφέρον στις υπάρχουσες νηματοειδείς δομές. Παράλληλα συγκεντρώθηκαν και παρατηρήσεις σε άλλα μήκη κύματος από τηλεσκόπια τα οποία χρησιμοποιήθηκαν για την χαρτογράφηση του ουρανού.

#### **3.4.1 Ανάλυση αποτελεσμάτων στα διάφορα μήκη κύματος.**

Η διάχυτη εκπομπή ακτίνων – X στο νοτιοδυτικό μέρος της περιοχής και η παντελής έλλειψη στο υπόλοιπο τμήμα της (Σχήμα 3.7), μας επιτρέπει να υποθέσουμε ότι πιθανόν τα κύματα shock που δημιουργήθηκαν κατά την έκρηξη του υπερκαινοφανούς, απέκτησαν πολύ χαμηλή θερμοκρασία ή ότι ολόκληρη η περιοχή περιέχει χαμηλής πυκνότητας μεσοαστρικό υλικό (Boumis et al. 2009). Η χαμηλή περιεκτικότητα υλικού επισημαίνεται και από την παρατήρηση των εικόνων στο υπέρυθρο (Σχήμα 3.8) μιας και μόνο στο βορειοανατολικό τμήμα της ευρύτερης περιοχής παρατηρείται εκπομπή ακτινοβολίας από τη σκόνη. Εξετάζοντας τις περιοχές στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος, βλέπουμε ότι δεσπόζουσα θέση κατέχει το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς G16.2-2.7 και στις δύο συχνότητες (στα 1400 και 4850 MHz, Σχήμα 3.6), το οποίο όμως ταυτίζεται σε μια περιοχή μόνο με την ακτινοβολία του οπτικού μέρους (αριστερά της Περιοχής 6). Η Περιοχή 1 εμφανίζει εκπομπή στην συχνότητα 4850 MHz σε δύο σημεία, στο νότιο άκρο της, αλλά και στο βόρειο (το οποίο είναι και σημείο όπου συμπίπτει μορφολογικά στο οπτικό με τις Περιοχές 2 και 3) ενώ η Περιοχή 7 εκπέμπει μόνο στη συχνότητα 1400 MHz. Τέλος η Περιοχή 5 εμφανίζει μια έντονη εκπομπή στο βόρειο τμήμα της, η οποία βρίσκεται σε πολύ ικανοποιητική ταύτιση με την νηματοειδή δομή που εμφανίζει και στο οπτικό.



### 3.4.2 Αποτελέσματα από τις γραμμές εκπομπής $H\alpha+[N II]$ και $[S II]$

Οι εικόνες στις γραμμές εκπομπής  $H\alpha+[N II]$  είναι οι καλύτερες δυνατές που μπορούν να προσδιορίσουν δομές και μορφολογίες σε υπολείμματα υπερκαινοφανών. Ο λόγος είναι επειδή η γραμμή  $H\alpha$  (καθώς και η  $[S II]$ ) για να εκπεμφθεί, χρειάζεται ηλεκτρόνια χαμηλής ενέργειας, τα οποία υπάρχουν σε περιοχές κρύες αρκετά πίσω από το μέτωπο του κύματος shock (Osterbrock & Ferland 2006, Γούδης 2007). Οι εικόνες που πάρθηκαν, στις γραμμές εκπομπής  $H\alpha+[N II]$  και  $[S II]$  (Σχήμα 3.1 και 3.4 αντίστοιχα), δείχνουν να είναι πανομοιότυπες, παρά το γεγονός ότι η εικόνα στις γραμμές  $[S II]$  έχει πολύ μικρότερη ροή σε σχέση με την εικόνα σε  $H\alpha+[N II]$ . Επιπλέον, και οι δύο εικόνες δείχνουν νηματοειδείς δομές οι οποίες προέρχονται από την σάρωση του μεσοαστρικού υλικού από ένα (ή περισσότερα) μέτωπο shock. Λόγω ότι η μορφολογία των νηματοειδών δομών παρουσιάζονται σαν ελλείψεις, και λαμβανομένου υπόψη την εκπομπή της ακτινοβολίας και στα άλλα μήκη κύματος, καθορίσαμε έξι (6) τις περιοχές που αντιπροσωπεύουν έξι πιθανά υπολείμματα υπερκαινοφανών τα οποία παρουσιάζονται στο Σχήμα 3.3 καθώς και στον Πίνακα 3.3. Μετρώντας τις λαμβανόμενες ροές, βρήκαμε ότι ο λόγος του  $[S II]$  ως προς  $H\alpha$  σε τμήματα αυτών των δομών και κοντά στις περιοχές όπου πάρθηκαν τα φάσματα, κυμαίνεται από 0.4 έως 1.1, γεγονός που υποδηλώνει ότι η εκπεμπόμενη ακτινοβολία προέρχεται από κρουστική διέγερση (την παρουσία δηλαδή κύματος shock) και όχι από φωτοϊονισμό (Osterbrock & Ferland 2006).

### 3.4.3 Αποτελέσματα από τις γραμμές εκπομπής $[O III]$ .

Μελετώντας τόσο τις εικόνες όσο και τα φάσματα που πάρθηκαν στις περιοχές, παρατηρούμε ότι εκτός μιας θέσης (Σχισμή 1), δεν εμφανίζεται αλλού η απαγορευμένη γραμμή οξυγόνου ( $[O III]$ ). Η εκπομπή αυτής της γραμμής, η οποία θεωρείται γραμμή μεσαίου ιονισμού, απαιτεί υψηλής ενέργειας ηλεκτρόνια προκειμένου να ιονίσει το άτομο του οξυγόνου και να παράγει αυτές τις γραμμές. Τέτοιας ενέργειας ηλεκτρόνια βρίσκονται σε περιοχές που είναι πολύ κοντά στο μέτωπο του κύματος shock, καθώς καθίσταται αδύνατη η εκπομπή τους από ένα

χαμηλής ταχύτητας κινούμενο shock σε περιοχές με ιονισμένο αέριο ή από ένα ταχέως κινούμενο shock σε περιοχές με ουδέτερο αέριο (Cox & Raymond 1985, Γούδης 2007).

Αντίθετα με ολόκληρη την περιοχή όπου δεν εμφανίζεται εκπομπή οξυγόνου, η ύπαρξη έντονης εκπομπής της απαγορευμένης γραμμής μόνο στην Περιοχή 6, υποδηλώνει ότι μόνο σε αυτή την περιοχή έχουμε ένα ταχέως κινούμενο κύμα shock, ή ότι μόνο αυτή η περιοχή είναι πυκνή σε αέριο και σκόνη (κάτι όμως που δεν παρατηρείται από τις εικόνες στο υπέρυθρο).

### 3.4.4 Αποτελέσματα από την ανάλυση των φασμάτων.

Η λήψη φασμάτων σε οχτώ διαφορετικές περιοχές που εμφανίζουν δομές στην ευρύτερη περιοχή, μας επιτρέπει να υπολογίσουμε κάποιες από τις ιδιότητες των περιοχών αυτών. Η ύπαρξη της γραμμής H $\beta$ , μας επιτρέπει να υπολογίσουμε την λογαριθμική μεσοαστρική απορρόφηση της ακτινοβολία συγκρίνοντας τον εργαστηριακό λόγο των γραμμών με τον παρατηρούμενο (Kaler 1976) και προκύπτει από την παρακάτω σχέση:

$$c(H\beta) = \frac{1}{0.348} \log((H\alpha / H\beta)_{obs} / 2.85) \quad (3.1)$$

όπου  $(H\alpha/H\beta)_{obs}$  είναι ο λόγος των ροών των γραμμών υδρογόνου που έχουμε παρατηρήσει. Χρησιμοποιώντας την καμπύλη απορρόφησης του Kaler (1976), διορθώσαμε τις γραμμές εκπομπής που φαίνονται στην στήλη I στον Πίνακα 3.4 (Shaw & Dufour 1995). Θα πρέπει να σημειωθεί ότι στον υπολογισμό λάβαμε υπόψη τα σφάλματα που παρουσιάστηκαν κατά την εξαγωγή των ροών των γραμμών χρησιμοποιώντας την μετάδοση σφάλματος. Ο υπολογισμός του δείκτη χρώματος υπολογίστηκε από την σχέση:

$$E(B-V) = 0.664 \cdot c(H\beta) \quad (3.2)$$

λαμβάνοντας υπόψη και τη μετάδοση σφάλματος (Kaler 1976, Aller 1984).

Έχοντας υπολογίσει τον δείκτη χρώματος  $E(B-V)$  (όπως φαίνεται στον Πίνακα 3.4), μπορούμε να υπολογίσουμε την στήλη πυκνότητας υδρογόνου (column density) χρησιμοποιώντας την στατιστική σχέση:

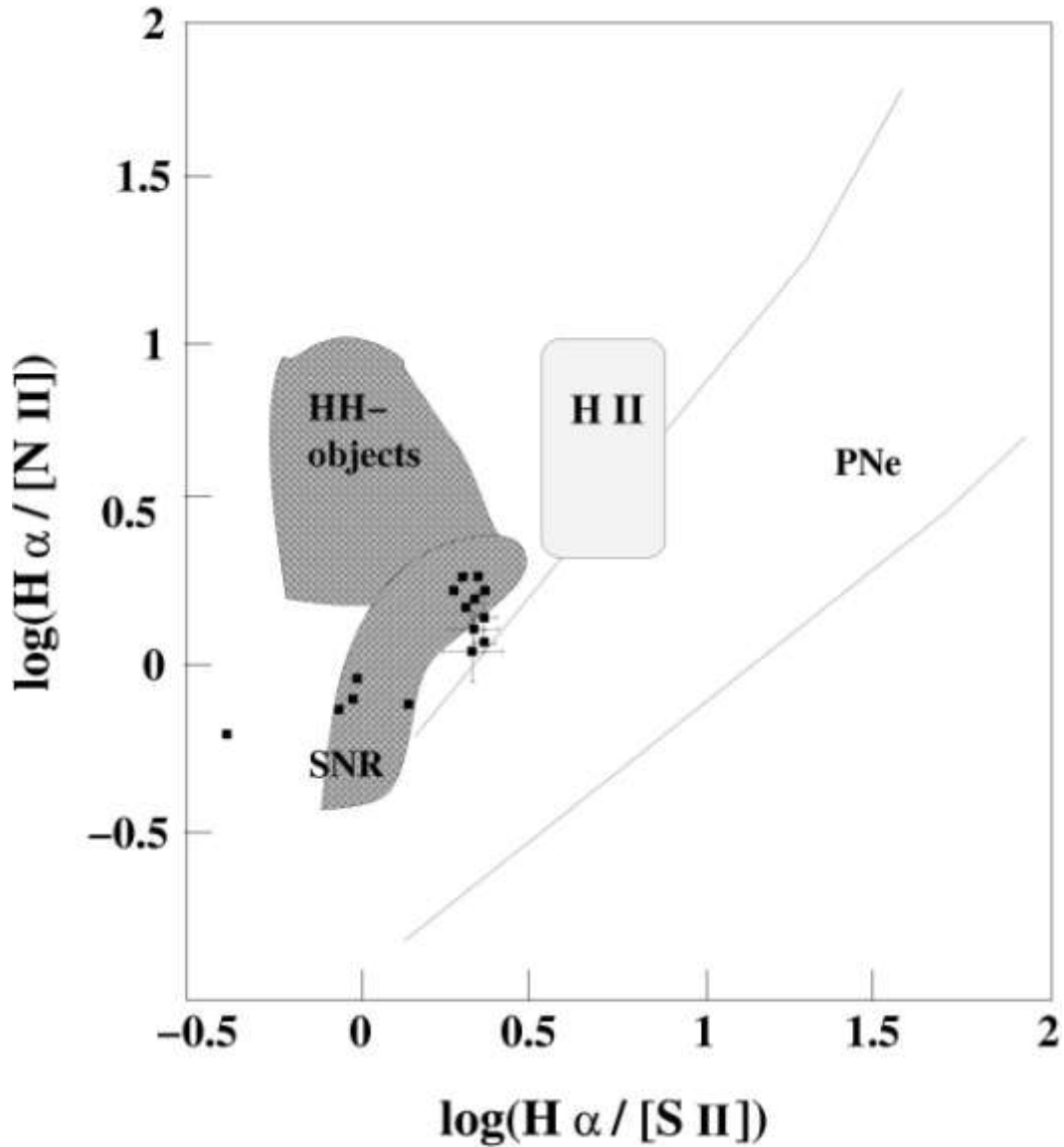
$$N_H = 5.4(\pm 0.1) \cdot 10^{21} E(B-V) \quad \text{cm}^{-2} \quad (3.3)$$

όπως αναφέρεται στην εργασία των Pradahl & Schmitt (1995) η οποία συνδέει την πυκνότητα της στήλης υδρογόνου με τον δείκτη χρώματος (τα αποτελέσματα της οποίας αναγράφονται στον Πίνακα 3.4).

Μετρώντας την ροή που λαμβάνουμε από τις γραμμές Ha και [S II] και δημιουργώντας τον λόγο τους ([S II]/Ha), παρατηρούμε ότι αυτός είναι στις περισσότερες περιοχές μεγαλύτερος από 0.45, το οποίο υποδηλώνει ότι η οπτική εκπομπή προέρχεται από περιοχές που το αέριο έχει θερμανθεί από μέτωπα κύματος shock (Fesen et al. 1997). Θα πρέπει να επισημανθεί ότι για τιμές του λόγου του θείου ως προς Ha μεταξύ των περιοχών 0.4 έως 0.5, βρίσκονται στο κατώτερο όριο του χαρακτηρισμού μιας περιοχής ως υπολείμματος υπερκαινοφανούς, (Fesen et al. 1985; Raymond et al. 1988; Smith et al. 1993). Υπάρχουν βέβαια και περιοχές όπου ο λόγος αυτός είναι περίπου ίσος με 0.3, ενώ μόνο στη σχισμή Σχισμή 5 Θέση 1, ο λόγος αυτός είναι περίπου ίσος και 0.2, πράγμα που υποδηλώνει ότι η εκπομπή ακτινοβολίας πολύ πιθανόν να προέρχεται από τον φωτοϊονισμό μιας περιοχής H II, αφού στις περιοχές αυτές ο λόγος είναι μικρότερος από 0.35, ενώ για τις περισσότερες περιοχές H II ο λόγος είναι περίπου 0.2 (Hunter et al. 1992).

Ο λόγος των γραμμών εκπομπών του θείου ως προς την γραμμή Ha αποτελεί ένα πρώτο κριτήριο για τον διαχωρισμό περιοχών H II από υπολείμματα υπερκαινοφανών. Επειδή όμως οι απαγορευμένες γραμμές εκπομπής τόσο του θείου όσο και του αζώτου είναι πολύ πιο ισχυρές στα υπολείμματα υπερκαινοφανών (λόγω της διαφορετικής φύσης της προέλευσης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας, Osterbrock & Ferland 2006), για να αποφανθούμε για το είδος των νεφελωμάτων, χρησιμοποιήθηκε ένα διαγνωστικό διάγραμμα (Sabbadin et al. 1977) βάσει του οποίου πραγματοποιήσαμε την γραφική παράσταση του λογαρίθμου του λόγου του Ha ως προς το άζωτο, σε σχέση με τον λογάριθμο του λόγου του Ha ως προς το θείο (Σχήμα 3.9, Sabbadin et al. 1977). Στο σχήμα αυτό παρουσιάζονται τέσσερις περιοχές όπου το μεγαλύτερο μέρος το καταλαμβάνουν τα πλανητικά νεφελώματα (PNe περιοχή μεταξύ των δύο συνεχόμενων γραμμών), στο κέντρο του σχήματος παρουσιάζεται η περιοχή των H II (με ανοιχτό γκρι χρώμα), στο πάνω δεξιά η περιοχή που περιέχει αντικείμενα Herbig-Haro (HH τα οποία είναι μικρά ιδιόμορφα νεφελώματα που βρίσκονται κοντά σε περιοχές αστρογένεσης, σε υπέρυθρες πηγές ή σε εκτεταμένα μοριακά νέφη και χαρακτηρίζονται από αμυδρή ακτινοβολία Ha και

ισχυρή εκπομπή [S II] προερχόμενη από κρουστική διέγερση καθώς και παρουσία [N II], Γούδης 2007), ενώ την τέταρτη μικρότερη περιοχή καταλαμβάνουν τα υπολείμματα υπερκαινοφανών (SNR). Οι περιοχές των φασμάτων που λάβαμε, εμφανίζονται με μαύρα τετράγωνα, ενώ μόνο στις περιοχές που βρίσκονται εκτός της περιοχής των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών, τοποθετήθηκαν μπάρες σφάλματος,



Σχήμα 3.9 Παρουσίαση διαγνωστικού διαγράμματος, όπου με μαύρα τετράγωνα παρουσιάζονται οι περιοχές με τα πιθανά υπολείμματα υπερκαινοφανών (Sabbadin et al. 1977, Cantó 1981).

ώστε ναδειχθεί ότι και αυτές οι περιοχές, πιθανότερο να ανήκουν στα υπολείμματα υπερκαινοφανών. Το μοναδικό σημείο που βρίσκεται εκτός περιοχής (Σχισμή 1, Θέση 3), εμφανίζει πολύ υψηλή περιεκτικότητα σε θείο ενώ η περιεκτικότητα του σε άζωτο είναι φυσιολογική για υπόλειμμα υπερκαινοφανούς πράγμα που καθιστά την περιοχή αυτή πιθανότατα ως υπόλειμμα υπερκαινοφανούς και όχι μια περιοχή HH,

(μιας και ο λόγος του υδρογόνου ως προς το άζωτο θα ήταν αρκετά υψηλότερες). Επιπλέον η υψηλή ροή ακτινοβολίας στο [O III] υποδηλώνει υψηλές ταχύτητες στο κύμα shock, το οποίο ενδεχομένως να έχει ιονίσει πλήρως το υδρογόνο, κάνοντας έτσι τον λόγο H $\alpha$ /[S II] αρκετά χαμηλό.

Μια άλλη ισχυρή ένδειξη ότι οι φασματικές γραμμές εκπομπής προέρχονται από περιοχές όπου το αέριο έχει θερμανθεί από κύμα shock είναι και η ύπαρξη της απαγορευμένης γραμμής [O I] (Osterbrock & Ferland 2006).

Η ύπαρξη και των δύο γραμμών θείου (με μήκη κύματος 6716 Å και 6731Å) μας επιτρέπει να υπολογίσουμε την ηλεκτρονιακή πυκνότητα στην κάθε περιοχή λόγω του διαφορετικού χρόνου που παραμένουν τα ηλεκτρόνια στην μετασταθή στάθμη (Osterbrock & Ferland 2006). Χρησιμοποιώντας το διάγραμμα του Kaler (1986), υπολογίσαμε τις πυκνότητες ηλεκτρονίων στις υποψήφιες περιοχές, των οποίων οι τιμές είναι κάτω από 250 άτομα cm<sup>-3</sup> (Πίνακας 3.4, Osterbrock & Ferland 2006). Υπολογίζοντας και τα στατιστικά σφάλματα που υπεισέρχονται στους υπολογισμούς καταλήξαμε στο γεγονός ότι ηλεκτρονιακή πυκνότητα είναι μικρότερη από 300 άτομα cm<sup>-3</sup> (Shaw & Dufour 1995).

### **3.5 Μορφολογία της ευρύτερης περιοχής**

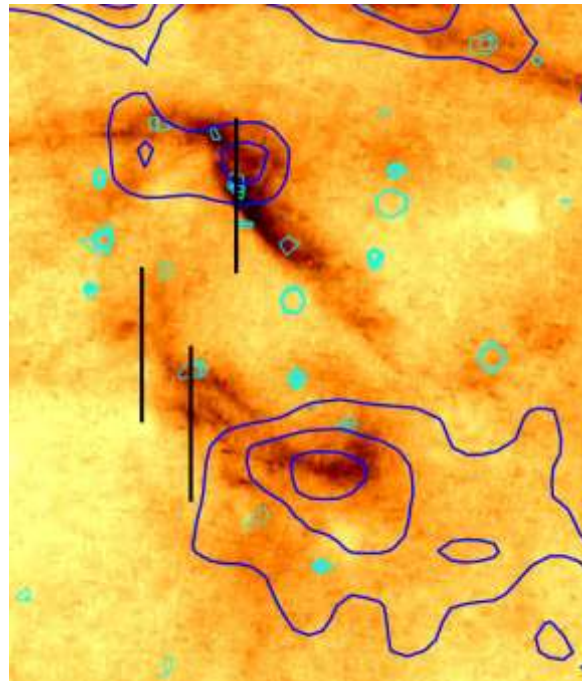
Στην περιοχή αυτή που βρίσκεται στον αστερισμό του Τοξότη, παρουσιάζεται μια πολύπλοκη μορφολογική δομή στο οπτικό μέρος του φάσματος, με ισχυρή εκπομπή στην γραμμή H $\alpha$ . Στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος, την πιο έντονη εκπομπή παρουσιάζει το γνωστό υπόλειμμα υπερκαινοφανούς G16.2-2.7 (Trushkin 1999), ενώ εκπομπή παρουσιάζεται στο νότιο μέρος της περιοχής και στο βορειοανατολικό. Στις ακτίνες – X δεν εμφανίζεται κάποια έντονη εκπομπή, παρά μόνο διάχυτη ακτινοβολία, ενώ στο υπέρυθρο μέρος του φάσματος εκπομπή παρουσιάζεται μόνο στο βόριο και βορειοανατολικό τμήμα της περιοχής. Από τις εικόνες αυτές (ακτίνες – X και υπέρυθρο), δεν μπορούν να εξαχθούν ασφαλή συμπεράσματα. Τέλος, μέσα από αυτή την εργασία, για πρώτη φορά παρουσιάστηκαν σε αυτή την περιοχή, εικόνες από μια CCD κάμερα, στις οποίες έχει καταγραφεί η ροή ακτινοβολίας στις γραμμές εκπομπής H $\alpha$ + [N II], [S II] και [O III], φάσματα σε οχτώ διαφορετικές περιοχές, ενώ παράλληλα (μέσα από τις εικόνες) έχουν

καταγραφεί και οι έντονες νηματοειδείς δομές σε αρκετά μέρη της ευρύτερης περιοχής.

Βασιζόμενοι στις οπτικές εικόνες αλλά και στα φάσματα, και χρησιμοποιώντας βοηθητικά εικόνες χαμηλής ανάλυσης που ελήφθησαν στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος (στα 4850 MHz και στα 1400 MHz), καταλήξαμε μορφολογικά σε έξι περιοχές όπου πιθανόν να αποτελούν έξι νέα υπολείμματα υπερκαινοφανών.

### 3.5.1 Περιοχή 1 (G15.7-2.6).

Η Περιοχή 1 αποτελεί το πρώτο πιθανό υπόλειμμα υπερκαινοφανούς, παρουσιάζοντας μια έντονη ελλειψοειδής μορφή (Σχήμα 3.10). Στην περιοχή αυτή έχουν παρθεί τρία φάσματα (μαύρες κάθετες γραμμές), ενώ στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος<sup>1</sup> (μπλε ισόφωτες γραμμές για τα 4850 MHz και κυανές ισόφωτες για τα 1400 MHz) παρουσιάζει εκπομπή στο νότιο (ισχυρή εκτεταμένη εκπομπή) και βόριο τμήμα του μόνο στα 4850 MHz. Αντίθετα στην ραδιοφωνική συχνότητα των 1400



Σχήμα 3.10 Περιοχή 1 (G15.7-2.6) όπως παρουσιάζεται στις γραμμές H $\alpha$ + [N II]. Οι μαύρες κάθετες γραμμές αποτελούν τις θέσεις των φασμάτων που λάβαμε (Σχισμή 1,2 και 3 από κάτω προς τα επάνω), οι μπλε γραμμές παρουσιάζουν τις ισόφωτες στα 4850 MHz, ενώ οι κυανές στις ισόφωτες στα 1400 MHz.

MHz δεν παρατηρείται κάποια έντονη εκτεταμένη εκπομπή, παρά μόνο σημειακές (κυρίως πάνω στην βόρεια νηματοειδή δομή), καθιστώντας

<sup>1</sup> Πληροφορίες για το βήμα των ισόφωτων γραμμών αναφέρονται στο Σχήμα 3.6 καθώς και την Παράγραφο 3.3.3.

Σχισμή 1, ανατολικά η Σχισμή 2 και βόρεια η Σχισμή 3) δηλώνουν ότι προέρχονται από περιοχές υπολειμμάτων υπερκαινοφανούς μιας και ο λόγος των γραμμών εκπομπής του θείου ως προς το Ηα είναι μεγαλύτερος από το 0.4. Εξαιρέση αποτελούν στην Σχισμή 2 οι θέσεις 1 και 5 (στο νοτιότερο άκρο της σχισμής και στο βορειότερο άκρο αντίστοιχα) όπου αυτός ο λόγος είναι ίσος με 0.36. Ο λόγος αυτός, βρίσκεται στο υψηλότερο όριο για περιοχές H II και το χαμηλότερο για περιοχές υπολειμμάτων υπερκαινοφανών (Fesen et al. 1985, Smith et al. 1993, Hunter et al. 1992). Λαμβάνοντας υπόψη τα σφάλματα που υπεισέρχονται αλλά και τις εκπομπές αζώτου, (Sabbadin et al. 1977, Σχήμα 3.9) μπορούμε να ισχυριστούμε ότι και οι περιοχές αυτές πιθανότατα να ανήκουν σε υπόλειμμα υπερκαινοφανούς. Άλλωστε η χαμηλή ηλεκτρονιακή πυκνότητα που παρουσιάζεται σε όλα τα φάσματα ( $<300$  ηλεκτρόνια  $\text{cm}^{-3}$ ) υποδηλώνει την ύπαρξη (ή και πέρασμα) κύματος Shock (Γούδης 2007, Osterbrock & Ferland 2006).

Χρησιμοποιώντας τις οπτικές παρατηρήσεις και προσαρμόζοντας μια καμπύλη η οποία να περνά από τα σημεία που έχουμε έντονη εκπομπή σε Ηα+[N II], καταλήξαμε ότι οι συντεταγμένες του κέντρου αυτού του υπολείμματος υπερκαινοφανούς είναι R.A. 18:28:46.7, Dec. -16:30:44 ενώ οι διαστάσεις της έλλειψης είναι  $6.2 \times 20.2 \text{ arcmin}^2$ . Μετασχηματίζοντας τις συντεταγμένες αυτές σε γαλαξιακές (Αντωνακόπουλος 1997, Γούδης 1993), ονομάσαμε την πηγή αυτή G15.7-2.6.

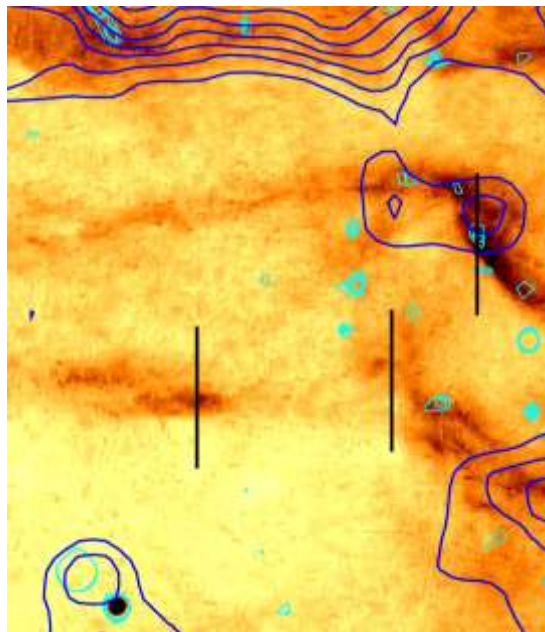
Ενδιαφέρον εμφανίζει το φάσμα της Σχισμής 1 σε όλες τις θέσεις, το οποίο δείχνει να είναι αρκετά διαφορετικό από τα άλλα δύο φάσματα, παρουσιάζοντας υψηλότερο λόγο θείου ως προς Ηα ( $[\text{S II}]/\text{H}\alpha > 1.08$ ), ενώ παράλληλα παρουσιάζονται και απαγορευμένες γραμμές οξυγόνου, (το οποίο δεν εμφανίζεται σε άλλα φάσματα) δηλώνοντας κύματα shock με ταχύτητες μεγαλύτερες των  $100 \text{ km sec}^{-1}$  (Osterbrock & Ferland 2006, Boumis et al. 2008, Mavromatakis et al. 2003). Τέλος επειδή μορφολογικά παρατηρούνται τρεις νηματοειδείς δομές, θα μελετήσουμε την περιοχή αυτή (Περιοχή 6) ξεχωριστά από την Περιοχή 1.

### 3.5.2 Περιοχή 2 (G15.8-2.7).

Η Περιοχή 2, η οποία αποτελεί το δεύτερο υποψήφιο υπόλειμμα υπερκαινοφανούς, φαίνεται στο Σχήμα 3.11 (στις γραμμές εκπομπής Ηα+[N II]).

Παρουσιάζει και αυτό ελλειψοειδή δομή από διάχυτο αέριο, έχοντας όμως δύο σημεία (νοτιοανατολική και βορειοδυτική περιοχή του) με έντονη εκπομπή. Χαρακτηριστικό αυτής της περιοχής είναι η παντελής έλλειψη εκπομπής στο ραδιοφωνικό φάσμα στα 4850 MHz, εκτός από το βορειοδυτικό τμήμα του (το οποίο μάλιστα παρουσιάζει πιθανότατα δύο πηγές εκπομπής. Οι τρεις σημειακές εκπομπές στα 1400 MHz που παρουσιάζονται στο κέντρο της περιοχής μπορεί να ανήκουν σε αυτή την περιοχή ή και στην Περιοχή 1. Η απουσία ραδιοφωνικής εκπομπής σε αυτές της συχνότητες έχει ξαναπαρατηρηθεί (Blandford & Cowie 1982, Pineault et al. 1997, Boumis et al. 2002, Mavromatakis et al. 2005) και δεν καθιστά απαγορευτική την ύπαρξη υπολείμματος υπερκαινοφανών. Βλέποντας την όλη εικόνα (Σχήμα 3.1) παρατηρούμε ότι οι περιοχές 1 και 2 αλληλοκαλύπτονται σε δύο σημεία (στα σημεία όπου έχουν παρθεί τα φάσματα) ενώ τα φάσματα και των τριών περιοχών (Σχισμή 4 ανατολικά, Σχισμή 2 στη μέση και Σχισμή 3 δυτικά) παρουσιάζουν τα ίδια περίπου αποτελέσματα. Και στην Σχισμή 4 υπάρχει θέση (βόρεια της σχισμής) όπου ο λόγος των γραμμών του θείου προς το Ηα είναι 0.35, το οποίο όμως μας δηλώνει ότι πιθανότατα να πρόκειται για τμήμα του υπολείμματος (από το διάγραμμα των Sabbadin et al. 1977, Σχήμα 3.9).

Από τις παρατηρήσεις στο οπτικό μέρος του φάσματος, και χρησιμοποιώντας εικόνες στις γραμμές εκπομπής Ηα+[N II], βρήκαμε ότι οι συντεταγμένες του κέντρου είναι R.A. 18:29:35.8, Dec. -16:27:40 ενώ οι διαστάσεις της έλλειψης είναι  $10.1 \times 25.8 \text{ arcmin}^2$ . Μετασχηματίζοντας τις συντεταγμένες αυτές σε γαλαξιακές, προέκυψε το όνομα αυτής της περιοχής ως G15.8-2.7.

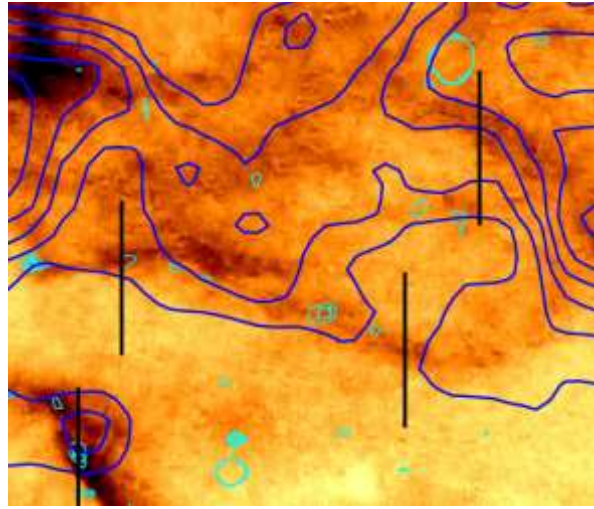


Σχήμα 3.11 Η Περιοχή 2 (G15.8-2.7) όπως παρουσιάζεται στις γραμμές Ηα+[N II]. Οι γραμμές εκφράζουν ότι και στο Σχήμα 3.10.



### 3.5.3 Περιοχή 3 (G15.8-2.2).

Η Περιοχή 3 (Σχήμα 3.13) στο οπτικό μέρος του φάσματος ( $H\alpha+[N II]$ ), παρουσιάζεται σαν ένας τόρος, έχοντας διάχυτη ακτινοβολία στο εσωτερικό του, καθώς και στο βορειοανατολικό τμήμα του, καθιστώντας δύσκολο τον προσδιορισμό του. Μελετώντας την εκπομπή ακτινοβολίας στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος, παρατηρούμε ότι η έντονη ακτινοβολία στα 4850 MHz που παρατηρείται στο βορειοδυτικό τμήμα της περιοχής, συμπίπτει με την



Σχήμα 3.12 Η Περιοχή 3 (G15.8-2.2) όπως παρουσιάζεται στις γραμμές εκπομπής  $H\alpha+[N II]$ . Οι γραμμές εκφράζουν ότι και στο Σχήμα 3.10.

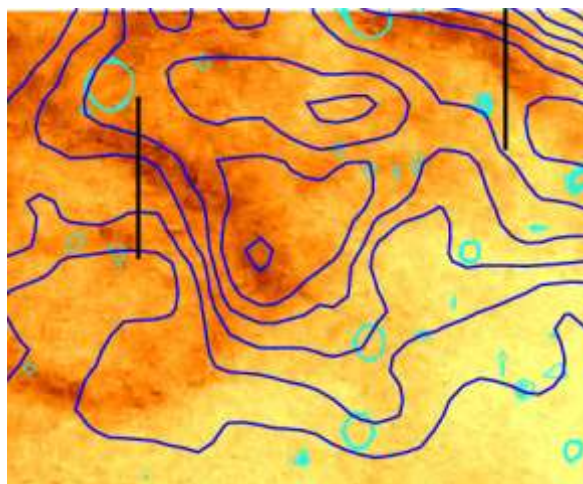
νηματοειδή δομή που εμφανίζεται στο οπτικό μέρος του φάσματος. Στη συχνότητα 1400 MHz, παρουσιάζονται μόνο διάχυτες σημειακές εκπομπές καθιστώντας αβέβαια τα συμπεράσματα. Τα φάσματα που πήραμε (από ανατολικά προς δυτικά Σχισμή 4, 5 και 6) αν και δείχνουν παρόμοιες δομές, το τελευταίο δεν παρουσιάζει ανιχνεύσιμη εκπομπή στην γραμμή  $[O I]$ . Επιπλέον το φάσμα της Σχισμής 7, Θέση 2 (που είναι η νότια περιοχή της σχισμής) παρουσιάζει μικρό λόγο στην εκπομπή του θείου ως προς την  $H\alpha$ , ενώ ακόμα και αν λάβουμε υπόψη τόσο τον λόγο του αζώτου ως προς  $H\alpha$ , όσο και τα σφάλματα που προέρχονται από την λήψη των φασμάτων, το σημείο αυτό δεν εμφανίζεται μέσα στην περιοχή των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών (διάγραμμα των Sabbadin et al. 1977, Σχήμα 3.9). Η εξήγηση που μπορεί να δοθεί για τις τιμές που προκύπτουν για το φάσμα στη Θέση 2, είναι ότι κατά την εξαγωγή του φάσματος ενδεχομένως να χρησιμοποιήθηκε σαν ακτινοβολία υποβάθρου περιοχή με διάχυτη ακτινοβολία του υπολείμματος του υπερκαινοφανούς, γεγονός που μείωσε κατά πολύ την ένταση των γραμμών του θείου. Παρότι χρησιμοποιήθηκαν αρκετές περιοχές σαν ακτινοβολία υποβάθρου, το αποτέλεσμα ήταν σχεδόν το ίδιο και ο λόγος είναι ότι η διάχυτη ακτινοβολία καλύπτει όλο το εύρος της Σχισμής 7.

Από τις παρατηρήσεις στο οπτικό μέρος του φάσματος, όπου χρησιμοποιήσαμε εικόνες στις γραμμές εκπομπής  $H\alpha+[N II]$ , καταλήξαμε ότι οι συντεταγμένες του κέντρου της Περιοχής 4 είναι R.A. 18:27:47.1, Dec. -16:11:09 ενώ οι διαστάσεις της

έλλειψης είναι  $8.1 \times 19.4 \text{ arcmin}^2$ . Μετασχηματίζοντας τις συντεταγμένες αυτές σε γαλαξιακές, προέκυψε το όνομα αυτής της περιοχής ως G15.9-2.2.

### 3.5.4 Περιοχή 4 (G15.8-1.9).

Η Περιοχή 4 (Σχήμα 3.14) στο οπτικό μέρος του φάσματος ( $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ ), έχει δύο έντονες νηματοειδείς δομές στο βορειοδυτικό μέρος της εικόνας και στο νοτιοανατολικό. Και οι δύο αυτές περιοχές έχουν έντονη ακτινοβολία στην συχνότητα 4850 MHz (η οποία ταυτίζεται με την οπτική εικόνα), ενώ στην ευρύτερη περιοχή και στη συχνότητα των 1400 MHz παρουσιάζονται μόνο διάχυτες σημειακές εκπομπές. Πάνω σε αυτές τις νηματοειδείς δομές πήραμε δύο φάσματα



Σχήμα 3.13 Η Περιοχή 4 (G15.8-1.9) όπως παρουσιάζεται στις γραμμές εκπομπής  $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ . Οι γραμμές εκφράζουν ότι και στο Σχήμα 3.10.

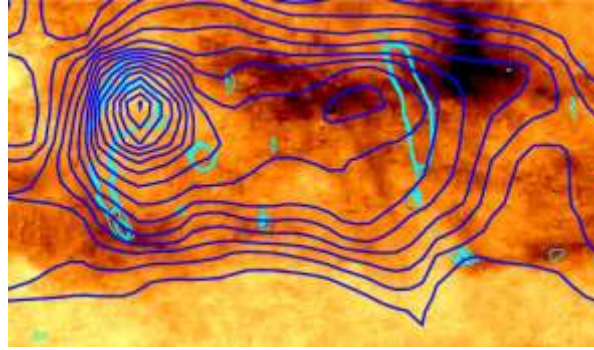
(Σχισμή 7 και 8 ανατολικά και δυτικά αντίστοιχα) τα οποία έδειξαν να είναι παρόμοια. Δεν παρουσιάζουν εκπομπή στην γραμμή  $[\text{O I}]$  ( $6300 \text{ \AA}$ ), και έχουν παρόμοιους λόγους  $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$ .

Προσαρμόζοντας μια ελλειπτική καμπύλη στην εικόνα των γραμμών εκπομπής  $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ , υπολογίσαμε ότι το κέντρο του υπολείμματος υπερκαινοφανούς έχει συντεταγμένες R.A. 18:26:30.7 κα Dec. -16:08:00 με διαστάσεις  $15.5 \times 16.7 \text{ arcmin}^2$ , δίνοντας στην υποψήφια περιοχή το όνομα G15.8-1.9.

### 3.5.5 Περιοχή 5 (G16.2-2.5).

Η Περιοχή 5 (Σχήμα 3.15) στο οπτικό μέρος του φάσματος (στις γραμμές εκπομπής  $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$  αλλά και  $[\text{S II}]$ ) παρουσιάζει μια έντονη ημιελλειπτική νηματοειδή δομή. Ολόκληρη η περιοχή παρουσιάζει έντονη ραδιοακτινοβολία στις συχνότητες 4850 αλλά και 1400 MHz. Η περιοχή αυτή (η οποία αποτελεί ένα γνωστό υπόλειμμα υπερκαινοφανούς) ανακαλύφθηκε από τον Trushkin (1999) από το κέντρο

δεδομένων RATAN-600 στη συχνότητα 1400 MHz και είναι γνωστή ως G16.2-2.7. Στην περιοχή αυτή δεν μπόρεσαν να παρθούν φάσματα λόγω της μη ύπαρξης περιοχής χωρίς διάχυτο αέριο. Πάντως οι μετρήσεις που κάναμε από τις εικόνες εκπομπής του  $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$  και  $[\text{S II}]$  σε αυτή την περιοχή, παρουσίασαν ένα λόγο



**Σχήμα 3.14** Η Περιοχή 5 (G16.2-2.5) όπως παρουσιάζεται στις γραμμές εκπομπής  $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ . Οι γραμμές εκφράζουν ότι και στο Σχήμα 3.10.

περίπου στο 0.5, υποδεικνύοντας ότι η περιοχή αυτή αποτελεί υπόλειμμα υπερκαινοφανούς. Όμως, το μεγάλο σφάλμα που υπεισέρχεται κατά τον προσδιορισμό της ροής της ακτινοβολίας από τις εικόνες εκπομπής, δεν μας επιτρέπει να το ισχυριστούμε με βεβαιότητα.

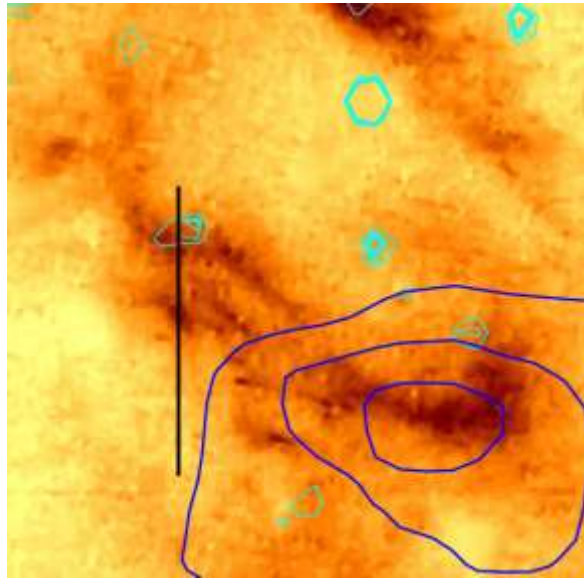
Ενδιαφέρον πάντως παρουσιάζει το γεγονός ότι η οριοθέτηση της εκπομπής στη συχνότητα 4850 MHz ταυτίζεται με την νότια ασθενή νηματοειδή δομή του υπολείμματος υπερκαινοφανούς, υποδηλώνοντας ότι η Περιοχή 5 ίσως αποτελεί ένα μόνο τμήμα του ευρύτερου υπολείμματος. Από τις παρατηρήσεις μόνο στο οπτικό μέρος του φάσματος (χωρίς να λάβουμε υπόψη τις εικόνες στο ραδιοφωνικό), όπου χρησιμοποιήσαμε εικόνες στις γραμμές εκπομπής  $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$  αλλά και  $[\text{S II}]$ , καταλήξαμε ότι οι συντεταγμένες του κέντρου της Περιοχής 6 είναι R.A. 18:29:23.0, Dec. -16:08:00 ενώ οι διαστάσεις της έλλειψης είναι  $6.0 \times 14.4 \text{ arcmin}^2$ . Μετασχηματίζοντας τις συντεταγμένες αυτές σε γαλαξιακές, προέκυψε το όνομα αυτής της περιοχής ως G16.2-2.5.

### 3.5.6 Περιοχή 6 (G15.6-2.7).

Η Περιοχή 6 (Σχήμα 3.15) αν και φαίνεται τμήμα της Περιοχής 1, εξετάστηκε ξεχωριστά, λόγω του διαφορετικού φάσματος που παρουσίασε σε σχέση με όλα τα υπόλοιπα φάσματα που λάβαμε. Στις εικόνες από το οπτικό μέρος του φάσματος (στις γραμμές εκπομπής  $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ ) παρουσιάζεται πολύπλοκη νηματοειδή δομή στο ανατολικό τμήμα της Περιοχής 1. Παρατηρούμε ξεκάθαρα τρεις νηματοειδείς δομές ενώ στην ευρύτερη περιοχή παρουσιάζονται και άλλες ανεξάρτητες (κατά πάσα πιθανότητα από αυτές της Περιοχής 1). Στο βόριο τμήμα του υποψήφιου υπερκαινοφανούς υπολείμματος, παρατηρούμε εκπομπή στο ραδιοφωνικό φάσμα στη

συχνότητα των 1400 MHz (εκπομπή μήκους κύματος 21 cm), ενώ δεν συνοδεύεται από εκπομπή στα 4850 MHz. Το φάσμα της Σχισμής 1 (σε όλες τις θέσεις) είναι το μόνο φάσμα από την ευρύτερη περιοχή που παρουσίασε γραμμές εκπομπής [O III], υποδηλώνοντας ένα κύμα shock που κινείται με ταχύτητες άνω των  $100 \text{ km sec}^{-1}$  (Mavromatakis et al. 2003, Osterbrock & Ferland 2006, Boumis et al. 2008). Το φάσμα της περιοχής, παρουσιάζει αμυδρή εκπομπή στην γραμμή H $\beta$  (σε αντίθεση με τα υπόλοιπα φάσματα) γεγονός που υποδηλώνει έντονη απορρόφηση από το μεσοαστρικό υλικό (Boumis et al. 2009), ενώ ο πολύ υψηλός λόγος [S II]/Ha  $>1.08$  καθιστούν την περιοχή αυτή ξεχωριστή από τις Περιοχές 1 και 2 οι οποίες έχουν κατά πολύ μικρότερο λόγο.

Από τις παρατηρήσεις στο οπτικό μέρος του φάσματος, όπου χρησιμοποιήσαμε εικόνες στις γραμμές εκπομπής Ha+[N II] αλλά και [O III], καταλήξαμε ότι οι συντεταγμένες του κέντρου της Περιοχής 6 είναι R.A. 18:28:53.5, Dec. -16:35:35 ενώ οι διαστάσεις της έλλειψης είναι  $2.1 \times 2.2 \text{ arcmin}^2$ . Μετασχηματίζοντας τις συντεταγμένες αυτές σε γαλαξιακές, προέκυψε το όνομα αυτής της περιοχής ως G15.6-2.7. Η ύπαρξη όμως ενός υπολείμματος υπερκαινοφανούς μέσα σε μια νηματοειδή δομή ενός άλλου, καθιστά δύσκολο τον προσδιορισμό των διαστάσεών του.



Σχήμα 3.15 Η Περιοχή 6 (G15.6-2.7) όπως παρουσιάζεται στις γραμμές εκπομπής Ha+[N II]. Οι γραμμές εκφράζουν ότι και στο Σχήμα 3.10.

### 3.6 Συμπεράσματα για την περιοχή του Τοξότη

Από την μελέτη των φασμάτων και χρησιμοποιώντας την Σχέση 3.3 (Pradahl & Schmitt 1995), υπολογίσαμε τιμές στην πυκνότητα της στήλης του υδρογόνου  $N(H)$  η οποία κυμαίνεται από  $0.75 - 4.14 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ . Αν και η τιμή των  $0.75 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  βρέθηκε στην Σχισμή 5 Θέση 1 (η οποία πιθανότατα να προέρχεται από μια περιοχή

Η II), οι τιμές αυτές βρίσκονται σε συμφωνία με τους υπολογισμούς που έγιναν σε άλλες εργασίες για την ευρύτερη περιοχή (Dickey & Lockman 1990 και Kalberla et al. 2005), και λαμβανομένου υπόψη τα υπολογισμένα σφάλματα, βρίσκονται σε συμφωνία με την εκτιμώμενη γαλαξιακή πυκνότητα στήλης του υδρογόνου. Με βάση τις υπολογισμένες τιμές και τα σφάλματά τους, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι όλη η περιοχή βρίσκεται περίπου στην ίδια απόσταση από εμάς η οποία κυμαίνεται από 6 έως 14 kpc.

Οι περισσότερες περιοχές που επιλέχθηκαν να πάρουμε φάσματα, παρατηρούμε ότι μορφολογικά μπορούν να ανήκουν σε πάνω από ένα υπόλειμμα υπερκαινοφανούς. Πάντως σχεδόν όλα τα εξαχθέντα φάσματα έχουν λόγο [S II]/Ha μεγαλύτερο από 0.35 πράγμα που υποδηλώνει ότι η ακτινοβολία προέρχεται από κρουστική διέγερση αερίου και όχι από φωτιονισμό, κάτι άλλωστε που φαίνεται και από το διάγραμμα των Sabbadin et al. (1977, Σχήμα 3.9), ενώ η ύπαρξη σε πολλά φάσματα της γραμμής [O I] ενισχύει αυτή την άποψη.

Παρατηρώντας τις περιοχές στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος, βλέπουμε ότι ενώ οι Περιοχές 1, 2, και 6 δεν διαθέτουν εκπομπή (ή εκπέμπουν σε κάποια τμήματά τους), οι Περιοχές 3, 4, και 5 έχουν έντονη εκπομπή, που σε αρκετά σημεία ταυτίζεται με την νηματοειδή δομή που παρατηρείται στις γραμμές Ha+[N II]. Η μη ύπαρξη ραδιοφωνικής εκπομπής σε αυτές τις συχνότητες στα υπολείμματα υπερκαινοφανών, είναι ένα φαινόμενο που έχει να κάνει με πολλούς παράγοντες, όπως για παράδειγμα ένα ασθενές μαγνητικό πεδίο στην ευρύτερη περιοχή, η χαμηλή πυκνότητα του μεσοαστρικού χώρου (κάτι άλλωστε που διαπιστώνεται στις περιοχές αυτές και από τις υπέρυθρες εικόνες), ή ακόμα και με συνθήκες που έχουν να κάνουν με την διασπορά του κύματος shock (ένταση, ηλικία των υπολειμμάτων κ.λ.π., Blandford & Cowie 1982, Pineault et al. 1997, Mavromatakis et al. 2005). Τέλος, μπορεί η περιοχή αυτή να έχει χαμηλής έντασης εκπομπή στο ράδιο, και να χρειαζόμαστε εικόνες υψηλότερης ανάλυσης προκειμένου να την διαπιστώσουμε. Πάντως μορφολογικά η ευρύτερη περιοχή μοιάζει με ένα άλλο πολύ εκτεταμένο υποψήφιο υπόλειμμα υπερκαινοφανούς στον Πήγασο, όπου και εκεί εμφανίζονται με μεγάλη ευκρίνεια νηματοειδείς δομές στο οπτικό μέρος του φάσματος, ενώ δεν έχει ανιχνευτεί εκπομπή στο ραδιοφωνικό μέρος (Boumis et al. 2002), αλλά και με αυτό του Περσέα που παρουσιάζει το ίδιο φαινόμενο (Mavromatakis et al. 2005). Ενδεχομένως, οι προαναφερθείσες τέσσερις περιοχές να ανήκουν σε αυτή την

κατηγορία υπολειμμάτων υπερκαινοφανών για την οποία οι Blandford & Cowie (1982) εισήγαγαν τον όρο «ραδιο-ήσυχια» (radio quiet).

Πάντως δεν θα πρέπει να μας διαφεύγει του γεγονότος ότι οι Περιοχές 1 και 2 μπορεί να αποτελούν ένα ευρύτερο ραδιο-ήσυχιο υπόλειμμα υπερκαινοφανούς. Σε αυτή την περίπτωση οι διαφορετικές καμπυλότητες που παρουσιάζουν οι νηματοειδείς δομές οφείλονται στην διαφορετική προβολή τους στον ουράνιο θόλο.

Οι Περιοχές 3, 4, και 5 παρουσιάζουν έντονη εκπομπή στο ραδιοφωνικό φάσμα, η οποία (Περιοχές 3 και 4) συμπίπτει με τις παρατηρούμενες στο οπτικό νηματοειδείς δομές. Λαμβάνοντας υπόψη και τα οπτικά φάσματα υπάρχει πιθανότητα αυτές οι δύο Περιοχές να αποτελούν τμήμα ενός μεγαλύτερου υπερκαινοφανούς υπολείμματος.

Σε αντίθεση με αυτές τις δύο περιοχές η Περιοχή 5 εμφανίζει μια καθαρά οριοθετημένη ραδιοεικόνα σε όλες τις συχνότητες, η οποία ενώ συμπίπτει στις αμυδρές νηματοειδείς δομές με την εικόνα στο οπτικό στο νότιο τμήμα της, δεν συμπίπτει με την έντονη ακτινοβολία που εκπέμπεται στο οπτικό στο βόριο τμήμα της περιοχής, το οποίο από τις φωτομετρικές παρατηρήσεις στις γραμμές εκπομπής  $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ , και  $[\text{S II}]$  έδειξε ότι πιθανόν να πρόκειται για τμήμα του υπερκαινοφανούς νεφελώματος G16.2-2.7 που ανακαλύφθηκε από τον Trushkin (1999). Η αδυναμία λήψης φάσματος στην περιοχή αυτή (λόγω απουσίας περιοχής με ακτινοβολία υποβάθρου), δεν μας επιτρέπει να παραθέσουμε ακριβή αποτελέσματα. Μία πιθανή εξήγηση για την απόκλιση της οπτικής θέσεως του G16.2-2.7 έχει να κάνει με την ευθεία οράσεώς μας και με την συγκεκριμένη γεωμετρία που διέπει την περιοχή, όπως στην περίπτωση του G34.7-0.4 (Mavromatakis et al. 2003). Μία άλλη πιθανή εξήγηση οφείλεται στο μαγνητικό πεδίο της περιοχής όπου το ιονισμένο αέριο κινείται ελικοειδώς πάνω στις μαγνητικές δυναμικές γραμμές όπως στην περίπτωση του υπερκαινοφανούς νεφελώματος W50 (Boumis et al. 2007, Παράγραφος 4.4).

Η Περιοχή 6 (όπως και η Περιοχή 5) πρέπει να αποτελεί ένα ξεχωριστό πιθανό υπόλειμμα υπερκαινοφανούς, λόγω του ότι το φάσμα αυτής της περιοχής παρουσιάζεται διαφορετικό σε σχέση με τα υπόλοιπα, διαθέτοντας εξαιρετικά υψηλό λόγο  $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$  και παρουσιάζοντας γραμμές εκπομπής  $[\text{O III}]$ . Η ύπαρξη των γραμμών  $[\text{O III}]$  (που είναι μεσαίου βαθμού ιονισμού), απαιτεί την παρουσία ενός ταχείου κινούμενου κύματος shock με ταχύτητες άνω των  $100 \text{ km sec}^{-1}$  (Mavromatakis et al. 2003, Osterbrock & Ferland 2006, Boumis et al. 2008), καθώς προϋποθέτει και την ύπαρξη οξυγόνου στην ευρύτερη περιοχή (μέσα από την οποία θα περάσει το

κύμα shock). Αρκετά από τα φάσματα που πήραμε σε διάφορες περιοχές, έδειξαν ότι υπάρχει οξυγόνο στην ευρύτερη περιοχή (γραμμή εκπομπής [O I] 6300 Å χαμηλού βαθμού ιονισμού). Οπότε, το μέτωπο του κύματος shock που πέρασε μέσα από την μεσοαστρική περιοχή, δεν είχε αρκετή ενέργεια για να το ιονίσει και να εκπέμψει [O III]. Σε αυτή την πιθανότητα πρέπει να συνυπολογιστεί και η σημειακή ραδιοπηγή στην συχνότητα των 1400 MHz (Σχήμα 3.16).

Λαμβανομένου υπόψη του γεγονότος της απορρόφησης που έχει υποστεί η γραμμή Hβ καθώς και το ότι η περιοχή αυτή έχει ισχυρή εκπομπή στο οξυγόνο (5007 Å), πιθανολογούμε ότι το υπόλειμμα αυτό βρίσκεται μεταξύ της ευθείας οράσεώς μας και της νηματοειδή δομής της Περιοχής 1 ή έστω στο ίδιο επίπεδο, γιατί σε αντίθετη περίπτωση το φάσμα στην Σχισμή 1 θα ήταν παρόμοιο με τα υπόλοιπα φάσματα.

Όπως προκύπτει, στην ευρύτερη περιοχή υπάρχουν τουλάχιστον τρία διαφορετικά υπολείμματα υπερκαινοφανών: α) το γνωστό στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος (αλλά άγνωστο στο οπτικό) G16.2-2.7, β) το μη ανακαλυφθέν G15.6-2.7 το οποίο διαθέτει τελείως διαφορετικό φάσμα από τις υπόλοιπες περιοχές, και γ) ένα τουλάχιστον ακόμα στην ευρύτερη περιοχή (μιας και τα φάσματα που παρουσιάζονται είναι παρόμοια) το οποίο μπορεί να είναι και περισσότερα από δύο. Με δεδομένο ότι αυτές οι περιοχές βρίσκονται στο ίδιο περίπου επίπεδο, μπορούμε να υποθέσουμε ότι όλη η μορφολογία της περιοχής (η οποία στο οπτικό φαίνεται πολύπλοκη και χωρίς κάποιο εμφανές κέντρο) οφείλεται σε αλληπάλληλες εκρήξεις υπερκαινοφανών, οι οποίες επιταχύνονται (σε χρόνο έκρηξης) από την συμπίεση που υφίστανται από το κύμα shock που διαχέεται στο μεσοαστρικό χώρο και διαπερνά τον αστέρα. Το όλο φαινόμενο ονομάζεται φυσαλίδα υπολειμμάτων υπερκαινοφανών (Bubble supernova remnants) και παρατηρείται κυρίως κοντά στα κέντρα κοντινών γαλαξιών (Meaburn et al. 1988, Hideyuki et al. 2009).

Παρατηρώντας την εικόνα της διάχυτης ακτινοβολίας στις ακτίνες – X στην ευρύτερη περιοχή, βλέπουμε ότι αυτή παρουσιάζει πολλές ομοιότητες με την εικόνα που παρουσιάστηκε από τον Landecker et al. (1999) (που είναι χαμηλής ανάλυσης από τον ROSAT), ο οποίος ανακάλυψε μια φυσαλίδα υπολειμμάτων υπερκαινοφανών κοντά στο κέντρο του γαλαξία μας. Και οι δύο εικόνες διαθέτουν διάχυτη ακτινοβολία ακτίνων – X (οπού στην εργασία του Landecker et al. 1999 με μια πιο προσεκτική αλλά και μεγαλύτερης διακριτικής ικανότητας ανάλυση, αποκαλύπτει πολλαπλές πηγές στην ευρύτερη περιοχή). Βέβαια θα πρέπει να τονιστεί ότι σε παρόμοιες εργασίες που έχουν γίνει στον γαλαξία μας για την ανακάλυψη φυσαλίδων

από υπολείμματα υπερκαινοφανών (Boumis et al. 2001, Hideyuki et al. 2009) αποτελεί ισχυρό κριτήριο η ξεκάθαρη ύπαρξη διαφορετικών πηγών ακτίνων – X για τον καθορισμό της περιοχής σε φουσαλίδα υπολειμμάτων υπερκαινοφανών.

Από όλη την ανωτέρω μελέτη προκύπτουν δύο κυρίως πράγματα. Πρώτον ότι από την άποψη των οπτικών παρατηρήσεων θέλουμε επιπλέον φάσματα, κυρίως υψηλής ανάλυσης για να καθορίσουμε τις ταχύτητες που επεκτείνονται οι νηματοειδείς δομές, έτσι ώστε να καθορίσουμε με ακρίβεια αποστάσεις, και δεύτερον χρειαζόμαστε υψηλής ανάλυσης εικόνες στα υπόλοιπα μήκη κύματος (στο ραδιοφωνικό, στο υπέρυθρο και στις ακτίνες – X) έτσι ώστε να αποφανθούμε για τον αριθμό των πηγών (και κατεπέκταση των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών) στην ευρύτερη περιοχή.

### **3.7 Άλλα υπολείμματα υπερκαινοφανών αστέρων**

#### **3.7.1 Προεπισκόπηση**

Λόγω της σπουδαιότητας που παρουσιάζουν τα υπολείμματα υπερκαινοφανών, μιας και προέρχονται από έναν μηχανισμό που αποτελεί έναν από τους πιο δυναμικούς στο γνωστό σύμπαν, προκύπτει η επιτακτική ανάγκη για περαιτέρω εξερεύνηση των γνωστών υπολειμμάτων και ανίχνευση νέων σε όλα τα μήκη κύματος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Στην προσπάθειά μας να ανιχνεύσουμε (ή και να επιβεβαιώσουμε) την ύπαρξη εκπομπής ακτινοβολίας στο οπτικό μέρος του φάσματος, οδηγηθήκαμε τόσο στην ανίχνευση νέων δομών (Boumis et al. 2005, 2007) σε ήδη γνωστά υπολείμματα υπερκαινοφανών, όσο και στην οπτική ανακάλυψη νέων υπολειμμάτων (Boumis et al. 2005, 2008, 2009), τα οποία αν και ήταν γνωστά, δεν είχε ανιχνευθεί οπτική ακτινοβολία.

Στην παράγραφο αυτή παρατίθενται οι εργασίες στις οποίες μετείχα, και γίνεται συνοπτική αναφορά στα αποτελέσματα που εξήχθησαν από την ανάλυση τόσο των εικόνων όσο και των φασμάτων. Τα υπολείμματα υπερκαινοφανών τα οποία παρουσιάζονται είναι το G 15.1-1.6, το G 32.8-0.1 (Kes 78) και το W50.



### 3.7.2 Το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς G 15.1-1.6

#### 3.7.2.1 Συλλογή δεδομένων

Το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς G 15.1-1.6 ανακαλύφθηκε από τους Reich et al. (1988) χρησιμοποιώντας δεδομένα που είχαν παρθεί από το ραδιοτηλεσκόπιο του Effelsberg στην συχνότητα των 2.7 GHz. Είναι ταξινομημένο σαν κελυφοειδές υπόλειμμα με φασματικό συντελεστή σταθερά  $\alpha \approx -0.8$ . Οι διαστάσεις του είναι  $30 \times 24 \text{ arcmin}^2$  και χρησιμοποιώντας την σχέση «λαμπρότητας – διαμέτρου» υπολογίστηκε ότι βρίσκεται σε απόσταση 5.7 kpc (Green 2009).

Για την παρατήρηση του G 15.1-1.6 χρησιμοποιήθηκε το τηλεσκόπιο των 30 εκ. που βρίσκεται στο αστεροσκοπείο του Σκίνακα, χρησιμοποιώντας μια CCD κάμερα τύπου Thomson, με τα φίλτρα  $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ ,  $[\text{S II}]$ , και  $[\text{O III}]$ , καθώς και τα φίλτρα Sloan y και continuum red. Οι παρατηρήσεις πραγματοποιήθηκαν στις 11 Ιουνίου και στις 27, 28 και 30 Αυγούστου το έτος 2005. (Στα σχήματα 3.16 και 3.17 φαίνεται η εικόνα του νεφελώματος όπως παρατηρήθηκε στις γραμμές εκπομπής  $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$  και  $[\text{O III}]$  αντίστοιχα). Επιπλέον, το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς παρατηρήθηκε και από το τηλεσκόπιο των 1.3 μ. (που βρίσκεται στην ίδια περιοχή) από τις 4 έως τις 10 Ιουλίου του 2007, προκειμένου να έχουμε εικόνες με μεγαλύτερη διακριτική ικανότητα (ώστε να καταγραφούν οι λεπτομέρειες του υπολείμματος) χρησιμοποιώντας την κάμερα SITe τα ίδια φίλτρα. Λόγω του μεγέθους του υπολείμματος, χρειάστηκε να παρθούν εννέα εκθέσεις σε διαφορετικές περιοχές προκειμένου να δημιουργηθεί ένα μωσαϊκό που καλύπτει όλη την έκτασή του (σχήματα 3.18 και 3.19 για τα φίλτρα  $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$  και  $[\text{O III}]$  αντίστοιχα). Τέλος, χρησιμοποιήθηκε το τηλεσκόπιο των 1.3 μ. προκειμένου να ληφθούν φάσματα χαμηλής ανάλυσης χρησιμοποιώντας την κάμερα ISO 604 στις 4, 5 Ιουνίου και 7 Σεπτεμβρίου του 2005. Στον παρακάτω πίνακα 3.5 δίνονται οι χρόνοι έκθεσης και το τηλεσκόπιο που χρησιμοποιήθηκε ενώ στον πίνακα 3.6 δίνονται οι συντεταγμένες του κέντρου της σχισμής που χρησιμοποιήθηκε προκειμένου να πάρουμε τα φάσματα καθώς και την απόκλιση από το κέντρο του και το εύρος του φάσματος που χρησιμοποιήθηκε. Πληροφορίες για τα όργανα που χρησιμοποιήθηκαν (τηλεσκόπια και κάμερες) βρίσκονται στην παράγραφο 2.2.1 και 2.2.2 ενώ για την ανάλυση περιγράφονται στις παραγράφους 2.3 και 2.4 (για εικόνες και φάσματα αντίστοιχα).

**Πίνακας 3.5**

Φίλτρο	Μήκος Κύματος (Å)	Εύρος φίλτρου (Å)	Χρόνος έκθεσης (sec)	Τηλεσκόπιο
H $\alpha$ + [N II]	6570	75	7200 (3) <sup>a</sup>	0.3-μ
[O III]	5010	28	7200 (3) <sup>a</sup>	0.3-μ
[S II]	6720	18	4800 (2) <sup>a</sup>	0.3-μ
Sloan y	5470	230	180 (1) <sup>a</sup>	0.3-μ
Cont red	6096	134	180 (1) <sup>a</sup>	0.3-μ
[O III]	5010	28	2400 (9) <sup>b</sup>	1.3-μ
Sloan y	5470	230	180 (9) <sup>b</sup>	1.3-μ
H $\alpha$ + [N II]	6570	75	2400 (9) <sup>b</sup>	1.3-μ
Cont red	6096	134	180 (9) <sup>b</sup>	1.3-μ

<sup>a</sup> Ο αριθμός στην παρένθεση εκφράζει τον αριθμό των εικόνων που λήφθηκαν.

<sup>b</sup> Ο αριθμός 9, εκφράζει τον αριθμό των διαφορετικών πεδίων που λήφθηκαν προκειμένου να δημιουργηθεί το μωσαϊκό που να καλύπτει όλο το G 15.1-1.6.

**Πίνακας 3.6**

Περιοχή	Συντεταγμένες του κέντρου της σχισμής		Χρόνος έκθεσης (sec)	Απόκλιση από το κέντρο <sup>a</sup> (arcsec)	Εύρος του φάσματος (arcsec)
	R.A	Dec			
North (BI)	18 23 44.0	-16 29 05	7800 (2) <sup>b</sup>	10.6 N	38.9
North (BII)	18 23 44.0	-16 29 05	7800 (2) <sup>b</sup>	96.8 N	13.0
East (E)	18 24 14.6	-16 36 38	3900 (1) <sup>b</sup>	123.3 S	15.3

<sup>a</sup> Τα N και S που εμφανίζονται δίπλα από την απόκλιση από το κέντρο, εκφράζουν το αν είναι βόρεια (N=North), ή νότια (S=South) από το κέντρο της σχισμής.

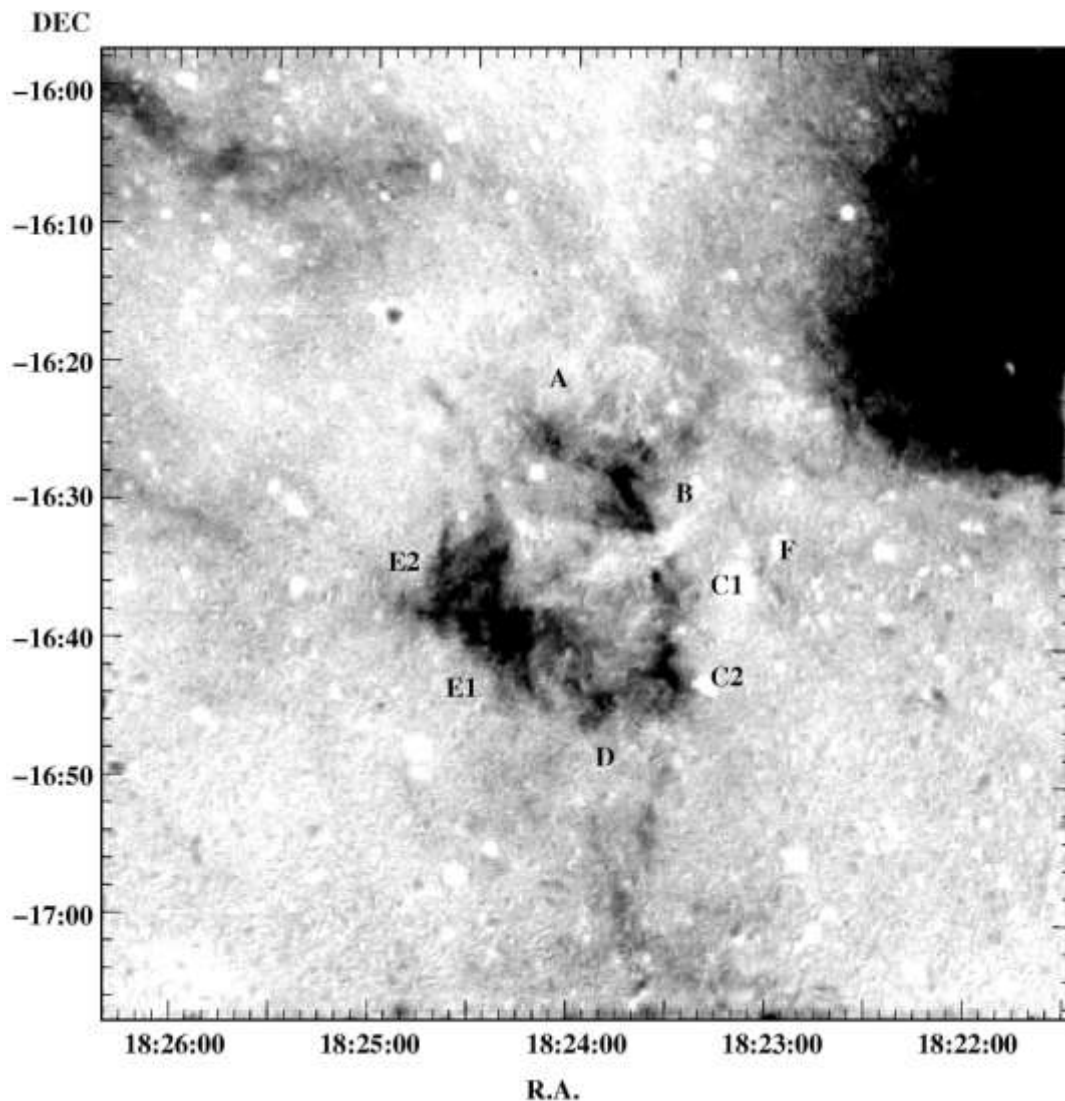
<sup>b</sup> Ο αριθμός στην παρένθεση εκφράζει τον αριθμό των φασμάτων που λήφθηκαν.

Τέλος στα πλαίσια διερεύνησης της ύπαρξης εκπομπής από την συγκεκριμένη περιοχή σε άλλα μήκη κύματος, χρησιμοποιήθηκαν εικόνες, από το ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος στην συχνότητα των 4850 MHz (ραδιοτηλεσκόπιο του Effelsberg) και από το υπέρυθρο μέρος του φάσματος στο μήκος κύματος των 60 μm

(δορυφόρος IRAS). Η περιοχή εξετάστηκε και στις ακτίνες X (δορυφόρος ROSAT) όπου δεν ανιχνεύτηκε εκπομπή ακτινοβολίας.

### 3.7.2.2 Αποτελέσματα για την περιοχή G 15.1-1.6

Η μη ανίχνευση ακτίνων X στο υπόλειμμα υπερκαινοφανούς σημαίνει ότι ή το κρουστικό κύμα (Shock) που διαχέεται στον μεσοαστρικό χώρο έχει χαμηλή θερμοκρασία, ή ότι υπάρχει χαμηλή πυκνότητα ατόμων (τα οποία δεν μπορούν να



Σχήμα 3.16 Το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς G 15.1-1.6 όπως εμφανίζεται στις γραμμές εκπομπής  $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ . Η ροή της ακτινοβολίας εκφράζεται με αποχρώσεις του γκρι, οι οποίες είναι διαβαθμισμένες από 0 έως  $220 \times 10^{-17} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$ . Το λαμπρό νεφέλωμα στην Βορειοδυτική περιοχή είναι μια γνωστή H II περιοχή (Lockman 1989)

παράγουν ανιχνεύσιμη ακτινοβολία X) στον τοπικό μεσοαστρικό χώρο (χωρίς να αποκλείεται η ύπαρξη και των δύο συνθηκών).

Στην οπτική εικόνα παρατηρούμε νηματοειδή δομές καθώς και διάχυτη ακτινοβολία, ενώ ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζουν οι περιοχές B και E1 και E2 όπου εμφανίζονται πολύπλοκες μορφολογικά δομές. Λόγω αυτής της πολυπλοκότητας και προκειμένου να μελετηθεί καλύτερα το υπόλειμμα, έχει χωριστεί η οπτική εικόνα σε έξι περιοχές (σχήμα 3.16). Οι τιμές των ροών ακτινοβολίας που μετρήθηκαν από τις εικόνες σε διαφορετικές γραμμές εκπομπών παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα 3.7.

**Πίνακας 3.7**

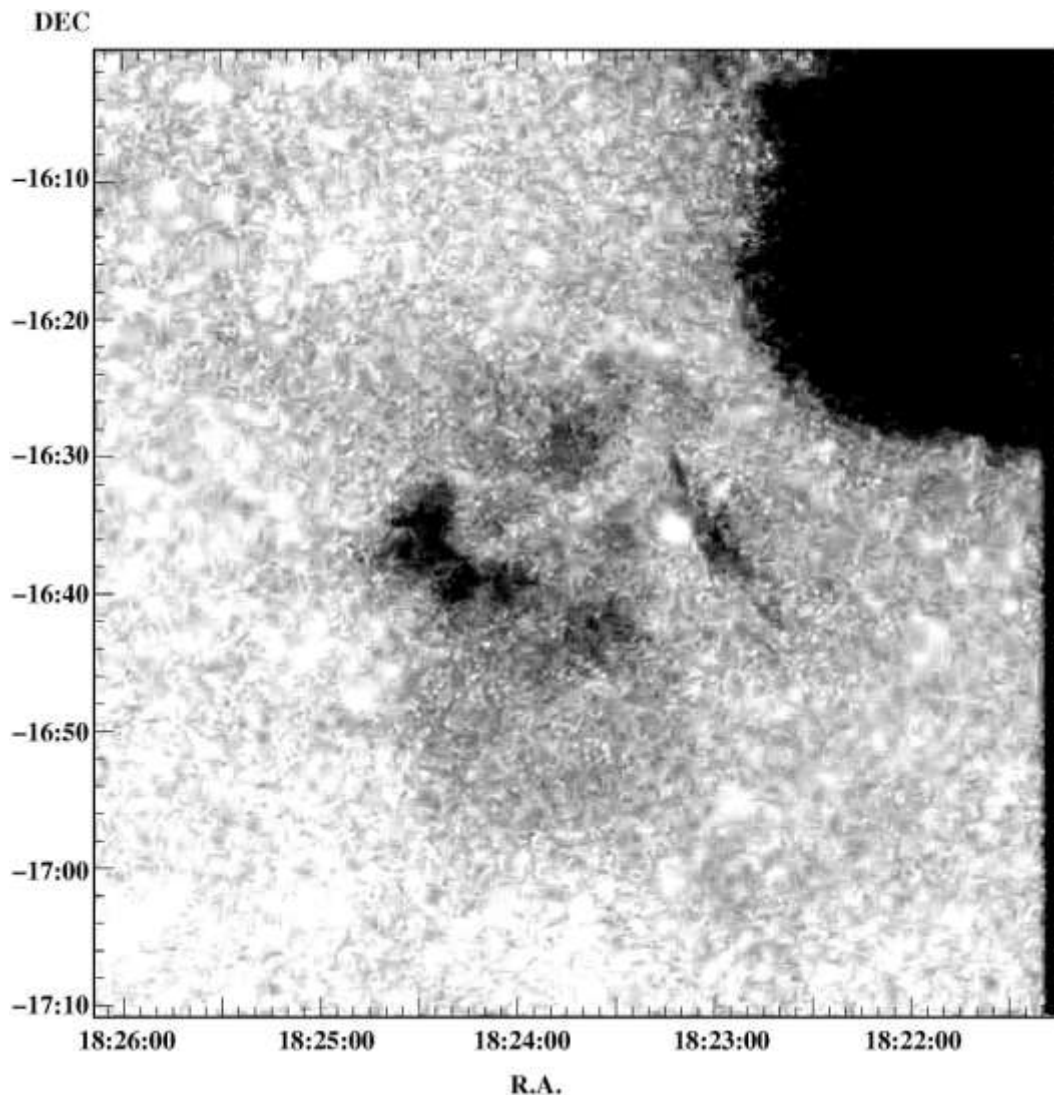
Φίλτρα	A	B	C	D	E	F <sup>a</sup>
H $\alpha$ + [N II]	85.9	156.1	110.5	79.5	152.4	24
[S II]	30.2	38.2	30.2	28.0	36.5	<5
[O III]	12.2	4.7	19.8	9.3	15.5	20.6

Όλες οι ροές ακτινοβολίας είναι σε μονάδες  $10^{-17}$  erg sec<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> arcsec<sup>-2</sup>, ενώ η εξαγωγή των αποτελεσμάτων προέρχεται από την μέση τιμή ενός τετραγώνου διαστάσεων 40×40 arcsec<sup>2</sup>.

<sup>a</sup> Η περιοχή αυτή βρίσκεται εκτός των ορίων του υπολείμματος του υπερκαινοφανούς. Παρουσιάζει ενδιαφέρον όμως λόγω της ύπαρξης νηματοειδών δομών στην γραμμή εκπομπής [O III] (5007 Å).

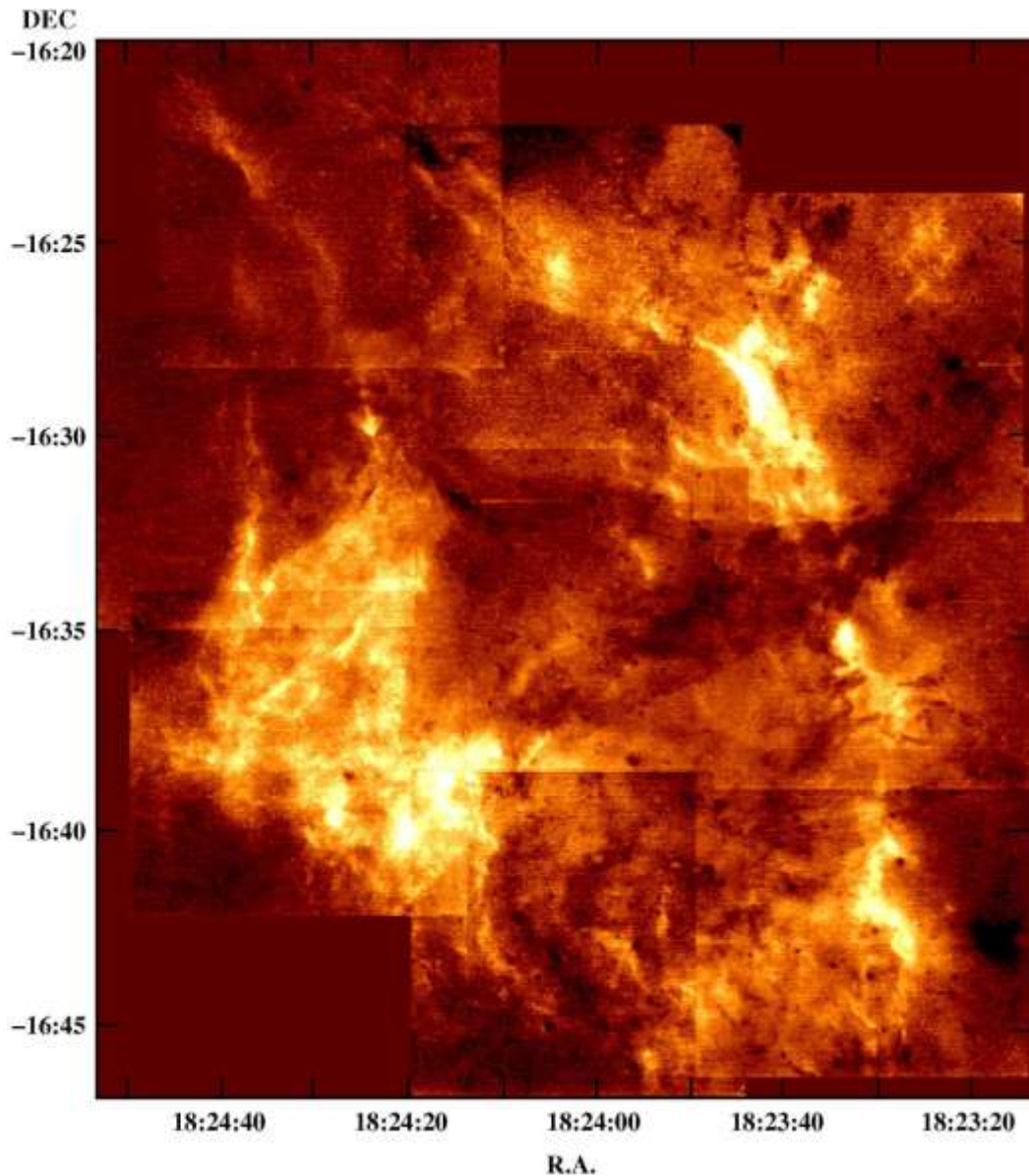
Πιο αναλυτικά, ξεκινώντας από το βορρά (νηματοειδή μορφή A), παρατηρούμε ότι παρουσιάζεται μια σχετικά λαμπερή δομή με διαστάσεις περίπου 2 arcmin, η οποία βρίσκεται μερικά arcmin μακριά από την πολύ λαμπερή περιοχή B η οποία έχει έκταση περίπου 4 arcmin. Συνεχίζοντας στην περιοχή C, παρατηρούμε ότι υπάρχει ένα κενό (έκτασης περίπου 1.2 arcmin) που παρουσιάζεται μεταξύ των περιοχών B και C1. Αυτό το κενό, προέρχεται από την ύπαρξη μιας σκοτεινής περιοχής που βρίσκεται μεταξύ του πεδίου οράσεως και του υπολείμματος η οποία πιθανότατα να έχει δημιουργηθεί από την παρουσία σκόνης (όπως επιβεβαιώνει και η μικροκυματική εικόνα από τον IRAS). Στην περιοχή C, υπάρχει νοτιότερα μια αρκετά έντονη νηματοειδής δομή (η περιοχή C2 με έκταση περίπου 3 arcmin), η ένταση της οποίας είναι παρόμοια με αυτή της περιοχής B. Νότια της εικόνας και καλύπτοντας έκταση 1 arcmin, βρίσκεται η περιοχή D η οποία αν και παρουσιάζεται διάχυτη στην γραμμή εκπομπής H $\alpha$ + [N II] έχει πολύ έντονη εκπομπή [S II], η οποία είναι παρόμοια με εκείνη που μετρήθηκε στην περιοχή A (παρουσιάζοντας λόγο [S II]/H $\alpha$   $\approx$  0.7). Τέλος στην ανατολική περιοχή του υπολείμματος υπάρχουν οι δύο βασικές περιοχές

του, E1 και E2, με την πρώτη να έχει πολύ έντονη εκπομπή ακτινοβολίας καλύπτοντας περιοχή  $4 \times 4 \text{ arcmin}^2$ , ενώ η δεύτερη αν και λιγότερο λαμπερή, να παρουσιάζει πολύπλοκες νηματοειδείς δομές. Ενδιαφέρον παρουσιάζει το βόριο μέρος της E2 περιοχής, από όπου εκτείνονται δύο δομές οι οποίες ύστερα από απόσταση 10 arcmin ενώνονται σε μια νηματοειδή δομή η οποία συνεχίζει να εκτείνεται για άλλα 2.5 arcmin. Κάτι αντίστοιχο παρουσιάζεται με την περιοχή A. Γύρω από όλες αυτές τις δομές, παρουσιάζεται διάχυτη εκπομπή ακτινοβολίας (όπως επίσης και στο κέντρο του υπολείμματος), ενώ η καμπύλωση που παρουσιάζουν γύρω από ένα κοινό κέντρο ενισχύει το γεγονός ότι ανήκουν όλες στο ίδιο υπόλειμμα υπερκαινοφανούς G 15.1-1.6.



Σχήμα 3.17 Το G 15.1-1.6 όπως φαίνεται στην γραμμή εκπομπής [O III]. Η διαβάθμιση της ροής ακτινοβολίας εκτείνεται γραμμικά από 0 έως  $45 \times 10^{-17} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$ .

Μελετώντας την εικόνα που λήφθηκε στην γραμμή εκπομπής [O III], (σχήματα 3.17 και 3.19) βλέπουμε ότι παρουσιάζουν πολύ λιγότερες νηματοειδείς δομές και ποιο διαχεόμενη ακτινοβολία. Ενδιαφέρον στην εικόνα του [O III] παρουσιάζει η περιοχή F η οποία διαχωρίζεται από την περιοχή C και βρίσκεται 30 arcsec μακρύτερα από αυτή. Η νηματοειδή δομή που παρουσιάζεται στην γραμμή [O III] δεν

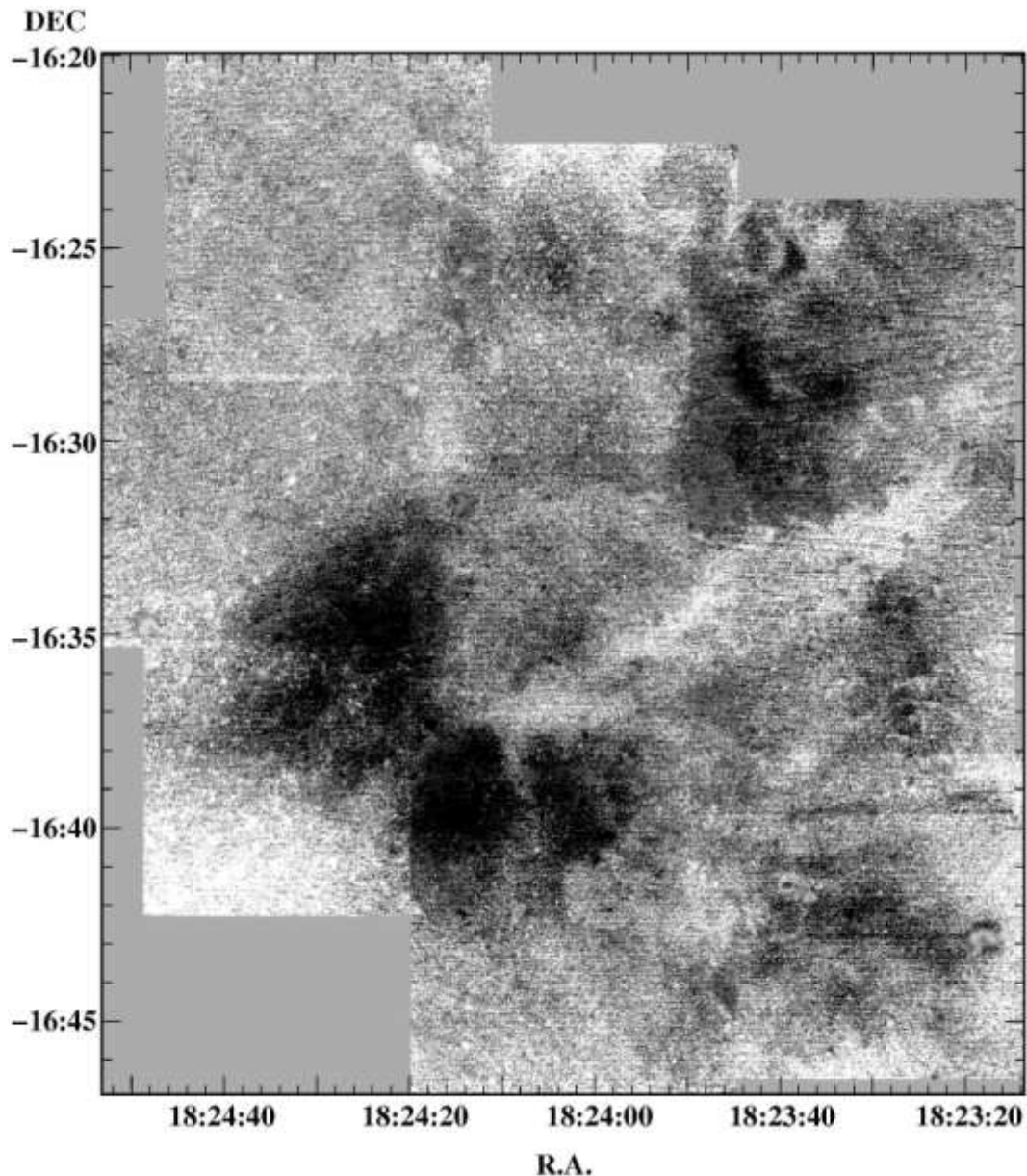


Σχήμα 3.18 Μωσαϊκό του υπολείμματος G 15.1-1.6 όπως πάρθηκε από το 1.3 m τηλεσκόπιο στο φίλτρο  $H\alpha + [N II]$ . Στην εικόνα έχουν αφαιρεθεί οι αστέρες ώστε να φαίνονται καλύτερα οι δομές.

εμφανίζεται στην γραμμή  $H\alpha + [N II]$  ούτε στην  $[S II]$ , ενώ στην όλη περιοχή παρουσιάζεται μια διάχυτη ακτινοβολία και στις δύο γραμμές εκπομπής. Χρησιμοποιώντας την εικόνα στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος, στα 4850 MHz, παρατηρήθηκε ότι η περιοχή αυτή δεν ταυτίζεται με το υπόλειμμα του

υπερκαινοφανούς G 15.1-1.6 και πιθανόν το οπτικό μέρος που καταγράφηκε να μην ανήκει σε αυτό.

Έχοντας μετατρέψει τις εντάσεις των εικόνων σε ροές ακτινοβολίας, υπολογίσαμε τον λόγο  $[S II]/H\alpha$ , ο οποίος αποτελεί και ένα διαγνωστικό στοιχείο για στο οπτικό μέρος του φάσματος, (Osterbrock & Ferland 2006), δηλαδή αν η ακτινοβολία προέρχεται από μια περιοχή που έχει θερμανθεί από κύμα shock ( $>0.4$ ) ή



Σχήμα 3.19 Μωσαϊκό του G 15.1-1.6 όπως φαίνεται από το 1.3 m τηλεσκόπιο στη γραμμή εκπομπής  $[O III]$  (5007 Å). Από την εικόνα έχουν αφαιρεθεί οι αστέρες.

προέρχεται από φωτοϊονισμό ( $<0.4$ ). Υπολογίσαμε για τις περιοχές αυτές ότι ο λόγος κυμαίνεται μεταξύ των 0.4 και 0.6, με εξαίρεση τις περιοχές A και D όπου ο λόγος υπερβαίνει την τιμή των 0.7. Από την ανάλυση των εικόνων καταλήξαμε στο ότι σε μερικά σημεία των περιοχών E1 και E2 η τιμή  $[S II]/H\alpha$  κυμαίνεται κοντά στο 0.3

που υποδηλώνει ακτινοβολία που προέρχεται από φωτοϊονισμό. Αυτό σημαίνει ότι η περιοχή E μπορεί να αποτελεί και μια περιοχή H II γύρω από το υπόλειμμα.

Στο G 15.1-1.6 ελήφθησαν και 2 οπτικά φάσματα χαμηλής ανάλυσης στις περιοχές B και E (πίνακας 3.6). Από την περιοχή B εξαγάγαμε δύο περιοχές φασμάτων (περιοχές BI και BII) λόγω του ότι διακόπτονταν από αστέρες οι οποίοι επηρεάζουν το φάσμα του υπολείμματος. Και στις τρεις περιοχές, ο λόγος του [S II]/Ha ήταν περίπου 0.5 που σημαίνει ότι η εκπομπή προέρχεται από κρουστική διέγερση κύματος shock που θέρμανε την περιοχή κατά το πέρασμά του. Υπολογίζοντας και τις τιμές του [N II]/Ha (οι οποίες κυμαίνονται μεταξύ των 0.63 και 1.07) και χρησιμοποιώντας το διάγραμμα των Fesen et al. 1985, βλέπουμε ότι οι περιοχές αυτές ανήκουν σε περιοχές υπολείμματος υπερκαινοφανούς. Μετρώντας τους λόγους των γραμμών του [S II] λλ 6716/6731, οι οποίες κυμαίνονται μεταξύ των τιμών 1.3 και 1.4, βλέπουμε ότι στις περιοχές αυτές επικρατεί ηλεκτρονιακή πυκνότητα μεταξύ των τιμών 40 με 150 ηλεκτρονίων  $\text{cm}^{-3}$  (Osterbrock και Ferland 2006). Ενσωματώνοντας τα στατιστικά σφάλματα στις υπολογισμένες τιμές, βρίσκουμε ότι οι τιμές της ηλεκτρονιακής πυκνότητας βρίσκονται κάτω από την τιμή των 250 ηλεκτρόνια  $\text{cm}^{-3}$  θεωρώντας ότι η θερμοκρασία της γύρω περιοχής είναι στις  $10^4$  K, (τυπική τιμή στα περισσότερα υπολείμματα). Από τον λόγο των τιμών [O III]/H $\beta$  (ο οποίος υπολογίστηκε μεταξύ των τιμών 1.4 με 2.0) και χρησιμοποιώντας θεωρητικά μοντέλα των Cox και Raymond (1985), Hartigan et al. (1987) και Raymond (1988), εκτιμάμε ότι οι ταχύτητες του κύματος shock είναι περίπου 100 km  $\text{sec}^{-1}$ . Όλες οι τιμές των ροών των γραμμών που υπολογίστηκαν δίνονται αναλυτικά στον πίνακα 3.8

**Πίνακας 3.8**

Μήκος Κύματος Γραμμών (Å)	Περιοχή BI			Περιοχή BII			Περιοχή E		
	F <sup>a</sup>	I <sup>b</sup>	S/N <sup>γ</sup>	F	I	S/N	F	I	S/N
H $\beta$ 4861	9	35	27	11	35	11	13	35	25
[O III] 4959	6	20	20	11	31	12	7	18	17
[O III] 5007	7	29	33	14	39	18	18	43	39
[O I] 6300	4	5	35	6	7	14	6	7	33
[N II] 6518	26	26	160	20	20	44	16	15	74
Ha 6563	100	100	441	100	100	162	100	100	276
[N II] 6583	81	79	373	63	62	109	47	47	163



[S II] 6717	30	27	161	28	26	52	19	18	81
[S II] 6731	24	21	129	22	20	41	14	13	62
Απόλυτη ροή H $\alpha$ <sup>δ</sup>	32.8			18.5			68.8		
[S II]/H $\alpha$ <sup>ε</sup>	0.50±0.03			0.48±0.07			0.33±0.02		
F(6716)/F(6731) <sup>ε</sup>	1.29±0.10			1.32±0.25			1.38±0.12		
[N II]/H $\alpha$ <sup>ε</sup>	1.07±0.02			0.83±0.04			0.63±0.01		
[O III]/H $\beta$ <sup>ε</sup>	1.40±0.09			2.00±0.30			1.73±0.12		
c(H $\beta$ ) <sup>ε</sup>	1.68±0.05			1.38±0.11			1.17±0.05		
E <sub>B-V</sub> <sup>ε</sup>	1.16±0.03			0.95±0.08			0.81±0.03		

<sup>a</sup> Παρατηρήσιμες ροές των στοιχείων, κανονικοποιημένες στην ροή της γραμμής H $\alpha$ , (η οποία λαμβάνει την τιμή 100). Οι τιμές δεν έχουν διορθωθεί από την μεσοαστρική απορρόφηση.

<sup>b</sup> Ροές των στοιχείων κανονικοποιημένες στην γραμμή H $\alpha$  (η οποία λαμβάνει την τιμή 100) διορθωμένες από την μεσοαστρική απορρόφηση.

<sup>γ</sup> Τιμή που εκφράζει το σήμα της γραμμής σε σχέση με το θόρυβο (signal to noise).

<sup>δ</sup> Οι τιμές της ροής της γραμμής του H $\alpha$  εκφράζονται σε μονάδες  $10^{-17} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$

<sup>ε</sup> Όλοι οι λόγοι εκπομπής, έχουν υπολογιστεί από τις τιμές των γραμμών που είναι διορθωμένες από την μεσοαστρική απορρόφηση. Τα σφάλματα έχουν υπολογιστεί με βάση την μετάδοση σφάλματος.

Οι τιμές των περιοχών BI και BII προέρχονται από τον μέσο όρο των τιμών των δύο φασμάτων που ελήφθησαν.

Θεωρώντας το υπόλειμμα του υπερκαινοφανούς ότι βρίσκεται στην αδιαβατική φάση της εξέλιξής του, μπορούμε να υπολογίσουμε την πυκνότητα του μεσοαστρικού χώρου  $n_c$  πριν την διέλευση του κύματος shock από την σχέση του Dopita (1979), η οποία είναι:

$$n_{[S II]} \approx 45 n_c V_s^2 \quad \text{cm}^{-3} \quad (3.4)$$

όπου  $n_{[S II]}$  η ηλεκτρονιακή πυκνότητα που προέρχεται από τις μετρήσεις του λόγου των γραμμών του θείου της περιοχής, και  $V_s$  η ταχύτητα του κύματος shock που διασχίζει τον μεσοαστρικό χώρο σε μονάδες  $100 \text{ km sec}^{-1}$ . Χρησιμοποιώντας τις προσεγγίσεις που προαναφέραμε υπολογίζουμε ότι η πυκνότητα του μεσοαστρικού υλικού είναι λιγότερη από  $5.6 \text{ atoms cm}^{-3}$ .

Χρησιμοποιώντας την σχέση των McKee & Cowie (1975) για την ενέργεια του οστικού κύματος που προήλθε από την έκρηξη του υπερκαινοφανούς, έχουμε:

$$E_{51} = 2 \times 10^{-5} \beta^{-1} n_c V_s^2 r_s^3 \quad \text{erg} \quad (3.5)$$

με  $E_{51}$  είναι η ενέργεια που εκλύεται σε μονάδες  $10^{51}$  erg,  $r_s$  η ακτίνα του υπολείμματος σε pc και  $\beta$  ο παράγοντας μετάδοσης της έκρηξης στον περιβάλλοντα χώρο, η τιμή του οποίου είναι περίπου 1. Συνδυάζοντας τις εξισώσεις 3.4 και 3.5 έχουμε για την απόσταση του υπολείμματος:

$$E_{51} < 9 \times 10^{-3} D_{1kpc}^3 \quad (3.6)$$

όπου θεωρώντας την εκλυόμενη ενέργεια του υπερκαινοφανούς ίση με  $10^{51}$  erg (η οποία τιμή είναι τυπική για εκρήξεις υπερκαινοφανών) έχουμε ότι το υπόλειμμα βρίσκεται σε απόσταση μεγαλύτερη από 2.23 kpc. Από την απορρόφηση που παρουσιάζουν οι φασματικές γραμμές ( $E_{B-V}$ ) μπορούμε να υπολογίσουμε την στήλη πυκνότητας του υδρογόνου στην κατεύθυνση του G 15.1-1.6 (Dickey & Lockman 1990) η οποία είναι  $5.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  και  $7.9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  για την μικρότερη και μεγαλύτερη τιμή του  $c$  (οι οποίες είναι παρόμοιες με τις τιμές του Kalbera et al. 2005, που είναι  $6.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  και  $8.3 \times 10^{21}$ ). Λόγω του ότι ούτε η απόσταση του υπολείμματος ούτε και ο περιβάλλοντας μεσοαστρικός χώρος είναι γνωστός με ακριβή δεδομένα, δεν μπορούμε να εξαγάγουμε περισσότερα συμπεράσματα για την φάση της εξέλιξης του υπολείμματος G 15.1-1.6 (Boumis et al. 2008).

### **3.7.3 Το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς G 32.8-0.1**

#### **3.7.3.1 Συλλογή δεδομένων**

Το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς G 32.8-0.1 (ή όπως είναι γνωστό και ως Kes 78), ανακαλύφθηκε από τον Kesteven (1968) στα 408 MHz εμφανιζόμενο σαν μικρή πηγή με διάμετρο  $20 \times 10 \text{ arcmin}^2$ . Μετά την ανακάλυψή του έγιναν αρκετές παρατηρήσεις στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος σε διάφορα μήκη κύματος (Kassim 1989,1992, Caswell et al. 1975, Velusamu & Kundu 1974) οι οποίες απέδειξαν μη θερμική εκπομπή ακτινοβολίας της οποίας η φασματική σταθερά  $\alpha$  προσδιορίζεται μεταξύ των τιμών -0.5 και -0.78. Από τις παρατηρήσεις που έγιναν στην ακτινοβολία που εκπέμπεται από το υδροξύλιο (OH στα 1720 MHz, Koralesky et al. 1998) ανακαλύφθηκε εκπομπή μείζερ (maser) η οποία προκαλείται από την αλληλεπίδραση του κύματος shock με το γειτονικό μοριακό νέφος που υπάρχει. Το μαγνητικό πεδίο προσδιορίστηκε στα  $1.5 \pm 0.3 \text{ mG}$  ενώ η απόσταση του υπολείμματος εκτιμήθηκε στα 7.1 kpc. Ο υπολογισμός της επιφανειακής λαμπρότητας σε σχέση με

την διάμετρο του υπολείμματος (από τους Allakhverdiyev et al. 1983 και Case & Bhattacharya 1998) έδειξε ότι αυτό βρίσκεται σε απόσταση 7.1 και 6.3 kpc αντίστοιχα. Από τις παρατηρήσεις στο ουδέτερο υδρογόνο (στα 21 cm, Gosachinskii & Khersonskii 1985) προσδιορίστηκε η απόσταση στα 9 kpc, η ηλικία του στα  $1.2 \times 10^5$  χρόνια και η ενέργεια που εκλύθηκε από την έκρηξη του υπερκαινοφανούς στα  $5.3 \times 10^{50}$  erg. Στην περιοχή δεν βρέθηκε κάποιο πάλσαρ που να σχετίζεται με το υπόλειμμα G 32.8-0.1. Τέλος οι παρατηρήσεις στο υπέρυθρο μέρος του φάσματος (IRAS και Spitzer Space Telescope από τους Saken et al. 1992 και Reach et al. 2006 αντίστοιχα) έδειξαν ένα κέλυφος το οποίο σχετίστηκε με την ακτινοβολία στο ραδιοφωνικό φάσμα.

Για την παρατήρηση του G 32.8-0.1 χρησιμοποιήθηκε το τηλεσκόπιο των 30 εκ. που βρίσκεται στο αστεροσκοπείο του Σκίνακα χρησιμοποιώντας μια CCD κάμερα τύπου Thomson, με τα φίλτρα  $H\alpha+[N II]$ ,  $[S II]$ , και  $[O III]$ , καθώς και τα φίλτρα Sloan y και continuum red στις 7, 8, 9 Ιουνίου και τον Αύγουστο στις 26 του μηνός, το έτος 2005. (Η εικόνα του νεφελώματος φαίνεται στο σχήμα 4.5 a και b όπου έχει παρατηρηθεί στα φίλτρα  $H\alpha+[N II]$  και  $[S II]$  αντίστοιχα). Παράλληλα το υπόλειμμα παρατηρήθηκε και από το τηλεσκόπιο των 1.3 μ. (που βρίσκεται στην ίδια περιοχή) από τις 4 έως τις 7 και από τις 8 έως τις 10 Ιουλίου το 2007, προκειμένου να έχουμε καλύτερη διακριτική ικανότητα (ώστε να καταγραφούν οι λεπτομέρειες του υπολείμματος) με την κάμερα SITE και χρησιμοποιώντας τα ίδια φίλτρα. Λόγω του μεγέθους του υπολείμματος, χρειάστηκαν έξι εκθέσεις σε διαφορετικές περιοχές προκειμένου να δημιουργηθεί ένα μωσαϊκό (σχήμα 4.6 για το φίλτρο  $H\alpha+[N II]$ ). Τέλος χρησιμοποιήθηκε το τηλεσκόπιο των 1.3 μ. προκειμένου να ληφθούν φάσματα χαμηλής ανάλυσης χρησιμοποιώντας την κάμερα ISO 604 στις 4, 5 Ιουνίου και 7 Σεπτεμβρίου του 2005. Στον παρακάτω πίνακα 3.9 αναφέρονται οι χρόνοι έκθεσης και το τηλεσκόπιο που χρησιμοποιήθηκε ενώ στον πίνακα 3.10 αναφέρονται οι συντεταγμένες του κέντρου της σχισμής που χρησιμοποιήθηκε προκειμένου να πάρουμε τα φάσματα καθώς και την απόκλιση από το κέντρο του και το εύρος του φάσματος που χρησιμοποιήθηκε. Οι πληροφορίες για τα όργανα που χρησιμοποιήθηκαν (τηλεσκόπιο και κάμερες) βρίσκονται στην παράγραφο 2.2.1 και 2.2.2 ενώ η όλη διαδικασία που ακολουθήθηκε περιγράφεται στις παραγράφους 2.3 και 2.4 (για τις εικόνες και τα φάσματα αντίστοιχα).

Πέρα από τα οπτικά δεδομένα, συλλέχτηκαν δεδομένα και σε άλλα μήκη κύματος. Χρησιμοποιώντας το δικτυακό τόπο Digital Sky Survey (DSS) ελήφθησαν

εικόνες στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος, όπου και παρατηρήθηκε ταύτιση της οπτικής εικόνας με την ραδιο-εικόνα στα 1.4 GHz. Χρησιμοποιήθηκαν ακόμα και εικόνες από το διαστημικό τηλεσκόπιο Spitzer στα 8 και 24  $\mu\text{m}$ , (GLIMPSE και MIPS GAL, Benjamin et al. 2003 και Carey et al. 2005 αντίστοιχα). Τέλος χρησιμοποιώντας τα κινηματικά δεδομένα του ουδετέρου υδρογόνου H I (VLA Galactic Plane Survey, VGPS, Stil et al. 2006), εξετάστηκε η ακτινική ταχύτητα του υπολείμματος σε ένα εύρος από -113 έως 165  $\text{Km sec}^{-1}$ .

**Πίνακας 3.9**

Φίλτρο	Μήλος Κύματος ( $\text{\AA}$ )	Εύρος φίλτρου ( $\text{\AA}$ )	Χρόνος έκθεσης (sec)	Τηλεσκόπιο
H $\alpha$ + [N II]	6570	75	4800 (2) <sup>a</sup>	0.3-m
[O III]	5010	28	9600 (4) <sup>a</sup>	0.3-m
[S II]	6720	18	9600 (4) <sup>a</sup>	0.3-m
Sloan y	5470	230	180 (1) <sup>a</sup>	0.3-m
Cont red	6096	134	180 (1) <sup>a</sup>	0.3-m
H $\alpha$ + [N II]	6570	75	2400 (6) <sup>b</sup>	1.3-m
Cont red	6096	134	180 (6) <sup>b</sup>	1.3-m

<sup>a</sup> Ο αριθμός στην παρένθεση εκφράζει τον αριθμό των εικόνων που λήφθηκαν.

<sup>b</sup> Ο αριθμός 6, εκφράζει τα διαφορετικά πεδία που λήφθηκαν προκειμένου να καλυφθεί όλο το G 32.8-0.1 και να δημιουργηθεί το μωσαϊκό.

**Πίνακας 3.10**

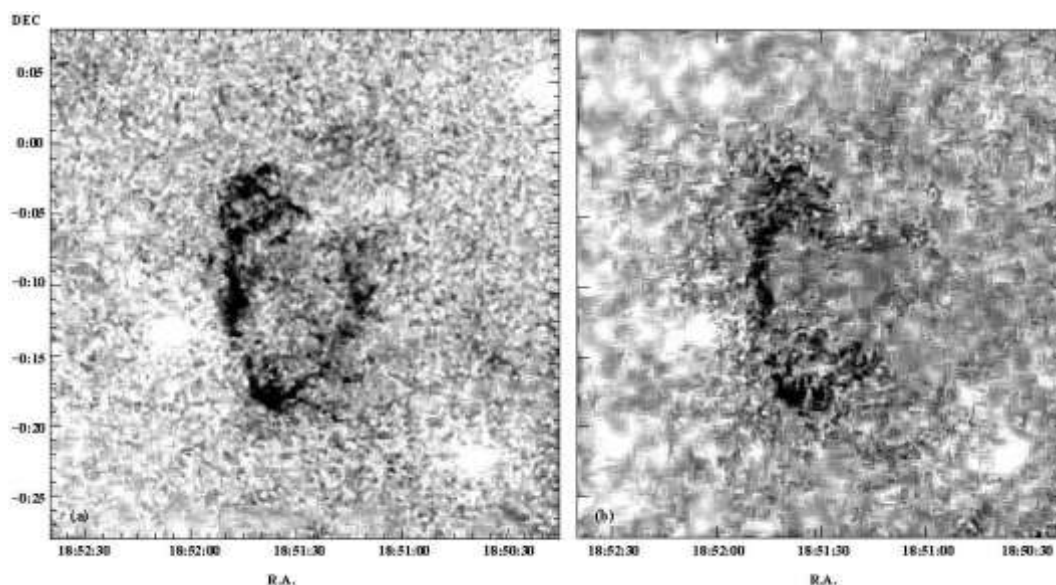
Περιοχή	Συντεταγμένες του κέντρου της σχισμής		Χρόνος έκθεσης (sec)	Απόκλιση από το κέντρο <sup>a</sup> (arcsec)	Εύρος του φάσματος (arcsec)
	R.A	Dec			
South I (SI)	18 51 40.6	-00 18 04	7800 (2) <sup>b</sup>	23.6 N	13.0
South II (SII)	18 51 40.6	-00 18 04	7800 (2) <sup>b</sup>	8.3 S	31.9
East I (EI)	18 51 48.6	-00 09 44	3900 (1) <sup>b</sup>	37.8 S	20.1
East II (EII)	18 51 48.6	-00 09 44	3900 (1) <sup>b</sup>	64.9 S	10.6

<sup>a</sup> Τα N και S που εμφανίζονται δίπλα από την απόκλιση από το κέντρο, εκφράζουν το αν είναι βόρεια (N=North), ή νότια (S=South) από το κέντρο της σχισμής.

<sup>b</sup> Ο αριθμός στην παρένθεση εκφράζει τον αριθμό των φασμάτων που λήφθηκαν.

### 3.7.3.2 Αποτελέσματα για την περιοχή G 32.8-0.1

Για πρώτη φορά καταγράφηκε εκπομπή οπτικής ακτινοβολίας στο υπόλειμμα υπερκαινοφανούς G 32.8-0.1. Σε αυτό οι πιο ενδιαφέρουσες περιοχές βρίσκονται βόρεια, δυτικά και νότια όπου παρουσιάζονται λαμπρές διάχυτες νηματοειδείς δομές (Σχήμα 3.20) οι οποίες είναι σε ταύτιση με την εκπομπή της περιοχής στα



Σχήμα 3.20 Οι εικόνες του υπολείμματος υπερκαινοφανούς στα φίλτρα  $\text{Ha}+[\text{N II}]$  και  $[\text{S II}]$  στην αριστερή και δεξιά εικόνα αντίστοιχα (a, b). Η διαβάθμιση της ροής ακτινοβολίας εκτίνεται γραμμικά από 0 έως  $40 \times 10^{-17} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$  για την πρώτη εικόνα και από 0 έως  $25 \times 10^{-17} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$  για την δεύτερη.

ράδιοκύματα. Η οπτική εικόνα του υπολείμματος στο φίλτρο  $\text{Ha}+[\text{N II}]$  εκτίνεται περίπου 16 arcmin όπως και στην ραδιοφωνική εκπομπή. Από τις εικόνες που ελήφθησαν δεν ανιχνεύτηκε η απαγορευμένη γραμμή οξυγόνου  $[\text{O III}]$  (5007 Å), ενώ η εικόνα που πάρθηκε στις γραμμές εκπομπής  $[\text{S II}]$  (6717 Å, 6731 Å) είναι μορφολογικά ίδια με την εικόνα του φίλτρου  $\text{Ha}+[\text{N II}]$  αν και αμυδρότερη από αυτή. Οι βαθμονομημένες ροές που λαμβάνουμε από το υπόλειμμα σε διάφορες περιοχές μας δίνει μια πρώτη εκτίμηση της φύσης του νεφελώματος (των οποίων οι τιμές φαίνονται στον παρακάτω πίνακα 3.11). Μελετώντας τον λόγο των τιμών της ακτινοβολίας που λαμβάνουμε από τις εικόνες με την χρήση των διαφορετικών φίλτρων, βλέπουμε ότι η εκπομπή του υπολείμματος προέρχεται από θέρμανσή του από κύμα shock μιας και έχουμε σε όλες τις περιοχές λόγο  $[\text{S II}]/\text{Ha} > 1.2$ . Αυτές οι τιμές επιβεβαιώνονται και από τα ληφθέντα φάσματα. Αναλυτικότερα βλέπουμε ότι ο

λόγος στην ανατολική και στην νότια περιοχή, οι τιμές κυμαίνονται από 1.5 έως 1.7 αντίστοιχα ενώ στην βόρεια περιοχή η τιμή είναι 1.3. Στην δυτική περιοχή, λόγω χαμηλής εκπομπής του [S II] μόνο όρια μπορούν να δοθούν.

**Πίνακας 3.11**

Φίλτρα	South	East	North	West
H $\alpha$ + [N II]	20.8	19.8	18.7	21.3
[S II]	17.5	14.7	12.3	<6 <sup>a</sup>

Όλες οι ροές είναι σε μονάδες  $10^{-17} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$ , ενώ η εξαγωγή των αποτελεσμάτων προέρχεται από την μέση τιμή ενός τετραγώνου διαστάσεων  $40 \times 40 \text{ arcsec}^2$ .

<sup>a</sup> Στην περιοχή αυτή η εκπομπή θείου βρίσκεται χαμηλότερα από τα 3 $\sigma$ .

**Πίνακας 3.12**

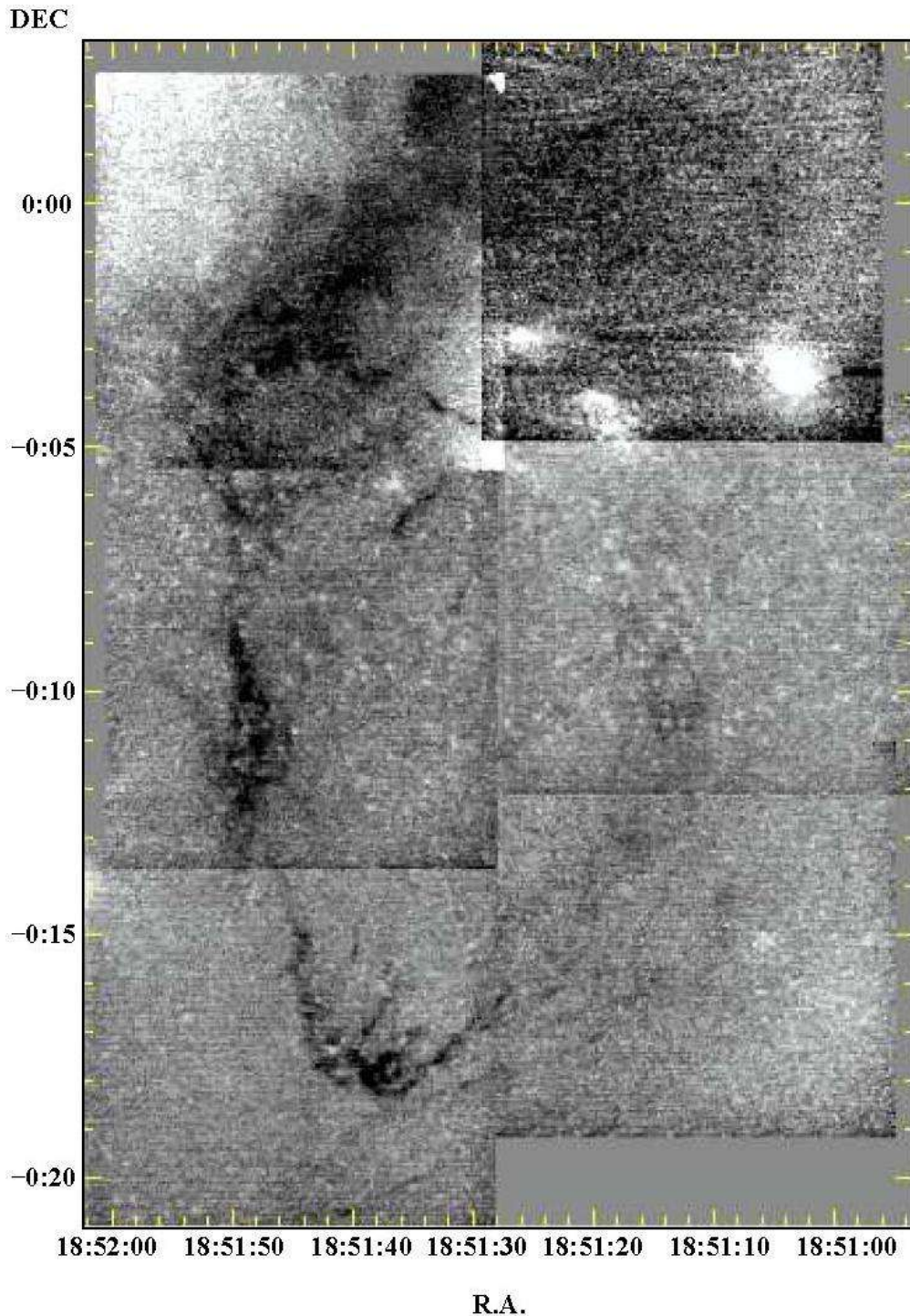
Μήκος Κύματος Γραμμών (Å)	Περιοχή SI		Περιοχή SII		Περιοχή EI		Περιοχή EII	
	F <sup>a</sup>	S/N <sup>b</sup>	F	S/N	F	S/N	F	S/N
H $\beta$ 4861	<6	2	<6	2	<4	2	<4	2
[O I] 6300	43.5	23	31.3	16	31.7	33	67.0	18
[N II] 6518	50.5	25	54.5	25	48.6	44	29.4	9
H $\alpha$ 6563	100	45	100	45	100	83	100	26
[N II] 6583	167.6	64	167.1	67	135.0	101	98.8	25
[S II] 6717	97.1	42	93.8	41	88.1	70	109.8	27
[S II] 6731	74.8	32	73.9	32	66.4	58	74.4	10
Απόλυτη ροή H $\alpha$ <sup>γ</sup>	2.5		1.9		4.6		1.8	
[S II]/H $\alpha$ <sup>δ</sup>	1.72 $\pm$ 0.05		1.68 $\pm$ 0.05		1.54 $\pm$ 0.03		1.84 $\pm$ 0.09	
F(6716)/F(6731) <sup>δ</sup>	1.30 $\pm$ 0.05		1.27 $\pm$ 0.05		1.33 $\pm$ 0.03		1.48 $\pm$ 0.09	
[N II]/H $\alpha$ <sup>δ</sup>	2.18 $\pm$ 0.06		2.22 $\pm$ 0.06		1.84 $\pm$ 0.03		1.28 $\pm$ 0.07	
c(H $\beta$ ) <sup>δ</sup>	>2.2		>2.2		>2.7		>2.7	

<sup>a</sup> Παρατηρήσιμες ροές των στοιχείων, κανονικοποιημένες στην ροή της γραμμής H $\alpha$ , (η οποία λαμβάνει την τιμή 100). Οι τιμές δεν έχουν διορθωθεί από την μεσοαστρική απορρόφηση.

<sup>b</sup> Τιμή που εκφράζει το σήμα της γραμμής σε σχέση με το θόρυβο (signal to noise).

<sup>γ</sup> Οι τιμές της ροής της γραμμής του H $\alpha$  εκφράζεται σε μονάδες  $10^{-17} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcsec}^{-2}$

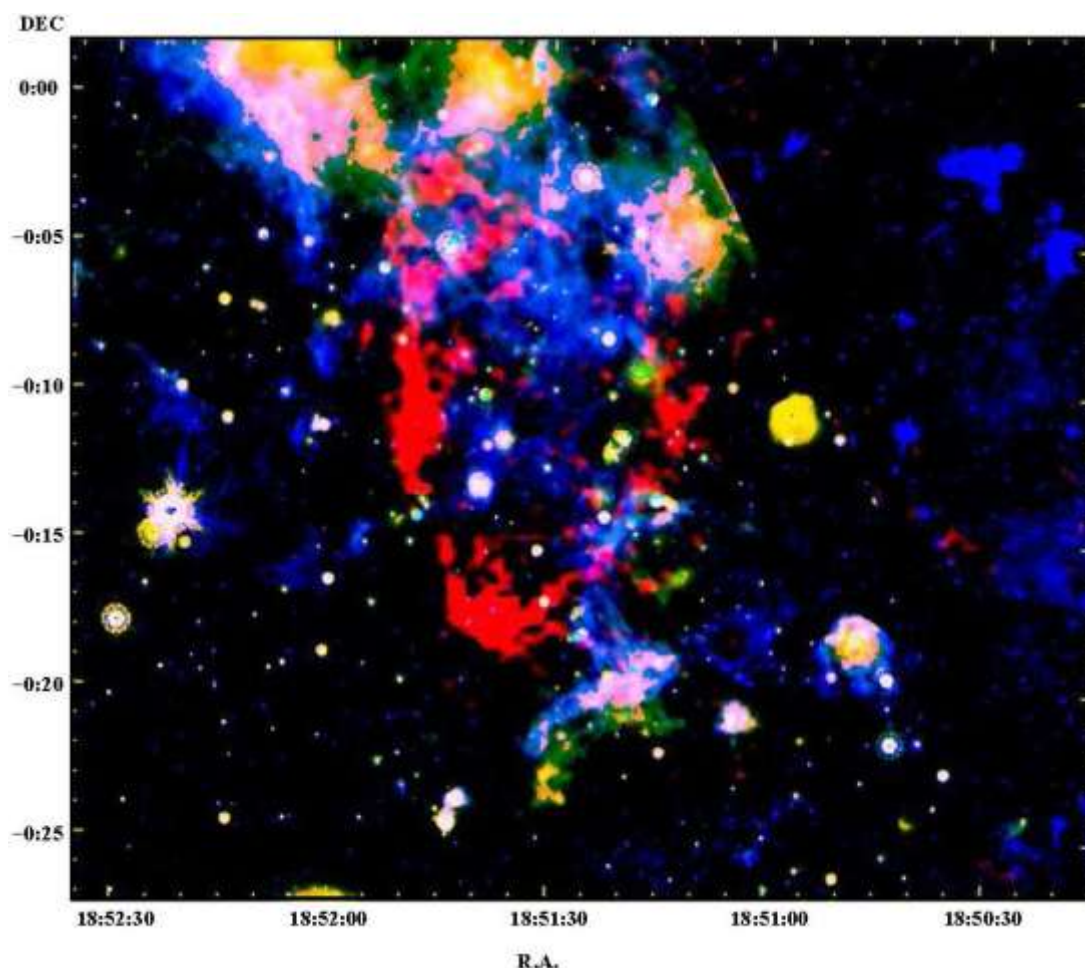
<sup>δ</sup> Όλα τα σφάλματα έχουν υπολογιστεί με βάση την μετάδοση σφάλματος.



Σχήμα 3.21 Το μωσαϊκό του υπολείμματος υπερκαινοφανούς G 32.8-0.1 όπως φαίνεται από το 1.3 μ τηλεσκόπιο στη γραμμή εκπομπής H $\alpha$ + [N II]. Από την εικόνα έχουν αφαιρεθεί οι αστέρες.

Στην περιοχή αυτή λήφθηκαν δύο φάσματα χαμηλής ανάλυσης στις λαμπρότερες περιοχές που εμφάνιζαν οι νηματοειδείς δομές στο ανατολικό και νότιο τμήμα του υπολείμματος του υπερκαινοφανούς (οι ακριβείς τοποθεσίες φαίνονται στον πίνακα 3.7). Τα αποτελέσματα αναφέρονται στον παραπάνω πίνακα 3.12 ενώ ο χωρισμός των δυο περιοχών σε δύο επιμέρους μέρη, έχει να κάνει με την ύπαρξη

αστέρος στα φάσμα. Από τις τιμές του πίνακα 3.12 παρατηρούμε ότι η εκπομπή των περιοχών αυτών οφείλεται σε αέριο που έχει θερμανθεί από την διέλευση κύματος shock (όπως άλλωστε είχε φανεί και στην επεξεργασία των εικόνων) αφού ισχύει για τον λόγο  $[S II]/Ha > 1.5$ . Μετρώντας και τους λόγους των στοιχείων  $[N II]/Ha$  των οποίων οι τιμές κυμαίνονται μεταξύ 1.3 έως 2.2, παρατηρούμε ότι το νεφέλωμα βρίσκεται εντός της περιοχής που χαρακτηρίζεται σαν υπόλειμμα υπερκαινοφανούς (Fesen et al. 1985). Στις μετρήσεις του σήματος σε σχέση με τον θόρυβο (signal-to-noise) δεν εμπεριέχονται τα φωτομετρικά σφάλματα, τα οποία όμως είναι λιγότερα από 10%. Ο λόγος των γραμμών του θείου  $F(6716)/F(6731)$  ο οποίος κυμαίνεται από 1.3 έως 1.5, δείχνει ότι η πυκνότητα ηλεκτρονίων βρίσκεται κάτω από  $150 \text{ e cm}^{-3}$  θεωρώντας ότι η θερμοκρασία του υπολείμματος είναι περίπου  $10^4 \text{ K}$  (Osterbrock & Ferland 2006). Ωστόσο λαμβάνοντας υπόψη και τα στατιστικά σφάλματα (Shaw & Dufour 1995), η πυκνότητα των ηλεκτρονίων μπορεί να φτάσει έως  $200 \text{ e cm}^{-3}$ . Η μη



Σχήμα 3.22 Συνδυασμός εικόνων του υπολείμματος G 32.8-0.1 όπου με κόκκινο χρώμα παρουσιάζεται η εικόνα στις γραμμές  $H\alpha + [N II]$ , με μπλε χρώμα η υπέρυθη ακτινοβολία στα  $8 \mu\text{m}$  και με πράσινο η ακτινοβολία στα  $24 \mu\text{m}$ .



ανίχνευση των γραμμών [O III] καθώς και η αμυδρή εκπομπή της γραμμής H $\beta$  μας επιτρέπουν να υποθέσουμε ότι στην περιοχή αυτή υπάρχει μεγάλη μεσοαστρική απορρόφηση της οπτικής ακτινοβολίας. Επιπλέον η παντελής έλλειψη των γραμμών [O III], μπορεί να ερμηνευτεί και από τον αργό ρυθμό επέκτασης του κύματος shock ο οποίος πρέπει να είναι  $<100 \text{ km sec}^{-1}$ , (Hartigan et al. 1987), μιας και αν είχε μεγαλύτερη ταχύτητα θα έπρεπε να καθιστούσε ανιχνεύσιμες τις γραμμές αυτές.

Η μεσοαστρική εξασθένηση  $c$  στην περιοχή δεν μπορεί να υπολογιστεί με ακρίβεια λόγω του ασθενούς σήματος που λαμβάνεται από την ροή της γραμμής H $\beta$ . Μπορεί όμως να εκτιμηθεί ένα κατώτατο όριο για την εξασθένηση (όπως αναφέρεται και στον πίνακα 3.12) το οποίο είναι 2.2 και 2.7 για την τιμή  $c(\text{H}\beta)$  που αντιστοιχεί σε απορρόφηση 4.51 και 5.53 για τις περιοχές νότια (S) και ανατολικά (E). Αυτό σημαίνει ότι το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς βρίσκεται σε περιοχή με υψηλή απορρόφηση, το οποίο είναι και αναμενόμενο μιας και βρίσκεται πλησίον του γαλαξιακού δίσκου. Χρησιμοποιώντας την σχέση των Ryter et al. (1975) μπορούμε να εκτιμήσουμε κατά προσέγγιση την πυκνότητα της στήλης του ουδέτερου υδρογόνου  $N(\text{H})$  την οποία βρίσκουμε μεγαλύτερη από  $9.9 \times 10^{21} \text{ atoms cm}^{-2}$  και  $1.2 \times 10^{22} \text{ atoms cm}^{-2}$  αντίστοιχα, γεγονός που έρχεται σε συμφωνία με τις τιμές που υπολογίστηκαν από τους Dickey & Lockman (1990) (η οποία είναι περίπου  $1.9 \times 10^{22} \text{ atoms cm}^{-2}$ ) και από τους Kalberla et al. (2005) (περίπου  $1.5 \times 10^{22} \text{ atoms cm}^{-2}$ ). Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις 3.4 και 3.5 (με  $\beta = 1$ ) καταλήγουμε για την απόσταση του υπολείμματος στην σχέση:

$$E_{51} < 1.1 \times 10^{-3} D_{1kpc}^3 \quad (3.7)$$

όπου χρησιμοποιώντας την τιμή της ενέργειας του υπερκαινοφανούς  $0.53 \times 10^{51} \text{ erg}$ , (Gosachinskii & Khersonskii 1985) υπολογίζουμε ότι το υπόλειμμα βρίσκεται σε απόσταση μεγαλύτερη από 7.9 kpc. Τέλος οι εικόνες στο υπέρυθρο μέρος του φάσματος, (Σχήμα 3.22) δείχνουν ότι το υπόλειμμα περιτριγυρίζεται από σκόνη, ενώ η μορφολογία της παραπέμπει σε αλληλεπίδρασή της με το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς G 32.8-0.1 (Boumis et al. 2009).

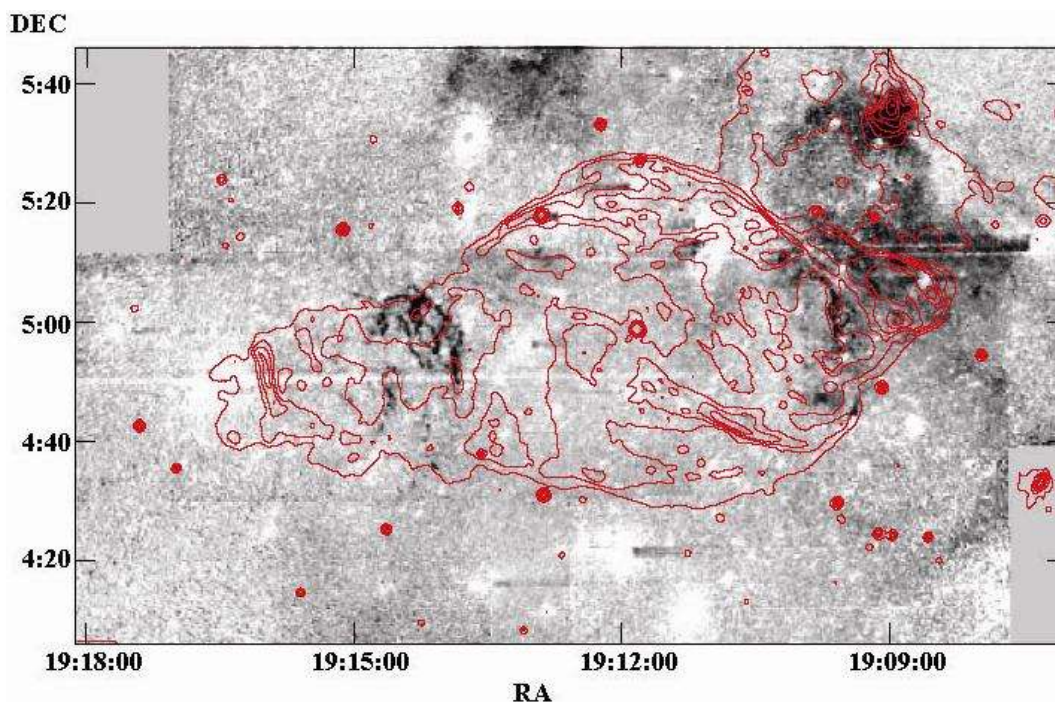
### 3.7.4 Το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς G 39.7-2.0 (W 50)

#### 3.7.4.1 Συλλογή δεδομένων

Η εκτεταμένη ραδιοπηγή W 50 θεωρείται ένα υπόλειμμα υπερκαινοφανούς και σε αυτό συνηγορεί και η ύπαρξη της πηγής SS 433 στο κέντρο του υπολείμματος, η οποία εμφανίζει διπολική εκροή (bipolar flow) ύλης σε σχετικιστικές ταχύτητες από πίδακες (jets, Blundell & Bowler 2004). Το υπόλειμμα W 50 (ή αλλιώς G 39.9-2.0 όπως καταγράφεται στους διάφορους καταλόγους, Green 2009), ανακαλύφθηκε στο ραδιοφωνικό φάσμα από τον Westerhout (1969), ενώ κατηγοριοποιήθηκε ως υπόλειμμα υπερκαινοφανούς από τους Holden & Caswell (1969). Η εικόνα του στο ραδιοφωνικό φάσμα παρουσιάζει ένα πολύπλοκο κελυφοειδές νεφέλωμα όπου το κεντρικό κέλυφος παρουσιάζει μη-θερμική εκπομπή ακτινοβολίας με την φασματική σταθερά  $\alpha$ , να κυμαίνεται μεταξύ των τιμών  $-0.4$  με  $-0.7$ . Βρίσκεται σε απόσταση περίπου 3 kpc, και το κεντρικό κέλυφος καλύπτει έκταση στον ουρανό περίπου 58 arcmin (Dubner et al. 1998). Ένα διπλό σύστημα (binary system) ανακαλύφθηκε στο κέντρο του υπολείμματος (Fabrika 2004) το οποίο εκτοξεύει υλικό με σχετικιστικές ταχύτητες σε δύο αντίθετες κατευθύνσεις, το οποίο φτάνει σε απόσταση τα  $4.61 \pm 0.35$  kpc (Stirling et al. 2002) από το κέντρο του υπολείμματος. Στο οπτικό μέρος του φάσματος το W 50 παρατηρήθηκε από τους van den Bergh (1980) και Zealey et al. (1980), οι οποίοι εντόπισαν δύο αμυδρές νηματοειδής δομές, μια ανατολικά και μια δυτικά του SS 433 σε απόσταση περίπου 30 arcmin από αυτό. Φασματοσκοπικές μετρήσεις (Kirshner & Chevalier 1980) έδειξαν ότι οι εκπομπές ακτινοβολίας των νηματοειδών δομών οφείλονται σε αέριο που έχει θερμανθεί από κύμα shock ( $[S II]/H\alpha \approx 2$ ), ενώ παρατηρήθηκε και εκπομπή  $[O III]$  μόνο στην ανατολική νηματοειδή δομή.

Για την παρατήρηση του G 39.9-2.0 χρησιμοποιήθηκε το τηλεσκόπιο των 30 εκ. που βρίσκεται στο αστεροσκοπείο του Σκίνακα χρησιμοποιώντας μια CCD κάμερα τύπου SITe, με τα φίλτρα  $H\alpha+[N II]$ ,  $[S II]$ , και  $[O III]$ , καθώς και τα φίλτρα Sloan y και continuum red στις 27 έως 30 Ιουνίου, του έτους 2003. Τέσσερα διαφορετικά πεδία παρατηρήθηκαν προκειμένου να καλυφθεί όλη η περιοχή, των 2400 δευτερολέπτων (για τα στενά φίλτρα), και των 180 δευτερολέπτων για τα άλλα δύο. Η συνολική εικόνα του νεφελώματος (πάνω στην οποία έχουν προσαρμοστεί οι ισοενεργειακές γραμμές από την εικόνα στο ραδιοφωνικό φάσμα στα 1465 MHz)

φαίνεται στο Σχήμα 3.23, ενώ στα Σχήματα 3.24 και 3.25 a και b φαίνονται οι δομές του ανατολικού και δυτικού τμήματος, στις γραμμές [O III] και H $\alpha$ + [N II] αντίστοιχα. Παράλληλα το υπόλειμμα παρατηρήθηκε και από το τηλεσκόπιο των 1.3  $\mu$ . (που



**Σχήμα 3.23** Το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς W 50 όπως φαίνεται στις γραμμές H $\alpha$ + [N II]. Οι κόκκινες γραμμές εκφράζουν τις ισοενεργειακές γραμμές του νεφελώματος στην συχνότητα 1465 MHz (Dubner et al. 1998). Η διαβάθμιση της έντασης των ισοενεργειακών γραμμών είναι γραμμική και κυμαίνεται από  $10^{-2}$  Jy/beam έως 0.1 Jy/beam.

βρίσκεται στην ίδια περιοχή) με την κάμερα τύπου SITE, στις 5, 9 και 10 Σεπτεμβρίου του 2005 και 27, 28 Ιουλίου του 2006, προκειμένου να έχουμε μεγαλύτερη διακριτική ικανότητα. Λόγω του μεγέθους του υπολείμματος, χρειάστηκαν οκτώ εκθέσεις σε διαφορετικές περιοχές προκειμένου να δημιουργηθεί ένα μωσαϊκό για το ανατολικό τμήμα (Σχήμα 3.26 για τη γραμμή εκπομπής [O III]), και δύο εκθέσεις για να καλυφθεί η δυτική περιοχή (Σχήμα 3.27 για τις γραμμές εκπομπής H $\alpha$ + [N II]). Επιπλέον λήφθηκαν φάσματα χαμηλής ανάλυσης χρησιμοποιώντας το τηλεσκόπιο των 1.3  $\mu$ . με την κάμερα ISO 604 στις 14 Ιουνίου του 2004 και στις 6, 7 Σεπτεμβρίου του 2005. Στον πίνακα 3.13 αναφέρονται οι συντεταγμένες του κέντρου της σχισμής που χρησιμοποιήθηκε για τα φάσματα καθώς και η απόκλιση από το κέντρο του και το εύρος του φάσματος που χρησιμοποιήθηκε. Οι χρόνοι έκθεσης των φασμάτων ήταν 3900 sec. Τέλος από τις 2 έως τις 4 Αυγούστου του 2005, λήφθηκαν δύο φάσματα υψηλής ανάλυσης στο ανατολικό τμήμα του υπολείμματος από το 2.1  $\mu$ . τηλεσκόπιο του San Pedro Martir (Μεξικό) χρησιμοποιώντας τον φασματογράφο

MES-SPM. Οι χρόνοι παρατήρησης ήταν 1800 και 3600 sec ενώ χρησιμοποιήθηκε η 87<sup>η</sup> φασματική τάξη (spectrum order) που δίνει την φασματική γραμμή H $\alpha$  και με εύρος 90 Å. Οι πληροφορίες για τα όργανα που χρησιμοποιήθηκαν (τηλεσκόπιο και κάμερες) βρίσκονται στην Παράγραφο 2.2.1 και 2.2.2 ενώ η όλη διαδικασία που ακολουθήθηκε περιγράφεται στις Παραγράφους 2.3 και 2.4 (για τις εικόνες και τα φάσματα αντίστοιχα).

**Πίνακας 3.13**

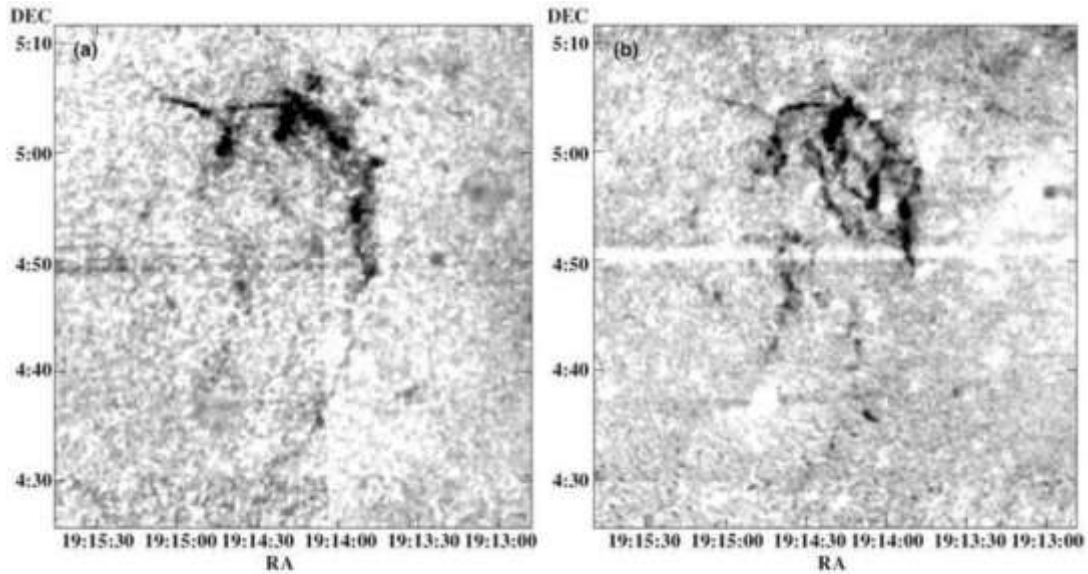
Περιοχή	Συντεταγμένες του κέντρου της σχισμής		Απόκλιση από το κέντρο <sup>a</sup> (arcsec)	Εύρος του φάσματος (arcsec)
	R.A (h m s)	Dec ( <sup>o</sup> ' ")		
East I (EI)	19 14 20	05 03 41	112 S	12
East II (EII)	19 14 20	05 03 41	94 S	26
East III (EIII)	19 14 20	05 03 41	61 S	66
East IV (EIV)	19 14 24	05 04 49	58 S	30
East V (EV)	19 14 38	04 45 40	4 N	24
West I (WI)	19 09 39	05 02 34	89 S	36
West II (WII)	19 09 39	05 02 34	50 S	43
West III (WIII)	19 09 39	05 02 34	193 N	44

<sup>a</sup> Τα N και S που εμφανίζονται δίπλα από την απόκλιση από το κέντρο, εκφράζουν το αν είναι βόρεια (N=North), ή νότια (S=South) από το κέντρο της σχισμής.

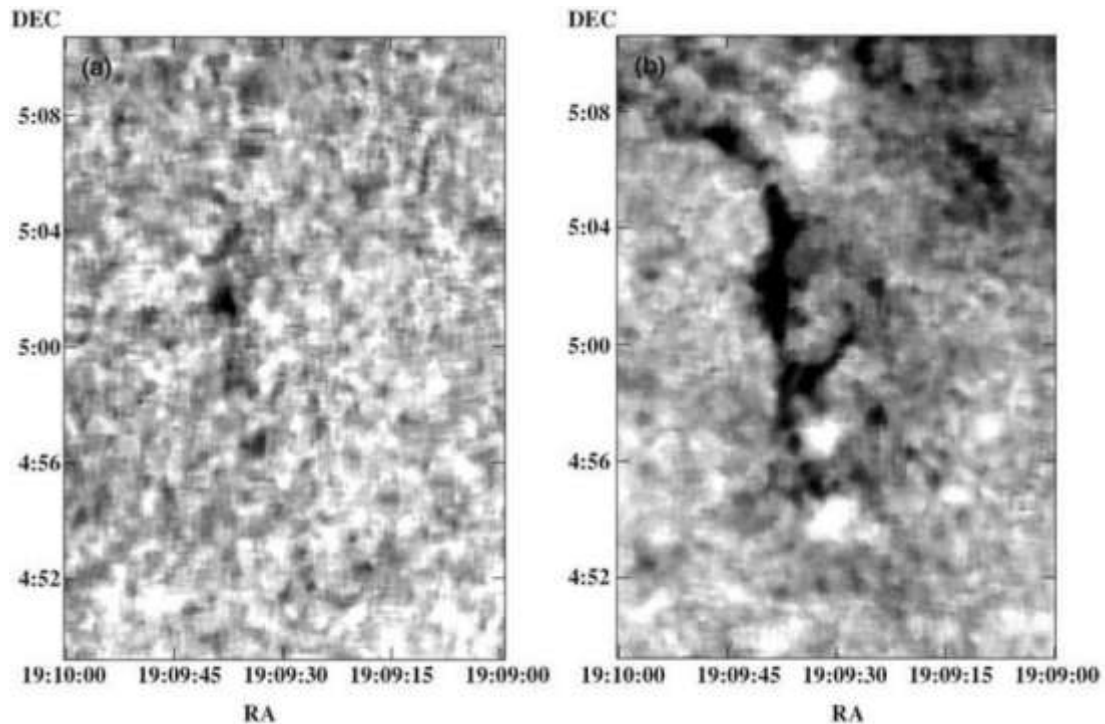
### 3.7.4.2 Αποτελέσματα για την περιοχή W 50

Στο Σχήμα 3.23 παρουσιάζεται όλο το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς W 50, όμως οι περιοχές που έχουν μεγάλο ενδιαφέρον (η ανατολική και η δυτική περιοχή) παρουσιάζονται στα Σχήματα 3.24 a και b, και 3.25 a και b, όπου φαίνεται η εκπομπή από τις γραμμές [O III] και H $\alpha$ + [N II] αντίστοιχα. Στο Σχήμα 3.23 παρουσιάζεται για πρώτη φορά μια διάχυτη εκπομπή σε όλο το υπόλειμμα ενώ αυτό καταγράφεται για πρώτη φορά στη γραμμή εκπομπής [O III], δείχνοντας νηματοειδείς δομές στις περιοχές αυτές. Η ανατολική περιοχή εκτίνεται περίπου 24 arcmin, παρουσιάζει μια καμπυλότητα γύρω από την πηγή SS 433, ενώ παράλληλα

εμφανίζει και έντονη εκπομπή [O III], ταυτόσημη με εκείνη που εμφανίζουν και στις γραμμές H $\alpha$ + [N II]. Αντίθετα, η δυτική περιοχή του W 50, έχει έκταση μόνο 14 arcmin, και η εκπομπή της σε [O III] είναι εστιασμένη μόνο σε ένα σημείο της



Σχήμα 3.24 Το ανατολικό τμήμα του W 50, όπως φαίνεται η εκπομπή της γραμμής [O III] (a) και των γραμμών H $\alpha$ + [N II] (b).

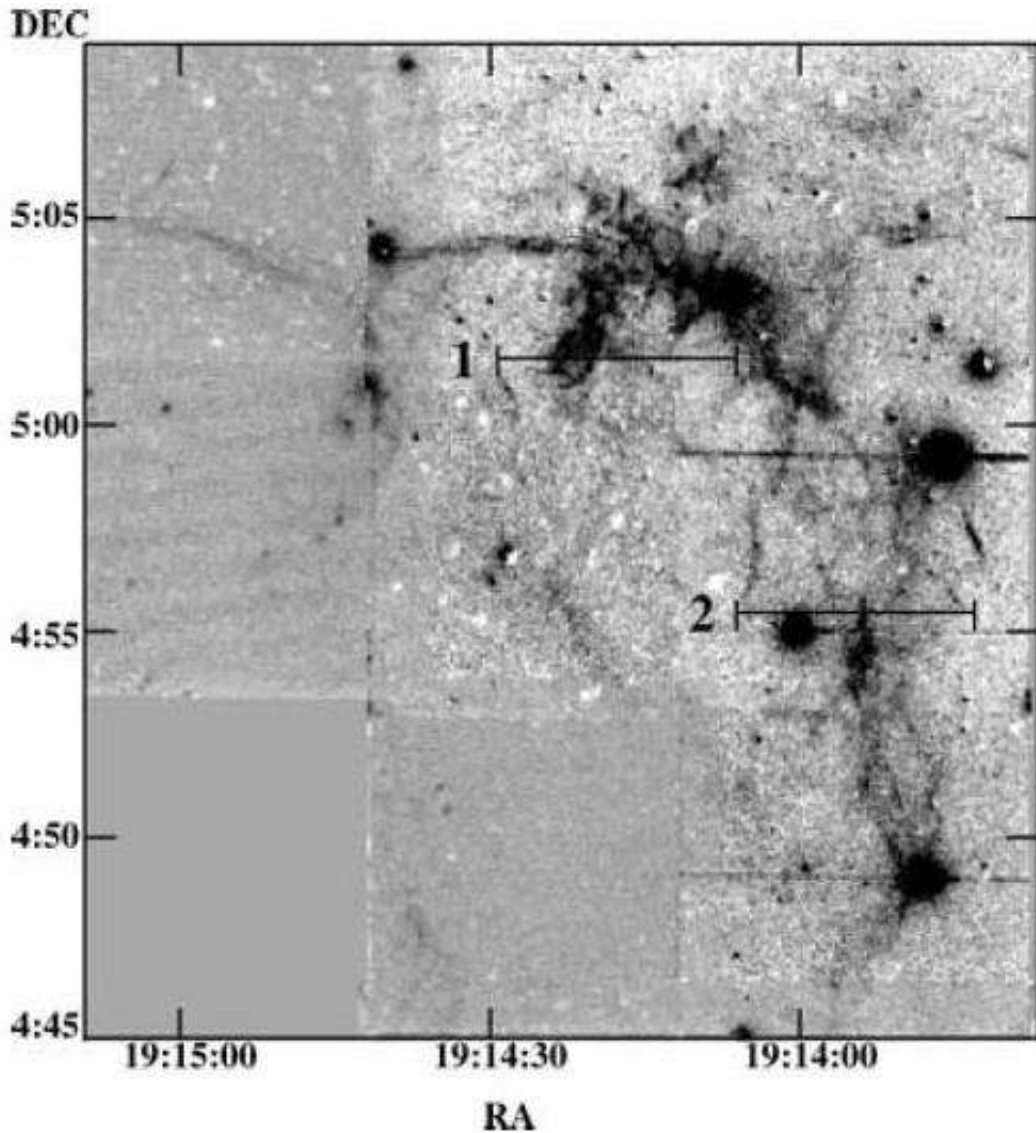


Σχήμα 3.25 Το δυτικό τμήμα του W 50, όπως φαίνεται η εκπομπή της γραμμής [O III] (a) και των γραμμών H $\alpha$ + [N II] (b).

νηματοειδή δομής που εμφανίζεται στις γραμμές H $\alpha$ + [N II]. Οι επιπλέον διάχυτες δομές που εμφανίζονται δυτικότερα (και ταυτίζονται με την εκπομπή του υπολείμματος στο ράδιο) είναι πιθανόν να ανήκουν επίσης σε αυτό. Στο Σχήμα 3.23,

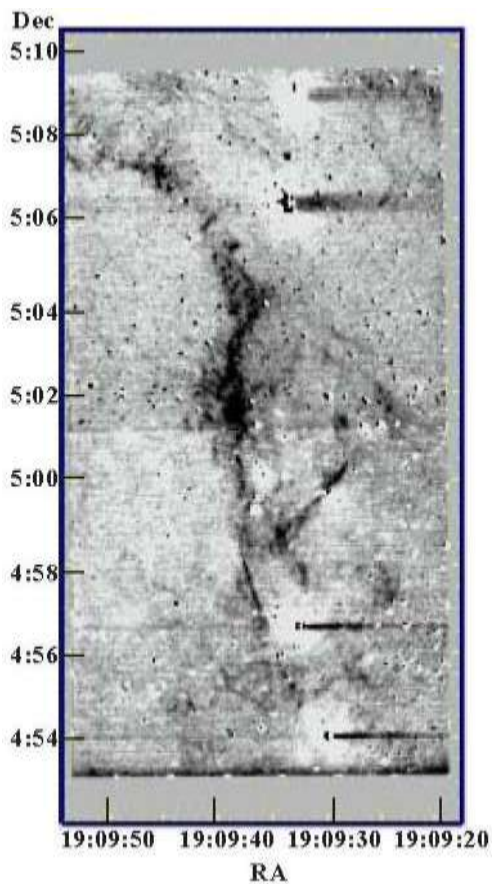
παρατηρείται μια αμυδρή εκπομπή του υπολείμματος στα βόρεια, η οποία συμπίπτει με την εκπομπή στο ραδιοφωνικό φάσμα. Στο βορειοδυτικό τμήμα του σχήματος 3.23 εμφανίζεται ένα λαμπρό εκτεταμένο νεφέλωμα το οποίο είναι γνωστό ως LBN 109 (Lynds 1965) και το οποίο βρίσκεται εκτός ορίων του υπερκαινοφανούς υπολείμματος.

Όλα τα φάσματα που λήφθηκαν δείχνουν ότι η εκπομπή της ακτινοβολίας προέρχεται από αέριο που έχει θερμανθεί λόγω κρουστικής διέγερσης προερχόμενη



Σχήμα 3.26 Μωσαϊκό οχτώ εικόνων της ανατολικής περιοχής του W 50, όπως παρατηρήθηκαν από το 1.3 μ. τηλεσκόπιο στη γραμμή [O III]. Στην εικόνα αυτή εμφανίζονται και οι θέσεις (1, 2) που πάρθηκαν τα φάσματα υψηλής ανάλυσης με τον MES-SPM.

από κύμα shock, μιας και ο λόγος [S II]/H $\alpha$  είναι μεγαλύτερος από 1.5. Η ύπαρξη της γραμμής [O III] και στις δύο περιοχές του υπολείμματος δηλώνει ότι ταχύτητα του shock είναι παραπάνω από 100 km sec<sup>-1</sup> (Cox & Raymond 1985). Οι λόγοι των



**Σχήμα 3.27** Μωσαϊκό δύο εικόνων της δυτικής περιοχής του W 50, όπως παρατηρήθηκαν από το 1.3 μ. τηλεσκόπιο στο φίλτρο H $\alpha$ + [N II].

γραμμών [S II], (οι οποίοι κυμαίνονται από 1.1 έως 1.4) έδειξαν ότι η πυκνότητα ηλεκτρονίων στις περιοχές αυτές βρίσκεται μεταξύ των 30 και 400 e cm<sup>-3</sup> (Osterbrock & Ferland 2006) όπου λαμβανομένου υπόψη τα φασματοσκοπικά σφάλματα, η ηλεκτρονιακή πυκνότητα μπορεί να κυμαίνεται τότε από 50 έως 700 e cm<sup>-3</sup>. Ο λόγος των γραμμών H $\alpha$ /H $\beta$  (ο οποίος φαίνεται και στον πίνακα 3.14 που παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των φασματικών γραμμών) παρουσιάζει μεγάλη απορρόφηση στην οπτική εκπομπή, κάτι το οποίο είναι και αναμενόμενο για ένα αντικείμενο το οποίο βρίσκεται σε μια απόσταση 5 kpc από εμάς και σε γαλαξιακό επίπεδο -2.27 μοίρες. Η εκπομπή στο υπέρυθρο (Moldowan et al. 2005) δείχνει ότι όλη η δυτική περιοχή περιβάλλεται από σκόνη, ενώ το

μεγαλύτερο μέρος που παρουσιάζει υπέρυθρη ακτινοβολία δεν έχει οπτική εκπομπή, πιθανότατα λόγω της απορρόφησης της εκπεμπόμενης από το shock ακτινοβολίας, από την ίδια την σκόνη. Οι παρατηρήσεις από τον φασματογράφο υψηλής ανάλυσης στην γραμμή εκπομπής [N II] 6584 Å, έδειξαν ότι οι ακτινικές ταχύτητες στην λαμπερή ανατολική περιοχή του υπολείμματος είναι περίπου V=56 km sec<sup>-1</sup> (Σχήμα 3.28), ενώ οι αμυδρές περιοχές που εκτίνονται από αυτό, δείχνουν ότι η ταχύτητά τους φτάνει στα 100 km sec<sup>-1</sup>.

Παρατηρώντας τις εικόνες υψηλής ανάλυσης (το μωσαϊκό του Σχήματος 3.26 και 3.27) του υπολείμματος W 50, βλέπουμε ότι το ανατολικό υπόλειμμα παρουσιάζεται σαν τόξο κύκλου το κέντρο του οποίου βρίσκεται στο αντικείμενο SS 433, ενώ η ύπαρξη και δεύτερης περιοχής που παρουσιάζεται σαν επιπλέον τόξο κύκλου και εφάπτεται με το πρώτο, μπορεί να σημαίνει ότι το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς παρουσιάζει μια ελικοειδή μορφολογία. Η δυτική περιοχή δείχνει

**Πίνακας 3.14**

Μήκος Κύματος Γραμμών (Å)	Περιοχή EI		Περιοχή EII		Περιοχή EIII		Περιοχή EIV	
	F <sup>α</sup>	S/N <sup>β</sup>	F	S/N	F	S/N	F	S/N
Hβ 4861	35	7	35	6	35	5	35	2
[O III] 4959	52	9	68	13	49	8	-	-
[O III] 5007	134	27	174	31	181	25	488	28
[O I] 6300	74	38	90	61	97	38	40	13
[O I] 6363	18	15	25	22	28	16	-	-
[N II] 6518	107	70	117	90	106	61	76	29
Hα 6563	100	65	100	81	100	55	100	38
[N II] 6583	340	154	373	210	367	159	225	78
[S II] 6717	121	80	128	110	162	88	46	24
[S II] 6731	84	61	90	81	114	63	30	15
Απόλυτη ροή Hα <sup>γ</sup>	16.3		14.7		5.8		2.9	
[S II]/Hα <sup>δ</sup>	2.04±0.06		2.18±0.05		2.76±0.09		0.76±0.06	
F(6716)/F(6731) <sup>δ</sup>	1.45±0.11		1.43±0.03		1.42±0.04		1.49±0.18	
[O III]/Hβ <sup>δ</sup>	5.27±0.49		6.83±0.46		6.50±0.73		13.74±4.03	
c(Hβ) <sup>δ</sup>	0.98±0.12		1.45±0.13		1.06±0.15		1.57±0.37	

Μήκος Κύματος Γραμμών (Å)	Περιοχή EV		Περιοχή WI		Περιοχή WII		Περιοχή WIII	
	F <sup>α</sup>	S/N <sup>β</sup>	F	S/N	F	S/N	F	S/N
Hβ 4861	35	4	35	2	35	2	35	3
[O III] 4959	-	-	66	2	104	3	88	4
[O III] 5007	103	14	204	6	373	9	364	10
[O I] 6300	46	19	-	-	-	-	-	-
[O I] 6363	47	20	-	-	-	-	-	-
[N II] 6518	102	43	80	10	88	18	76	10
Hα 6563	100	41	100	12	100	20	100	12
[N II] 6583	315	109	255	29	271	52	298	33
[S II] 6717	136	56	77	11	107	25	105	14
[S II] 6731	99	41	69	10	81	20	100	14
Απόλυτη ροή Hα <sup>γ</sup>	4.9		1.4		2.6		1.4	
[S II]/Hα <sup>δ</sup>	2.35±0.11		1.46±0.27		1.86±0.22		2.05±0.33	
F(6716)/F(6731) <sup>δ</sup>	1.38±0.06		1.12±0.23		1.32±0.14		1.05±1.61	
[O III]/Hβ <sup>δ</sup>	2.91±0.62		7.64±2.32		13.4±1.81		12.78±2.40	
c(Hβ) <sup>δ</sup>	0.53±0.17		1.15±0.67		2.01±0.76		1.15±0.65	

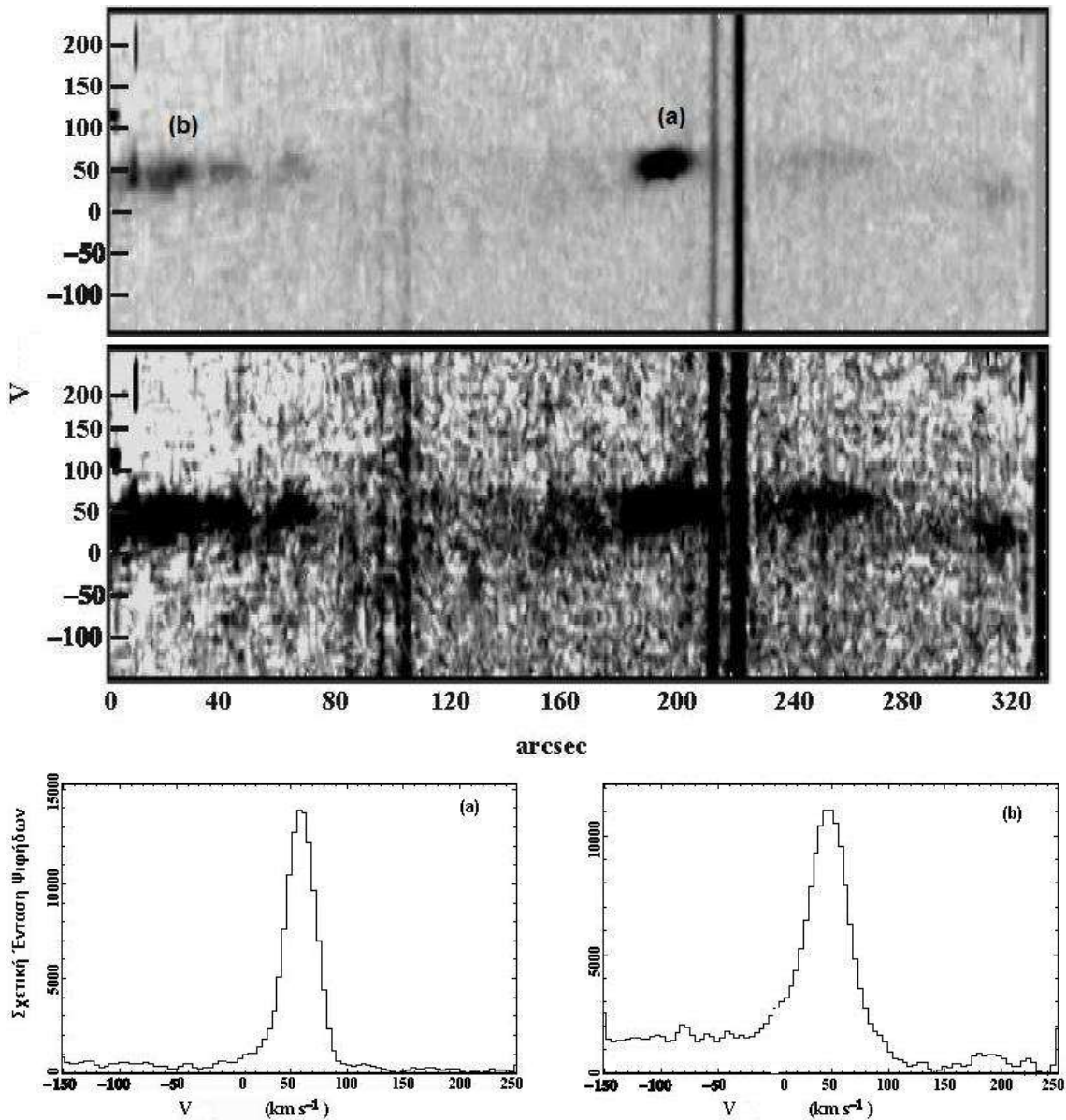


<sup>a</sup> Παρατηρήσιμες ροές των στοιχείων, κανονικοποιημένες στην ροή της γραμμής H $\alpha$ , (η οποία λαμβάνει την τιμή 100). Οι τιμές έχουν διορθωθεί από την μεσοαστρική απορρόφηση.

<sup>b</sup> Τιμή που εκφράζει το σήμα της γραμμής σε σχέση με το θόρυβο (signal to noise).

<sup>γ</sup> Οι τιμές της ροής της γραμμής του H $\alpha$  εκφράζεται σε μονάδες  $10^{-17}$  erg sec $^{-1}$  cm $^{-2}$  arcsec $^{-2}$

<sup>δ</sup> Όλα τα σφάλματα έχουν υπολογιστεί με βάση την μετάδοση σφάλματος.



Σχήμα 3.28 Στο πάνω μέρος του σχήματος (οι δύο πρώτες εικόνες) παρατηρούμε ένα φάσμα υψηλής ανάλυσης στη γραμμή εκπομπής [N II] 6584 Å. Στο φάσμα αυτό διακρίνονται καθαρά οι αμυδρές περιοχές του υπολείμματος. Στο κάτω μέρος παρουσιάζονται γραφικά οι ταχύτητες των περιοχών (a) και (b) του πάνω σχήματος

να βρίσκεται σε αντιδιαμετρικό σημείο με την ανατολική (σε σχέση με το SS 433), και αυτός μπορεί να είναι ένας λόγος όπου η περιοχή αυτή εμφανίζεται αμυδρότερη σε σχέση με την ανατολική (μιας και μεσολαβεί περισσότερο μεσοαστρικό υλικό). Ο

διπολικός σχετικιστικός πίδακας ο οποίος προέρχεται από το SS 433, φαίνεται σαν να διαπερνά το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς και να επηρεάζει το σχήμα του, χωρίς όμως να μπορεί να εκπέμψει οπτική ακτινοβολία, γιατί ενώ στο εσωτερικό του πίδακα υπάρχει πολύ θερμό περιβάλλον, εντούτοις η πυκνότητα που υπάρχει είναι πολύ μικρή ώστε να μπορεί να ιονιστεί. (Στο άρθρο των Fabrika et al. 2004 περιγράφονται αναλυτικά οι ιδιότητες του πίδακα οι οποίες συμπίπτουν με αυτές που προέρχονται από την ανάλυση των οπτικών εικόνων. Περισσότερες λεπτομέρειες για το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς W 50 παρουσιάζονται στο άρθρο των Boumis et al. 2007).

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4. ΔΙΑΧΥΤΗ ΣΚΟΝΗ ΣΤΗΝ ΟΜΑΔΑ ΓΑΛΑΞΙΩΝ M81

## 4.1 Εισαγωγή

Όπως αναφέρθηκε και στην παράγραφο 1.5, η μάζα της σκόνης σε σχέση με το αέριο που υπάρχει μέσα σε ένα γαλαξία, είναι περίπου το 1% ενώ σε σχέση με την συνολική μάζα του γαλαξία, είναι μόλις το 0.1%. Παρόλα αυτά όμως η ποσότητα αυτή είναι αρκετή για να επηρεάσει την δομή του γαλαξία, μιας και καθορίζει όλες τις διεργασίες που λαμβάνουν χώρα στον μεσοαστρικό χώρο. Για παράδειγμα σε περιοχές με μεγάλη συγκεντρωση σκόνης δημιουργούνται οι κατάλληλες συνθήκες προκειμένου να γεννηθούν νέοι αστέρες, καθώς και πολύπλοκα μόρια (Herbst 2001). Παράλληλα, συσσωματώματα κόκκων σκόνης γύρω από τους νέοδημι-ουρρηθέντες αστέρες (τα οποία συνενώνονται λόγω του αστρικού ανέμου και της πίεσης της ακτινοβολίας) έχουν σαν αποτέλεσμα να δημιουργούν πλανητικά συστήματα (Greaves et al. 2004).

Ακόμα και στις μέρες μας, δεν είναι απόλυτα γνωστό το πως επέρχεται ισορροπία μεταξύ της σκόνης που δημιουργείται και της σκόνης που καταστρέφεται. Ο Whittet (1992), σε μια έρευνα που διεξήγαγε απέδειξε ότι ο ρυθμός παραγωγής σκόνης στον γαλαξία μας είναι  $0.04 M_{\odot}/\text{χρόνο}$ . Από την άλλη, οι έντονες διεργασίες που γίνονται σε περιοχές αστρογένεσης, στον γαλαξιακό δίσκο, αποδεδειγμένα εκτοξεύουν υλικό σε μερικές χιλιάδες parsec έξω από την περιοχή, αλλά δεν είναι ακόμα γνωστό αν το υλικό αυτό διαφεύγει από τον γαλαξία ή επαναπροσλαμβάνεται από τον γαλαξία (Heckman et al. 1990, Cox & Savage 1997).

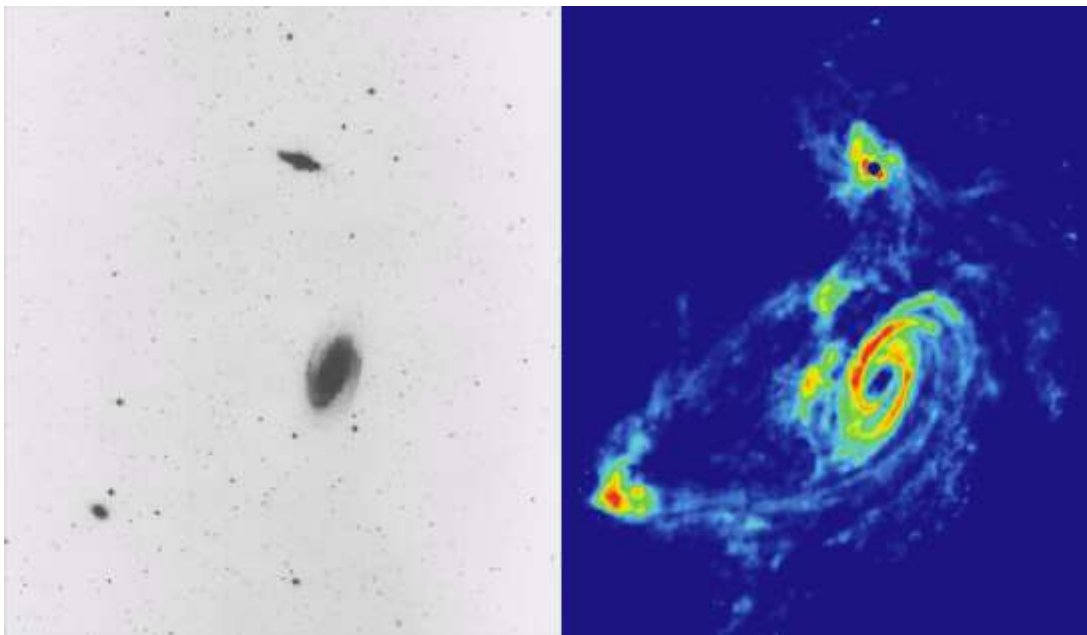
Στην προσπάθειά μας να ερευνήσουμε αν υπάρχει σκόνη σε περιοχές μεταξύ των γαλαξιών επιλέξαμε την κοντινή σε εμάς ομάδα γαλαξιών του M81, και ελέγξαμε φωτομετρικά την ερυθρόση που υφίσταται το χρώμα απομακρυσμένων γαλαξιών (που βρίσκονται πίσω από την ομάδα γαλαξιών M81), σε σχέση με το χρώμα άλλων απομακρυσμένων γαλαξιών που βρίσκονται σε περιοχές μακριά από την ομάδα M81. Αυτό γιατί η σκόνη εξασθενεί την οπτική ακτινοβολία στα διάφορα μήκη κύματος, οπότε περιμένουμε να έχουμε ερυθρόση στις περιοχές της ομάδας M81, υποθέτοντας ότι υπάρχει διάχυτη σκόνη, σε σχέση με μια απομακρυσμένη περιοχή .

## 4.2 Επιλογή της περιοχής και μεθοδολογία

### 4.2.1 Επιλογή της περιοχής.

Στην προσπάθειά μας να επιλέξουμε μια κατάλληλη περιοχή όπου θα μπορούσε να γίνει αντιληπτή η ύπαρξη σκόνης στην περιοχή μεταξύ των γαλαξιών, καταλήξαμε σε μερικές ομάδες γαλαξιών που βρίσκονται σχετικά κοντά στο δικό μας γαλαξία. Αυτή όμως που πληρούσε όλες τις απαιτούμενες συνθήκες για να γίνει καλύτερα η μελέτη, ήταν η ομάδα γαλαξιών του M81 (M81 group of galaxies).

Ο λόγος που επιλέχθηκε ήταν ότι η ομάδα αυτή βρίσκεται πολύ κοντά στον γαλαξία μας ( $3.63 \pm 0.34$  Mpc), όπως υπολογίστηκε από τον Freedman L. W. et al. (1994) με την μέθοδο των κηφειδών που ανακαλύφθηκαν σε διάφορες περιοχές του γαλαξία M81.



Σχήμα 4.1 Δεξιά βλέπουμε την γαλαξιακή ομάδα του M81 στο οπτικό μέρος του φάσματος όπως παρουσιάζεται στο διαδικτυακό τόπο Digital Sky Survey, ενώ αριστερά παρουσιάζεται το ατομικό υδρογόνο που υπάρχει στην περιοχή, το οποίο παρατηρήθηκε από τους Yun et al. το 1994. Ενώ στην οπτική εικόνα οι γαλαξίες της ομάδας αυτής φαίνονται απομακρυσμένοι και εντελώς ανεξάρτητοι μεταξύ τους, στην εικόνα του ατομικού υδρογόνου οι γαλαξίες φαίνονται ενωμένοι με «γέφυρες» από αέριο υδρογόνο. Μήπως το ίδιο συμβαίνει και με τη σκόνη;

Ένας άλλος λόγος ήταν ότι οι κύριοι γαλαξίες της ομάδας (M81, M82, και NGC3077) συνδέονται μεταξύ τους με «γέφυρες» ουδέτερου υδρογόνου, ενώ παρατηρούνται και πολλές νηματοειδής σχηματισμοί από αυτό, καλύπτοντας μεγάλη

έκταση στον μεταξύ τους χώρο (Yun et al. 1994). Ο λόγος της ύπαρξης των δομών αυτών οφείλεται στο γεγονός ότι οι τρεις αυτοί γαλαξίες πριν από 200 Myrs αλληλεπίδρασαν με αποτέλεσμα μεγάλες ποσότητες αερίου (ενδεχομένως και σκόνης;) να βρεθούν στον μεσογαλαξιακό χώρο.

Τέλος, ο ένας από τους τρεις βασικούς γαλαξίες (ο M82) είναι γαλαξίας με περιοχές έντονης αστρογένεσης (starburst). Αυτό έχει σαν συνέπεια να εκτοξεύονται τεράστιες ποσότητες σκόνης και ουδέτερου αερίου σε αποστάσεις πολύ μακριά από αυτόν, εμπλουτίζοντας έτσι το μεσογαλαξιακό χώρο (Ichikawa et al. 1994). Ο μηχανισμός απομάκρυνσης της σκόνης, βασίζεται σε δυναμικά φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα στις περιοχές αυτές (όπως είναι οι εκρήξεις υπερκαινοφανών, καθώς και οι πολύ ισχυροί αστρικοί άνεμοι), που επιταχύνουν το θερμό πλάσμα, το οποίο ακλουθώντας τις μαγνητικές γραμμές του γαλαξία εκτοξεύεται στον μεσογαλαξιακό χώρο με ταχύτητες που ανέρχονται σε μερικές εκατοντάδες χιλιόμετρα το δευτερόλεπτο. (Alton et al. 1999, Engelbracht et al. 2006). Αυτοί οι εκτινασόμενοι κόκκοι σκόνης, έχουν παρατηρηθεί και στην άλω των γαλαξιών σε διάφορα μήκη κύματος (Zaritsky 1994).

Για όλους αυτούς τους λόγους, αυτό το συγκρότημα γαλαξιών επελέγει σαν το πιο ιδανικό για την επαλήθευση θεωριών που αναφέρονται στη δραπέτευση της σκόνης από τους γαλαξίες στο μεσογαλαξιακό χώρο.

#### **4.2.2 Μεθοδολογία.**

Λόγω της χαμηλής θερμοκρασίας που βρίσκεται η σκόνη στον χώρο μεταξύ των γαλαξιών (κοντά στο απόλυτο μηδέν, αφού δεν υπάρχουν κοντά πηγές όπως π.χ. αστέρες για να την ζεστάνουν), η άμεση παρατήρησή της καθιστάτε πρακτικά αδύνατη. Δύο εργασίες που έγιναν από τους Ostriker & Heisler (1984) με στατιστικές μελέτες σε «ψευτο-αστικά αντικείμενα» ή αλλιώς ημιστέρες (Quasi Stellar Object, QSO) παρουσίασαν κατανομές της σκόνης σε μεγάλες κλίμακες και τις σύγκριναν με της κατανομές της ερυθρομετατόπισης (με  $z > 2$ ) που παρουσίαζαν σε αυτές τις περιοχές οι ημιστέρες, διαπιστώνοντας ότι στις περιοχές αυτές είχαν υποστεί ερυθρόωση η οποία οφειλόταν κατά πάσα πιθανότητα στην σκόνη που υπήρχε στον μεσογαλαξιακό χώρο.

Παράλληλα, μια άλλη μελέτη πάνω στην ερυθρομετατόπιση των QSO που έγινε από τους Fall & Pei (1989) με βάση την εξασθένηση της γραμμής Lyman  $\alpha$ , απέδειξε ότι ο αριθμός των QSO που έχουν υποστεί ερυθρόσηψη είναι συγκρίσιμος με αυτόν που δεν έχουν υποστεί. Έτσι, οδηγήθηκαν στο αποτέλεσμα ότι για τα QSO τα οποία έχουν ερυθρομετατόπιση μικρότερη από 3, η ερυθρόσηψη που παρουσιάζουν δεν μπορεί να οφείλεται στην σκόνη. Πάντως, καμία από τις μετέπειτα εργασίες τους (Fall et al. 1989 και Pei et al. 1991) δεν απέδειξε εμφανώς ότι αυτή η εξασθένηση δεν οφείλεται και στην παρουσία της σκόνης.

Ο Zaritsky (1994), λαμβάνοντας υπόψη τόσο ότι οι περισσότεροι γαλαξίες υποβάθρου δεν ανήκουν στην κατηγορία των QSO, όσο και ότι στην γαλαξιακή άλω υπάρχει μεγάλη ποσότητα σκόνης και με δεδομένο ότι οι γαλαξίες δεν έχουν κάποιο καθορισμένο χρώμα, μελέτησε την διαφορά χρώματος των φίλτρων<sup>1</sup> B και I των γαλαξιών υποβάθρου (οι οποίοι ήταν μερικές εκατοντάδες σε κάθε πεδίο) που παρουσιάζονταν τόσο στην άλω των γαλαξιών όσο και σε περιοχές σχετικά μακριά από αυτούς.

Έτσι, επέλεξε δύο γαλαξίες (τους NGC 2835 και NGC 3521) και συνέλεξε τα δεδομένα από τέσσερα πεδία από τον κάθε γαλαξία. Τα 2 πρώτα πεδία βρίσκονταν κοντά στο γαλαξία (περίπου σε προβολική απόσταση 60 kpc) ενώ τα υπόλοιπα βρίσκονταν μακριά από αυτούς (σε προβολική απόσταση περίπου 220 kpc ή 1.5 μοίρες), όπου βρίσκονταν αντιδιαμετρικά μεταξύ τους. Το κάθε πεδίο κάλυπτε έκταση στον ουρανό 0.12 τετραγωνικές μοίρες και εμπεριείχε περίπου 400 γαλαξίες υποβάθρου. Κάνοντας διορθώσεις στην ερυθρόσηψη που οφείλονται στην σκόνη που υπάρχει στον δικό μας γαλαξία, ο Zaritsky κατέληξε στο ότι υπάρχει συστηματική ερυθρόσηψη στους γαλαξίες υποβάθρου που βρίσκονται στην άλω των 2 γαλαξιών, και υπολόγισε την μέση τιμή του χρώματος B-I σε  $0.067 \pm 0.033$  mag. Αυτό σημαίνει ότι η εξασθένηση που υφίσταται η ακτινοβολία στο φίλτρο B στις περιοχές που υπάρχει η άλω των δύο γαλαξιών, είναι κατά  $0.12 \pm 0.06$  mag μεγαλύτερη από ότι στις περιοχές μακριά από αυτήν.

Με την εργασία αυτή του Zaritsky από την μία απέδειξε την ύπαρξη σκόνης ( $3 \times 10^8 M_{\odot}$  σε απόσταση έως 60 kpc) στην άλω των γαλαξιών, ενώ από την άλλη εισήγαγε έναν νέο τρόπο μέτρησής της με βάση την μετρούμενη ερυθρόσηψη των γαλαξιών υποβάθρου. Με την μέθοδο αυτή, μπορούμε να βρούμε και να μετρήσουμε

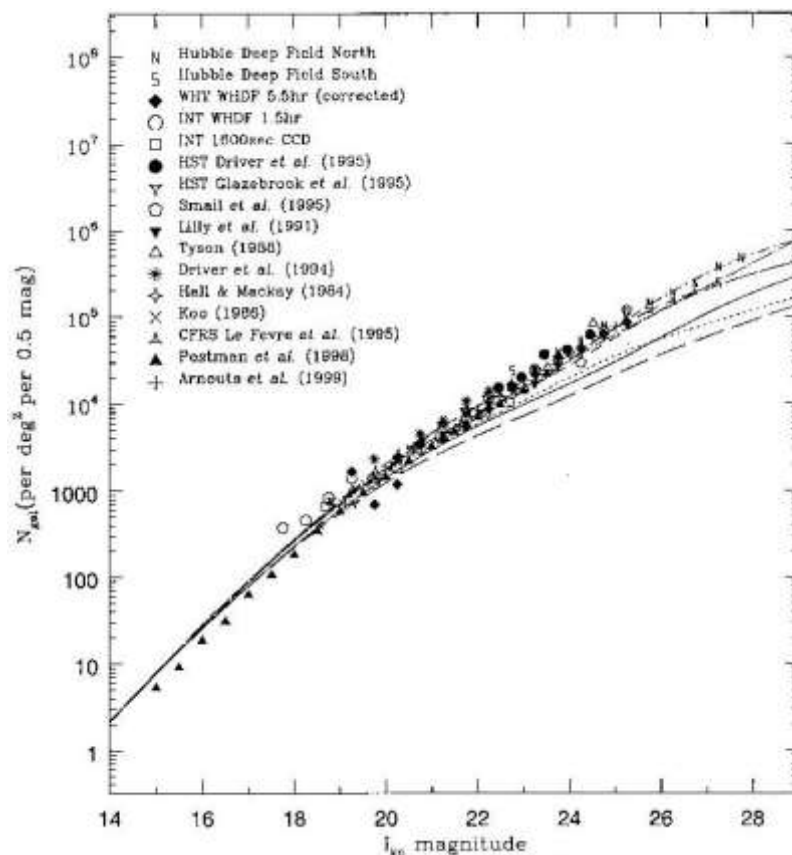
<sup>1</sup> Το κέντρο των καμπυλών Gauss βρίσκονταν στα 4270 Å για το φίλτρο B και στα 8100 Å για το φίλτρο I.

ποσότητες πολύ κρύας σκόνης η οποία μας είναι «αόρατη» σε οποιοδήποτε μέρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, μιας και έχει θερμοκρασία περιβάλλοντος (πράγμα που την καθιστά μη ανιχνεύσιμη). Για τον λόγο αυτό, επιλέξαμε αυτή την μέθοδο προκειμένου να εντοπίσουμε ποσότητες σκόνης στο μεσογαλαξιακό χώρο της ομάδας M81 θεωρώντας ότι κατά την αλληλεπίδρασή των γαλαξιών της ομάδας, οι παλιρροϊκές δυνάμεις εκτόξευσαν την σκόνη στις ίδιες περιοχές που βρίσκεται τώρα το παρατηρούμενο αέριο.

### 4.3 Ανάλυση και αποτελέσματα

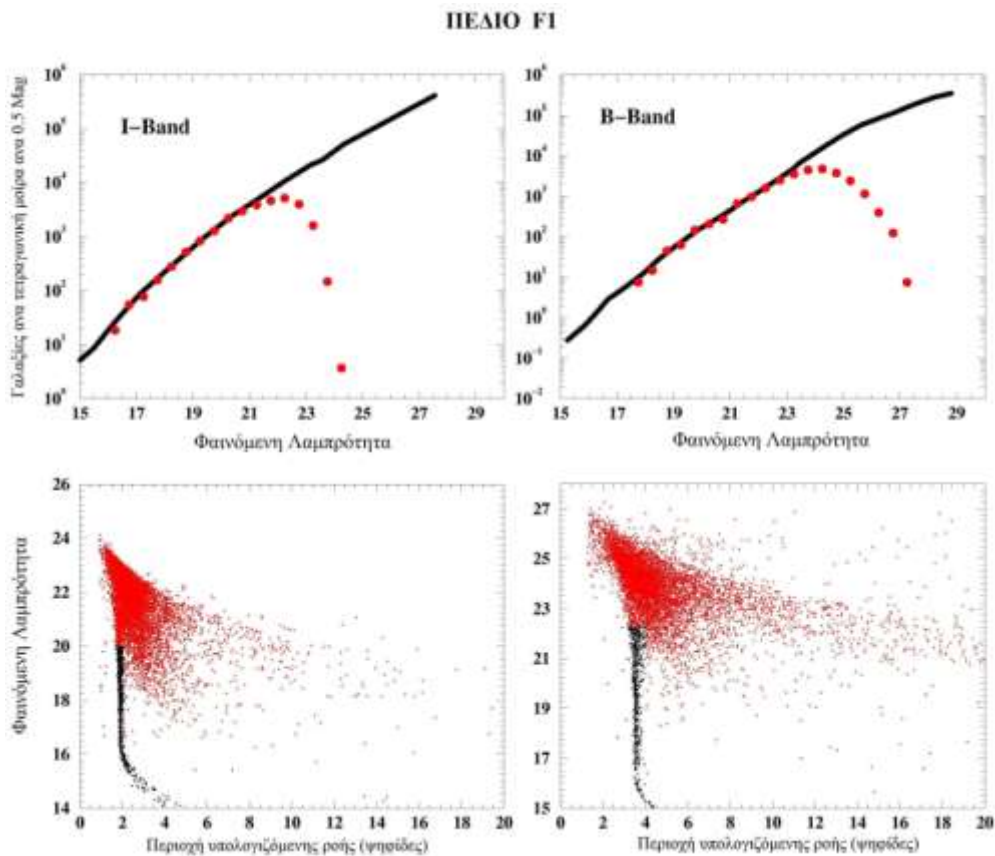
#### 4.3.1 Επιφανειακή πυκνότητα γαλαξιών

Ακλουθώντας την ανάλυση των εικόνων όπως αναφέρεται στην προηγούμενη Παράγραφο 2.5 και προκειμένου να ελέγξουμε αν η στατιστική ανάλυση των



Σχήμα 4.2 Επιφανειακή πυκνότητα γαλαξιών σε συνάρτηση του φαινομένου μεγέθους τους στο φίλτρο I

γαλαξιών στα πεδία μας (αριθμός γαλαξιών ανά επιφάνεια) συμβαδίζουν με προγενέστερες εργασίες, χρησιμοποιήσαμε την εργασία του Metcalfe et al. 2001. Σε αυτή την εργασία οι συγγραφείς χρησιμοποιώντας πολύ βαθιές εκθέσεις από το William Herschel Telescope (WHT) και από το Hubble Space Telescope (HST) με φίλτρα B, R, και I κατέληξαν σε συμπεράσματα για τον αριθμό των γαλαξιών ανά τετραγωνική μοίρα σε σχέση με το φαινόμενο μέγεθος στο αντίστοιχο φίλτρο παρατήρησης. Η γραφική παράσταση στο φίλτρο I φαίνονται στο Σχήμα 4.2.

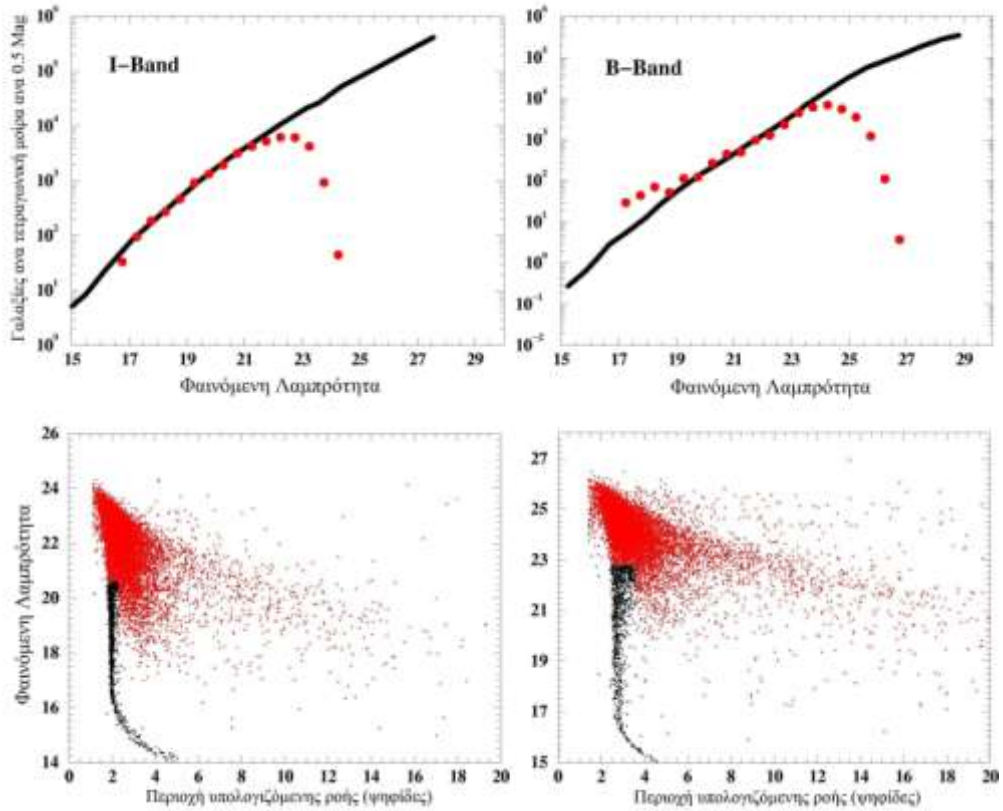


**Σχήμα 4.3** Στατιστική μελέτη των γαλαξιών που εντοπίστηκαν στο πεδίο F1. Στις επάνω γραφικές παραστάσεις έχουμε τον αριθμό των γαλαξιών ανά τετραγωνική μοίρα και με βήμα 0.5 φαινόμενο μέγεθος (κόκκινοι κύκλοι) για τα φίλτρα I και B (αριστερά και δεξιά αντίστοιχα). Οι δύο κάτω γραφικές παραστάσεις παρουσιάζουν την σχέση φαινομένου μεγέθους και εκτάσεως την οποία καταλαμβάνουν όλα τα αντικείμενα που ανιχνεύσαμε στα πεδία μας.

Έχοντας αφαιρέσει τους αστέρες από τις εικόνες μας, και θέλοντας να επαληθεύουμε τον αριθμό των γαλαξιών που βρέθηκαν σε κάθε φίλτρο, δημιουργήσαμε το ίδιο διάγραμμα το οποίο βρισκόταν σε πλήρη ταύτιση με αυτό της εργασίας του Metcalfe όπως φαίνεται από τα σχήματα για τα φίλτρα I και B και για τα τέσσερα πεδία που πάρθηκαν. Στα σχήματα αυτά (Σχήμα 4.3, 4.4, 4.5 και 4.6 για τα πεδία F1, F2, F3 και F4 αντίστοιχα) οι δύο πάνω γραφικές παραστάσεις

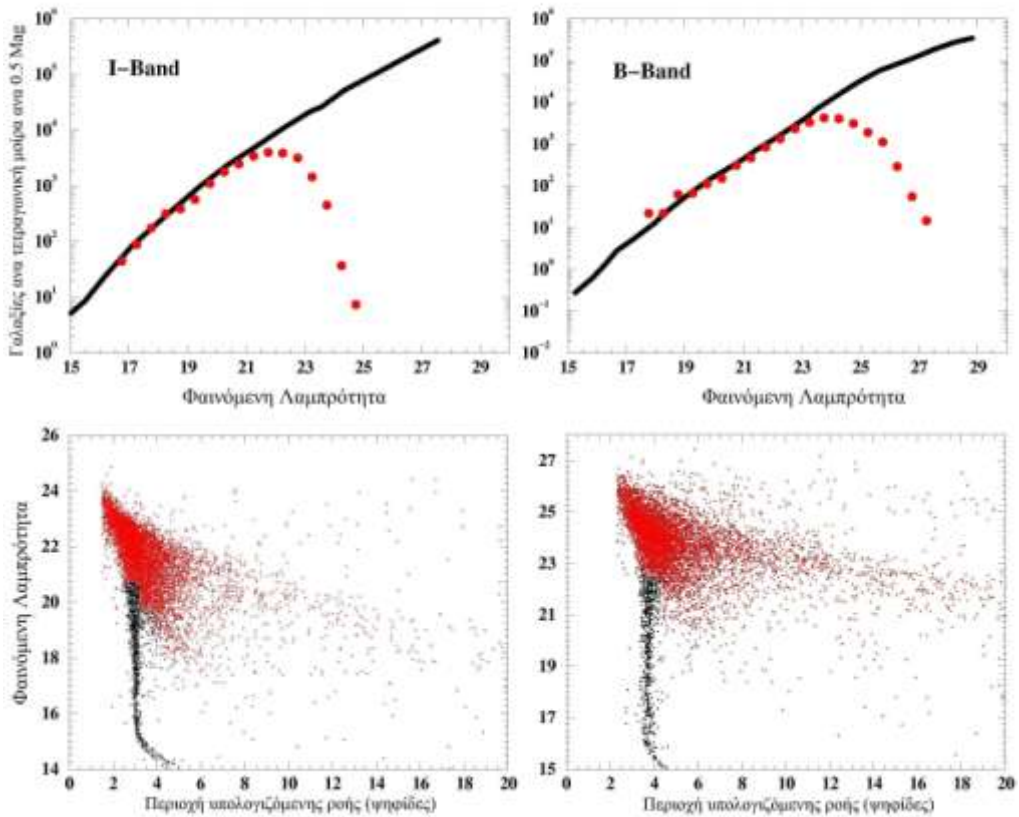


ΠΕΔΙΟ F2



Σχήμα 4.4 Συνολική εικόνα των γαλαξιών που εντοπίστηκαν στο πεδίο F2. Τα σύμβολα είναι τα ίδια με του Σχήματος 4.3

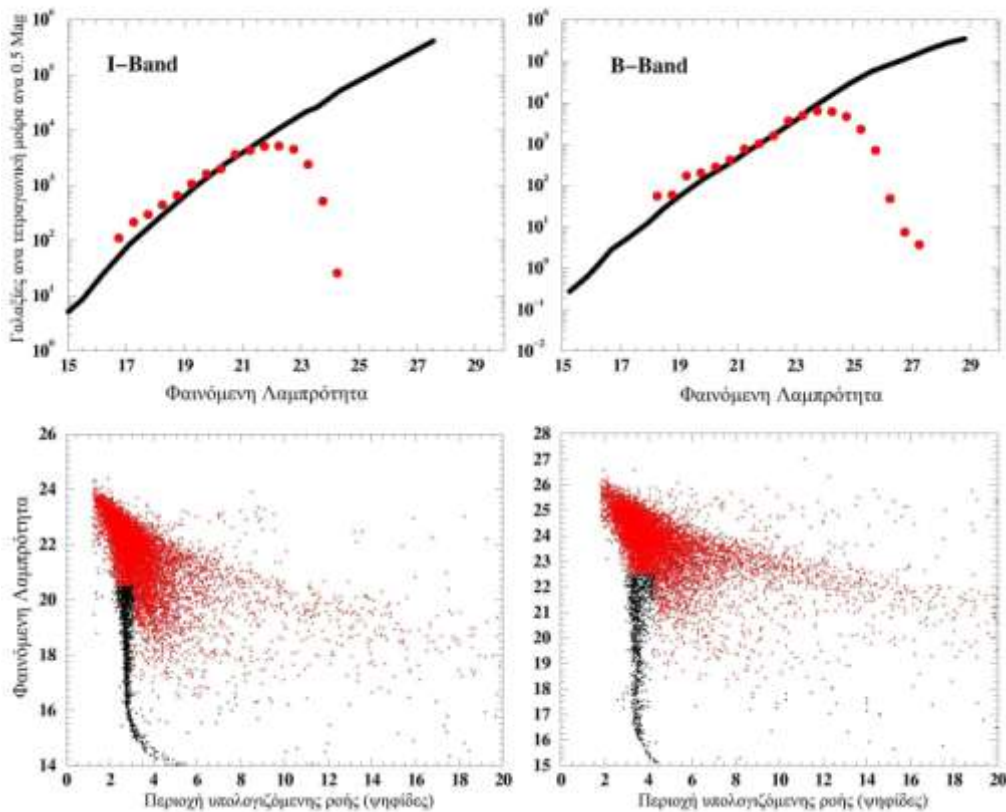
ΠΕΔΙΟ F3



Σχήμα 4.5 Συνολική εικόνα των γαλαξιών που εντοπίστηκαν στο πεδίο F3. Τα σύμβολα είναι τα ίδια με του Σχήματος 4.3

εκφράζουν τον αριθμό των γαλαξιών ανά τετραγωνική μοίρα και με βήμα 0.5 φαινόμενο μέγεθος, για το φίλτρο I (αριστερά) και B (δεξιά). Η συνεχόμενη μαύρη γραμμή εκφράζει τον ίδιο αριθμό γαλαξιών που ανίχνευσε ο Metcalfe. Το πλάτος τόσο των γραμμών όσο και των σημείων που υπολογίσαμε εκφράζουν τα σφάλματα των υπολογισμών μας. Οι κάτω γραφικές παραστάσεις εκφράζουν το πλήθος των γαλαξιών που εντοπίστηκαν σε σχέση με την φαινόμενη λαμπρότητα και τον αριθμό των ψηφίδων που καλύπτουν (αριστερά για το φίλτρο I και δεξιά για το φίλτρο B).

ΠΕΔΙΟ F4



**Σχήμα 4.6** Συνολική εικόνα των γαλαξιών που εντοπίστηκαν στο πεδίο F4. Τα σύμβολα είναι τα ίδια με του Σχήματος 4.3

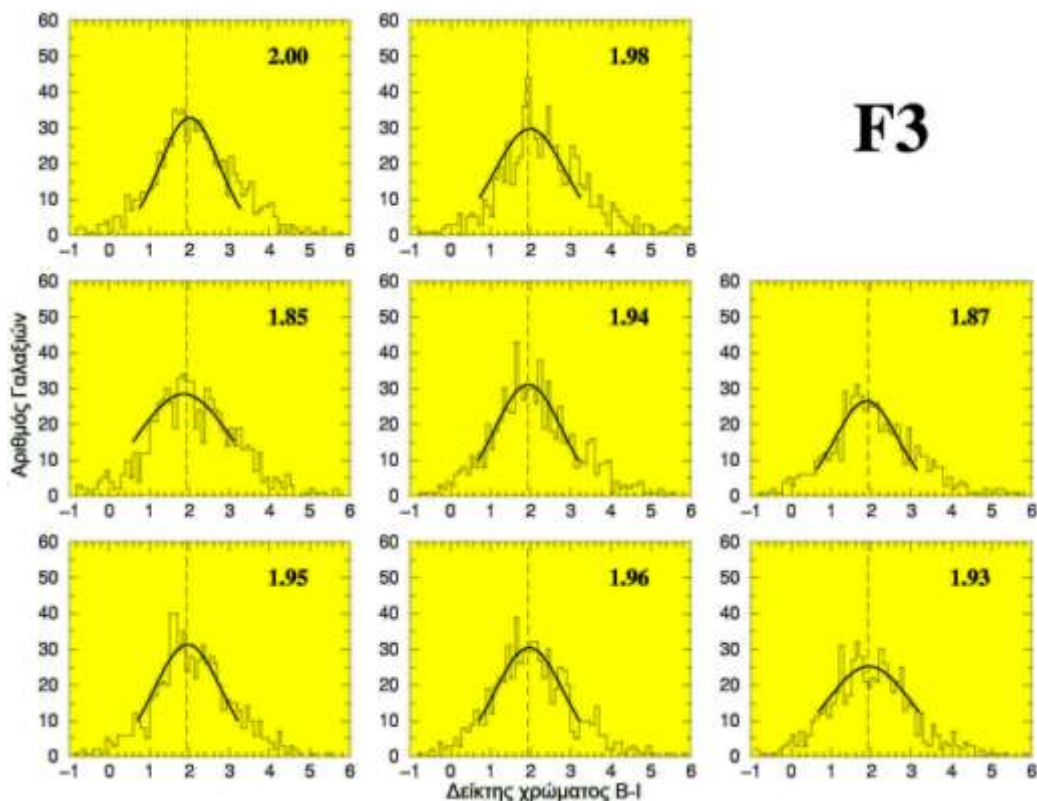
Από τις εικόνες αυτές γίνεται εμφανές ότι οι αστέρες καταλαμβάνουν μικρή έκταση σε ψηφίδες, ανεξάρτητα από την φαινόμενη λαμπρότητά τους (μαύρες τελείες), σε αντίθεση με τους γαλαξίες οι οποίοι είναι εκτεταμένα αντικείμενα και ποικίλουν σε έκταση (κόκκινες τελείες).

Έχοντας διασταυρώσει τα αρχικά μας αποτελέσματα με άλλες εργασίες, διορθώνουμε το φαινόμενο μέγεθος των γαλαξιών λόγω της ερυθρώσεως που υφίστανται από την σκόνη του δικού μας Γαλαξία και επιλέξαμε από αυτούς τους γαλαξίες μόνο τους κοινούς, δηλαδή αυτούς που εμφανίζονται στις εικόνες και των δύο φίλτρων (Παράγραφος 2.5.5) όπου τα κοινά ζεύγη είναι περίπου 7000 γαλαξίες

ανά πεδίο. Το κάθε πεδίο χωρίζεται σε 8 υποπεδία ώστε σε καθένα να αντιστοιχούν 2048×2050 ψηφίδες (περίπου  $10 \times 10 \text{ arcmin}^2$ ) προκειμένου να παρατηρήσουμε με μεγαλύτερη ευκρίνεια την αλλαγή της κατανομής του χρώματος.

### 4.3.2 Ερύθρωση των γαλαξιών υποβάθρου

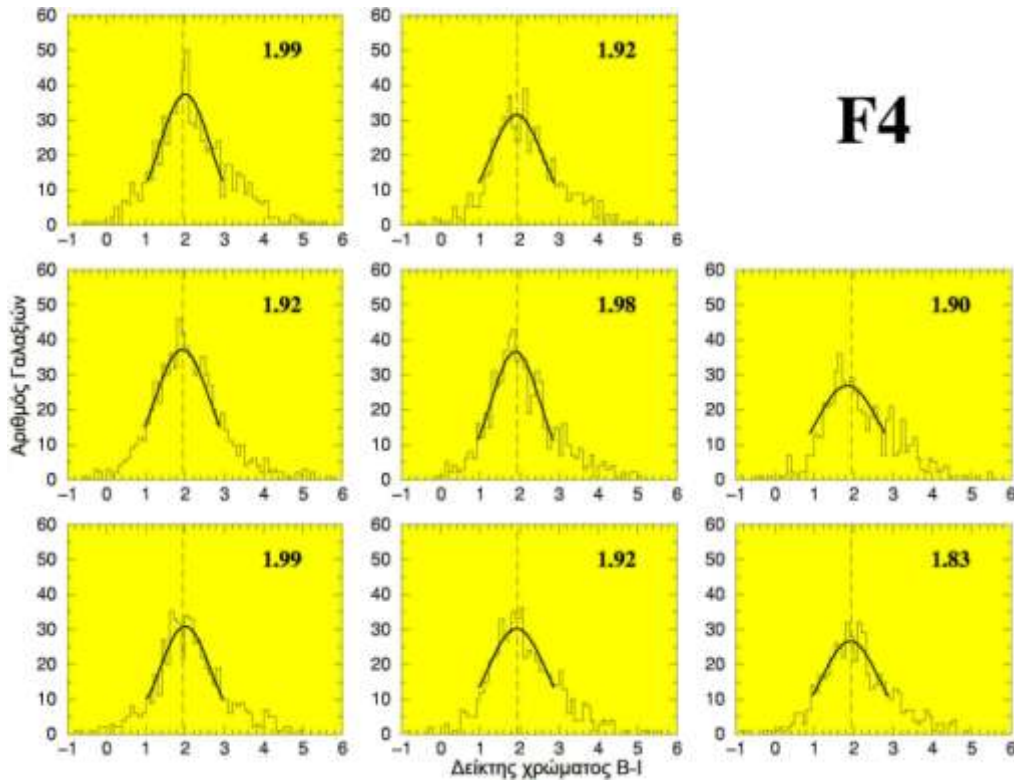
Για να βρούμε την ερύθρωση (B-I) στους γαλαξίες υποβάθρου, δημιουργούμε σε κάθε υποπεδίο την κατανομή των γαλαξιών σε σχέση με το B-I χρώμα τους και προσαρμόζουμε κατανομές Gauss στην κορυφή τους ώστε να μπορέσουμε να



Σχήμα 4.7 Οι κατανομές του αριθμού των γαλαξιών σε συνάρτηση με το χρώμα τους B-I για τα οκτώ υποπεδία του πεδίου ελέγχου F3. Στο επάνω δεξί μέρος αναγράφεται η μέση τιμή του χρώματος του κάθε υποπεδίου, ενώ η διακεκομμένη κάθετη γραμμή εκφράζει την συνολική μέση τιμή του χρώματος και των δύο πεδίων και είναι ίση με 1.928 mag.

υπολογίσουμε με ακρίβεια το μέγιστο της κατανομής (την ερύθρωση δηλαδή, B-I). Στα σχήματα 4.7, 4.8, 4.9, και 4.10 οι προσαρμογές Gauss εμφανίζονται ως μαύρες συνεχόμενες καμπύλες ενώ στο επάνω δεξί μέρος αναγράφεται η τιμή του χρώματος B-I του κάθε υποπεδίου η οποία συναντάται τις περισσότερες φορές. Η διακεκομμένη κάθετη γραμμή εκφράζει την τιμή αυτή των δύο πεδίων ελέγχου F3 και F4. Κατά την προσαρμογή της κατανομής Gauss υπεισέρχεται ένα τυχαίο σφάλμα γύρω από τον προσδιορισμό του κέντρου της, το οποίο είναι περίπου 0.02 mag. Για τα 2 πεδία

ελέγχου F3 και F4, η τιμή του χρώματος των γαλαξιών που συναντάται τις περισσότερες φορές υπολογίστηκε στο  $1.935 \pm 0.048$  mag και  $1.920 \pm 0.049$  mag

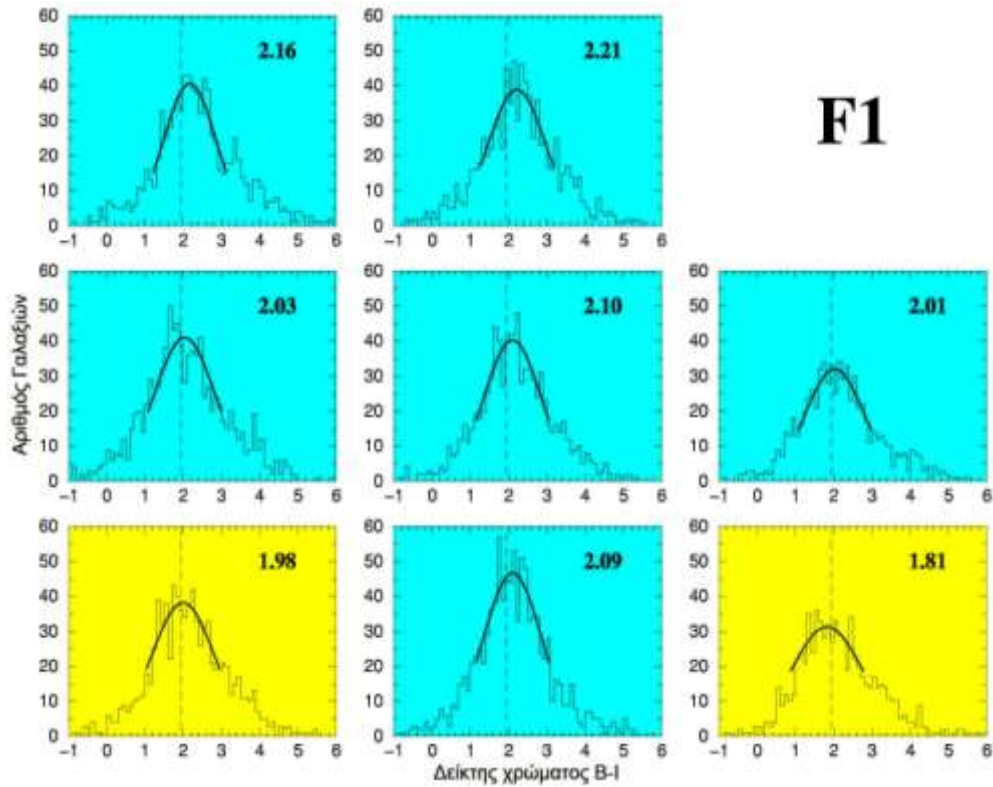


**Σχήμα 4.8** Οι κατανομές του αριθμού των γαλαξιών σε συνάρτηση με το χρώμα τους B-I για τα οκτώ υποπεδία του πεδίου ελέγχου F4. Τα σύμβολα είναι όμοια με αυτά του σχήματος 4.7.

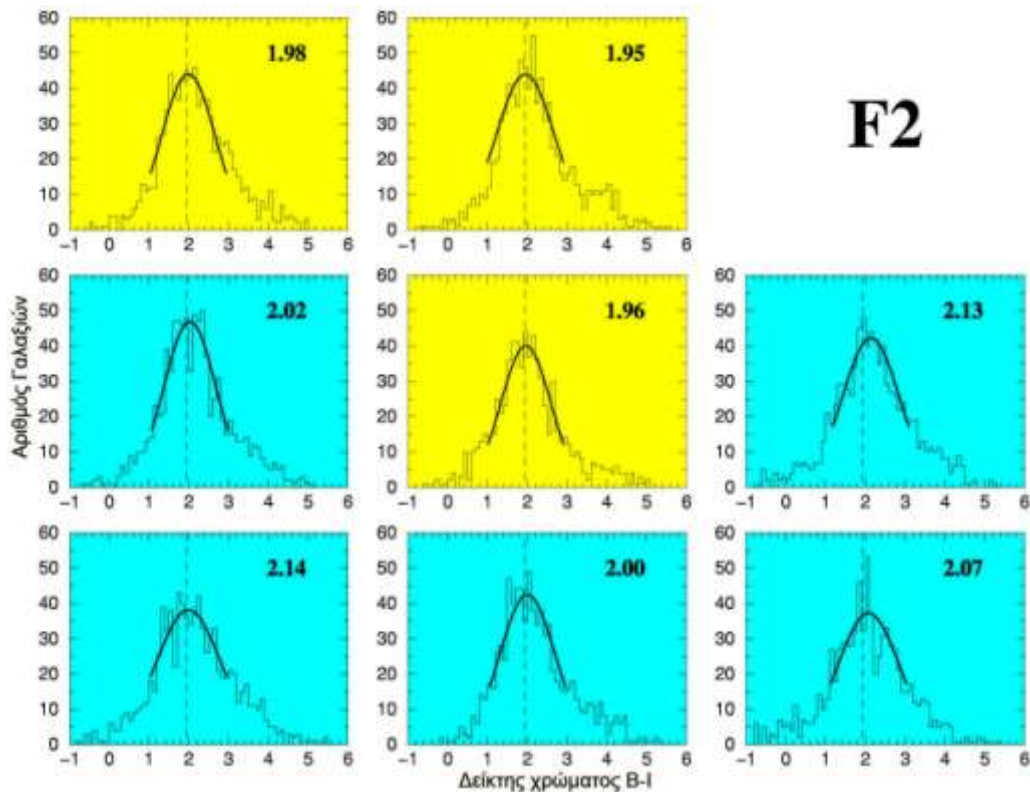
αντίστοιχα, παρέχοντας ένα μέσο χρώμα και για τα δύο πεδία  $1.928 \pm 0.035$  mag.

Η τιμή αυτή βρίσκεται σε συμφωνία με το μέσο χρώμα των γαλαξιών που υπολογίστηκε από την εργασία του Driver et al. 1994, το οποίο εξήγαγαν από εικόνες που πάρθηκαν από το William Herschel Telescope (4.2 m) κοντά στον βόριο γαλαξιακό πόλο ( $l=224.5^\circ$ ,  $b=85.6^\circ$ ) και βρέθηκε ότι το μέσο χρώμα B-I είναι ίσο με  $2.1 \pm 0.2$ . Θα πρέπει να τονιστεί ότι ο χρόνος έκθεσης της εργασίας των Driver et al. 1994 ήταν 2 ώρες στο B φίλτρο και 25 λεπτά στο I, ενώ το πεδίο που κάλυπταν ήταν μόλις  $4 \times 6$  arcmin<sup>2</sup>, σε αντίθεση με την εργασία που πραγματοποιήσαμε εμείς όπου οι χρόνοι έκθεσης του κάθε πεδίου ήταν 3 ώρες περίπου για το B φίλτρο και 1.5 ώρες για το I, καλύπτοντας ένα πεδίο στον ουράνιο θόλο  $30 \times 30$  arcmin<sup>2</sup> για αυτό ο δικός μας προσδιορισμός έχει μεγαλύτερη ακρίβεια.

Χρησιμοποιώντας την τιμή 1.928 που υπολογίσαμε από τα πεδία ελέγχου σαν μέσο χρώμα των γαλαξιών, θεωρούμε για τα πεδία F1 και F2 τα οποία είναι οι προς διερεύνηση περιοχές, ότι οποιαδήποτε τιμή πάνω από αυτή είναι εν δυνάμει ένδειξη ύπαρξης μεσογαλαξιακής σκόνης. Συνδυάζοντας τα τυχαία σφάλματα που υπεισέρχονται τόσο από την διακύμανση των τιμών της κατανομής (0.035 mag) όσο

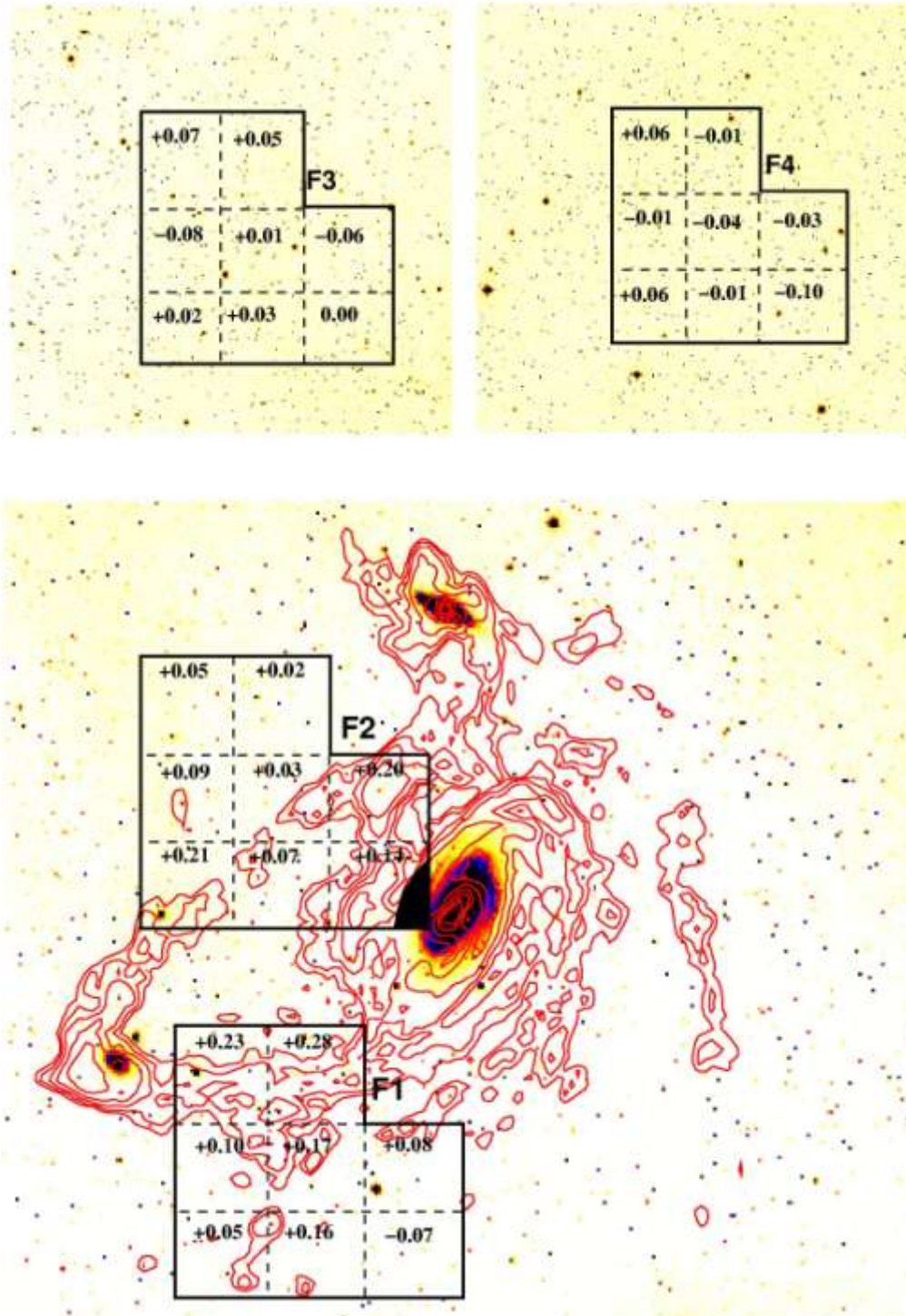


Σχήμα 4.9 Οι κατανομές του αριθμού των γαλαξιών σε συνάρτηση με το χρώμα τους B-I για τα οκτώ υποπεδία του πεδίου F1. Τα σύμβολα είναι όμοια με αυτά του σχήματος 4.7. Το κυανό χρώμα είναι η οπτική απεικόνιση των περιοχών που το μέσο χρώμα τους υπερβαίνει τη διπλάσια τιμή του σφάλματος.



Σχήμα 4.10 Οι κατανομές του αριθμού των γαλαξιών σε συνάρτηση με το χρώμα τους B-I για τα οκτώ υποπεδία του πεδίου F2. Τα σύμβολα είναι όμοια με αυτά του σχήματος 4.9

και από την αβεβαιότητα της θέσεως του κέντρου της κατανομής (0.02 mag), λαμβάνουμε σαν τελικό σφάλμα στις μετρήσεις μας την τιμή 0.04 mag. Για να είμαστε στατιστικά σίγουροι ότι στα υποπεδία μας υπάρχει προπέτασμα σκόνης,



Σχήμα 4.11 Η ομάδα M81 στο οπτικό μέρος του φάσματος όπως πάρθηκε από το DSS στο φίλτρο B. Πάνω στην οπτική εικόνα έχουν προσαρμοστεί οι διαβαθμίσεις της έντασης της ακτινοβολίας του ατομικού υδρογόνου με βήμα  $3 \times 10^{19} \text{ cm}^2 \times 2^n$  όπως ανιχνεύθηκε από τους Yun et al. 1994. Μέσα σε κάθε πεδίο αναγράφεται η διαφορά των μέσων τιμών του χρώματος του κάθε υποπεδίου σε σχέση με την υπολογισθείσα από τα πεδία ελέγχου (τα οποία φαίνονται στο πάνω μέρος του σχήματος). Η μαύρη περιοχή που παρατηρείται στο πεδίο F2 ανήκει στον γαλαξία M81 και έχει αφαιρεθεί από το συγκεκριμένο υποπεδίο.

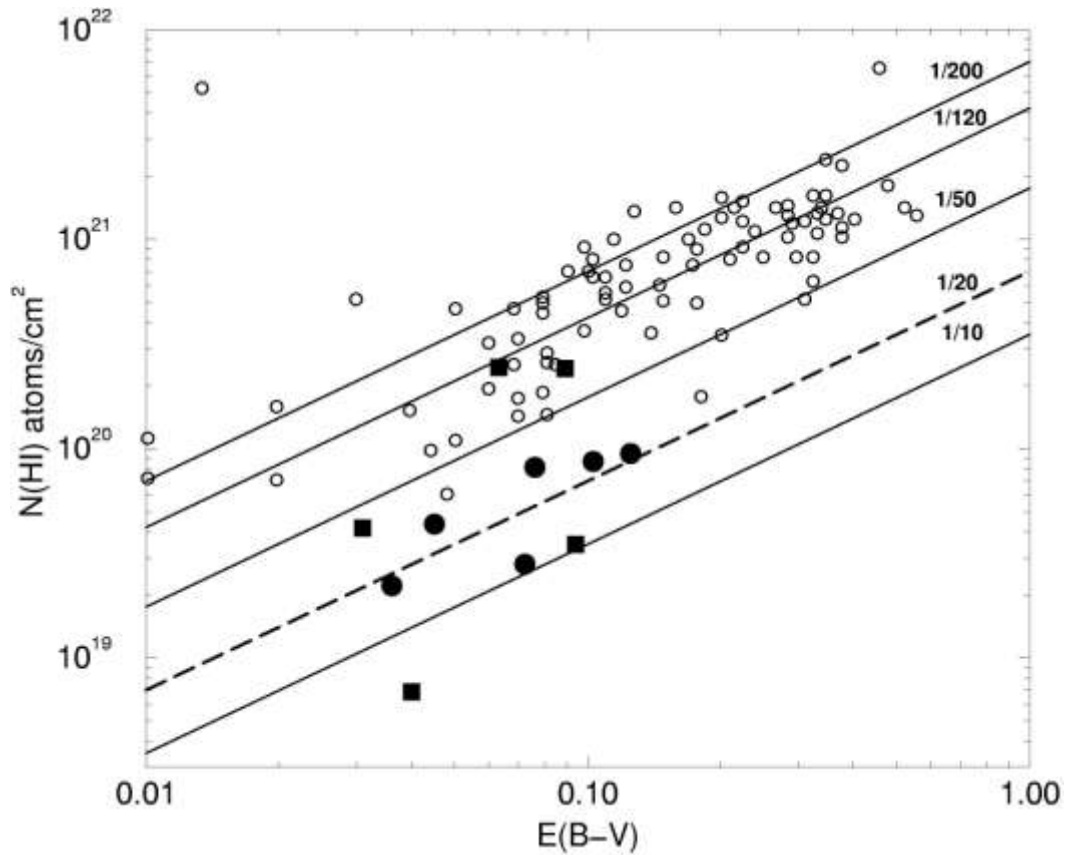
επιλέγουμε τις περιοχές όπου υπάρχει μετατόπιση χρώματος πάνω από την μέση τιμή κατά 0.08 mag, το οποίο αντιστοιχεί στην διπλάσια τιμή του σφάλματος (2σ). Με τον τρόπο αυτό βρίσκουμε έξι υποπεδία (περιοχές) στο πεδίο F1 που ξεπερνούν αυτή την τιμή και πέντε υποπεδία (περιοχές) στο πεδίο F2. Προβάλλοντας την ερύθρωση του κάθε υποπεδίου που υπολογίσαμε πάνω στην εικόνα του ατομικού υδρογόνου H I (Σχήμα 4.11), παρατηρούμε ότι οι περιοχές με μεγάλη συγκέντρωση σκόνης βρίσκονται σε ταύτιση με τις περιοχές όπου υπάρχει συγκέντρωση ατομικού υδρογόνου. Στις περιοχές όπου παρατηρείτε αυτή η ερύθρωση των γαλαξιών υποβάθρου, μπορούμε να υπολογίσουμε ότι η εξασθένηση της ακτινοβολίας στο φίλτρο V ( $A_V$ ) φτάνει μέχρι και 0.39 στο παρατηρούμενο φαινόμενο μέγεθός τους (σχέση 1.50).

### 4.3.3 Εκτίμηση της μάζας της σκόνης έξω από τους γαλαξίες

Μελέτες που έχουν γίνει πάνω στις ιδιότητες της σκόνης, έχουν αποδείξει ότι, τουλάχιστον για το Γαλαξία μας και για το τοπικό σμήνος, ο λόγος της σκόνης προς το αέριο, (gas-to-dust ratio) αποτελεί μια ένδειξη για την ύπαρξη βαρύτερων στοιχείων (Issa et al. 1990). Γνωρίζοντας την εξασθένηση της ακτινοβολίας και μετρώντας την ποσότητα του ατομικού υδρογόνου που υπάρχει σε αυτά τα υποπεδία, κάνουμε την παραπάνω γραφική παράσταση (Σχήμα 4.12). Σε αυτή την γραφική παράσταση, τα σημεία που παριστάνουν τα υποπεδία του F1 πεδίου σχεδιάζονται με μαύρους κύκλους, ενώ τα σημεία που αντιστοιχούν στο πεδίο F2 σχεδιάζονται με μαύρα τετράγωνα. Οι λευκοί κύκλοι αντιστοιχούν στις μετρήσεις που έγιναν στον Γαλαξία μας, σε περιοχές κοντά στο ηλιακό μας σύστημα από τους Bohlin et al. 1978 και παρατίθενται για σύγκριση με τα αποτελέσματα που εξήχθησαν. Οι παράλληλες ευθείες εκφράζουν τον λόγο της σκόνης ως προς το ατομικό υδρογόνο (ο οποίος για κοντά στο ηλιακό μας σύστημα είναι 1/120 όπως αποδείχτηκε από τους Sodroski et al. 1997), ενώ η διακεκομμένη γραμμή εκφράζει την καλύτερη γραμμική προσαρμογή όλων των αποτελεσμάτων η οποία είναι 1/20 περίπου.

Ο προσδιορισμός της επιφανειακής πυκνότητας του ατομικού υδρογόνου εμπεριέχει απροσδιοριστία 0.8 mJy/beam, (όπως υπολογίστηκε από τους Yun et al. 1994) ενώ η απροσδιοριστία για την εξασθένηση της ακτινοβολίας E(B-V) είναι 0.018. Η μετατροπή της εξασθένησης της ακτινοβολίας από το χρώμα B-I σε B-V,

έγινε με βάση τον νόμο της εξασθένησης όπου:  $E(B-I) = 2.23 \times E(B-V)$  (Schlegel et al. 1998).



Σχήμα 4.12 Γραφική παράσταση του αριθμού των ατόμων του υδρογόνου σε σχέση με την εξασθένηση της ακτινοβολίας.

Μελετώντας αυτή την γραφική παράσταση, βλέπουμε ότι ο μεσογαλαξιακός χώρος της γαλαξιακής ομάδας M81 είναι αρκετά πλούσιος σε σκόνη αφού ο λόγος μάζας σκόνης προς ατομικό υδρογόνο έχει μέση τιμή 1/20, με τις περισσότερες τιμές να κυμαίνονται μεταξύ 1/10 και 1/50. Η τιμή αυτή είναι 6 φορές υψηλότερη από την τιμή που επικρατεί στην περιοχή του ηλιακού μας συστήματος. Τα δύο σημεία που υπάρχουν στο πάνω μέρος της γραφικής παράστασης και εμπεριέχουν χαμηλή ποσότητα σκόνης (σε σχέση με το ατομικό υδρογόνο), αναφέρονται στα υποπεδία του πεδίου F2, και γνωρίζουμε από προηγούμενες μελέτες (Makarova et al. 2002) ότι αυτές οι περιοχές έχουν χαμηλή περιεκτικότητα σε βαρέα στοιχεία (low metallicity).



## 4.4 Προέλευση σκόνης

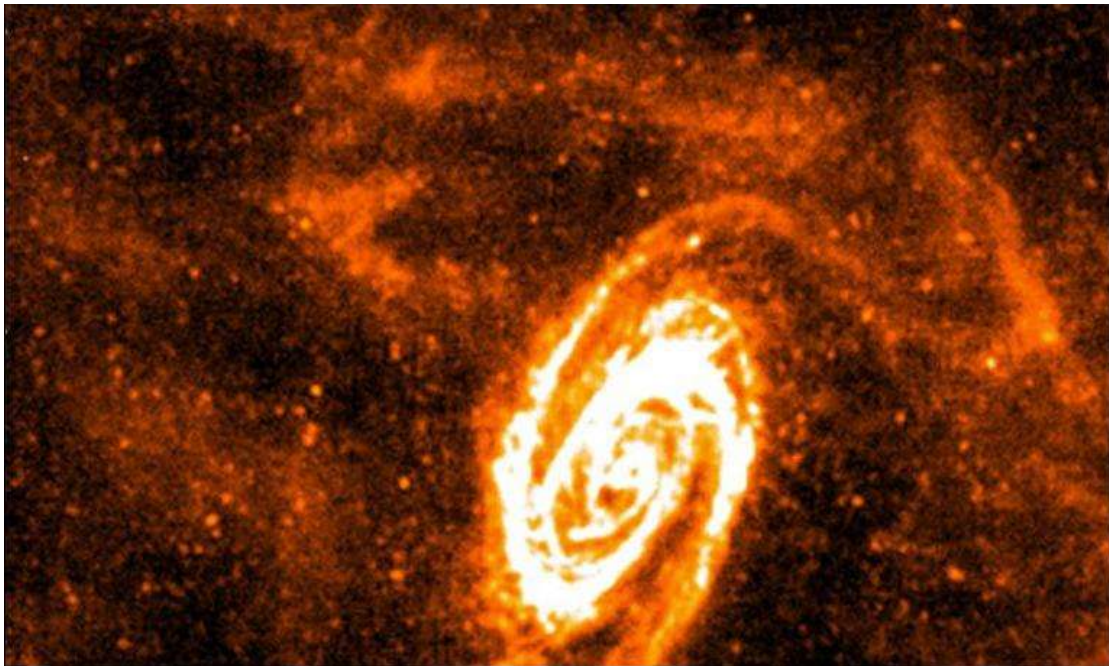
Από την παράθεση των παραπάνω αποτελεσμάτων, η ύπαρξη της σκόνης αποτελεί αδιαμφισβήτητο γεγονός λόγω της συστηματικής μετατόπισης του χρώματος των γαλαξιών υποβάθρου προς το ερυθρό μέρος του φάσματος. Ο λόγος όμως της σκόνης σε σχέση με το ατομικό υδρογόνο, είναι πολύ μεγάλος και παρατηρείται σε περιβάλλοντα που είναι πλούσια σε μεταλλικά στοιχεία. Αυτές οι ποσότητες της σκόνης θα μπορούσαν να προέρχονταν από τον ίδιο τον γαλαξία M81 (ο οποίος αποτελεί και τον μεγαλύτερο γαλαξία της ομάδας). Οι εργασίες όμως Cuillandre et al 2001, των Lequeux et al. 1995 και των Vila-Costas & Edmunds 1992, απέδειξαν ότι στα εξωτερικά τμήματα του γαλαξία M81 ο λόγος της σκόνης προς το ατομικό υδρογόνο, είναι πολύ μικρότερος από ότι ο λόγος που υπάρχει κοντά στο ηλιακό μας σύστημα.

Λαμβάνοντας υπόψη ότι το οπτικό βάθος που υπάρχει στο κέντρο του γαλαξία για το φίλτρο V είναι ίσο με 5 (το οποίο αποτελεί και το μέγιστο παρατηρήσιμο μέγεθος από την εργασία του Alton et al. 2001) και το χαρακτηριστικό μήκος (scalelength) για την μεσοαστρική σκόνη του M81 ίσο με 5 kpc (Xilouris et al. 1999) μπορούμε να υπολογίζουμε το οπτικό βάθος που έχει το πεδίο F1 και το οποίο οφείλεται στην επίδραση του γαλαξία. Εφαρμόζοντας τον νόμο της εκθετικής μείωσης της εξασθένησης της ακτινοβολίας (Freeman 1970), για το υποπεδίο του F1 που βρίσκεται πιο κοντά στον M81 (οπού η υπολογισμένη απόσταση είναι περίπου 25 kpc), έχουμε:

$$\tau_D = \tau_0 \cdot e^{-D/l} = 5 \cdot e^{-25/5} = 0.034 \quad (4.1)$$

όπου  $\tau_D$  το οπτικό βάθος σε απόσταση  $D$ ,  $\tau_0$  το οπτικό βάθος στο κέντρο του γαλαξία,  $D$  η απόσταση από το κέντρο και  $l$  το χαρακτηριστικό μήκος του γαλαξία. Η εξασθένηση της ακτινοβολίας στο φίλτρο V που οφείλεται στον γαλαξία M81 είναι μόλις 0.037 mag ( υπολογίστηκε από την σχέση 1.50 σε συνδυασμό με την σχέση  $E(B-I) = 2.23 \times E(B-V)$  Schlegel et al. 1998) το οποίο είναι μία τάξη μεγέθους χαμηλότερη από την παρατηρήσιμη, την οποία την υπολογίσαμε σε  $A_V \approx 0.39$  mag (Παράγραφος 4.3.2). Έτσι καθίσταται σαφές ότι η εξασθένηση της ακτινοβολίας δεν οφείλεται στον γαλαξία M81 αλλά στην σκόνη που υπάρχει στο μεσογαλαξιακό χώρο.

Λαμβάνοντας υπόψη ότι ο λόγος της σκόνης σε σχέση με το ατομικό υδρογόνο είναι πολύ υψηλός, μας επιτρέπει να θεωρήσουμε σαν πιθανή πηγή προέλευσης της σκόνης τον γαλαξία M82, ο οποίος είναι ένας γαλαξίας με περιοχές έντονης αστρογένεσης. Ένας ενεργός γαλαξίας με περιοχές αστρογένεσης μπορεί να εκτοξεύσει στον μεσογαλαξιακό χώρο, ποσότητες σκόνης από τον γαλαξιακό του δίσκο, που είναι της τάξης των  $10^7 M_{\odot}$  (Alton et al. 1999). Οι προσομοιώσεις που έγιναν από τον Yun 1999 στον τρόπο της αλληλεπίδρασης των γαλαξιών M81 και M82, απέδειξε ότι το υλικό που εκτοξεύεται από τον M82 διαχέεται σε ολόκληρο τον μεσογαλαξιακό χώρο της ομάδας των γαλαξιών. Κατά την ανακάλυψη των γέφυρων του ατομικού υδρογόνου που συνδέουν τους γαλαξίες της ομάδας M81 (Yun et al. 1994), υπολογίστηκε ότι η ποσότητα του ατομικού υδρογόνου που καταλάμβανε την ευρύτερη περιοχή ήταν  $9.6 \times 10^8 M_{\odot}$ . Χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα που εξήχθησαν από την Παράγραφο 4.3.3, για τον λόγο της σκόνης σε σχέση με το ατομικό υδρογόνο, και θεωρώντας ότι ο λόγος αυτός παραμένει σταθερός σε όλη την περιοχή του ατομικού υδρογόνου, υπολογίζουμε ότι η ποσότητα της σκόνης που υπάρχει στον μεσογαλαξιακό χώρο είναι της τάξης των  $4.8 \times 10^7 M_{\odot}$  η οποία είναι ίση περίπου με την ποσότητα σκόνης που υπάρχει σε τυπικούς σπειροειδείς γαλαξίες σαν τον M81 (Stickel et al. 2000).



Σχήμα 4.13 Εικόνα του M81 και της περιοχής γύρω από αυτόν όπως φαίνεται στα 500  $\mu\text{m}$  (από τον δορυφόρο Herschel), όπου φαίνεται η ύπαρξη της κρύας σκόνης στο μεσογαλαξιακό χώρο .

Επειδή ο γαλαξίας M82 είναι το υπόλειμμα ενός σπειροειδή γαλαξία ο οποίος προήλθε από την βίαιη αλληλεπίδραση (σύγκρουση) των τριών βασικών μελών της ομάδας η πιθανότητα το μεγαλύτερο μέρος της σκόνης να προήλθε από αυτόν είναι αυξημένη. Άλλωστε ο M82 ξεκίνησε να έχει περιοχές έντονης αστρογένεσης μετά από αυτή την αλληλεπίδραση εκτοξεύοντας στο μεσογαλαξιακό χώρο τεράστιες ποσότητες σκόνης η οποία προέρχεται από τον μεσοαστρικό χώρο.

Τα αποτελέσματα τα οποία εξήχθησαν από αυτή την ανάλυση των εικόνων επιβεβαιώθηκαν και από τις τελευταίες μετρήσεις που έγιναν με τον διαστημικό τηλεσκόπιο υπερύθρου Herschel το οποίο χρησιμοποίησε ένα μεγάλο μικροκυματικό εύρος (από τα 60  $\mu\text{m}$  έως τα 500  $\mu\text{m}$ ). Στις εικόνες που ελήφθησαν (Σχήμα 4.13) αποδεικνύεται ότι στην περιοχή μεταξύ των γαλαξιών M81 και M82 υπάρχει μεγάλη ποσότητα κρύας σκόνης (Bendo et al. 2010).

## *Βιβλιογραφία*

- Alikakos J., Boumis P., Mavromatakis F., Xilouris E., & Goudis C., 2007, A&A, in press
- Allakhverdiyev A. O., Guseinov O. Kh., Kasumov F. K. & Yusifov I. M., 1983, Ap&SS, 97, 287
- Allen C. W., 1973, Astrophysical Quantities, The Athlone Press, London
- Alton P., Davies J., & Bianchi S., 1999, A&A, 343, 51
- Alton P., Lequeux J., Bianchi S., Churches D., Davies J., & Combes F., 2001, A&A, 366, 451
- Anderson M. C., Keohane J. W., Rudnick L., 1995, ApJ, 441, 300
- Benjamin R. A., et al., 2003, PASP, 115, 953
- Blandford R. D., & Cowie L. L., 1982, ApJ, 260, 625
- Blundell K. M., Bowler M. G., 2004, ApJ, 616, L159
- Bohlin R. C., Savage B. D., Drake J. F. 1978, ApJ, 224, 132
- Boumis P., Papamastorakis J., 2001, hell. confE. 138
- Boumis P., Mavromatakis F., Palaiologou E. V., Becker W., 2002, A&A, 396, 225
- Boumis P., Paleologou E. V., Mavromatakis F., & Papamastorakis J., 2003, MNRAS, 339, 735
- Boumis P., Mavromatakis F., Xilouris E. M., Alikakos J., Redman M. P., Goudis C. D., 2005, A&A, 443, 175
- Boumis P., Alikakos J., Christopoulou P. E., Mavromatakis F., Xilouris E. M., Goudis C. D., 2008, A&A, 481, 705
- Boumis P., Xilouris E. M., Alikakos J., Christopoulou P. E., Mavromatakis F., Katsiyiannis A. C., Goudis C. D., 2009, A&A, 499, 794
- Boyle B., Fong R., & Shanks T., 1988, MNRAS, 231, 897
- Burstein D., & Heiles C., 1982, AJ, 87, 1165
- Cantó J., 1981, Investigating the Universe, ed. Reidel, Dordrecht
- Carey S. J., et al., 2005, AAS, 207, 63.33
- Case G. L. & Bhattacharya D., 1998, ApJ, 504, 761
- Caswell J. L., Clark D. H. & Crawford D. F., 1975, AuJPA, 39
- Cioffi D. F., McKee C., 1988, ApJ, 334, 252
- Cox D. P., Raymond J. C., 1985, ApJ, 298, 651

- Cuillandre J. C., Lequeux J., Allen R. J., Mellier Y., & Bertin E., 2001, *ApJ*, 554, 190  
 Da Costa G. S., 1992, *ASPC*, 23, 90  
 Dickel J. R. & DeNoyer L. K., 1975, *AJ*, 80, 437  
 Dickey J. M. & Lockman F. J., 1990, *ARAA*, 28, 215  
 Dopita M. A. 1979, *ApJS*, 40, 455  
 Driver S. P., Phillipps S., Davies J. I., Morgan I., Disney M. J., 1994, *MNRAS*, 266, 155  
 Dubner G. M., Holdaway M., Goss W. M., Mirabel I. F., 1998, *AJ*, 116, 1842  
 Dwek E., Petre R., Szymkowiak A., Rice W. L., 1987, *ApJ*, 320, L27  
 Elitzur M., 1976, *ApJ*, 203, 124  
 Engelbracht C. W., et al. 2006, *ApJ*, 642, L127  
 Fabrika S., 2004, *Astrophys. Space Phys. Rev.*, 12, 1  
 Fesen R. A., Gull T. R., & Ketelsen D. A., 1983, *ApJS*, 51, 337  
 Fesen R. A., Blair W. P. & Kirshner R. P., 1985, *ApJ*, 292, 29  
 Fesen R. A., Winkler P. F., Rathore Y., et al. 1997, *AJ*, 113, 767  
 Fitzpatrick E. L., 1999, *PASP*, 111, 63  
 Fürst E., Reich W., Steube R., 1984, *A&A*, 133, 11  
 Fowler William A., Hoyle F., 1964, *ApJS*, 9, 201  
 Freeman K. C., 1970, *ApJ*, 160, 811  
 Freedman W. L., et al. 1994, *ApJ*, 427, 628  
 Gosachinskij I. V., Khersonskij V. K., 1985, *Ap&SS*, 108, 303  
 Gotthelf E. V., Koralesky B., Rudnick L., Jones T. W., Hwang U., Petre R., 2001, *ApJ*, 552, 39  
 Greaves J., Holland W., Jayawardhana R., Wyatt M., Dent W., 2004, *MNRAS*, 348, 1097  
 Green D. A., 2009, *A Catalog of Galactic Supernova Remnants (2009 April version)*, Mullard Radio Astronomy Observatory Cambridge  
 Hamuy M., Walker A. R., Suntzeff N. B., et al. 1992, *PASP*, 104,533  
 Hunter D. A. 1992, *ApJS*, 79, 469  
 Hartigan P., Raymond J., Hartmann L., 1987, *ApJ*, 316, 323  
 Heckman T., Armus, L., Miley, G., 1990, *ApJS*, 74, 833  
 Hester J. J. 1987, *ApJ*, 314, 187  
 Herbst E., 2001, *Chem. Soc. Rev.*, 30, 168  
 Holden D. J., Caswell J. L., 1969, *MNRAS*, 143, 407

- Holwerda B. W., Gonzalez R. A., Allen R. J., van der Kruit P. C. 2005, AJ, 129, 1381
- Howk J., Savage B., 1997, AJ, 114, 2463
- Ichikawa T., van Driel W., Aoki T., Soyano T., Tarusawa K., Yoshida S., 1994, ApJ, 433, 645
- Issa M., MacLaren I., Wolfendale Q., 1990, A&A, 236, 237
- Kalberla P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, Dap, Arnal, E. M., Bajaja E.,Morras R., Popprl W. G. I., 2005, A&A, 440, 775
- Kassim N. E., 1989, ApJS, 71, 799
- Kassim N. E., 1992, AJ, 103, 943
- Kesteven M. J. L., 1968, AuJPh, 21, 369
- Kirshner R. P., Chevalier R. A., 1980, ApJ, 242, L77
- Koralesky B., Frail D. A., Goss W. M., Claussen M. J.& Green A. J.,1998, AJ, 116, 1323
- Lagage P. O., Claret A., Ballet J., Boulanger F., Cesarsky C. J., Cesarsky D., Fransson C., Pollock A., 1996, A&A, 315, 273L
- Landoldt A., 1992, AJ, 104, 304
- Lasker B. M., Russel J. N., Jenkner H., 1999, in the HST Guide Star Catalog, version 1.1-ACT, The Association of Universities for Research in Astronomy, Inc
- Lequeux J., Dantel-Fort M., Fort B., 1995, A&A, 296, L13
- Longair M. S., 1994, High Energy Astrophysics, Volume II, Cambridge: Cambridge University Press
- Lynds B. T., 1965, ApJS, 12, 163
- Makarova L. N., et al., 2002, A&A, 396, 473 & Fong, R. 2001, MNRAS, 323, 795
- Mann, Alfred K. (1997). Shadow of a star: The neutrino story of Supernova 1987A. New York: W. H. Freeman. pp. p. 122. ISBN 0716730979
- Massai K., 1994, ApJ, 437, 770
- Mathewson D. S., Clarke J. N., 1973, ApJ, 180, 725
- Matonick D. M., Fesen R. A., 1997, ApJS, 112, 49
- Mavromatakis F., Boumis P., Paleologou E. V., 2002a, A&A, 383, 1011
- Mavromatakis F., Boumis P., Papamastorakis J., Ventura J., 2002b, A&A, 388,
- Mavromatakis F., Boumis P., Coudis C., 2003, A&A, 405, 591
- Mavromatakis F., Boumis P., Xilouris E. M., Papamastorakis J., Alikakos J., 2005, A&A, 435,141
- McKee C. F., Cowie L. L., 1975, ApJ, 195, 715

- McKee C.F., Ostriker J. P., 1977, ApJ, 218, 148
- Meaburn J., Blundell B., Carling R., Gregory D. F., Keir D., Wynne C. G., 1984, MNRAS, 210, 463
- Metcalf N., Shanks T., Campos A., McCracken H. J., 2001, MNRAS, 323, 795
- Moldowan A., Safi-Harb S., Fuchs Y., Dubner G., 2005, Adv. Space Res., 35, 1062
- Murdin P., Clark D. H., 1980, MNRAS, 190, 65P
- Osterbrock D. E., Ferland G., 2005, Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei, 2nd edition.
- Ostriker J.P., 1980, IAUS, 113, 347
- Pei Y. C., 1992, ApJ, 395, 130
- Pineault S., Landecker T. L., Reich W., 1997, A&A, 324
- Predehl P., Schmitt J. H. M. M., 1995, A&A, 293, 889
- Raymond J. C. 1979, ApJS, 39, 1
- Raymond J. C. 1984, ARA&A, 22, 75
- Raymond J. C., Hester J. J., Cox D., Blair W. P., Fesen R. A., Gull T. R., 1988, ApJ, 324, 869
- Reach W. T., et al., 2006, AJ, 131, 1479
- Reich W., Kallas E., Steube R., 1979, A&A, 78, L13
- Reich W., Fürst E., Reich P., Junkes N., 1988, in Supernova Remnants and the Interstellar Medium, ed. R. S. Roger, & T. L. Landecker (Cambridge Univ. Press), IAU Coll., 101, 293
- Reich W., Fürst E., Reich P., & Reif K., 1990, A&AS, 85, 633
- Ryter C., Cesarsky C. J., Audouze J., 1975, ApJ, 198, 103
- Safi-Harb S., O'gelman H., 1997, ApJ, 483, 868
- Saken J. M., Fesen R. A., Shull J. M., 1992, ApJS, 81, 715
- Schlegel D. J, Finkbeiner D. P., & Davis M., 1998, ApJ, 500, 525
- Seab C. G., 1988, in Dust in the Universe, ed. M. E. Bailey & D. A. Williams (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 303
- Seaton M. J., 1979, MNRAS, 187, 73P
- Seward F. D., Dame T. M., Fesen R. A., Aschenbach B., 1995, ApJ, 449, 681
- Shaw R. A. & Dufour R. J., 1995, PASP, 107, 896
- Shu F., 1991, Αστροφυσική Δομή και εξέλιξη του Σύμπαντος, Τόμος I – Αστέρες, ΠΕΚ

- Shu F., 1991, Αστροφυσική Γαλαξίες και Ηλιακό Σύστημα, Τόμος II – Αστέρες, ΠΕΚ
- Shull J. M., Fesen R. A., & Saken J. M., 1989, ApJ, 346, 860
- Sodroski T. J., Odegard N., Arendt R. G., Dwek E., Weiland J. L., Hauser M. G., & Kelsall T., 1997, ApJ, 480, 173
- Smith R. C., Kirshner R. P., Blair W. P., Long S., Winkler P. F., 1993, ApJ, 407, 564
- Stickel M., et al. 2000 A&A, 359, 865
- Stil J. M., Taylor A. R., Dickey J. M., Kavars D. W., Martin P. G., Rothwell T. A., Boothroyd A. I., Lockman F. J. & McClure-Girifiths N. M., 2006, AJ, 132, 1158
- Stirling A. M., Jowett F. H., Spencer R. E., Paragi Z., Ogley R. N., Cawthorne T. V., 2002, MNRAS, 337, 657
- Trushkin S.A., 1999, A&A, 352, L103
- van den Bergh S., 1980, ApJ, 236, L23
- van den Bergh S. & Kamper K. 1985, ApJ, 293, 537
- Velusamy T. & Kundu M. R., 1974, A&A, 32, 375
- Vila-Costas M. B., & Edmunds M. G., 1992, MNRAS, 259, 121
- Weaver T. A., Woosley S. E., 1980, NYASA, 336, 335
- Westerhout G., 1958, Bull. Astron. Inst. Neth., 14, 215
- Whittet D. C. B., 1992, Dust in the Galactic Environment (Bristol: IOP)
- Xilouris E. M., Byun Y. I., Kylafis N. D., Paleologou E. V., Papamastorakis J., 1999, A&A, 344, 868
- Xilouris E., Alton P., Alikakos J., Xilouris K., Boumis P., Goudis C., 2006, AJ, 615, L107
- Yun M. S., Ho P. T. P., Lo K. Y., 1994, Nature, 372, 530
- Yun M. S., 1999, in IAU Symp. 186, Galaxy Interactions at Low and High Redshift, ed. J. E. Barnes, & D. B. Sanders (Dordrecht: Kluwer), 81
- Zaritsky D., 1994, AJ, 108, 1619
- Zealey W. J., Dopita M. A., Malin D. F., 1980, MNRAS, 192, 731
- Αντωνακόπουλος Γρ. Α., 1998, Γενική Αστρονομία, εκδόσεις Πανεπιστημίου Πατρών
- Γούδης Χ., 1990, Εφαρμοσμένη Οπτική, εκδόσεις Πανεπιστημίου Πατρών



Γούδης Χ., 1991, Αστροφυσική ΙΙΙ – Αστέρες και Μεσοαστρική Ύλη, εκδόσεις Πανεπιστημίου Πατρών

Γούδης Χ. Δ., 2007, Κύματα Shock, Εκδόσεις Πανεπιστημίου Πατρών

Γούδης Χ. Δ., 2007, Δυναμικά αστροφυσικά φαινόμενα, Εκδόσεις Πανεπιστημίου Πατρών