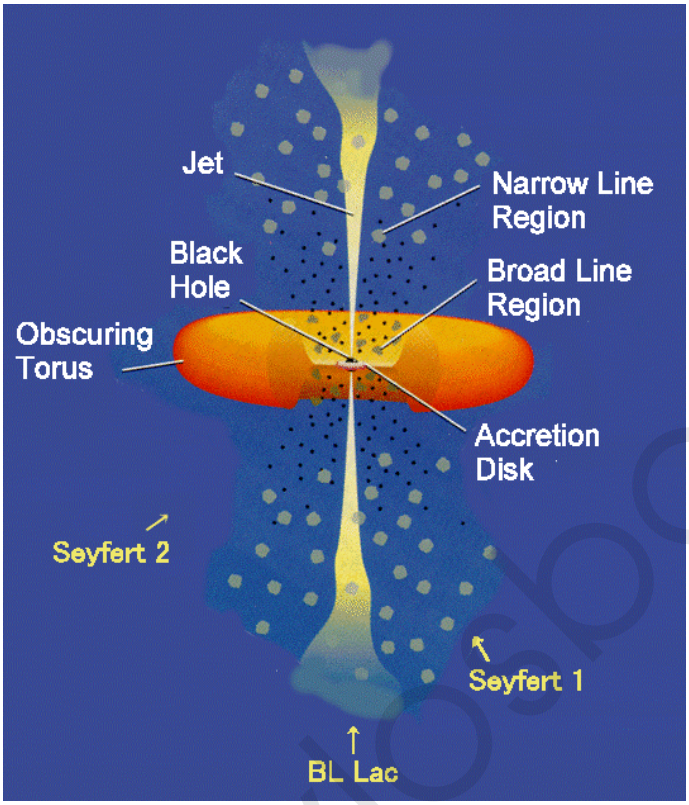
Ομάδα Αστρικής Φασματοσκοπίας

Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών



Εισαγωγή στην Αστρική Φασματοσκοπία

Μέρος V: Εισαγωγή στην Φυσική των Quasars

MSc Δημήτρης Σταθόπουλος

Αστροφυσικός

Εκδόσεις Δίαυλος

ISBN: 978-960-531-416-3

Αθήνα 2018

www.diavlosbooks.gr

Αφιερωμένο στην Ελένη

www.diavlosbooks.gr

Πίνακας Περιεχομένων

Περιεχόμενα 3

Εισαγωγικό Κεφάλαιο: Γαλαξίες Ιστορική Αναδρομή 7

Κεφάλαιο 1 – Αδρανείς Γαλαξίες 12

1.1 Εισαγωγή 12
1.2 Μορφολογική Ταξινόμηση Γαλαξιών 12
1.3 Σπειροειδείς Γαλαξίες 14
1.3.1 Σχηματισμός των Σπειρών ενός Γαλαξία 20
1.4 Ελλειπτικοί Γαλαξίες 22
1.5 Φακοειδείς Γαλαξίες 25
1.6 Ακανόνιστοι και Νάνοι Γαλαξίες 27
1.7 Αστρικοί Πληθυσμοί 29
1.8 Βελτιώσεις του Μορφολογικού Σχήματος του Hubble 31

Κεφάλαιο 2 - Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες 33

2.1 Εισαγωγή 34
2.2 Γαλαξίες Seyfert 34
2.3 Τα Φάσματα των Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων 40
2.4 Ράδιο Γαλαξίες 43
2.4.1 Ράδιο Λοβοί και Πίδακες 45
2.5 Η Ανακάλυψη των Quasars 49
2.5.1 Οι λαμπρότητες των Quasars 52
2.5.2 Τα Φάσματα των Quasars 53
2.5.3 Ημιαστρικά Αντικείμενα 56
2.5.4 Η Ορολογία των QSOs 56
2.5.5 Υπερφωτεινοί Υπέρυθροι Γαλαξίες 56
2.5.6 Η Μεγάλη Κοσμολογική Ερυθρομετάθεση των QSOs 57
2.5.7 Ενδείξεις Εξέλιξης των QSOs 58
2.5.8 Ο Συσχετισμός Μεταξύ Seyfert και Quasar 64
2.6 BL Lacertae, OVV Quasars και Blazars 68
2.6.1 Εισαγωγή 66
2.6.2 BL Lacs 66
2.6.3 OVVs 69
2.6.4 Blazars 70
2.7 Liners 71
2.8 Narrow – Line X – Ray Galaxies 73

www.ziovlosbooks.gr

2.9 Σχετική Φαινομενολογία 74
2.9.1 Starburst Galaxies 74
2.9.2 Γαλαξίες Mrkarian 74
2.9.3 Γαλαξίες Zwicky και N – Γαλαξίες 75
2.9.4 Ultraluminous Far – Infrared Galaxies 75
2.9.5 Χρονικές Κλίμακες Μεταβλητότητας των Ενεργών Γαλαξιών 76
2.9.6 Η Πόλωση της Εκπομπής 76
2.9.7 Τάξεις Λαμπρότητας Fanaroff – Riley 77
2.10 Δομή Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων 79
2.10.1 Η Φύση της Κεντρικής Πηγής 79
2.10.2 Παραγωγή Ακτινοβολίας Μέσω Προσαύξησης 81
2.10.3 Δομή του Δίσκου Προσαύξησης 83
2.10.4 Τι Μας Λένε τα Φάσματα των AGN 85
2.10.5 Παραγωγή Σχετικιστικών Εκροών Φορτισμένων Σωματιδίων 85
2.10.6 Παραγωγή Ακτίνων Χ 87
2.10.7 Πλατιές και Στενές Γραμμές Εκπομπής 88
2.10.8 Η Περιοχή των Πλατιών Γραμμών (BLR) 88
2.10.9 Η Περιοχή των Στενών Γραμμών (NLR) 90
2.11 Ενοποιημένο Μοντέλο Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων 92
2.11.1 Εισαγωγή 92
2.11.2 Ενοποιημένο Μοντέλο 93
2.11.3 Πλάνα Ενοποίησης των Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων 94
2.11.4 Παρατηρούμενες Ιδιότητες και Εμπειρική Ταξινόμηση των AGN 97
2.11.5 Ράδιο – Ενεργοί και Ράδιο – Ήσυχοι AGN 102
2.11.5.1 Ράδιο – Ήσυχοι AGN 103
2.11.5.2 Ράδιο – Ενεργοί AGN 106

Κεφάλαιο 3 – Quasars 109

3.1 Συνεχής Ακτινοβολία 110
3.1.1 Θερμικές Διαδικασίες 116
3.1.2 Μη Θερμικά Συνεχή 117
3.1.3 Σχετικιστική Ακτινοβολία 120
3.1.4 Γενικές Παρατηρήσεις των Συνεχών Φασμάτων των Quasar 122
3.1.5 Το Συνεχές στο Υπέρυθρο 123
3.1.6 Οπτικά και Υπεριώδη Συνεχή 127
3.1.7 Συνεχή Υψηλών Ενεργειών 135
3.1.8 Ράδιο Συνεχή 144
3.1.9 Υπέρφωτη Κίνηση 146
3.2 Η Μορφολογία των Quasar 149
3.2.1 Το Παράδειγμα της Μελανής Οπής 149

www.diavlosbooks.gr

3.2.2 Η Μάζα του Κεντρικού Αντικειμένου 150
3.2.3. Η Ενεργειακή Τροφοδότηση των Quasar 152
3.3 Δίσκος Προσαύξησης 156
3.3.1 Εισαγωγή 156
3.3.2 Δομή του Δίσκου Προσαύξησης 161
3.3.2.1 Μοντέλο Σχετικιστικού Κεπλεριανού Δίσκου 164
3.4 Η Περιοχή των Πλατιών Φασματικών Γραμμών – BLR 172
3.4.1 Εισαγωγή 172
3.4.2 Η BLR Περιοχή 173
3.4.3 Βασικές Παράμετροι 181
3.4.4 Ο Φωτοϊονισμός της BLR Περιοχής 186
3.4.5 Τα προφίλ των Πλατιών Γραμμών 192
3.4.6 Ασυμμετρίες Γραμμών και Μετατοπίσεις Μηκών Κύματος 196
3.4.7 Το Καθιερωμένο Μοντέλο και τα Στοιχεία που το Στηρίζουν 197
3.4.7.1 Το Πλαίσιο του Καθιερωμένου Μοντέλου 198
3.4.8 Προβλέψεις για την BLR Περιοχή 202
3.4.9 Προεκτάσεις του Καθιερωμένου Μοντέλου 205
3.4.10 Reverberation Mapping 207
3.4.11 Το Πεδίο Ταχυτήτων της BLR 211
3.4.12 Οι Ιδιότητες των Νεφών 212
3.4.13 Σχέση Μεταξύ Γραμμικού Φάσματος και Συνεχούς 214
3.4.14. Μια Τελική Σύνοψη Ιδεών για τις BLR 216
3.5 Μοριακός Τόρος 222
3.6 Η Περιοχή των Στενών Φασματικών Γραμμών – NLR 227
3.6.1 Φάσματα Στενών Γραμμών 227
3.6.2 Φυσικές Συνθήκες στο Αέριο Χαμηλής Πυκνότητας 229
3.6.3 Θερμοκρασίες Ηλεκτρονίων 234
3.6.4 Βασικές Παράμετροι 236
3.6.5 Τα Προφίλ των Στενών Γραμμών 239
3.6.6 Η Μορφολογία της NLR Περιοχής 242
3.6.7 Η Εκτεταμένη NLR Περιοχή 245
3.7 Ραδιολοβοί και Πίδακες 246
3.7.1 Η Δημιουργία των Πιδάκων 246
3.8 Οι Γραμμές Εκπομπής των Quasar 250
3.9 Οι Γραμμές Απορρόφησης των Quasar 253
3.9.1 Η Φυσική των Γραμμών Απορρόφησης 254
3.9.2 Βασικά Χαρακτηριστικά 261
3.9.3 BALQSOs 266

www.diovlosbooks.gr

Κεφάλαιο 4 - Μελέτη των Πλατιών Γραμμών Απορρόφηση του C IV στα Φάσματα των HiBALQSOs 269

4.1 Η Αινιγματική Περιοχή των Πλατιών Φασματικών Γραμμών Απορρόφησης (BALR) 270
4.1.1 Από τι είναι φτιαγμένη η BLR περιοχή; 271
4.1.2 Τι Καθορίζει την Ακτίνα της BLR Περιοχής; 271
4.1.3 Ποιος είναι ο Αριθμός και το Μέγεθος των Νεφών της BLR Περιοχής; 272
4.1.4 Οι Κινήσεις των Νεφών 272
4.2 Η Βάση της Φασματοσκοπικής Μελέτης 274
4.2.1 «Balnicity Index» 275
4.3 Προβλήματα στα Φάσματα των HiBALQSOs 282
4.3.1 Ομαδοποίηση των φασματικών γραμμών των HiBALQSOs 281

Βιβλιογραφία 283

www.diavlosbooks.gr



Γαλαξίες
Ιστορική Αναδρομή

www.diofantos.gr

Ιστορική Αναδρομή

Τι εστί «γαλαξίας». Ο πρώτος ερευνητής που εντόπισε την ύπαρξη των λαμπρών αυτών ουράνιων σχηματισμών, χωρίς να μπορέσει να διακρίνει τη φύση της δομής τους, ήταν ο William Herschel (1738 – 1822). Ο μεγάλος αυτός αστρονόμος κατέγραψε 2.500 γαλαξίες ταυτίζοντάς τους με τους νεφελοειδείς (Δανέζης Μ. Θεοδοσίου Σ., Το Σύμπαν που Αγάπησα). Παρόλα αυτά, η έννοια του γαλαξία δεν είναι τόσο πρόσφατη. Ο έννοια του γαλαξία έχει τις ρίζες της στην αρχαία Ελληνική φιλοσοφία και πιο συγκεκριμένα στους ατομικούς φιλοσόφους Λεύκιππο και Δημόκριτο. Η ονομασία δε, πηγάζει από την αρχαία Ελληνική Μυθολογία.

Ο όρος «γαλαξίας», ετυμολογικά, προέρχεται από τη λέξη «γάλα» (γάλακτος + επίθημα ιας) και δόθηκε λόγω της ορατής από τη Γη, θαμπής γαλακτόχρωμης ζώνης του λευκού φωτός που εμφανίζεται στην ουράνια σφαίρα. Η θαμπή αυτή ζώνη, που ονομάζεται «γαλαξιακή ζώνη», συγκροτείται βασικά από αστέρια, αστρικά σμήνη και μεσοαστρική ύλη. Ο σπειροειδής Γαλαξίας[1] μας εκτός από τα δισεκατομμύρια των άστρων του, περιέχει πολλά νεφελώματα, φωτεινά και σκοτεινά, ενώ αξίζει να σημειωθεί πως η μεσοαστρική ύλη, η οποία αποτελεί το 2% περίπου της μάζας του, είναι συγκεντρωμένη κυρίως κοντά στο γαλαξιακό επίπεδο.

Ο Ερατοσθένης είναι ο πρώτος που μας δίνει μια μυθολογική ερμηνεία για τον σχηματισμό του Γαλαξίας μας. Αναφέρει ότι ο θεός Ερμής εξαπάτησε τη θεά Ήρα, και την έπεισε να θηλάσει τον μικρό τότε Ηρακλή, καρπό του έρωτα του συζύγου της Δία με την θνητή Αλκμήνη. Η θεά, αφού θήλασε για λίγο τον Ηρακλή, κατάλαβε την απάτη, τον έσπρωξε μακριά και το γάλα της τινάχτηκε προς τον ουρανό σχηματίζοντας μια υπόλευκη ζώνη, που για τον λόγο αυτό ονομάστηκε γαλαξιακή (Δανέζης Μ. Θεοδοσίου Σ., Το Σύμπαν που Αγάπησα).

Σύμφωνα με μια άλλη εκδοχή, ο ίδιος ο Δίας, με διάφορες υποσχέσεις και παραχωρήσεις έπεισε την Ήρα να θηλάσει τον τελευταίο Διόσκουρο, τον Ηρακλή. Ο Ηρακλής όμως, ζωηρό μωρό όπως ήταν, δάγκωσε το μαστό της θεάς. Εκείνη καθώς πόνεσε, έσπρωξε μακριά το μωρό, με αποτέλεσμα το θείο γάλα της να χυθεί στον ουρανό και να σχηματίσει το Γαλαξία μας (Δανέζης Μ. Θεοδοσίου Σ., Το Σύμπαν που Αγάπησα).

Κατά άλλους, ο Γαλαξίας ήταν ο δρόμος που ακολούθησε ο ήρωας Περσέας για να σώσει την Ανδρομέδα από τον δράκοντα. Σύμφωνα με αυτή την εκδοχή, καθώς ο Περσέας διέσχιζε τον ουρανό πάνω στον φτερωτό Πήγασο, δημιούργησε με τον καλπασμό του αστρική σκόνη η οποία και σχημάτισε τον Γαλαξία. Οι Πυθαγόρειοι ονόμαζαν τον Γαλαξία «οδό των ψυχών». Οι αρχαίοι Έλληνες των έλεγαν «Γαλακτίτη Κύκλο» και Ηριδανό ποταμό, ενώ οι Ρωμαίοι των αποκαλούσαν Ιερό ποταμό Γάλλο. Ο

[1] Όταν η λέξη Γαλαξίας γράφεται με κεφαλαίο γράμμα, αναφέρεται αποκλειστικά και μόνο στο δικό μας γαλαξία.

www.dionysosbooks.gr

Πίνδαρος τον αναφέρει ως «λιπαρπάν οδό» και «δρόμον του Διός». Ομοίως και ο Λατίνος ποιητής Οβίδιος θεωρεί τον Γαλαξία «τον δρόμο που οδηγεί προς τον Δία και την αθανασία»

Υπάρχουν όμως και άλλες ερμηνείες και ονομασίες που προέρχονται από την αρχαία Ελλάδα αλλά και από μεταγενέστερες χρονικές περιόδους οι οποίες όμως δεν εξηγούν το χρώμα του ούτε την ονομασία του.

Πέρα όμως από τις μυθολογικές ερμηνείες, πρώτοι οι αρχαίοι Έλληνες επιχείρησαν να ερμηνεύσουν επιστημονικά τη φύση της γαλακτόχρωμης ζώνης του Γαλαξία. Είδη από το 460 π.Χ. ο Δημόκριτος είχε αντιληφθεί τη φύση του Γαλαξία και δίδασκε: «*Γαλαξίας εστί πολλών και μικρών και συνεχών αστέρων, συμφωτιζομένων αλλήλοις, συναυγασμός δια την πύκνωσιν»*. Την άποψη αυτή, όπως αναφέρεται από νεότερους, την είχε διατυπώσει πριν από το Δημόκριτο και ο Πυθαγόρας (Δανέζης Μ. Θεοδοσίου Σ., Το Σύμπαν που Αγάπησα).

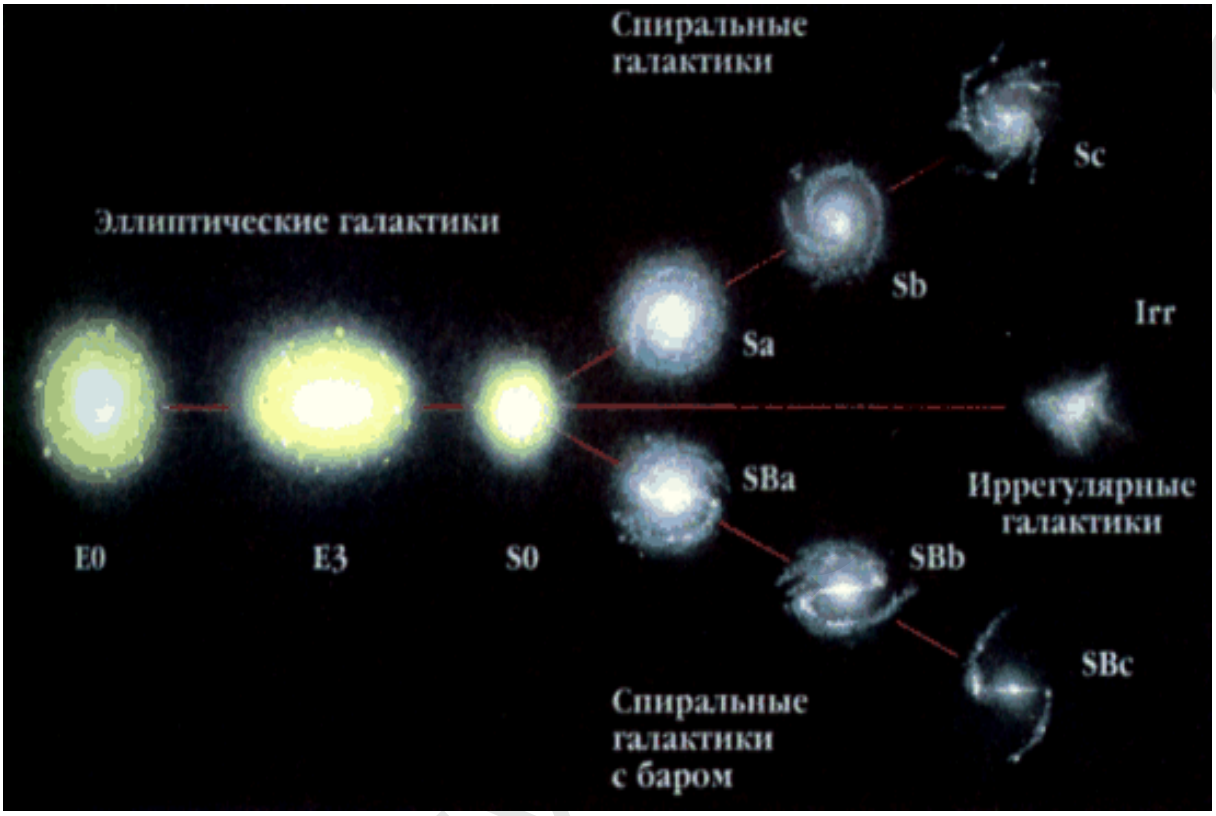
Την πρώτη επιστημονική επιβεβαίωση των απόψεων του Δημόκριτου για τη φύση του Γαλαξία έδωσε ο Γαλιλαίος περί το 1610 μ.Χ., όταν στρέφοντας το μικρό του τηλεσκόπιο προς αυτόν, διαπίστωσε, όπως αναφέρει στο βιβλίο του Nuncius Siderus, ότι αποτελείται από «μία μάζα αναρίθμητων αστέρων, ευρισκομένων πλησίον αλλήλων κατά σμήνη» (Δανέζης Μ. Θεοδοσίου Σ., Το Σύμπαν που Αγάπησα).

Γαλαξίες είναι εκείνα τα μέρη του διαστήματος όπου τα διαστρικά αέρια μετατρέπονται σε φωτοβόλα άστρα, άστρα τα οποία ενισχύονται ενεργειακά από πυρηνικές αντιδράσεις, που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό τους και δημιουργούν την πλειονότητα των χημικών στοιχείων. Κάθε γαλαξίας περιέχει από 10^6 μέχρι 10^{12} αστέρια τα οποία συγκρατούνται μεταξύ τους εξαιτίας των ισχυρών βαρυτικών δυνάμεων, με αποτέλεσμα να μην περιφέρονται ελεύθερα στο αχανές διάστημα. Όμως, τα διαστρικά αέρια και οι αστέρες είναι απλά η κορυφή του παγόβουνου. Ένας γαλαξίας αποτελείται κυρίως από σκοτεινή ύλη, την οποία γνωρίζουμε μόνο από την βαρυτική έλξη που ασκεί. Οι ηλικίες των αστέρων, η χημική τους σύσταση και οι κινήσεις τους, καθώς επίσης και δομές που αυτά σχηματίζουν, μας δίνουν πληροφορίες εξιστορώντας το παρελθόν του κάθε γαλαξία.

Οι γαλαξίες εμφανίζονται στον ουρανό ως τεράστια νέφη φωτός, που εκτείνονται σε αποστάσεις χιλιάδων ετών φωτός. Η Γη, αλλά και ολόκληρο το ηλιακό μας σύστημα, αποτελεί ταπεινό μέλος ενός τέτοιου γιγαντιαίου αστρικού συστήματος, που είναι ο Γαλαξίας μας. Οι αποστάσεις των άλλων γαλαξιών από τον Γαλαξία μας, αλλά και μεταξύ τους, είναι τεράστιες και τις μετράμε σε Megaparsec ($1\ pc = 3{,}08 \cdot 10^{16} m$). Το γεγονός αυτό μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι το φως τους, από τη στιγμή που εκπέμπεται, χρειάζεται αρκετά εκατομμύρια χρόνια μέχρι να φθάσει στη Γη. Αυτό σημαίνει πως η φωτεινή εικόνα τους που σχηματίζεται στις φωτογραφικές πλάκες δεν είναι η απεικόνιση του παρόντος τους, αλλά του απώτατου παρελθόντος τους, αφού σχηματίζεται από ακτινοβολίες που έχουν εκπεμφθεί από αυτούς πριν εκατομμύρια χρόνια. Αυτό το εκπληκτικό γεγονός είναι μοναδικό αφού μας δίνει τη δυνατότητα να

παρατηρούμε επί εκατομμύρια χρόνια συμπαντικά φαινόμενα τα οποία, είναι πιθανόν, προ πολλού να έχουν πάψει να υπάρχουν. Γενικεύοντας αυτό το φαινόμενο, μπορούμε να συμπεράνουμε ότι ατενίζοντας τον έναστρο ουρανό δεν βλέπουμε το Σύμπαν όπως είναι σήμερα, αλλά όπως ήταν στο πολύ μακρινό παρελθόν του.

www.diavlosbooks.gr



Κεφάλαιο1ο

Αδρανείς Γαλαξίες

www.diavasame.gr

1.1 Εισαγωγή

Ήταν περί τα μισά του 18ου αιώνα, όταν ο φιλόσοφος Immanuel Kant (1724 – 1804) και ο αστρονόμος Thomas Wright (1711 – 1786), πρότειναν πως ο Γαλαξίας μας παρίσταται ως ένα, πεπερασμένου μεγέθους και δισκοειδούς σχήματος, σύστημα αστέρων. Έπειτα από δύο αιώνες επιστημονικής έρευνας, φθάσαμε στις μέρες μας να γνωρίζουμε πως ο Γαλαξίας μας αναπαρίσταται ικανοποιητικά από έναν αστρικό δίσκο ο οποίος περιέχει επίσης συγκεκριμένα ποσά αερίων και σκόνης. Ως επέκταση της φιλοσοφικής επιχειρηματολογίας των Kant και Wright, ο πρώτος συνέχισε προτείνοντας πως αν ο Γαλαξίας μας είναι πεπερασμένος σε μέγεθος, τότε τα διάχυτα και αχνά ελλειπτικά νεφελώματα που παρατηρούμε στον νυχτερινό ουρανό, μπορεί να είναι άκρως απομακρυσμένα δισκοειδή συστήματα, παρόμοια με το δικό μας σύστημα, που βρίσκονται φυσικά εκτός των δικών μας ορίων[2]. Ο Kant αποκάλεσε τα αντικείμενα αυτά *συμπαντικά νησιά.* (Δανέζης Μ. Θεοδοσίου Σ., Το Σύμπαν που Αγάπησα).

1.2 Μορφολογική ταξινόμηση γαλαξιών

Ως ένα πρώτο βήμα στην κατανόηση αυτών των αντικειμένων, είναι αναγκαία η ταξινόμησή τους σύμφωνα με τα εγγενή χαρακτηριστικά τους. Για μία ακόμη φορά ο Hubble έπαιξε ρόλο κλειδί, και σε αυτόν τον τομέα, υπογραμμίζοντας τον σημαντικό ρόλο που διαδραματίζουν οι γαλαξίες στη συγκρότηση των σύγχρονων κοσμολογικών θεωριών. Ο Hubble, πρότεινε πως οι γαλαξίες έπρεπε να χωρισθούν σε τρεις πρωταρχικές κατηγορίες, βασισμένες στην συνολική εμφάνιση, αυτών των αστρονομικών αντικειμένων. Η μορφολογική ταξινόμηση, η οποία είναι γνωστή ως **ακολουθία του Hubble** [Hubble, E. P. (1926)], "Extra-galactic nebulae", Contributions from the Mount Wilson Observatory / Carnegie Institution of Washington), χωρίζει τους γαλαξίες σε τρεις κύριες κατηγορίες, κάθε μία από τις οποίες χωρίζεται σε έναν αριθμό υποκατηγοριών. Οι τρεις κύριες κατηγορίες γαλαξιών είναι:

1) Σπειροειδείς γαλαξίες (Spirals - S).

   Οι σπειροειδείς γαλαξίες χωρίζονται περαιτέρω σε δύο παράλληλες ακολουθίες:
   i) Τους σπειροειδείς γαλαξίες με πυρήνα σχεδόν κυκλικό, τους οποίους συμβολίζουμε διεθνώς με το γράμμα S (Spiral).
   ii) Τους σπειροειδείς γαλαξίες με πυρήνα σχήματος ράβδου, τους οποίους χαρακτηρίζουμε ως SB (Spiral Bar).

[2] Παρόλο που στις μέρες μας χρησιμοποιούμε τον όρο νεφέλωμα, όταν αναφερόμαστε σε νέφη που αποτελούνται από αέρια και σκόνη, η πρώτη χρήση του όρου ήταν για να περιγραφούν οποιαδήποτε «φουντωτά» φωτεινά μοτίβα στον ουρανό, τα οποία δεν ήταν δυνατόν να πιστοποιηθούν ως σύνολα αστέρων.

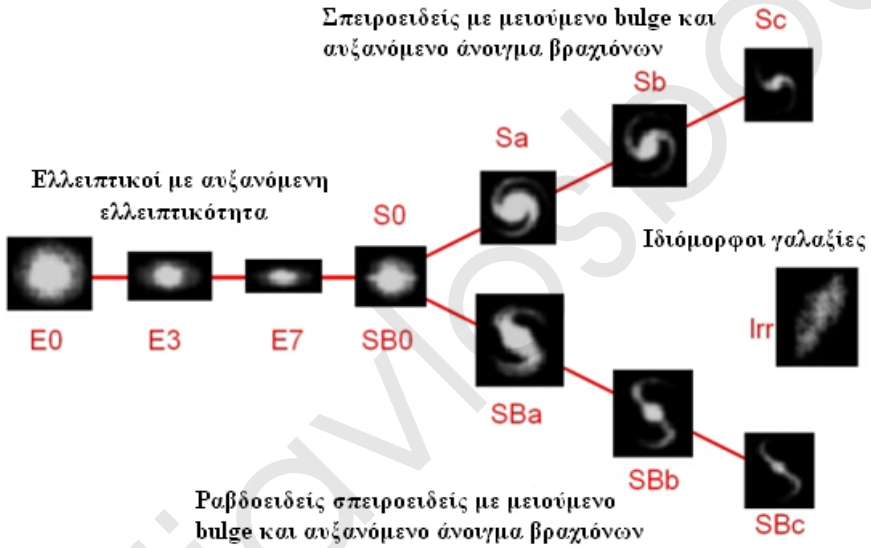
www.diavlospooks.gr

2) Ελλειπτικοί γαλαξίες (Ellipticals – E's).

3) Ακανόνιστοι ή ανώμαλοι (Irregulars – Irr's).

Στο σημείο αυτό οφείλουμε να σημειώσουμε την ύπαρξη μιας μεταβατικής κατηγορίας γαλαξιών, μεταξύ των ελλειπτικών και των σπειροειδών, που είναι οι φακοειδείς (Lenticulars) γαλαξίες. Αυτοί μπορεί να είναι είτε ομαλοί (S0) είτε ραβδοειδείς (SB0). Οι γαλαξίες αυτοί αποτελούνται από έναν πεπλατυσμένο δίσκο, ο οποίος όμως – αν και ακόμα δεν έχει δημιουργήσει σπείρες –βρίσκεται στο μεταίχμιο μιας τέτοιας δημιουργίας.

Συνεχίζοντας, ο Hubble, διευθέτησε τη μορφολογική του ακολουθία σε μορφή διαγράμματος, το οποίο είναι γνωστό ως *διάγραμμα Tuning – Fork (διάγραμμα διαπασών)* (Εικόνα 1.1).



Εικόνα 1.1. Διάγραμμα Tuning – Fork (Διάγραμμα Διαπασών) μορφολογικής κατάταξης γαλαξιών.

Ο Hubble αρχικά θεώρησε (λανθασμένα) πως το διάγραμμα το οποίο έφτιαξε, θα μπορούσε να ερμηνευτεί ως μια εξελικτική ακολουθία γαλαξιών. Ως αποτέλεσμα, αναφερόταν στους γαλαξίες, που βρίσκονται στο αριστερό μέρος του διαγράμματος, ως γαλαξίες πρώιμων μορφών και σε αυτούς που βρίσκονταν στο δεξί μέλος ως μεταγενέστερων μορφών. (Bradley W. *Carroll*, Dale A. *Ostlie, An introduction to modern astrophysics, 2nd edition*). Μέσω παρατηρήσεων καταδεικνύεται το γεγονός ότι η θεώρηση του Hubble ήταν λανθασμένη και πως το διάγραμμά του δεν αποτελεί μια εξελικτική ακολουθία. Για παράδειγμα, υπάρχουν παρόμοιας ηλικίας, γηραιά άστρα, σε όλους τους γαλαξίες. Επιπροσθέτως, οι ελλειπτικοί γαλαξίες δεν περιστρέφονται σχεδόν καθόλου, ενώ υπάρχουν σπειροειδείς που περιστρέφονται ταχύτατα καθώς επίσης και σπειροειδείς που είναι αργοί περιστροφείς. Το διάγραμμα «διαπασών» βέβαια παραμένει

www.diavlos-books.gr

μέχρι τις μέρες μας ένα χρήσιμο εργαλείο για την οργάνωση των βασικών τύπων γαλαξιών. Θεωρητικά είναι δυνατόν, βέβαια, ένας γαλαξίας να μεταβάλει τον Hubble τύπο του, για παράδειγμα από Sab να μετατραπεί σε Sa, μέσω ανακατονομής της μάζας του κατά τη διάρκεια αλληλεπίδρασής του με άλλον γαλαξία [Debra Meloy Elmegreen (1998), Galaxies and Galactic Structure].

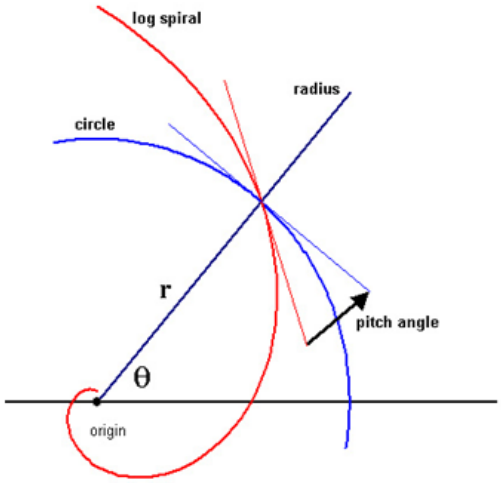
1.3 Σπειροειδείς Γαλαξίες

Η προβολή των γαλαξιών αυτών, πάνω στην ουράνια σφαίρα, δημιουργεί ένα χαρακτηριστικό σπειροειδές σχήμα, ενώ αξίζει να σημειωθεί πως περιγράφηκαν για πρώτη φορά από τον Hubble το 1936 στην εργασία του «*The Realm of the Nebulae*». Έτσι τα ουράνια αυτά σώματα πήραν το όνομά τους από τους χαρακτηριστικούς σπειροειδείς βραχίονες που φέρουν. Οι σπειροειδείς γαλαξίες αποτελούνται από έναν επίπεδο, περιστρεφόμενο, δίσκο ο οποίος περιέχει άστρα, αέριο και σκόνη, και μια κεντρική συγκέντρωση άστρων που είναι γνωστή ως «bulge (κεντρική σφαιροειδής περιοχή)». Και οι δύο αυτές χωρικές περιοχές περιβάλλονται από μία ασθενέστερη αστρική άλω, πολλά από τα αστέρια της οποίας είναι μέλη σφαιρικών αστρικών σμηνών.

Οι σπειροειδείς βραχίονες είναι περιοχές σχηματισμού νέων άστρων και είναι πολύ πιο λαμπροί από τον περιβάλλοντα δίσκο, λόγω των νεαρών και θερμών ΟΒ αστέρων που περιέχουν. Οι βραχίονες λοιπόν, είναι περιοχές που ξεκινούν από το κέντρο του σπειροειδή ή του ραβδωτού σπειροειδή γαλαξία και περιέχουν μεγάλους πληθυσμούς νεαρών, μπλε άστρων (εξαιτίας της υψηλής πυκνότητας μάζας και του υψηλού ρυθμού αστρικής δημιουργίας) με αποτέλεσμα να εμφανίζονται εξαιρετικά εντυπωσιακοί.

Ο Hubble υποδιαίρεσε τη σπειροειδή ακολουθία σε Sa, Sab, Sb, Sbc, Sc και SBa, SBab, SBb, SBbc, SBc. Οι γαλαξίες με τα πιο περίοπτα bulge (τις μεγαλύτερες bulge προς δίσκο αναλογίες λαμπρότητας, $L_{bulge}/L_{disk} \sim 0{,}3$), τους πιο σφιχτά περιελιγμένους σπειροειδείς βραχίονες με γωνίες βήματος (pitch angles) (Εικόνα 1.2) περίπου 6° και την ομαλότερη κατανομή άστρων στους βραχίονες, κατατάσσονται ως Sa (ή SBa). Σε αντίθεση οι Sc (ή SBc) έχουν μικρότερες αναλογίες bulge προς δίσκο ($L_{bulge}/L_{disk} \sim 0{,}05$), και φέρουν πιο χαλαρά περιελιγμένους βραχίονες ($\sim 18^o$), οι οποίοι καταλήγουν σε αστρικά συμπλέγματα και Η ΙΙ περιοχές. Παραδείγματα ομαλών και ραβδοειδών σπειροειδών γαλαξιών φαίνονται στην Εικόνες 3 και 4 αντίστοιχα. Οι M31 (Εικόνα 1.5) και NGC 891 (Εικόνα 1.6) είναι τύπου Sb, ενώ ο Γαλαξίας μας είναι πιθανότατα τύπου SBbc (η Εικόνα 1.7 πιστοποιεί την ύπαρξη κεντρικής ράβδου) (Bradley W. Carroll, *Dale A.* Ostlie, An introduction to modern astrophysics, 2nd edition).

www.ziovlobooks.gr



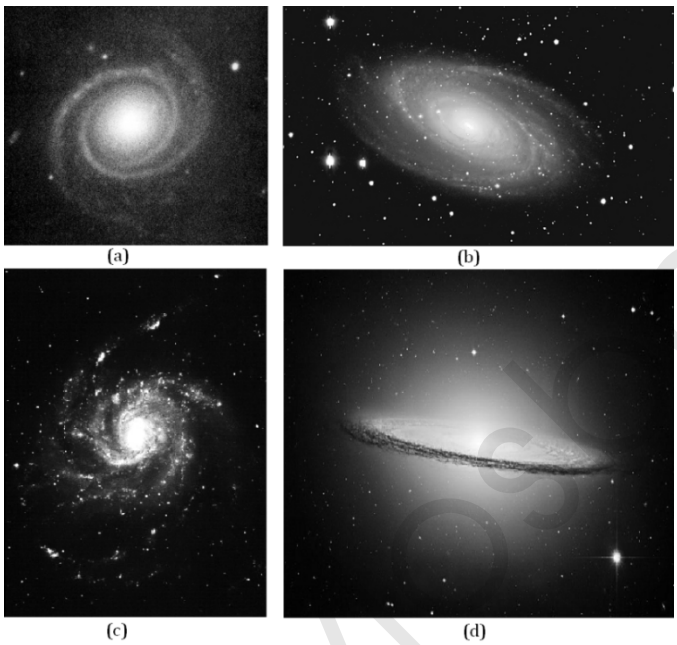
Εικόνα 1.2. Σχηματική αναπαράσταση της γωνίας βήματος (pitch angle). Η pitch angle ορίζεται ως η γωνία μεταξύ της εφαπτόμενης στον γαλαξιακό βραχίονα και της εφαπτόμενης σε τέλειο κύκλο, και μετράται στο σημείο που ο βραχίονας και ο κύκλος τέμνονται. (Πηγή: http://www.beares.net/r/astro/galaxies).

Οι μορφολογικές ακολουθίες από τον τύπο Sa έως τον Sc και από τον SBa έως τον SBc συμβολίζουν ακολουθίες συνήθων και ραβδόμορφων σπειροειδών γαλαξιών με διαδοχικά χαλαρότερα περιελιγμένες σπείρες. Ο βαθμός σύσφιγξης των σπειροειδών περιελίξεων συνδέεται στενά με το σχετικό μέγεθος της κεντρικής σφαιροειδούς περιοχής: όσο μεγαλύτερο είναι το bulge τόσο σφιχτότερα είναι περιελιγμένες οι σπείρες [Frank Shu, *Physical Universe: An Introduction* to Astronomy (University Science Books, 1982)]. Οι γαλαξίες Sa και SBa τείνουν να έχουν μεγαλύτερα bulge από ότι οι Sc και SBc (οι οποίο σε μερικές περιπτώσεις μπορεί να μην έχουν καθόλου bulge). Ο βαθμός σύσφιξης των σπειροειδών περιελίξεων σχετίζεται και με το ποσοστό του αερίου που περιχέουν οι γαλαξίες, υπό την έννοια ότι οι Sa και SBa τείνουν να έχουν ποσοστιαία λιγότερο αέριο και σκόνη από ότι οι Sc και οι SBc [Frank Shu, *Physical Universe: An Introduction* to Astronomy (University Science Books, 1982)]. Η συσχέτιση αυτή περιπλέκεται περισσότερο έπειτα από την ανακάλυψη των van den Bergh και Strom μιας τάξης «αναιμικών» και «ομαλών βραχιόνων» σπειροειδών, οι οποίοι εμφανίζουν ελάχιστες ενδείξεις ύπαρξης αερίου και σκόνης (van den Bergh, S. 1976). Έχει προταθεί η άποψη ότι αυτοί οι γαλαξίες ενδέχεται να βρίσκονται σε μια διαδικασία μετατροπής σε γαλαξίες S0 ή SB0. Βέβαια οφείλουμε να σημειώσουμε πως η ερμηνεία αυτή δεν είναι κοινώς αποδεκτή.

Μπορεί οι σημερινοί S0 και SB0 γαλαξίες μην έχουν προέλθει όλοι από σπειροειδείς, όλοι όμως οι σπειροειδείς που θα αποφύγουν τη συγχώνευση με άλλους γαλαξίες, θα γίνουν κάποτε S0 και SB0. Σχεδόν σύσσωμη η αστρονομική κοινότητα συμφωνεί, πως το αέριο στους σπειροειδείς γαλαξίες σταδιακά εξαντλείται στη

www.stavlosbooks.gr

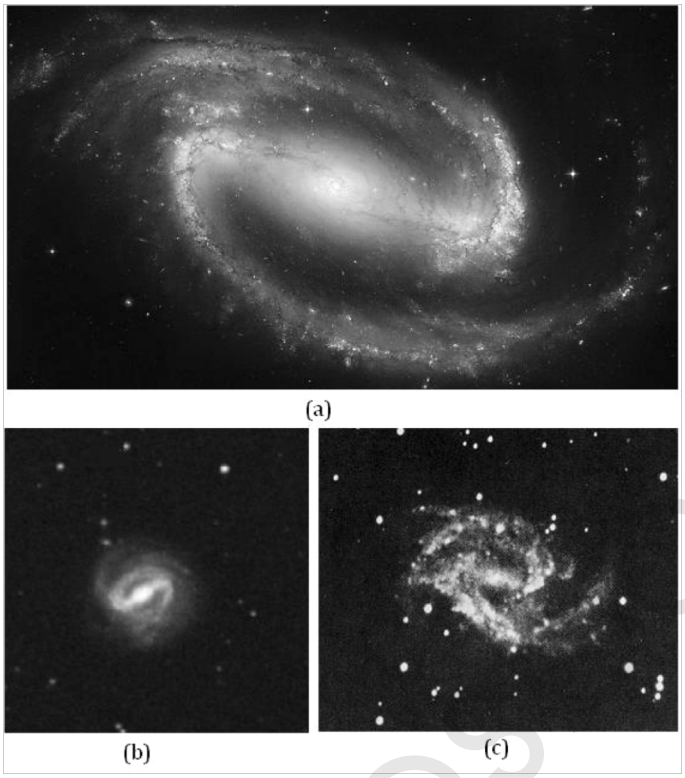
διαδικασία σχηματισμού άστρων. Με το θάνατο των άστρων, κάποια ποσότητα αερίου επιστρέφει στο διαστρικό μέσο, αλλά σε έναν πλήρη κύκλο εγκλωβίζεται συνολικά κάποια ποσότητα αερίου. Ο περιορισμός της γέννησης άστρων στις σπείρες, καταδεικνύει το γεγονός ότι στους περισσότερους σπειροειδείς γαλαξίες το αέριο είναι τόσο αραιό, ώστε σήμερα μόνο μέσα στις σπείρες, όπου το αέριο είναι συμπιεσμένο, είναι δυνατόν να σχηματίζονται άστρα με έντονο ρυθμό. Το γεγονός αυτό έχει δύο άμεσες συνέπειες.



Εικόνα 1.3. Τυπικοί ομαλοί σπειροειδείς γαλαξίες: (a) NGC 7096 (Sa(r)I), (b) M81/NGC 3031 (Sb(r)I – II), (c) M101/NGC 5457/Pinwheel (Sc(s)I), (d) M104/NGC 4594/Sombrero (Sa/Sb) όπως φαίνεται edge on. (Φωτογραφίες από Sandage και Bedke, The Carnegie Atlas of Galaxies, Carnegie Institute of Washington, Washington D.C., 1994).

Κατ' αρχάς, επειδή το ποσοστό της μάζας, σε μορφή αερίου και σκόνης, σπάνια ξεπερνά τις λίγες εκατοστιαίες μονάδες της μάζας των σημερινών σπειροειδών γαλαξιών, η έξαρση δημιουργίας των άστρων θα πρέπει να συνέβη πολύ παλιά, όταν οι γαλαξίες αποτελούνταν κυρίως από αέριο και όχι από άστρα.

Δεύτερον, σύμφωνα με τον Morton Roberts παρόλο που η σημερινή κατανάλωση αερίου είναι μικρή, ο σχηματισμός άστρων αναμένεται να εξαντλήσει το αέριο το οποίο έχει απομείνει στους περισσότερους σπειροειδείς γαλαξίες, σε χρονικό διάστημα της τάξεως των 10^{10} ετών. Βέβαια, είναι πιθανό πως ο ρυθμός κατανάλωσης αερίου θα μειώνεται καθώς το αέριο εξαντλείται, με αποτέλεσμα έστω σε 10^{11} έτη το αέριο να γίνει τόσο αραιό, που η δημιουργία άστρων θα σταματήσει. Όλες οι θεωρητικές προβλέψεις δείχνουν ότι, ένας σπειροειδείς γαλαξίας που πεθαίνει κατά αυτόν τον τρόπο θα μετατραπεί τελικά σε γαλαξία S0 ή SB0.



Εικόνα 1.4. Τυπικοί ραβδοειδείς σπειροειδείς γαλαξίες: (a) NGC 1300 (SBb(s) I), (b) NGC 175 (SBab(s) I – II), NGC 2525 (SBc(s) II): (Φωτογραφίες από Sandage και Bedke, The Carnegie Atlas of Galaxies, Carnegie Institute of Washington, Washington D.C., 1994).

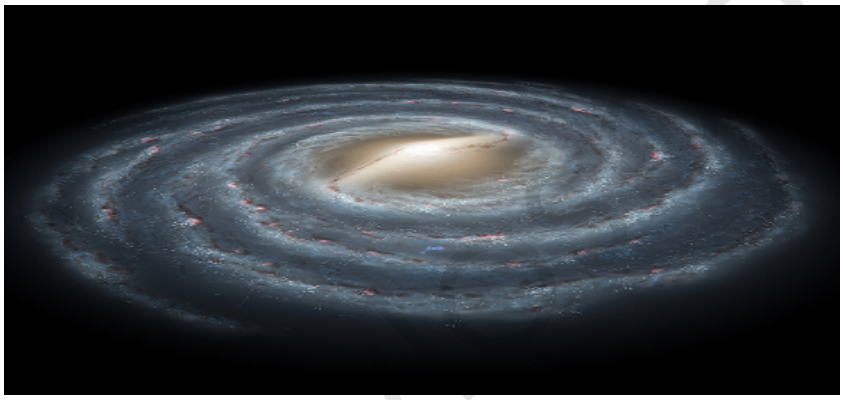


Εικόνα 1.5. Ο σπειροειδείς γαλαξίας M31 ή Ανδρομέδα αποτελεί ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα Sb γαλαξία. (Sandage και Bedke, The Carnegie Atlas of Galaxies, Carnegie Institute of Washington, Washington D.C., 1994).

www.kallipos.books.gr



Εικόνα 1.6. Ο γαλαξίας NGC 891 όπως αυτός φαίνεται edge – on. Στην εικόνα διακρίνεται μία λεπτή ζώνη σκόνης στο επίπεδο του δίσκου. (Sandage και Bedke, The Carnegie Atlas of Galaxies, Carnegie Institute of Washington, Washington D.C., 1994).



Εικόνα 1.7. Καλλιτεχνική απεικόνιση του Γαλαξία, όπως αυτός θα φαινόταν face - on. Οι μορφές των σπειροειδών βραχιόνων και το μήκος της κεντρικής ράβδου είναι βασισμένα στα τελευταία παρατηρησιακά δεδομένα. (NASA/JPL – Caltech/R. Hurt (SSC)).

Για να ερμηνευθεί η ύπαρξη των σημερινών S0 και SB0 γαλαξιών με ένα παρόμοιο σενάριο (με ή χωρίς την απώλεια αερίου), θα πρέπει να υπάρχει ένας μηχανισμός που να επιταχύνει την εξάντληση του αερίου των δισκοειδών γαλαξιών με μεγάλα bulge. Αυτό θα πρέπει να ισχύει, όχι μόνο λόγο της παρατηρηθείσας από τον Hubble συσχέτισης μεταξύ της περιεκτικότητας σε αέριο και του μεγέθους του κεντρικού bulge, αλλά και επειδή, όπως έχουν παρατηρήσει οι Burstein και Boroson, οι S0 και SB0 τείνουν να έχουν κατά μέσο όρο μεγαλύτερα bulge από ό,τι ένα τυχαίο δείγμα σπειροειδών γαλαξιών.

Οι Sa – Sc (SBa – SBc) γαλαξίες τείνουν να έχουν σημαντικά λιγότερες διακυμάνσεις ως προς τις φυσικές τους παραμέτρους από ότι οι ελλειπτικοί. Κατά μέσο όρο, οι σπειροειδείς επίσης τείνουν να βρίσκονται μεταξύ των μεγαλυτέρων γαλαξιών του Σύμπαντος, με απόλυτα μεγέθη B από -16 μέχρι και λιγότερο από -23. Οι μάζες αυτών (συμπεριλαμβανομένης και της σκοτεινής), κυμαίνονται μεταξύ $10^9 M_\odot$ και

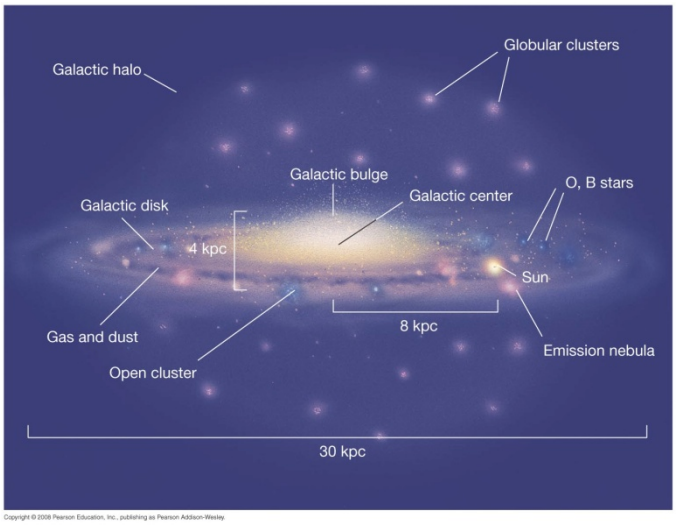
$10^{12}M_{\odot}$, ενώ οι διάμετροι των δίσκων τους ποικίλουν από 5 μέχρι 100 kpc [Frank Shu, Physical Universe: An Introduction to Astronomy (University Science Books, 1982)].

Οι σπειροειδείς γαλαξίες, πέραν των εκπληκτικών βραχιόνων που φέρουν, εμφανίζουν ένα θαυμαστό φάσμα από πιο περίπλοκα και λεπτά χαρακτηριστικά. Ενώ μερικοί γαλαξίες έχουν σπειροειδείς βραχίονες, οι οποίοι καταλήγουν ευδιάκριτα στο κέντρο τους, κάποιοι άλλοι φέρουν βραχίονες οι οποίοι φαίνεται ότι τερματίζουν σε κάποιο σημείο όπου και βρίσκεται ένας εσωτερικός δακτύλιος. Περαιτέρω περιγραφή βοηθά στην κατάταξη αυτών των συστημάτων. Ο M101 [Εικόνα 1.3 (c)] είναι γαλαξίας του πρώτου τύπου και χαρακτηρίζεται ως Sc(s)I, όπου το (s) σημαίνει ότι η απόληξη των βραχιόνων εντοπίζεται στο κέντρο του γαλαξία. Απεναντίας, Ο NGC 7096 [Εικόνα 1.3 (a)] και ο M81 [Εικόνα 1.3 (b)] είναι γαλαξίες του δευτέρου τύπου και χαρακτηρίζονται ως Sa(s)I και Sb(r)I – II, αντίστοιχα, όπου το (r) υποδηλώνει τον εσωτερικό δακτύλιο. Οι γαλαξίες είναι δυνατόν να φέρουν και εξωτερικούς δακτυλίους οι οποίοι μπορούν και να αναγνωριστούν. Ένα τέτοιο παράδειγμα είναι ο γαλαξίας NGC 4340 [Εικόνα 1.13 (f)], ο οποίος χαρακτηρίζεται ως RSB0, όπου το πρόθεμα R αντιπροσωπεύει τον εξωτερικό δακτύλιο. (Bradley W. *Carroll*, Dale A. *Ostlie, An introduction to modern astrophysics, 2nd edition)*.

Η εσωτερική, κεντρική σφαιρική περιοχή (bulge), των σπειροειδών γαλαξιών, δεν είναι τίποτε άλλο από μια τεράστια, συνεκτικά συνδεδεμένη, ομάδα αστέρων. Βάση της ταξινόμησης του Hubble, το bulge των Sa γαλαξιών αποτελείται συνήθως από αστρικούς πληθυσμούς τύπου II, δηλαδή από γηραιά, ερυθρά άστρα τα οποία χαρακτηρίζονται από φτωχή μεταλλική σύνθεση (Peletier, R. F., Balcells, M., 1996). Επίσης αυτή η κεντρική περιοχή, των Sa και SBa γαλαξιών, τείνει να είναι ιδιαίτερα μεγάλη σε μέγεθος. Σε αντίθεση, οι κεντρικές περιοχές των Sc και SBc γαλαξιών είναι αρκετά μικρότερες και αποτελούνται από νεαρά, μπλε άστρα πληθυσμού I (Peletier, R. F., Balcells, M., 1996). Ορισμένα bulge εμφανίζουν ιδιότητες παρόμοιες με αυτές των ελλειπτικών γαλαξιών, ενώ άλλα απλά εμφανίζονται ως κέντρα δίσκων υψηλότερης πυκνότητας, με ιδιότητες παρόμοιες με αυτές των δισκοειδών γαλαξιών.

Ο κύριος όγκος των άστρων ενός σπειροειδή γαλαξία βρίσκεται είτε κοντά στο γαλαξιακό επίπεδο, σε κυκλικές τροχιές γύρω από το κέντρο του γαλαξία, είτε στο σφαιροειδές bulge το οποίο περιβάλει τον γαλαξιακό πυρήνα. Εντούτοις, κάποια άστρα «κατοικούν» στην σφαιροειδή άλω ή γαλαξιακό σφαιροειδές, ένα είδος γαλαξιακής άλου (Εικόνα 1.8). Η τροχιακή συμπεριφορά αυτών των άστρων είναι ένα θέμα υπό αμφισβήτηση, βέβαια είναι πιθανό πως διαγράφουν ανάδρομες και/ή ιδιαίτερα κεκλιμένες τροχιές ή ακόμη είναι δυνατόν να μην διαγράφουν καθόλου κανονικές τροχιές. Τα άστρα στην άλω προέρχονται από μικρούς γαλαξίες οι οποίοι συγχωνεύτηκαν με τον σπειροειδή γαλαξία, όπως για παράδειγμα ο νάνος ελλειπτικός γαλαξίας του τοξότη, ο οποίος είναι σε διαδικασία συγχώνευσης με τον δικός μας Γαλαξία.

www.diavlosbooks.gr



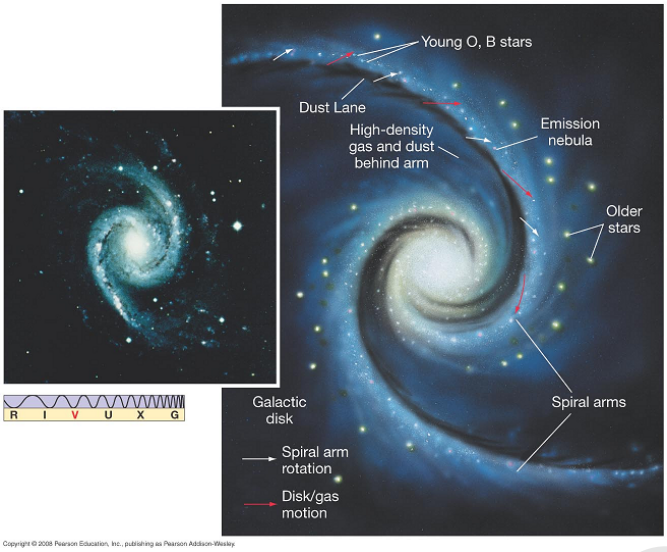
Εικόνα 1.8. Σχηματική απεικόνιση της δομής ενός σπειροειδούς γαλαξία. Στην εικόνα διακρίνεται η σφαιρική άλλως ή γαλαξιακό σφαιροειδές καθώς επίσης και η κεντρική σφαιρική περιοχή (bulge).

Σε αντιδιαστολή με τον γαλαξιακό δίσκο, η άλως φαίνεται πως δεν περιέχει σκόνη, ενώ τα άστρα που κατοικούν σ αυτή είναι πληθυσμού ΙΙ, δηλαδή άστρα γηραιότερα και φτωχότερα σε μέταλλα από τα αντίστοιχα που βρίσκονται στον γαλαξιακό δίσκο. Αξίζει να σημειωθεί ότι η γαλαξιακή άλως περιέχει πολλά σφαιρικά αστρικά σμήνη.

1.3.1 Σχηματισμός των Σπειρών ενός Γαλαξία

Στις πρώτες περιόδους της ζωής ενός γαλαξία, η διαφορική περιστροφή του, έχει ως αποτέλεσμα τη διαφυγή ύλης προς το εξωτερικό διάστημα και τον σχηματισμό ενός πεπλατυσμένου δίσκου που αγκαλιάζει τον πυρήνα του. Ο ρευστός αυτός δίσκος, σύμφωνα με τους Lin, C. C.; Shu, F. H., 1964 εμφανίζει, εξαιτίας της διαφορικής περιστροφής του, κύματα βαρύτητας (σπειροειδή κύματα) σε όλη την έκταση της μάζας του. Οι αναταράξεις αυτές κατά τη διάδοσή τους, σαν κύματα, προκαλούν τη δημιουργία των σπειρών (Εικόνες 9 και 10). Ο σχηματισμός όμως των σπειρών, δηλαδή των περιοχών μεγάλης πυκνότητας αστεριών, έγινε στη συνέχεια το αίτιο της εμφάνισης μιας νέας σειράς κυμάτων κρούσης που ανάγκασαν τα μόρια του μεσοαστρικού υλικού να συμπυκνωθούν σχηματίζοντας νέφη.

www.aiavlosbooks.gr



Εικόνα 1.9. Καλλιτεχνική απεικόνιση ενός σπειροειδούς γαλαξία. Στην εικόνα διακρίνονται οι περιοχές υψηλής πυκνότητας σκόνης και αερίου, οι αστρικοί πληθυσμοί του γαλαξία και προφανώς οι εντυπωσιακοί σπειροειδείς βραχίονες. (Φωτογραφία: Pearson Education Inc., publishing as Pearson Addison – Wesley).

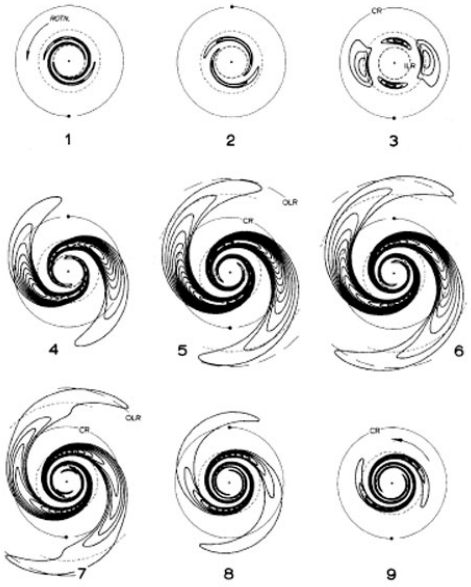
Όπως αποδεικνύεται θεωρητικά, μετά την πάροδο μιας μεγάλης χρονικής περιόδου, οι σπείρες θα μεταβάλλονται και ο γαλαξίας θα πάρει τελικά τη μορφή μιας ράβδου.

Οι ράβδοι, έχουν τη δυνατότητα να περιλαμβάνουν μέχρι και το 40% της οπτικά ορατής ύλης του γαλαξία. Όπως είναι λοιπόν φανερό, ο τύπος των ραβδωτών γαλαξιών αποτελεί το τελευταίο στάδιο της εξέλιξης των σπειροειδών γαλαξιών.

Στο σημείο αυτό οφείλουμε να σημειώσουμε πως, όσον αφορά τις σπείρες των γαλαξιών, σήμερα είναι αποδεκτό ότι:

- Οι σπείρες δεν αποτελούν υλοποίηση των τροχιών των αστεριών που περιέχουν. Σε αντίθεση, οι σπείρες είναι μια συνεχής εξέλιξη αστρικών πληθυσμών, μέσα στους οποίους οι σπείρες αποτελούν τον γεωμετρικό τόπο των περιοχών μεγάλης πυκνότητας. Αυτό σημαίνει ότι τα άστρα ενός γαλαξία καθώς κινούνται διασχίζουν τις σπείρες, παραμένοντας όμως το μεγαλύτερο χρόνο σε αυτές.
- Η δημιουργία των σπειρών δεν εξαρτάται από την ένταση των αναπτυσσόμενων μαγνητικών πεδίων, αλλά από τις βαρυτικές δυνάμεις που δημιουργούνται στο εσωτερικό του γαλαξία.

www.diavgeiabooks.gr



Εικόνα 1.10. Η δημιουργία των γαλαξιακών σπειρών. Ο περιστρεφόμενος δίσκος υλικού παράγει σπειροειδή κύματα πυκνότητας υπό την επίδραση του πεδίου βαρύτητας. Toomre, A. 1981, in *The Structure and Evolution of Normal Galaxies*, ed. S. M. Fall & D. Lynden-Bell (Cambridge: Cambridge University Press), p. 11.

1.4 Ελλειπτικοί Γαλαξίες

Μέσα στην κατηγορία των ελλειπτικών, ο Hubble, έκανε περεταίρω διαχωρισμούς, βασισμένος στην παρατηρούμενη ελλειπτικότητα αυτών των γαλαξιών, η οποία ορίζεται ως

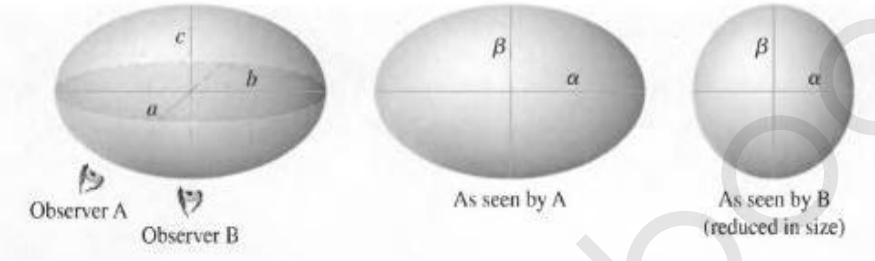
$$\varepsilon = 1 - \beta/\alpha \quad (1.1)$$

όπου α και β είναι οι φαινόμενοι μεγάλοι και μικροί άξονες αντίστοιχα, προβαλλόμενοι στο επίπεδο του ουρανού. Ο ελλειπτικός τύπος Hubble ενός γαλαξία, καθορίζεται αναφορικά με τη σχέση 10^{ε}. Η μορφολογία των ελλειπτικών, κυμαίνεται από σφαιρική E0, έως πεπλατυσμένη ελλειπτική E7. Γαλαξίες με ελλειπτικότητα μεγαλύτερη του $\varepsilon = 0{,}7$ δεν έχουν ποτέ παρατηρηθεί, γεγονός που υποδεικνύει ότι κανένας ελλειπτικός γαλαξίας, με ενδογενή ελλειπτικότητα μεγαλύτερη του 0,7, δεν φαίνεται να υπάρχει (Bradley W. *Carroll*, Dale A. *Ostlie, An introduction to modern astrophysics, 2nd edition)*.

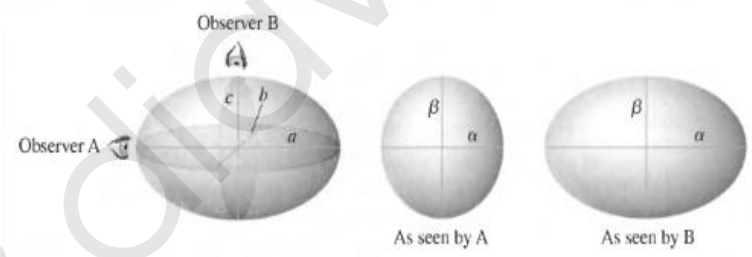
Στο σημείο αυτό, πρέπει να γίνει αντιληπτή μία δυσκολία που προκύπτει βάση τις ανωτέρω θεώρησης. Η φαινόμενη ελλειπτικότητα, είναι πολύ πιθανό να μην ανταποκρίνεται σε μεγάλο βαθμό με την πραγματική ελλειπτικότητα ενός γαλαξία, μιας και ο προσανατολισμός του σφαιροειδούς, ως προς τη διεύθυνση του παρατηρητή, παίζει

www.diavlos.books.gr

καίριο ρόλο στις παρατηρήσεις μας. Το αποτέλεσμα αυτό γίνεται καλύτερα αντιληπτό αν δώσουμε λίγη προσοχή στις Εικόνες 11 και 12, στις οποίες οι παρατηρητές κοιτάζουν έναν πεπλατυσμένο και έναν επιμήκη γαλαξία αντίστοιχα. Σημειώστε ότι, γενικά, τα $a \geq b \geq c$ αντιπροσωπεύουν τα μήκη των τριών αξόνων ενός τριαξονικού σφαιροειδούς συστήματος. Στην περίπτωση της σφαίρας είναι $a = b = c$, στην περίπτωση ενός τέλεια πεπλατυσμένου σφαιροειδούς $a = b$, ενώ στην περίπτωση ενός τέλειου επίμηκες σφαιροειδούς $b = c$. Τέλος, πρέπει να σημειωθεί ότι δεν υπάρχει καμία γενική απαίτηση ώστε κάποιοι από τους άξονες ενός σφαιροειδούς συστήματος να έχουν ίσα μήκη (Bradley W. *Carroll*, Dale A. *Ostlie, An introduction to modern astrophysics)*.



Εικόνα 1.11. Πεπλατυσμένος σφαιροειδής γαλαξίας με μήκη αξόνων $\boldsymbol{a = b}$ και $\boldsymbol{c < a}$. Αν $\boldsymbol{b/a = 0,6}$, το φαινόμενο σχήμα μοιάζει με αυτό ενός E4 γαλαξία ($\boldsymbol{\beta/\alpha = 0,6}$) όταν το κοιτάζει ο παρατηρητής A. Ο ίδιος γαλαξίας εμφανίζεται ως E0 όταν τον κοιτάζει ο παρατηρητής B ($\boldsymbol{\beta/\alpha = 1}$) (Bradley W. *Carroll*, Dale A. *Ostlie, An introduction to modern astrophysics, 2nd edition)*.

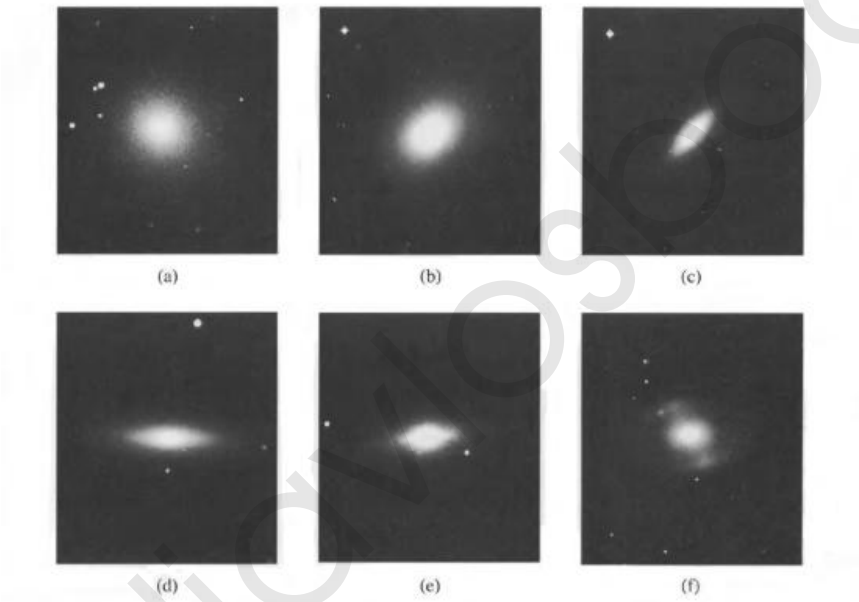


Εικόνα 1.12. Επίμηκες σφαιροειδές έχει μήκη αξόνων $\boldsymbol{b = c}$ και $\boldsymbol{a > b}$. Αν $\boldsymbol{b/a = 0,6}$ το φαινόμενο σχήμα μοιάζει με έναν E0 γαλαξία από τη θέση του παρατηρητή A. Ο ίδιος γαλαξίας μοιάζει με έναν E4 από τη θέση του παρατηρητή B (Bradley *W.* Carroll*, Dale A.* Ostlie, An introduction to modern astrophysics, 2nd edition).

Η μορφολογική ακολουθία, από τον τύπο E0 έως τον E7, συμβολίζει λοιπόν μια ακολουθία ελλειπτικών με διαδοχικά αυξανόμενη πλάτυνση (όπως προβάλλονται στον ουρανό). Μέχρι πρότινος, επικρατούσε η άποψη ότι η ακολουθία αυτή αντιπροσώπευε γαλαξίες με αυξανόμενη περιστροφή. Βέβαια, σύμφωνα με πρόσφατες παρατηρήσεις των κινήσεων των άστρων σε ελλειπτικούς γαλαξίες, αποκαλύφθηκε ότι η πραγματική

www.diavlosbooks.gr

κατάσταση είναι αρκετά πιο περίπλοκη. Οι Bertola, Capaccioli (1975) και Illingworth (1977), μελέτησαν τις μορφές των γραμμών απορρόφησης, οι οποίες παράγονται από τη συνολική συνεισφορά όλων των άστρων κατά μήκος μιας δεδομένης γραμμής παρατήρησης, δια μέσου ενός ελλειπτικού γαλαξία. Μέσα από αυτές τις μελέτες, οι ερευνητές κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι η πλάτυνση, που παρατηρείται σε πολλούς ελλειπτικούς γαλαξίες, δεν συμβαίνει λόγο της περιστροφής τους, αλλά αντίθετα επειδή οι μεγάλες τυχαίες ταχύτητες είναι ανισοτροπικά κατανεμημένες, δηλαδή οι ταχύτητες είναι άνισες σε διαφορετικές διευθύνσεις. Αξίζει βέβαια να σημειωθεί πως το γεγονός ότι αυτό το φαινόμενο είναι δυνατόν να προκαλέσει πλάτυνση ήταν γνωστό από πολύ παλιά στους ερευνητές της αστρικής δυναμικής. Οι Binney και Schwarzschild έχουν κατασκευάσει αριθμητικά μοντέλα που έχουν αυτή την ιδιότητα.



Εικόνα 1.13. Τυπικά παραδείγματα γαλαξιών πρώιμου τύπου: (a) IC 4296 (E0), (b) NGC 4365 (E3), (c) NGC 4564 (E6), (d) NGC 4623 (E7), (e) NGC 4251 (S0), (f) NGC 4340 (RSB0). (Φωτογραφίες από Sandage και Bedke, The Carnegie Atlas of Galaxies, Carnegie Institute of Washington, Washington D.C., 1994).

Οι φυσικές ιδιότητες των ελλειπτικών γαλαξιών καλύπτουν ένα εξαιρετικά μεγάλο εύρος. Το απόλυτο μέγεθός τους **B** μπορεί να είναι από -8 (σκοτεινοί) έως και -23 (πολύ λαμπροί). Οι μάζες τους (συμπεριλαμβανομένης και της σκοτεινής μάζας) ποικίλουν από $10^7 M_\odot$ έως $10^{13} M_\odot$, ενώ οι διάμετροί τους μπορεί να είναι από πολύ μικροί, της τάξης των μερικών δεκάτων του kpc, μέχρι πολύ μεγάλοι, της τάξης των εκατοντάδων kpc. Οι γίγαντες ελλειπτικοί γαλαξίες είναι ανάμεσα στα μεγαλύτερα αντικείμενα του Σύμπαντος, ενώ οι κατά πολύ μικρότεροι νάνοι γαλαξίες συγκρίνονται σε μέγεθος με αυτό ενός τυπικού σφαιρωτού σμήνους αστεριών. Οι φακοειδείς γαλαξίες έχουν μάζες και λαμπρότητες συγκρίσιμες με αυτές των μεγαλυτέρων ελλειπτικών. Παρόλο που οι

www.diavlosbooks.gr

γίγαντες ελλειπτικοί και οι φακοειδείς μπορούν να παρατηρηθούν πιο εύκολα, οι νάνοι είναι μακράν οι πιο πολυπληθείς. Κλασσικά παραδείγματα ελλειπτικών φαίνονται στην Εικόνα 1.13, σε αντιπαραβολή με S0 και SB0 γαλαξίες.

Υπάρχει μια επιφανειακή ομοιότητα μεταξύ των ελλειπτικών γαλαξιών και των bulge των σπειροειδών γαλαξιών. Αξίζει να σημειωθεί πως σύμφωνα με πρόσφατες φασματοσκοπικές παρατηρήσεις των bulge των σπειροειδών γαλαξιών, οι περιοχές αυτές έχουν όντως την ποσότητα περιστροφής η οποία αναμένεται με βάση την παρατηρούμενη πλάτυνση. Η ιδιαίτερη αυτή σχέση μεταξύ της προέλευσης των ελλειπτικών γαλαξιών και των κεντρικών περιοχών των σπειροειδών γαλαξιών είναι ένα ερευνητικό πεδίο το οποίο μελετάται διεξοδικά.

Οι ελλειπτικοί γαλαξίες δεν είναι τίποτε άλλο από ένα συνονθύλευμα άστρων που υποστηρίζονται έναντι της αμοιβαίας ιδιοβαρυτικής έλξης τους, από την τυχαία σχετική τους κίνησης. Αυτή η βασική τυχαιότητα ερμηνεύει την αδρή, ομαλά μεταβαλλόμενη, κατανομή φωτός στους ελλειπτικούς γαλαξίες.

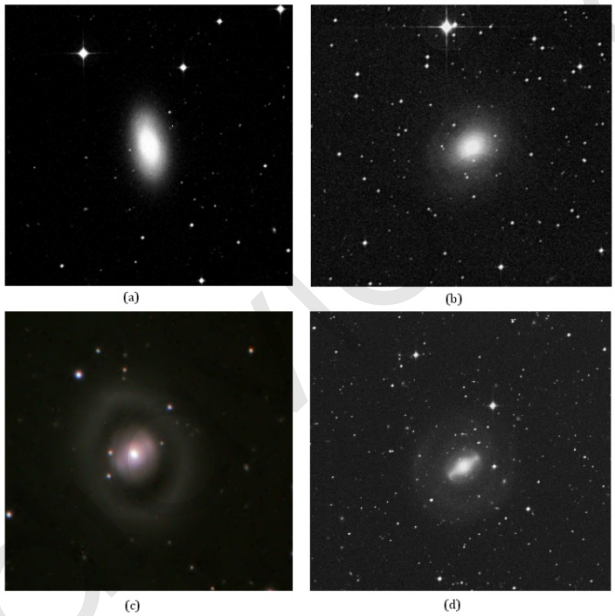
1.5 Φακοειδείς Γαλαξίες

Οι φακοειδείς γαλαξίες είναι μια κατηγορία γαλαξιών που μορφολογικά ανήκει μεταξύ των ελλειπτικών και των σπειροειδών (Buta, R. J., Corwin, H. G., Odewahn, S. C., 2007, The de Vaucouleurs Atlas of Galaxies, Cambridge University Press). Οι φακοειδείς (Εικόνα 1.14) είναι επί της ουσίας δισκοειδείς γαλαξίες (όπως και σπειροειδείς), οι οποίοι όμως έχουν χρησιμοποιήσει ή έχουν απολέσει σχεδόν όλο το διαστρικό τους υλικό με αποτέλεσμα στο εσωτερικό τους η αστρική δημιουργία να είναι ιδιαίτερα περιορισμένη (DeGraaff, Regina Barber et al. 2007). Αξίζει βέβαια να σημειωθεί πως οι φακοειδείς γαλαξίες διατηρούν αρκετά μεγάλες ποσότητες σκόνης στους δίσκους τους, με αποτέλεσμα να συνίστανται κυρίως από άστρα που γερνάνε (όπως και στην περίπτωση των ελλειπτικών γαλαξιών). Οι φακοειδείς γαλαξίες φέρουν σπειροειδείς βραχίονες απροσδιόριστου σχήματος, με αποτέλεσμα όταν κανείς τους παρατηρεί face – on να είναι εξαιρετικά δύσκολη η διάκρισή τους από τους ελλειπτικούς γαλαξίες. Παρά τις μορφολογικές τους διαφορές, οι φακοειδείς και οι ελλειπτικοί γαλαξίες μοιράζονται κάποιες κοινές ιδιότητες όπως φασματικά χαρακτηριστικά, ενώ και οι δύο μπορούν να χαρακτηριστούν ως γαλαξίες πρώιμου τύπου, οι οποίοι εξελίσσονται παθητικά, τουλάχιστον στο τοπικό Σύμπαν.

Οι φακοειδείς γαλαξίες είναι μοναδικοί ως προς το γεγονός ότι φέρουν έναν ορατό δίσκο και ένα καλά προεξέχων κεντρικό bulge. Οι γαλαξίες αυτού του τύπου χαρακτηρίζονται από πολύ μεγαλύτερους λόγους εξογκώματος/δίσκος από ότι οι συνήθεις σπειροειδείς. Επιπροσθέτως οι φακοειδείς γαλαξίες δεν φέρουν κανονική δομή σπειροειδών βραχιόνων, όμως είναι δυνατόν να εμφανίζουν κεντρική ράβδο (Binney, J., Merrifield, M., 1998, Galactic Astronomy, Princeton University Press). Η επικράτηση

www.dionysiosbooks.gr

του κεντρικού εξογκώματος μπορεί να γίνει αντιληπτή μέσω της κατανομής του λόγου των αξόνων (του λόγου μεταξύ των παρατηρούμενων μικρών και μεγάλων αξόνων ενός δισκοειδούς γαλαξία) ενός δείγματος φακοειδών γαλαξιών. Η κατανομή για τους φακοειδείς γαλαξίες αυξάνεται σταθερά στο εύρος 0,25 έως 0,85 ενώ η κατανομή για τους σπειροειδείς είναι κατά βάση επίπεδη στο ίδιο εύρος (Lambas, D.G., Maddox, S.J. & Loveday, J., 1992). Οι μεγαλύτεροι λόγοι αξόνων μπορούν να εξηγηθούν παρατηρώντας face – on δισκοειδείς γαλαξίες. Ας φανταστούμε ότι παρατηρούμε δύο δισκοειδείς γαλαξίες, τους οποίους βλέπουμε edge – on και από τους οποίους μόνο ο ένας φέρει κεντρικό bulge. Ο γαλαξίας με το προεξέχων bulge θα έχει μεγαλύτερο edge – on λόγο αξόνων σε σύγκριση με το γαλαξία που δεν φέρει κεντρικό bulge. Το γεγονός ότι η φακοειδής γαλαξιακή κατανομή εμφανίζει αυξητική τάση ως προς τους παρατηρούμενους λόγους αξόνων καταδεικνύει το γεγονός ότι οι φακοειδείς γαλαξίες κυριαρχούνται από ένα κεντρικό bulge (Binney, J., Merrifield, M., 1998, Galactic Astronomy, Princeton University Press).



Εικόνα 1.14. (a) NGC 1201 ($S0_1$), (b) NGC 2855 ($S0_3/Sa$), (c) NGC 2859 ($SB0_2$), (d) NGC 5101 ($SB0_3/SB_a$). (Φωτογραφίες από STCI Digital Sky Survey).

Οι φακοειδείς γαλαξίες συνήθως θεωρείται πως αποτελούν μια μεταβατική κατάσταση μεταξύ των σπειροειδών και ελλειπτικών γαλαξιών. Η υπόθεση αυτή πηγάζει κυρίως από το γεγονός ότι οι γαλαξίες αυτοί φέρουν τόσο επιφανείς δίσκους όσο και προεξέχοντα κεντρικά bulge. Ο δίσκος βέβαια των φακοειδών γαλαξιών συνήθως στερείται ιδιαίτερων γνωρισμάτων – χαρακτηριστικών γεγονός το οποίο αποκλείει ένα σύστημα ταξινόμησης σαν αυτό των σπειροειδών. Καθώς το κεντρικό bulge, των φακοειδών, είναι συνήθως σφαιρικό αποκλείεται επίσης και ένας τρόπος ταξινόμησης

ανάλογο με αυτό των ελλειπτικών. Ως αποτέλεσμα, οι φακοειδείς γαλαξίες χωρίζονται σε δύο υποκατηγορίες που βασίζονται είτε στην ποσότητα της σκόνης ή στην «ανάδειξη» της κεντρικής ράβδου. Οι τάξεις των φακοειδών γαλαξιών είναι $S0_1$, $S0_2$ και $S0_3$ βάση της ποσότητας απορρόφησης της σκόνης στο δίσκο και $SB0_1$, $SB0_2$ και $SB0_3$ βάση της κεντρικής ράβδου (Binney, J., Merrifield, M., 1998, Galactic Astronomy, Princeton University Press).

Όπως οι σπειροειδείς και οι ελλειπτικοί έτσι και οι φακοειδείς γαλαξίες είναι δυνατόν να φέρουν δομή κεντρικής ράβδου. Ενώ το σύστημα ταξινόμησης για τους κανονικούς φακοειδείς εξαρτάται από την περιεκτικότητα σε σκόνη, οι ραβδοειδείς φακοειδείς γαλαξίες ταξινομούνται βάση της κεντρικής ράβδου που φέρουν. Οι $SB0_1$ γαλαξίες φέρουν τις λιγότερο καλά ορισμένες ραβδοειδείς δομές και ορίζονται ως γαλαξίες που χαρακτηρίζονται από ελαφρώς ενισχυμένη επιφανειακή λαμπρότητα κατά μήκος των αντίθετων πλευρών του κεντρικού bulge. Η ανάδειξη της κεντρικής ράβδου αυξάνεται σύμφωνα με το δείκτη, έτσι οι $SB0_3$ γαλαξίες φέρουν πολύ καλά ορισμένες ράβδους οι οποίες είναι δυνατόν να εκτείνονται δια μέσω της περιοχής μετάβασης μεταξύ του κεντρικού bulge και του δίσκου (Binney, J., Merrifield, M., 1998, Galactic Astronomy, Princeton University Press).

Από πολλές απόψεις η σύνθεση των φακοειδών γαλαξιών είναι παρόμοια με αυτή των ελλειπτικών. Για παράδειγμα, και οι δύο κατηγορίες γαλαξιών περιέχουν γηραιότερα και κατά επέκταση ερυθρότερα άστρα. Όλα τα άστρα των φακοειδών και των ελλειπτικών θεωρείται πως έχουν ηλικίες μεγαλύτερες από ένα εκατομμύριο χρόνια. Αξίζει επίσης να αναφερθεί το γεγονός ότι σφαιρικά αστρικά σμήνη απαντώνται πιο συχνά στους φακοειδείς γαλαξίες από ότι στους σπειροειδείς της ίδιας μάζας και λαμπρότητας. Τέλος, οι φακοειδείς γαλαξίες περιέχουν από ελάχιστο έως καθόλου μοριακό αέριο, από όπου γίνεται εύκολα κατανοητή και η απουσία της αστρικής δημιουργίας, ενώ εξίσου σημαντική είναι και η απουσία εκπομπής Ha ή εκπομπής στα 21 cm (Binney, J., Merrifield, M., 1998, Galactic Astronomy, Princeton University Press).

1.6 Ακανόνιστοι και Νάνοι Γαλαξίες

Ο Hubble συνέχισε υποδιαιρώντας την κατηγορία των ιδιόμορφων γαλαξιών σε Irr I στην περίπτωση που έφεραν έστω και την παραμικρή μορφή οργάνωσης στη δομή τους και Irr II για αυτούς που έφεραν τις πιο «ανοργάνωτες» δομές. Τόσο το Μεγάλο Νέφος του Μαγγελάνου όσο και το Μικρό είναι παραδείγματα Irr I γαλαξιών, ενώ Ο M82 (NGC 3034) είναι κλασσικό παράδειγμα Irr II γαλαξία (Εικόνα 1.15).

Οι ιδιόμορφοι γαλαξίες παρουσιάζουν ένα μεγάλο εύρος χαρακτηριστικών, παρόλο που, συνήθως, δεν είναι ιδιαίτερα μεγάλοι. Το απόλυτο μέγεθός τους ποικίλει από -13 έως -20, οι μάζες τους κυμαίνονται από $10^8 M_\odot$ μέχρι $10^{10} M_\odot$, ενώ οι διάμετροί τους

www.diavlos.gr

παίρνουν τιμές από 1 μέχρι 10 kpc. Τέλος, οι περισσότεροι ιδιόμορφοι γαλαξίες τείνουν να έχουν αξιοπρόσεχτες ράβδους οι οποίες συνήθως δεν εδράζονται στα κέντρα τους.

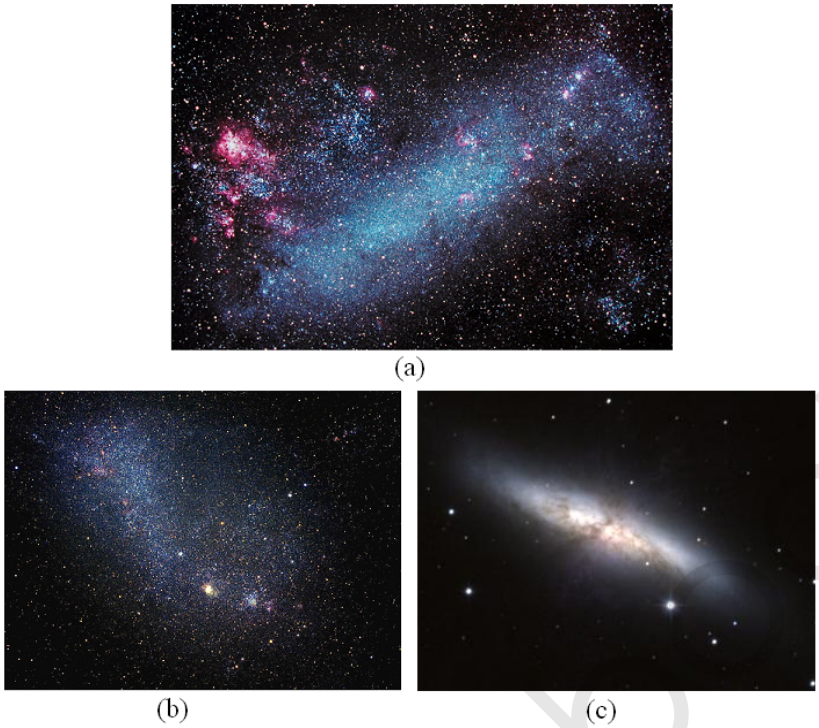
Οι ακανόνιστοι γαλαξίες, όπως το όνομά τους υποδηλώνει, είναι γαλαξίες των οποίων το σχήμα δεν ταιριάζει σε καμία από τις προηγούμενες κατηγορίες. Οι ακανόνιστοι τείνουν να είναι μικρότεροι, κατά μέσο όρο, από τους ελλειπτικούς και τους σπειροειδείς γαλαξίες. Οι ακανόνιστοι γαλαξίες, όπως προαναφέρθηκε, διαιρούνται σε δύο κατηγορίες στους ακανόνιστους Τύπου I (Irr I, γνωστοί και ως Im ή Μαγγελανικοί ακανόνιστοι εξαιτίας του Μικρού Νέφους του Μαγγελάνου) και στους Τύπου II (Irr II). Οι ακανόνιστοι Τύπου I είναι μικρά, αργά περιστρεφόμενα, συστήματα των οποίων η μάζα είναι τόσο μικρή με αποτέλεσμα να μην φέρουν κανονική δισκοειδή δομή όπως οι σπειροειδείς. Επιπροσθέτως, οι Τύπου I είναι πεπλατυσμένα συστήματα με μικρό πυρήνα. Ένα κλασικό παράδειγμα ακανόνιστου γαλαξία Τύπου I είναι ο NGC 2366 που φαίνεται στην Εικόνα 1.16. Οι ακανόνιστοι γαλαξίες υποδιαιρούνται σε μη ραβδοειδείς (IA), σε ωοειδώς παραμορφωμένους (IAB) και ραβδοειδείς (IB), όπως ακριβώς και οι σπειροειδείς. Στο εσωτερικό πολλών Irr II γαλαξιών συμβαίνουν βίαιες αστρογενέσεις, πιθανότατα ως αποτέλεσμα αλληλεπιδράσεων με γειτονικούς γαλαξίες.

Συνήθως οι ακανόνιστοι γαλαξίες είναι μικρότεροι από τους συνήθεις σπειροειδείς, με αποτέλεσμα να καλούνται νάνοι γαλαξίες. Υπάρχουν βέβαια και άλλοι νάνοι γαλαξίες που δεν είναι δυνατόν να ταξινομηθούν. Ορισμένοι νάνοι γαλαξίες εμφανίζονται ιδιαίτερα μπλε και φαίνεται πως στο εσωτερικό τους λαμβάνει χώρα έντονη αστρική δημιουργία, χωρίς αυτή απαραίτητα να οφείλεται σε αλληλεπιδράσεις με γειτονικούς γαλαξίες, όπως συμβαίνει στην περίπτωση των ακανόνιστων Τύπου II. Οι γαλαξίες αυτοί καλούνται Μπλε Συμπαγείς Νάνοι ή BCDS (Blue Compact Dwarfs) (Elmegreen, D. M., 1998, Galaxies and Galactic Structure, Prentice Hall).



Εικόνα 1.15. Ο ακανόνιστος γαλαξίας, Τύπου I, NGC 2366 (Michael A. Siniscalchi, 2010).

www.eurovlosbooks.gr



Εικόνα 1.16. Παραδείγματα ανώμαλων γαλαξιών. (a) Το Μεγάλο Νέφος του Μαγγελάνου (Irr I/SBmIII), (b) Το Μικρό Νέφος του Μαγγελάνου (Irr I/ImIV – V), (c) M82/NGC 3034 (Irr II/Ir/Amorphous). (Φωτογραφίες από Sandage και Bedke, The Carnegie Atlas of Galaxies, Carnegie Institute of Washington, Washington D.C., 1994).

1.7 Αστρικοί Πληθυσμοί

Η συσχέτιση του Morgan μεταξύ φασματικού τύπου και του λόγου λαμπροτήτων της κεντρικής σφαιρωειδούς περιοχής (bulge) και του δίσκου καθώς και των παρατηρήσεων του Seares Reynolds σχετικά με τις διαφορές χρώματος μεταξύ bulge και δίσκου, είναι δυνατόν να γίνουν κατανοητές με την εισαγωγή της έννοιας των διαφορετικών αστρικών πληθυσμών που έκανε ο Baade. Την δεκαετία του 1920 ο Hubble είχε καταφέρει να αναλύσει τις εξωτερικές περιοχές των κοντινών σπειροειδών γαλαξιών σε άστρα. Το αντίστοιχο όμως επίτευγμα για την περίπτωση των ελλειπτικών αλλά και για τα κεντρικά bulge των σπειροειδών γαλαξιών, που περιέχουν πολύ περισσότερα άστρα ανά μονάδα στερεάς γωνίας, πραγματοποιήθηκε κατά τη διάρκεια του Δευτέρου Παγκοσμίου Πολέμου από τον Walter Baade. Ο τελευταίος μελέτησε αρκετούς ελλειπτικούς γαλαξίες, καθώς και το κεντρικό bulge του M31 και κατάφερε να κάνει την ανάλυση σε άστρα. Κατά την κατασκευή διαγραμμάτων H-R, ο Baade παρατήρησε την ομοιότητα των άστρων αυτών με τα άστρα των σφαιρωτών σμηνών. Η παρατήρηση αυτή οδήγησε στην

έννοια του Πληθυσμού ΙΙ, που διαφέρει από τα άστρα του Πληθυσμού Ι που βρίσκονται στις σπείρες.

Σύμφωνα με τις έρευνες των Morgan, Spinard και van den Bergh, ο φασματικός τύπος και το χρώμα των γαλαξιών (ή των τμημάτων τους) εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τη χαρακτηριστική ηλικία του αστρικού μείγματος και εν μέρει από την περιεκτικότητα των άστρων σε βαρέα μέταλλα. Οι ελλειπτικοί γαλαξίες και τα κεντρικά bulge των σπειροειδών περιέχουν άστρα κυρίως μεγάλης ηλικίας, περίπου 10^{10} ετών. Οι δίσκοι των σπειροειδών περιέχουν μία μίξη ηλικιωμένων και νεαρών άστρων, και μάλιστα τα νεότερα άστρα είναι συγκεντρωμένα στις σπείρες. Μερικοί ακανόνιστοι γαλαξίες εμφανίζονται ασυνήθιστα κυανοί, με τη γαλαξιακή ακτινοβολία να κυριαρχείται από αυτή των νεαρών άστρων μεγάλης μάζας (Πίνακας 1.1). Αξίζει να σημειωθεί πως σε κανέναν γαλαξία δεν παρατηρούνται ενδείξεις έλλειψης ηλικιωμένων άστρων με αποτέλεσμα να έχει δημιουργηθεί η πεποίθηση ότι όλοι οι γαλαξίες έχουν ηλικία 10^{10} ετών, παρά το γεγονός ότι σε μερικούς ο σχηματισμός άστρων πιθανότατα λαμβάνει χώρα με πιο εντατικό ρυθμό. Η θεωρητική σύνθεση του φωτός ενός γαλαξία, καθώς οι αστρικοί πληθυσμοί που τον αποτελούν εξελίσσονται χρονικά, είναι ένα πεδίο το οποίο μελετάτε ενδελεχώς από πολλές αστρονομικές ερευνητικές ομάδες, στις μέρες μας.

Πίνακας 1.1
Φασματική ταξινόμηση γαλαξιών

Κατηγορία	*Φασματικά χαρακτηριστικά*	*Τυπικά συστήματα*
Ωρίων	Έντονες γραμμές εκπομπής, όπως στο νεφέλωμα του Ωρίωνα. Συνεχές φάσμα και γραμμές απορρόφησης ενδεικτικές άστρων B και F.	Ακανόνιστοι γαλαξίες, όπως τα νέφη του Μαγγελάνου.
Ενδιάμεσος	Σύνθετο φάσμα άστρων F και G (τύποι f και fg του Morgan).	Κεντρικές περιοχές γαλαξιών (bulge) Sc, δίσκοι γιγαντιαίων σπειροειδών.
Άμορφος	Φάσμα παρόμοιο με αυτό των αστέρων K.	Κεντρικές περιοχές (bulge) γιγαντιαίων σπειροειδών, κύρια σώματα γιγαντιαίων ελλειπτικών.
Ασθενών γραμμών	Φάσμα παρόμοιο με αυτό των σφαιρωτών σμηνών.	Νάνοι ελλειπτικοί.

Πίνακας 1. Φασματική ταξινόμηση γαλαξιών [Από τους Spinard και Peimbert, στο Galaxies and the Universe, επιμέλεια Sandage, Sandage & Kristian (University of Chicago Press, 1975)].

www.diavlos.gr

1.8 Βελτιώσεις του μορφολογικού σχήματος του Hubble

Έπειτα από την δημοσίευση του διάσημου διαγράμματος, tuning – fork, του Hubble, αρκετοί αστρονόμοι προέβησαν στην τροποποίησή του. Επί παραδείγματι, ο Gerard de Vaucouleurs πρότεινε την απαλοιφή της ταξινόμησης των ιδιόμορφων γαλαξιών Irr I και Irr II, προτείνοντας την προσθήκη άλλων μορφολογικών τάξεων όπως Sc (ή SBc). Οι γαλαξίες που είχαν χαρακτηριστεί ως Irr I επαναπροσδιορίστηκαν ως Sd (SBd), Sm (SBm) ή Im (όπου το m αντιπροσωπεύει τον Μαγγελανικό τύπο). Για παράδειγμα, ο LMC κατατάσσεται ως SBm, ενώ ο SMC ως Im. Οι πραγματικά ιδιόμορφοι γαλαξίες προσδιορίζονται απλά ως Ir, όπως ο M82. Οι Sandage και Brucato πρότειναν ότι η Ir κατηγορία θα πρέπει πιο απλά να ονομαστεί άμορφη έτσι ώστε να καταδεικνύει την έλλειψη οργανωμένης δομής. Επίσης, οι σπειροειδείς γαλαξίες, Hubble – τύπου, Sd και μετά τείνουν να είναι σημαντικά μικρότεροι από τους πρώιμου τύπου γαλαξίες και για το λόγο αυτό πολλές φορές αναφέρονται ως νάνοι σπειροειδείς.

Σύμφωνα με τον de Vacouleurs, ο διαχωρισμός των σπειροειδών γαλαξιών σε συνήθεις και ραβδόμορφους, αποτελεί μια υπεραπλούστευση. Ο εν λόγω ερευνητής θεωρεί ότι υπάρχει μια συνεχής διαβάθμιση ραβδόμορφων, δακτυλιοειδών και σπειροειδών δομών. Ο de Vacouleurs υιοθετεί των συμβολισμό SA και SB για τους τύπους S και SB του Hubble, και επεκτείνει τους δείκτες a, b, c του σχήματος του Hubble προσθέτοντας τις υποδιαιρέσεις d και m (για τα ακανόνιστα νέφη του Μαγγελάνου) για να δηλώσει τη μετάβαση από δομές με καλά σχηματισμένες σπείρες προς περισσότερο χαοτικές. Ο de Vacouleurs προσθέτει και τους δείκτες (r) και/ή (s) για να δείξει την παρουσία δακτυλιοειδών και/ή σπειροειδών χαρακτηριστικών. Συνεπώς, με σκοπό να κάνει πιο λεπτούς διαχωρισμούς μεταξύ των σπειροειδών και των ραβδοειδών σπειροειδών γαλαξιών, ο de Vaucouleurs πρότεινε οι απλοί σπειροειδείς να αναφέρονται ως SA και όχι ως S. Οι ενδιάμεσοι τύποι που φέρουν ασθενείς ράβδους χαρακτηρίζονται έτσι ως SAB, ενώ αυτοί που φέρουν προεξέχοντες ράβδους δηλώνονται ως SB.

Ως μια επιπλέον λεπτοφυή μελέτη του συστήματος ο de Vaucouleurs υποδιαίρεσε τους φακοειδείς γαλαξίες σύμφωνα με την ποσότητα σκόνης που απορροφάται από τους δίσκους τους. Οι $S0_1$ δεν φέρουν καθόλου διακρινόμενη σκόνη στους δίσκους τους, ενώ οι $S0_3$ φέρουν σημαντικά ποσά σκόνης, και παρόμοια για τους $SB0_1$ Μέχρι τους $SB0_3$.

Έτσι η μοντέρνα εκδοχή της ακολουθίας από τους πρώιμους ελλειπτικούς έως τους απλούς μεταγενέστερου τύπου γαλαξίες είναι:

E0, E1,….E7, $S0_1$, $S0_2$, $S0_3$, Sa, Sab, Sb,Sbc, Sc, Scd, Sd, Sm, Im, Ir.

Παρόμοια ακολουθία ισχύει και για τους ραβδοειδείς σπειροειδείς.

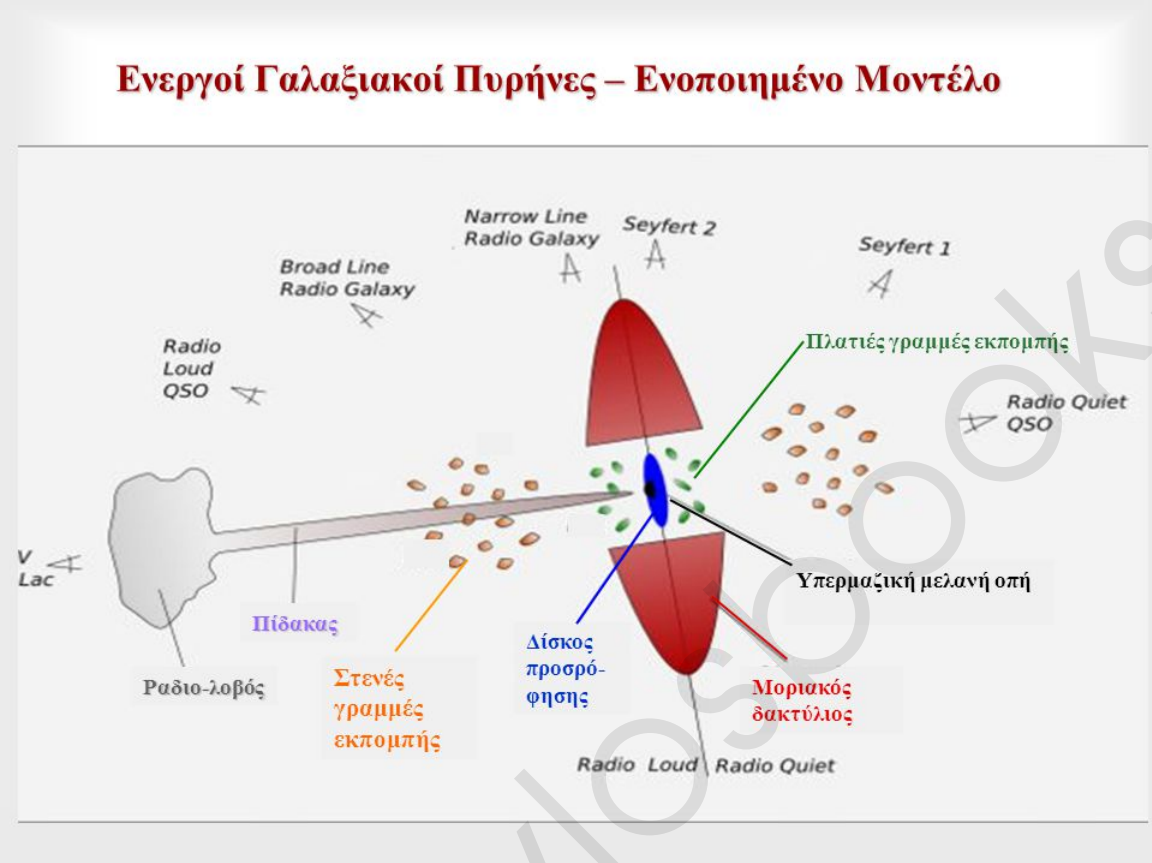
Ο Sidney van de Bergh εισήγαγε την τάξη λαμπρότητας για τους σπειροειδείς. Η κατηγορία εκτείνεται από το I μέχρι το V, με το I να αντιπροσωπεύει αυτούς που φέρουν καλά ορισμένους βραχίονες και το V αυτούς τους γαλαξίες που έχουν τους λιγότερο διακριτούς βραχίονες. Ο M31 κατατάσσεται ως ως SbI – II (ενδιάμεδος του I και II), ο

www.diavlosbooks.gr

Γαλαξίας μας ως SBbcI – II, ο M101 είναι ScI, ο LMC είναι SBmIII και ο SMC είναι ImIV – V. Πέραν των εξαιρετικά μεγάλων ελλειπτικών γαλαξιών, ο Γαλαξίας μας και ο M31 είναι μεταξύ των μεγαλύτερων και λαμπρότερων γαλαξιών του γνωστού Σύμπαντος. Αυτό που πρέπει να σημειωθεί είναι, ότι παρά το όνομά της, η τάξη λαμπρότητας δεν συνδέεται απαραίτητα με το απόλυτο μέγεθος.

Μία άλλη προσθήκη στο μορφολογικό σχήμα του Hubble ήταν η εισαγωγή της αναμενόμενης αστρικής σύστασης ενός γαλαξία, από τους Morgan, Mayall και Osterbrock. Ο Morgan πρότεινε ότι η αστρική ακτινοβολία από το κεντρικό bulge ενός σπειροειδούς γαλαξία θα αναμενόταν να έχει μεταγενέστερο φασματικό τύπο (μεταγενέστερο στην ακολουθία (OBAFGKM) από ό,τι η αστρική ακτινοβολία η οποία προέρχεται από τον δίσκο και τις σπείρες. Έτσι, ο Morgan πρότεινε την ταξινόμηση των γαλαξιών στις κατηγορίες συγκέντρωσης af, f, fg, gk, και k, ανάλογα με το κατά πόσο η ακτινοβολία από το κεντρικό bulge υπερτερεί της ακτινοβολίας από ολόκληρο το δίσκο.

www.diavlosbooks.gr



Κεφάλαιο 2ο

Ενεργοί Γαλαξιακοί πυρήνες

www.diavlos-books.gr

2.1 Εισαγωγή

Η ιστορία της σύγχρονης αστροφυσικής είναι αυτή ενός δυναμικά εξελισσόμενου Σύμπαντος. Σε κάθε κλίμακα, από τους πλανήτες και τα άστρα, μέχρι τους γαλαξίες, τα αντικείμενα τα οποία είναι παρόντα στη σημερινή εποχή διαφέρουν κατά πολύ από το πώς ήταν σε προηγούμενες χρονικές περιόδους. Κατά τη μελέτη του αρχέγονου φωτός που προέρχεται από τις απομακρυσμένες γωνιές του Σύμπαντος, είμαστε σε θέση να μελετάμε τη φύση και τη συμπεριφορά των γαλαξιών κατά τα πρώτα χρόνια της δημιουργίας τους. Οι παρατηρήσεις, αποκαλύπτουν περιοχές υψηλών ενεργειακών επιπέδων στα κέντρα νεαρών, απομακρυσμένων γαλαξιών οι οποίες συναντώνται εξαιρετικά σπάνια στους κοντινούς μας γαλαξιακούς πυρήνες.

Στην γενική «ομάδα» γαλαξιών με ενεργούς πυρήνες ή αλλιώς AGN (Active Galactic Nuclei) ανήκουν διάφοροι τύποι γαλαξιών όπως, οι Seyfert, οι Ραδιογαλαξίες, οι Quasar και οι Blazar. Η ταξινόμηση των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων (AGNs), είναι αρκετά συγκεχυμένη, καθώς δεν έχουν κατανοηθεί πλήρως οι φυσικές διαδικασίες που περιγράφουν το AGN φαινόμενο στην ολότητά του. Αδιαμφισβήτητα, κάποιες από τις διαφορές που παρατηρούνται μεταξύ των διαφόρων ειδών ενεργών γαλαξιών οφείλονται κυρίως στον τρόπο με τον οποίο τους παρατηρούμε και όχι σε κάποιες θεμελιώδεις διαφορές μεταξύ τους.

2.2 Γαλαξίες Seyfert

Τα πρώτα στοιχεία του βίαιου παρελθόντος των «σημερινών» γαλαξιών παρατηρήθηκαν από τον Edward Fath (1880 – 1959), ο οποίος το 1908 μελετούσε τα φάσματα «σπειροειδών νεφελωμάτων». Παρά το γεγονός ότι τα περισσότερα φάσματα ήταν φάσματα γραμμικής απορρόφησης, η οποία δεν ήταν τίποτε άλλο από την συνδυασμένη ακτινοβολία των άστρων του εκάστοτε γαλαξία, ο NGC 1068 εμφάνιζε έξι λαμπρές γραμμές εκπομπής. Το 1926 ο Edwin Hubble κατέγραψε τις γραμμές εκπομπής του NGC 1068 καθώς επίσης και τις γραμμές δύο άλλων γαλαξιών. Δεκαεπτά χρόνια αργότερα ο Carl Seyfert (Seyfert, C. 1943, ApJ, 97, 28) αναφέρει ότι ένα μικρό κλάσμα γαλαξιών φέρει πολύ λαμπρούς πυρήνες, οι οποίοι είναι η πηγή των πλατιών γραμμών εκπομπής, οι οποίες παράγονται από άτομα τα οποία βρίσκονται σε ένα μεγάλο εύρος καταστάσεων ιονισμού. Έτσι, ο αρχικός ορισμός των γαλαξιών Seyfert ήταν βασισμένος κυρίως στη μορφολογία, δηλαδή οι γαλαξίες αυτού του τύπου εμφάνιζαν πυρήνες υψηλής επιφανειακής λαμπρότητας και ασυνήθιστα χαρακτηριστικά γραμμικής εκπομπής. Παρατηρούμενοι με ένα τηλεσκόπιο, οι Seyfert μοιάζουν με συνηθισμένους σπειροειδείς γαλαξίες. Ο ορισμός τους έχει εξελιχθεί βέβαια με το πέρασμα των ετών με αποτέλεσμα οι γαλαξίες αυτοί να καθορίζονται φασματοσκοπικά μέσω της παρουσίας έντονων, υψηλού ιονισμού, γραμμών εκπομπής όπως αυτές των περιοχών H II και των πλανητικών

www.ojovlosbooks.gr

νεφελωμάτων (φάσματα επανασύνδεσης) και ένα συνεχές που μοιάζει μη θερμικό. Άρα, κατά πάσα πιθανότητα, η βασική πηγή ενέργειας των γαλαξιών Seyfert δεν είναι η θερμοπυρηνική ισχύς των συνηθισμένων άστρων. Μορφολογικές μελέτες καταδεικνύουν ότι οι περισσότεροι, αν όχι όλοι, οι γαλαξίες Seyfert εδράζονται εντός σπειροειδών γαλαξιών.

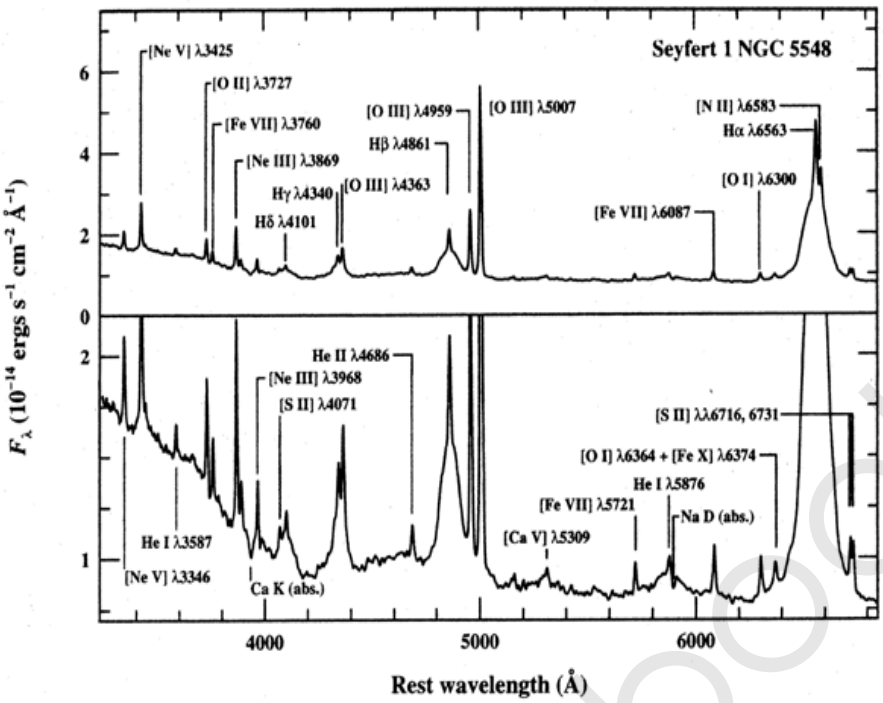
Η υποψία αυτή ενισχύεται από την παρατήρηση ότι οι γαλαξίες Seyfert εκπέμπουν επίσης ισχυρά στις ραδιοσυχνότητες, στο υπέρυθρο και τις ακτίνες Χ. Η εκπομπή στο υπέρυθρο, που έχει μελετηθεί εκτενώς παρατηρησιακά, από τους Rieke, G. H., 1978 και Rieke, G. H. & Low, F. J., 1972a, συχνά είναι αποτέλεσμα της θέρμανσης κόκκων σκόνης από φωτόνια υψηλότερης ενέργειας. Οι πυρήνες των γαλαξιών Seyfert πρέπει να περιβάλλονται από μεγάλες ποσότητες σκόνης και αερίου, συμπέρασμα που έχει επιβεβαιωθεί από τις παρατηρήσεις των Walker, M. F., 1968, Osterbrock, D.E., 1968, Hoyle,F., & Wickramasinghe,N. C. 1968 και άλλων, οι οποίες δείχνουν ότι από τον πυρήνα ενός γαλαξία Seyfert εκτινάσσονται πολλές δεκάδες ηλιακές μάζες αερίου ανά έτος, με ταχύτητες αρκετών εκατοντάδων km/s.

Στις μέρες μας, οι γαλαξίες Seyfert θεωρούνται χαμηλής λαμπρότητας AGNs, ενώ το κοινώς αποδεκτό κριτήριο για τον πυρήνα, ώστε να γίνεται ο διαχωρισμός μεταξύ των Seyfert και των Quasar, είναι $M_B > -21{,}5 + 5\log h_0$ (Schmidt, M., and Green, R.F., 1983). Οι γαλαξίες Seyfert φέρουν πυρήνες που μοιάζουν με αυτούς των QSOs, όμως η βασική διαφορά μεταξύ των δύο τύπων είναι ότι στην περίπτωση των Seyfert, ο φιλοξενών γαλαξίας είναι πλήρως ανιχνεύσιμος και παρατηρήσιμος.

Οι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες Seyfert, έχουν φάσματα τα οποία ανήκουν σε δύο κατηγορίες. Οι Khachikian και Weedman (1974) ήταν οι πρώτοι που συνειδητοποίησαν ότι υπάρχουν δύο ξεχωριστές υποκατηγορίες γαλαξιών Seyfert οι οποίες διακρίνονται από την παρουσία ή απουσία ευρέων βάσεων (broad bases) στις επιτρεπόμενες φασματικές γραμμές εκπομπής. Οι γαλαξίες Seyfert τύπου 1 (Εικόνα 2.1) εμφανίζουν πολύ πλατιές γραμμές εκπομπής οι οποίες περιέχουν τόσο τις επιτρεπόμενες γραμμές (H I, He I, He II) όσο και στενότερες απαγορευμένες γραμμές (όπως αυτή του [O III][3]). Οι γαλαξίες Seyfert 1, σε γενικές γραμμές, εμφανίζουν και «στενές» επιτρεπόμενες γραμμές παρόλο που οι γραμμές αυτές θεωρούνται πλατιές εν συγκρίσει με τις φασματικές γραμμές που εμφανίζουν οι συνηθισμένοι γαλαξίες. Το πλάτος των γραμμών αυτών αποδίδεται στο φαινόμενο Doppler, που καταδεικνύει το γεγονός ότι οι επιτρεπόμενες γραμμές προέρχονται από πηγές με ταχύτητες μεταξύ 1.000 και $5.000\ km\ s^{-1}$, ενώ οι απαγορευμένες γραμμές αντιστοιχούν σε ταχύτητες γύρω στα $500\ km\ s^{-1}$.

[3] Οι απαγορευμένες γραμμές συνεπάγονται ατομικές μεταβάσεις μικρής πιθανότητας και είναι χαρακτηριστικές ενός αερίου χαμηλής πυκνότητας.

www.ebooks.gr



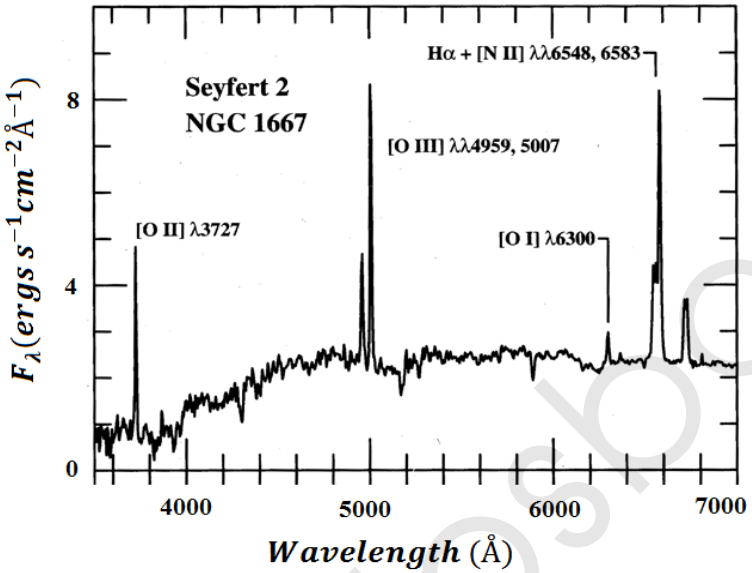
Εικόνα 2.1. Το οπτικό φάσμα του Seyfert 1 γαλαξία NGC 1275. Οι έντονες πλατιές και στενές γραμμές εκπομπής σημειώνονται πάνω στο φάσμα. Η κατακόρυφη κλίμακα επεκτείνεται στην από κάτω φωτογραφία ώστε να γίνουν εμφανή τα ασθενή φασματικά χαρακτηριστικά. Το FWHM των πλατύτερων συνιστωσών είναι περίπου 59000 $km\,s^{-1}$, ενώ των στενότερων είναι γύρω στα 400 $km\,s^{-1}$. Η έντονη «άνοδος» του φάσματος στα αριστερό άκρο των 4000 Å είναι το πέρας των μεγάλων μηκών κύματος του «big blue bump» το οποίο είναι η μίξη του συνεχούς Balmer και της εκπομπής του Fe II. Το εν λόγω φάσμα είναι το μέσο φάσμα μιας σειράς παρατηρήσεων που έγιναν το 1993 με το τηλεσκόπιο 3 – m Shane και τον φασματογράφο Kast του Lick Observatory (Ho, L. C., Filippenko, A. V., & Sargent, W. L. W. 1993).

Οι γαλαξίες Seyfert, τύπου 1, φέρουν δύο σετ γραμμών εκπομπής, επάλληλα το ένα στο άλλο. Ένα σετ γραμμών, είναι χαρακτηριστικό ενός αερίου χαμηλής πυκνότητας (πυκνότητα ηλεκτρονίων $n_e \approx 10^3 - 10^6\,cm^{-3}$) με πλάτη που αντιστοιχούν σε ταχύτητες της τάξης των μερικών εκατοντάδων χιλιομέτρων το δευτερόλεπτο (λίγο πλατύτερες από τις γραμμές εκπομπής που παρατηρούνται στους non – AGNs). Οι γραμμές αυτές χαρακτηρίζονται ως στενές γραμμές εκπομπής (Narrow Emission Lines). Ένα δεύτερο σετ «πλατιών γραμμών» παρατηρείται επίσης, αλλά μόνο στις επιτρεπόμενες γραμμές. Οι γραμμές αυτές φέρουν πλάτη της τάξης των $10^4\,km\,s^{-1}$. Η απουσία πλατιών απαγορευμένων γραμμών εκπομπής, καταδεικνύει το γεγονός ότι το BLR αέριο (Κεφάλαιο 3, § 3.4) είναι υψηλής πυκνότητας ($n_e \gtrsim 10^9\,cm^{-3}$).

Οι γαλαξίες Seyfert τύπου 2 (Εικόνα 2.2), εμφανίζουν μόνο στενές γραμμές (τόσο επιτρεπόμενες όσο και απαγορευμένες), των οποίων οι χαρακτηριστικές ταχύτητες είναι περίπου 500 $km\,s^{-1}$. Τα φάσματα των Seyfert 2 εμφανίζουν συνεχή τα οποία

www.diavasbooks.gr

χαρακτηρίζονται από την απουσία γραμμών, τα συνεχή τους δηλαδή στερούνται χαρακτηριστικών εκπομπής και απορρόφησης, και προέρχονται από μια μικρή κεντρική πηγή. Η μεγάλη λαμπρότητα ενός γαλαξία Seyfert 1 προέρχεται από το συνεχές του, το οποίο συνήθως κυριαρχεί επί της συνδυασμένης ακτινοβολίας των άστρων του γαλαξία. Το συνεχές που παρατηρείται στην περίπτωση των Seyfert 2 γαλαξιών είναι σημαντικά λιγότερο λαμπρό από αυτό των Seyfert 1 .



Εικόνα 2.2. Το οπτικό φάσμα του Seyfert 2 γαλαξία NGC 1667. Επάνω στο φάσμα σημειώνονται κάποιες σημαντικές γραμμές εκπομπής που έχουν αναγνωριστεί (Ho, Filippenko, and Sargent 1993). Στην εικόνα διακρίνονται και κάποιες γραμμές απορρόφησης οι οποίες είναι του μητρικού γαλαξία (Ho, L. C., et al 1993).

Εκτός από τις έντονες γραμμές εκπομπής, στα φάσματα των Seyfert 1 και 2 γαλαξιακών πυρήνων, εμφανίζονται ασθενείς γραμμές εκπομπής, οι οποίες οφείλονται σε γίγαντες αστέρες, μεταγενέστερου τύπου, οι οποίοι βρίσκονται στο εσωτερικό των ξενιστών γαλαξιών. Οι γραμμές εκπομπής είναι σχετικά ασθενείς επειδή η αστρική ακτινοβολία επικαλύπτεται από το μη – αστρικό συνεχές το οποίο χαρακτηρίζεται από την απουσία φασματικών χαρακτηριστικών εκπομπής και απορρόφησης (featureless continuum [4]). Είναι γεγονός πως στους Seyfert 2 πυρήνες, το AGN συνεχές είναι συνήθως τόσο ασθενές, που είναι εξαιρετικά δύσκολος ο διαχωρισμός του από το αστρικό συνεχές.

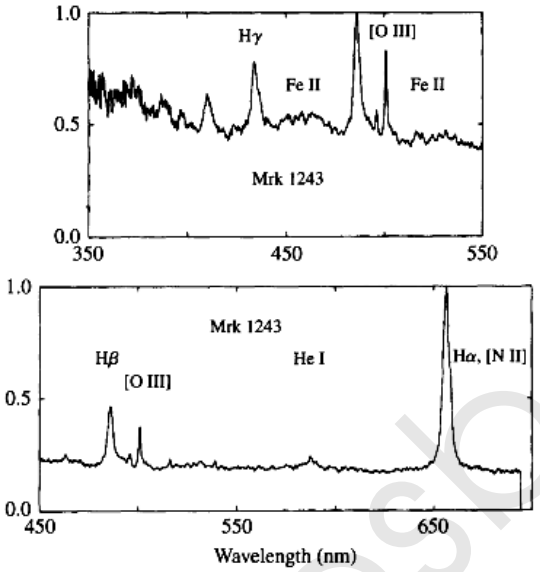
[4] Ο όρος «featureless continuum» σημαίνει χωρίς τα χαρακτηριστικά εκπομπής και απορρόφησης εξαιτίας των άστρων. Ο χαρακτηρισμός αυτός αντικατέστησε τον όρο «μη – θερμικό συνεχές». Και οι δύο αυτές εκφράσεις αναφέρονται στις AGN συνιστώσες του φάσματος σε αντιδιαστολή με την αστρική ακτινοβολία, αλλά βέβαια καμία από αυτές δεν είναι ακριβής.

www.ziovlosbooks.gr

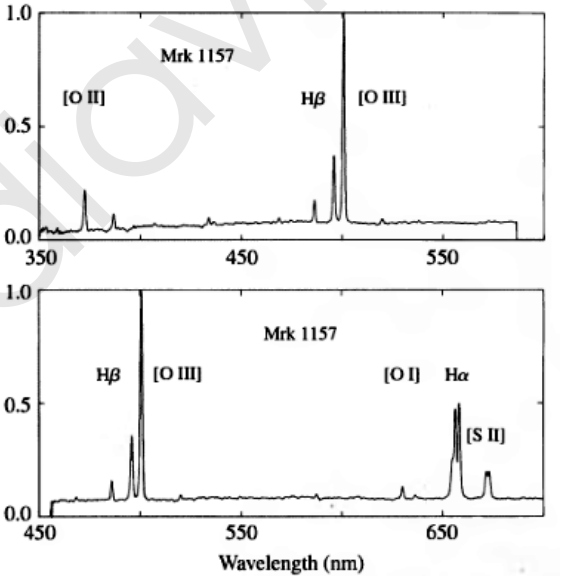
Τα φάσματα των στενών γραμμών είναι εύκολα διαχωρίσιμα από τα φάσματα των H II περιοχών που παρατηρούνται στους συνηθισμένους γαλαξίες, καθώς τα φάσματα των Seyfert εμφανίζουν ένα μεγάλο εύρος επιπέδων ιονισμού, γεγονός το οποίο είναι χαρακτηριστικό ενός αερίου το οποίο ιονίζεται από μια πηγή όπου το συνεχές πέφτει ομαλά (σε σχέση με τον νόμο του Wien) στα μήκη κύματος ιονισμού. Ένα σύνηθες, αλλά αρκετές φορές παραπλανητικό, φασματοσκοπικό κριτήριο για τον διαχωρισμό των Seyfert γαλαξιών από τους γαλαξίες που φέρουν H II περιοχές είναι ο λόγος γραμμών $[O\ III]\lambda5007/H_\beta \geq 3$. Οι Shuder και Osterbrock (Shuder, J. M., Osterbrock, D. E., 1981), συνδυάζοντας τις παρατηρήσεις τους με τις μετρήσεις του Lick Observatory, κατάφεραν να παράγουν κάποια κριτήρια για το διαχωρισμό των Seyfert 2 φαινομένων από τα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα στους γαλαξίες που περιέχουν H II περιοχές και στους γαλαξίες έντονης αστρογένεσης. Το κριτήριο όμως $[O\ III]\lambda5007/H_\beta \geq 3$, όπως προέκυψε από παρατηρήσεις άλλων ερευνητών, ισχύει και στην περίπτωση κάποιων γαλαξιών αστρογένεσης, με αποτέλεσμα αυτός ο λόγος γραμμών να οδηγεί κάποιες φορές σε λάθος συμπεράσματα (Po-Chieh Yu, Chorng-Yuan Hwang, 2011).

Στις Εικόνες 2.3 και 2.4 φαίνονται τα ορατά φάσματα των γαλαξιών Mrk 1243 (Seyfert 1) και Mrk 1157 (Seyfert 2) αντίστοιχα. Το πρόθεμα «Mrk» είναι ενδεικτικό του καταλόγου του E. B. Markarian (1913 – 1985) (§ 2.9.2) που καταστρώθηκε το 1968. Κάποια φάσματα εμφανίζουν τόσο πλατιές όσο και στενές επιτρεπόμενες γραμμές, και έτσι κατατάσσονται ως ενδιάμεσου τύπου, δηλαδή Seyfert 1,5. Πιο συγκεκριμένα ο Osterbrock (Osterbrock, D.E. 1981b) εισήγαγε τη σημειογραφία Seyfert 1.5, 1.8 και 1.9, όπου οι υποκατηγορίες βασίζονται κυρίως στη μορφή του οπτικού φάσματος, με τις αριθμητικά μεγαλύτερες υποκατηγορίες να φέρουν ασθενέστερες πλατιές συνιστώσες σε σχέση με τις στενές γραμμές. Στους γαλαξίες Seyfert 1.9, για παράδειγμα, η πλατιά συνιστώσα ανιχνεύεται μόνο στην Hα γραμμή και όχι στις μεγαλύτερης τάξης Balmer γραμμές. Στους Seyfert 1.8, οι πλατιές συνιστώσες είναι πολύ ασθενείς, αλλά ανιχνεύονται τόσο στην Hβ όσο και στην Hα γραμμή. Στους Seyfert 1.5, οι εντάσεις των πλατιών και των στενών συνιστωσών στην Hβ είναι συγκρίσιμες. Στο σημείο αυτό πρέπει να σημειωθεί το γεγονός ότι σε κάποιες περιπτώσεις η μεταβλητότητα των πλατιών γραμμών εκπομπής είναι τόσο έντονη με αποτέλεσμα η υποκατηγοριοποίηση να μεταβάλλεται με τον χρόνο. Πράγματι, υπάρχουν περιπτώσεις στις οποίες οι πλατιές γραμμές κάποιων Seyfert 1 γαλαξιών έχουν ολοκληρωτικά εξαφανιστεί (Penston, M.V., and Perez, E. 1984b) καθώς ο πυρήνας τους έχει εξασθενίσει. Βέβαια, κρίνεται αναγκαίο να παρατηρηθεί ότι, η λεπτομερέστερη μελέτη των φασμάτων καταδεικνύει το γεγονός ότι οι πλατιές γραμμές δεν εξαφανίζονται ολοκληρωτικά σχεδόν ποτέ. Επίσης, τα φάσματα ορισμένων γαλαξιών Seyfert έχουν αλλάξει από τύπου 1,5 σε τύπου 2 κατά το πέρασμα των ετών, ενώ είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι η γραμμή εκπομπής Hα, σχεδόν ποτέ ή σπάνια εξαφανίζεται ολοκληρωτικά. Η πραγματική προέλευση των διαφορών μεταξύ Seyfert 1 και 2 γαλαξιών δεν είναι γνωστή. Υπάρχουν κάποια ξεκάθαρα παραδείγματα, σύμφωνα με τα οποία γαλαξίες είχαν αναγνωριστεί ως Seyfert

τύπου 2 επειδή οι πλατιές συνιστώσες των γραμμών ήταν πολύ δύσκολο να ανιχνευθούν. Υπάρχει μία άποψη σύμφωνα με την οποία όλοι οι Seyfert 2 γαλαξίες είναι ενδογενώς Seyfert 1, αλλά δεν είναι δυνατόν να ανιχνεύσουμε τις πλατιές συνιστώσες στα φάσματά τους εξαιτίας της θέσης παρατήρησης. Δεν είναι ξεκάθαρο, εντούτοις, ότι αυτή η υπόθεση μπορεί να ερμηνεύσει όλες τις παρατηρούμενες διαφορές μεταξύ αυτών των δύο κατηγοριών.



Εικόνα 2.3. Το ορατό φάσμα του Seyfert 1 γαλαξία Mrk 1243 (Osterbrock, QJRAS, 25, 1, 1984).

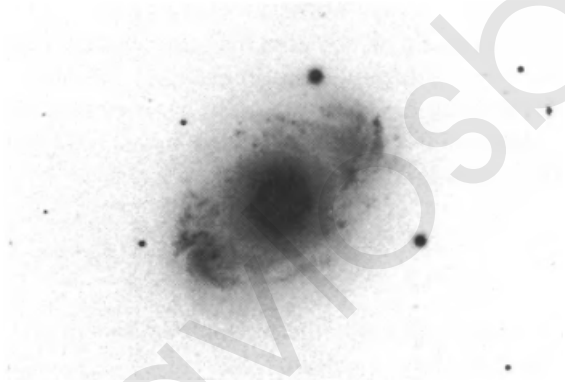


Εικόνα 2.4. Το ορατό φάσμα του Seyfert 2 γαλαξία Mrk 1157 (Osterbrock, QJRAS, 25, 1, 1984).

www.diavlosbooks.gr

Οι γαλαξίες που ως γνωστών εκπέμπουν τα μεγαλύτερα ποσά ενέργειας στις ακτίνες X είναι οι Seyfert 1 και 1,5. Η εκπομπή ακτίνων X είναι αρκετά μεταβαλλόμενη και είναι δυνατόν να αλλάξει σε χρονικές κλίμακες που κυμαίνονται από ώρες μέχρι μέρες. Σε αντίθεση, η ακτινοβολία ακτίνων X είναι λιγότερο συνήθεις στους Seyfert 2 γαλαξίες. Αναλύσεις οι οποίες έχουν διεξαχθεί στις σκληρές ακτίνες X καταδεικνύουν ότι στους γαλαξίες Seyfert 2 οι «εκλιπούσες» ακτίνες X έχουν απορροφηθεί από το παρεμβαλλόμενο αέριο το οποίο χαρακτηρίζεται από πυκνότητες στήλης μεγαλύτερες από και $10^{24}\ cm^{-2}$ (Comastri, A. et al. 2010).

Οι Seyfert αποτελούν ένα μικρό ποσοστό (της τάξεως του 10%) όλων των παρατηρούμενων γαλαξιών . Είναι εξαιρετικά ενδιαφέρον το γεγονός ότι τουλάχιστον το 90% των γαλαξιών Seyfert, που βρίσκονται αρκετά κοντά ώστε να παρατηρηθούν με τηλεσκόπιο, είναι σπειροειδείς γαλαξίες τύπων Sb ή SBb. Οι Seyfert συνήθως συνοδεύονται από άλλους γαλαξίες με τους οποίους αλληλεπιδρούν βαρυτικά. Στην Εικόνα 2.5 φαίνεται ο Seyfert γαλαξίας NGC 4151 (τύπου Sab) όπου διακρίνεται ο γαλαξιακός δίσκος γύρω από τον λαμπρό του πυρήνα.



Εικόνα 2.5. Ο Seyfert 1 γαλαξίας NGC 4151. Στην εικόνα διακρίνεται ο γαλαξιακός δίσκος γύρω από τον λαμπρό πυρήνα. (Sandage και Bedke, The Carnegie Atlas of Galaxies, Carnegie Institute of Washington, Washington D.C., 1994).

2.3 Τα Φάσματα των Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων

Οι Seyfert ανήκουν στη γενική ομάδα γαλαξιών με ενεργούς πυρήνες, ή αλλιώς AGN (Active Galactic Nuclei). Άλλα μέλη αυτής της κατηγορίας είναι οι ραδιογαλαξίες, οι quasars και οι blazars.

Στην Εικόνα 2.6 παρουσιάζεται ένα σχηματικό διάγραμμα του συνεχούς το οποίο παρατηρείται στους περισσότερους τύπους των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων. Το πιο αξιοσημείωτο χαρακτηριστικό αυτής της φασματικής ενεργειακής κατανομής (SED – Spectral Energy Distribution) είναι ότι εκτείνεται σε ένα πολύ μεγάλο εύρος συχνοτήτων. Το ευρύ αυτό φάσμα διαφέρει σημαντικά από το θερμικό φάσμα (μέλανος σώματος) ενός αστέρα ή το συνδυασμένο φάσμα ενός τυπικού γαλαξία από αστέρια.

www.olympiosbooks.gr

Όταν οι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες μελετήθηκαν για πρώτη φορά, αποτελούσε κοινό τόπο το γεγονός ότι τα φάσματά τους είναι σχετικά επίπεδα. Έτσι, γινόταν χρήση ενός νόμου δύναμης της μορφής

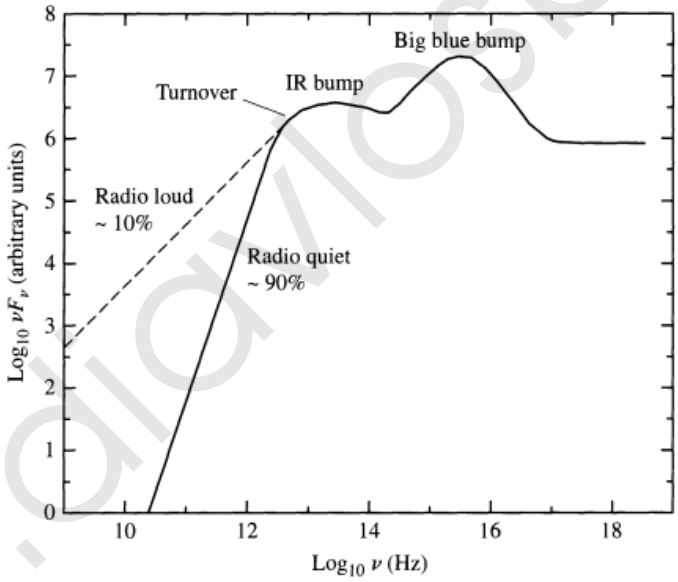
$$F_\nu \propto \nu^{-\alpha} \quad (2.1)$$

για να περιγραφεί η μονοχρωματική ενεργειακή ροή F_ν [5]. Ο φασματικός δείκτης α θεωρούνταν πως είχε τιμή $\alpha \cong 1$.

Η ισχύς που λαμβάνεται μεταξύ ενός διαστήματος συχνοτήτων ν_1 και ν_2 είναι

$$L_{interval} \propto \int_{\nu_1}^{\nu_2} F_\nu d\nu = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \nu F_\nu \left(\frac{d\nu}{\nu}\right) = ln10 \int_{\nu_1}^{\nu_2} \nu F_\nu d\log_{10}\nu, \quad (2.2)$$

έτσι ώστε ίσες επιφάνειες σε μια γραφική παράσταση του νF_ν συναρτήσει του $\log_{10}\nu$ να αντιστοιχούν σε ίσα ποσά ενέργειας. Η τιμή του φασματικού δείκτη $\alpha \cong 1$ αντικατοπτρίζει την οριζόντια τάση που παρατηρείται στα δεξιά του σημείου καμπής (turnover) στην Εικόνα 2.6.



Εικόνα 2.6. Σχηματική αναπαράσταση του συνεχούς που παρατηρείται σε πλειάδα ενεργών γαλαξιών [Caroll, B., and Ostllie, D. 2006, An Introduction to Modern Astrophysics (2nd Edition)].

Τα συνεχή φάσματα των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων, βέβαια είναι πιο σύνθετα από την ανωτέρω προσέγγιση και περιλαμβάνουν μια μίξη θερμικής και μη θερμικής

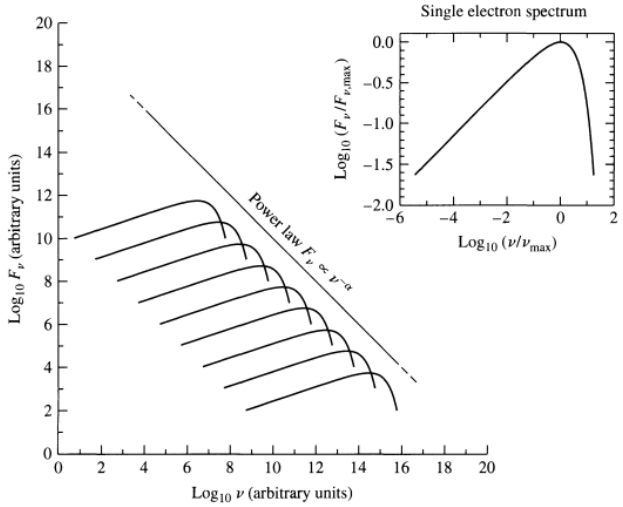
[5] $F_\nu d\nu$ είναι η ποσότητα ενέργειας με συχνότητα μεταξύ ν και $\nu + d\nu$ η οποία φθάνει ανά μονάδα επιφάνειας και ανά μονάδα χρόνου στον ανιχνευτή που παρατηρεί την πηγή.

www.diavlosbooks.gr

εκπομπής. Εντούτοις, η Εξίσωση (2.1) χρησιμοποιείται ακόμη για την παραμετροποίηση του συνεχούς. Ο φασματικός δείκτης έχει τιμή που κυμαίνεται μεταξύ 0,5 και 1 και συνήθως αυξάνεται, αυξανομένης της συχνότητας, και έτσι η καμπύλη $\log_{10} \nu F_\nu$ - $\log_{10} \nu$ εμφανίζει ένα βαθούλωμα προς τα κάτω. Επί τοις πράγμασι, η τιμή του α είναι σταθερή μόνο σε ένα περιορισμένο εύρος συχνοτήτων, όπως για παράδειγμα στην υπέρυθρη ή την ορατή περιοχή του φάσματος. Το σχήμα και η πολωσιμότητα του ορατού – υπεριώδους φάσματος καταδεικνύει ότι πολλές φορές αυτό μπορεί να αποσυντεθεί σε συνεισφορές από θερμικές πηγές (φάσμα μέλανος σώματος, χαμηλή πολωσιμότητα) και μη θερμικές πηγές (φάσμα νόμου δύναμης, καθορισμένη πολωσιμότητα). Η θερμική συνιστώσα εμφανίζεται ως το «*big blue bump*» (Εικόνα 2.6), το οποίο μπορεί να περιέχει ένα αξιόλογο ποσό βολομετρικής λαμπρότητας της πηγής. Σε γενικές γραμμές θεωρείται πως η εκπομπή από το big blue bump οφείλεται σε έναν οπτικά πυκνό δίσκο προσαύξησης, παρόλο που ορισμένοι ερευνητές προτείνουν ότι για την εμφάνισή του μπορεί να είναι υπεύθυνη η ελεύθερη – ελεύθερη εκπομπή. Επίσης, εμφανές είναι το θερμικό «infrared bump», στα αριστερά του big blue bump, το οποίο πιθανότατα οφείλεται σε εκπομπή από θερμούς ($T \lesssim 2.000\ K$) κόκκους σκόνης.

Ένα φάσμα «καθαρά» νόμου δύναμης (με σταθερό α) είναι η υπογραφή της ακτινοβολίας σύγχροτρον, η οποία συχνά απαντάται σε αστροφυσικές διαδικασίες οι οποίες περιλαμβάνουν σχετικιστικά ηλεκτρόνια και μαγνητικά πεδία. Όπως φαίνεται στην Εικόνα 2.7, το φάσμα της σύγχροτρον ακτινοβολίας, παράγεται από την συνδυασμένη ακτινοβολία που εκπέμπεται από τα ηλεκτρόνια τα οποία κινούνται σπειροειδώς γύρω από τις μαγνητικές γραμμές του πεδίου. Αν η κατανομή των ενεργειών του εκάστοτε ηλεκτρονίου ακολουθεί ένα νόμο δύναμης, τότε το προκύπτον φάσμα σύγχροτρον περιγράφεται από την Εξίσωση 2.1. Εντούτοις, το φάσμα σύγχροτρον δεν τείνει να αυξάνεται δίχως όριο καθώς η συχνότητα μειώνεται. Σε μια συχνότητα μετάβασης παρατηρείται ένα «σπάσιμο» (turnover) στο φάσμα και αρχίζει να συμπεριφέρεται ανάλογα του $\nu^{5/2}$ (φασματικός δείκτης $\alpha = -2{,}5$). Το φαινόμενο αυτό συμβαίνει επειδή το πλάσμα των περιελιγμένων ηλεκτρονίων γίνεται αδιαφανές στη δική του σύγχροτρον ακτινοβολία, και το φαινόμενο ονομάζεται σύγχροτρον αυτο – απορρόφηση (synchrotron self – absorption).

www.ebooks.gr



Εικόνα 2.7. Το φάσμα νόμου δύναμης της σύγχροτρον ακτινοβολίας. Στο διάγραμμα φαίνεται το άθροισμα της ακτινοβολίας που παράγεται από τα μεμονωμένα ηλεκτρόνια καθώς αυτά περιελίσσονται γύρω από τις μαγνητικές δυναμικές γραμμές του πεδίου. Το φάσμα ενός μόνο ηλεκτρονίου φαίνεται επάνω δεξιά. Το σπάσιμο στις χαμηλές συχνότητες δεν είναι παρών. [Caroll, B., and Ostllie, D. 2006, An Introduction to Modern Astrophysics (2nd Edition)].

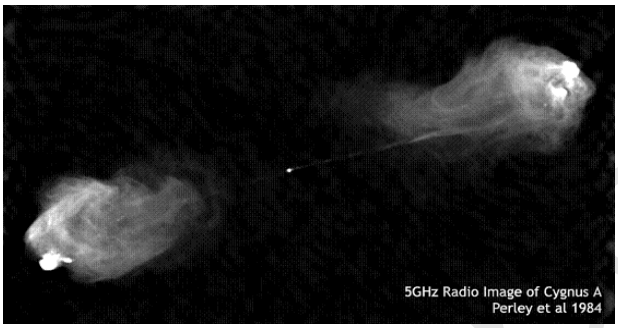
Σε κάποια φάσματα, το χαρακτηριστικό σπάσιμο, το οποίο φαίνεται στη σχηματική αναπαράσταση της Εικόνας 2.6, όπως αναφέρθηκε, ενδέχεται να οφείλεται στην σύγχροτρον αυτο – απορρόφηση. Εντούτοις, οι θερμικές συνεισφορές στο συνεχές φάσμα που είναι εμφανείς στο infrared bump υποδεικνύουν ότι σε άλλες περιπτώσεις, το χαρακτηριστικό σπάσιμο μπορεί να οφείλεται στο, μεγάλων μηκών κύματος, Reyleigh – Jeans μέρος του φάσματος μέλανος σώματος, το οποίο παράγεται από τους θερμούς κόκκους σκόνης. Είναι πιθανό, τα πιο απότομα, χαμηλών συχνοτήτων, φάσματα των ράδιο – ήσυχων, ενεργών γαλαξιακών πυρήνων, να οφείλονται στο θερμικό φάσμα των κόκκων σκόνης. Απεναντίας, τα πιο «ρηχά» χαμηλών συχνοτήτων φάσματα των ράδιο – ενεργών AGN ενδέχεται να οφείλονται στο συνδυασμό της θερμικής και μη θερμικής εκπομπής.

2.4 Ράδιο Γαλαξίες

Μετά το πέρας του δεύτερου παγκοσμίου πολέμου, η επιστήμη της ραδιοαστρονομίας, η οποία ξεκίνησε με τον Karl Jansky, πραγματοποίησε αλματώδη ανάπτυξη. Η πρώτη πηγή έντονων ραδιοκυμάτων (εκτός του Ήλιου) ανακαλύφθηκε στον αστερισμό του Κύκνου και ονομάστηκε Κύκνος Α (Cyg A, Εικόνα 2.8). Χρησιμοποιώντας την ακριβή θέση που υπέδειξε ο ραδιοαστρονόμος Graham Smith, η ομάδα των Walter Baade και Rudolph

www.ellinosbooks.gr

Minkowski (Baade, W., and Minkowski, R., 1954) καθόρισε την ταυτότητα του Κύκνου Α, μελετώντας τον στο οπτικό παράθυρο. Αυτός ήταν ένας ιδιόμορφος cD γαλαξίας του οποίου το κέντρο περιβάλλονταν από έναν δακτύλιο σκόνης (Εικόνα 2.9). Το φάσμα του Κύκνου Α εμφανίζει ερυθρομετάθεση $z = \Delta\lambda/\lambda_{rest} = 0{,}057$ που αντιστοιχεί σε ταχύτητα απομάκρυνσης, $16.600\ km\ s^{-1}$. Από το νόμο του Hubble, η απόσταση από τον Κύκνο Α είναι περίπου $170h^{-1}\ Mpc$. Θεωρώντας ότι ο Κύκνος Α είναι η λαμπρότερη ράδιο πηγή, περάν του Γαλαξία, η απόσταση αυτή είναι εξαιρετικά μεγάλη. Είναι γεγονός, πως οι μόνες διακριτές πηγές, λαμπρότερες από τον Κύκνο Α, είναι ο Ήλιος και η Κασσιόπη Α, το κοντινό ($3\ kpc$) υπόλειμμα ενός Τύπου ΙΙ υπερκαινοφανούς.



Εικόνα 2.8. VLA απεικόνιση του Κύκνου Α όπου φαίνονται οι ράδιο λοβοί οι οποίοι είναι διαχωρισμένοι και απέχουν μεταξύ τους απόσταση$100h^{-1}\ kpc$. Στην εικόνα διακρίνεται και ο πίδακας ο οποίος εκτείνεται από το γαλαξία προς το δεξιό λοβό. Ο Κύκνος Α είναι ένας ράδιο γαλαξίας στενών γραμμών εκπομπής (Perley, et al. 1984).

Ο κύκνος Α είναι ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα μιας κατηγορίας γαλαξιών, που ονομάζονται ράδιο γαλαξίες και οι οποίοι είναι εξαιρετικά λαμπροί στα ράδιο κύματα.

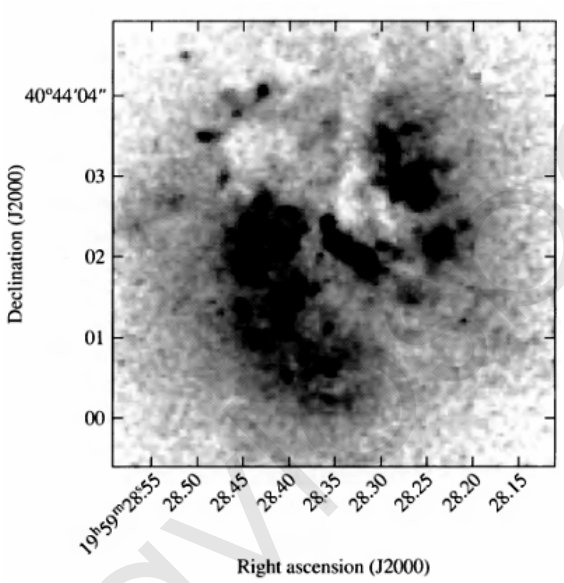
Όπως οι Seyfert, έτσι και οι ράδιο γαλαξίες χωρίζονται σε δύο κατηγορίες: ράδιο γαλαξίες πλατιών γραμμών (Broad Line Radio Galaxies – BLRGs, που αντιστοιχούν στους Seyfert 1) και ράδιο γαλαξίες στενών γραμμών (Narrow Line Radio Galaxies – NLRGs, που αντιστοιχούν στους Seyfert 2). Οι BLRGs φέρουν λαμπρούς αστρόμορφους πυρήνες οι οποίοι περιβάλλονται από αμυδρά, νεφελώδη περιβλήματα. Οι NLRGs, απεναντίας είναι γίγαντες ή υπεργίγαντες ελλειπτικοί γαλαξίες (τύπων cD, D και E). Ο Κύκνος Α είναι γαλαξίας τύπου NLRG.

Παρά τις ομοιότητές τους, υπάρχουν εμφανείς διαφορές μεταξύ των Seyfert και των ράδιο γαλαξιών. Ενώ οι Seyfert εκλύουν κάποια ποσά ενέργειας στα ράδιο κύματα, είναι σχετικά ράδιο αδρανείς εν συγκρίσει με τους ράδιο γαλαξίες. Επιπροσθέτως, ενώ σχεδόν όλοι οι Seyfert είναι σπειροειδείς, κανείς από τους ισχυρούς ράδιο γαλαξίες δεν είναι σπειροειδής.

www.ellinikabooks.gr

2.4.1 Ράδιο Λοβοί και Πίδακες

Ένας ράδιο γαλαξίας μπορεί να εμφανίζει εκτεταμένους ράδιο λοβούς, όπως αυτοί που φαίνονται στην Εικόνα 2.8, ή μπορεί να ακτινοβολεί την ενέργειά του από έναν συμπαγή πυρήνα και από μια άλω, της οποίας το μέγεθος μπορεί να είναι παραπλήσιο με το μέγεθος του γαλαξία ή μεγαλύτερο. Το ορατό μέρος του cD γαλαξία στην Εικόνα 2.9 είναι η κεντρική λευκή κουκίδα της Εικόνας 2.8 η οποία τραβήχτηκε στο ραδιοφωνικό παράθυρο. Ο γαλαξίας πλαισιώνεται από δύο τεράστιους ράδιο λοβούς οι οποίοι και αποτελούν την πηγή των τεράστιων ποσών λαμπρότητας που ανιχνεύονται. Κάθε λοβός έχει διάμετρο της τάξης των $17h^{-1}\ kpc$.

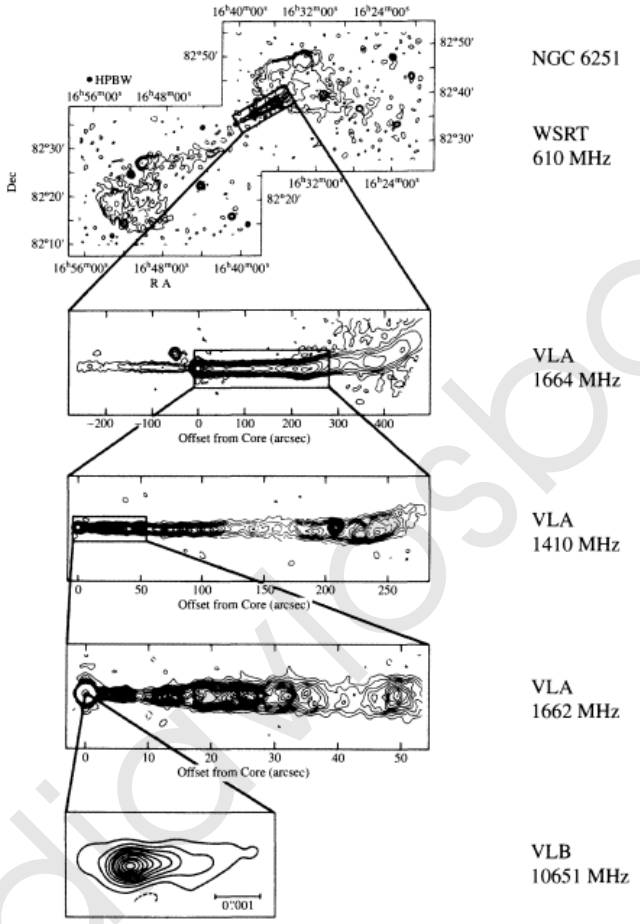


Εικόνα 2.9. Εικόνα του Κύκνου Α η οποία λήφθηκε με το τηλεσκόπιο Hubble στα $622\ nm$. (Figure adapted from Jackson, et al. 1998).

Οι παρατηρήσεις αποκαλύπτουν ότι ο ένας από τους λοβούς συνδέεται με τον κεντρικό γαλαξία του Κύκνου Α μέσω ενός ευθύγραμμου πίδακα, ο οποίος εκτείνεται σε απόσταση $50h^{-1}\ kpc$ και διαχωρίζει τον γαλαξία από το λοβό. (Επειδή οι προσανατολισμοί του πίδακα και των ράδιο λοβών δεν είναι επαρκώς καθορισμένοι, οι τιμές των μεγεθών που αναφέρονται αποτελούν τις προβαλλόμενες αποστάσεις στο επίπεδο του ουρανού.) Τουλάχιστον οι μισοί από τους ισχυρούς ράδιο γαλαξίες, φέρουν ανιχνεύσιμους πίδακες, ενώ περίπου τα τρία τέταρτα των ασθενών ράδιο πηγών χαρακτηρίζονται από το ίδιο φαινόμενο. Οι πίδακες που σχετίζονται με ισχυρές ράδιο πηγές τείνουν να είναι μονόπλευροι (όπως του Κύκνου Α), ενώ οι πίδακες που απαντώνται στους λιγότερο λαμπρούς ράδιο γαλαξίες είναι συνήθως αμφίπλευροι. Ένας βασικός λόγος αυτού είναι ότι οι ισχυρές ράδιο πηγές μπορούν παρατηρούνται σε

μεγαλύτερες αποστάσεις και έτσι ένας αμυδρός συνοδευτικός πίδακας μπορεί να μην είναι ανιχνεύσιμος.

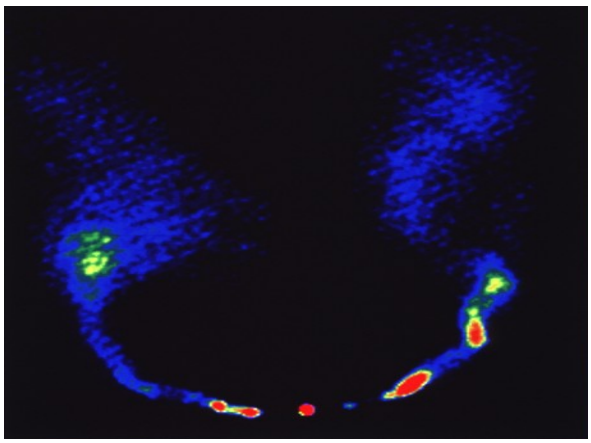
Στην Εικόνα 2.10 φαίνονται, ο ισχυρός πίδακας και ο ασθενής πίδακας του ελλειπτικού γαλαξία NGC 6251, σε επτά διαφορετικές ραδιοφωνικές συχνότητες. Αξίζει να σημειωθεί πως ο πίδακας είναι ανιχνεύσιμος σε όλη τη διαδρομή προς τον πυρήνα του γαλαξία.



Εικόνα 2.10. Ο κυρίαρχος και ο μικρότερος πίδακας πλάσματος, όπως αυτοί εκτοξεύονται από τον ράδιο γαλαξία NGC 6251. (Bridle and Perley, Annu. Rev. Astron. Astrophys., 22, 319, 1984).

Υπάρχουν ράδιο πίδακες οι οποίοι δεν είναι τόσο ευθύγραμμοι όπως αυτός του Κύκνου Α ή του NGC 6251. Στην Εικόνα 2.11 είναι εμφανείς οι, εξελισσόμενοι σε ανέμους, πίδακες που προέρχονται από τον NGC 1265. Οι πίδακες αποκτούν αυτή τη μορφή κατά την κίνηση του γαλαξία δια μέσω του αερίου του συμπλέγματος του Περσέα.

www.diavlosbooks.gr

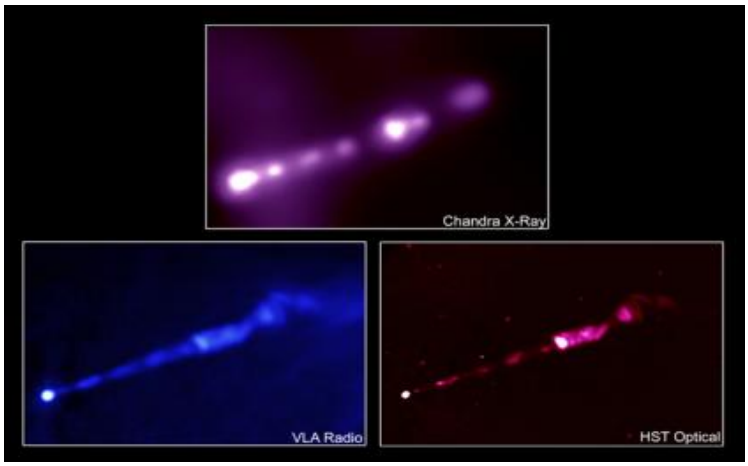


Εικόνα 2.11. Ο ράδιο γαλαξίας NGC 1265 όπως εμφανίζεται στα ραδιοκύματα με τους πίδακές του να σαρώνονται προς τα πίσω εξαιτίας της κίνησης του γαλαξία δια μέσω του περιβάλλοντος αερίου. (O'Dea and Owen, 1986.).

Μετά τον Κύκνο Α, ακολούθησαν δεκάδες ανακαλύψεις ράδιο γαλαξιών. Ένας από αυτούς ο M87, ο γίγαντας ελλειπτικός (E1) γαλαξίας που βρίσκεται στο κέντρο του συμπλέγματος της Παρθένου, με ορατό μέγεθος $V = 8{,}7$ είναι από τους λαμπρότερους γαλαξίες στον νυχτερινό ουρανό. Στην Εικόνα 2.12 παρουσιάζεται η εικόνα του γαλαξία της Παρθένου, γνωστού και ως Virgo A στους ραδιοαστρονόμους. Ο εξέχον πίδακάς του, που φαίνεται στα δεξιά ανακαλύφθηκε οπτικά το 1917. Ο πίδακας ο οποίος εκτείνεται σε απόσταση 1,5 kpc από τον γαλαξία με κατεύθυνση προς τον έναν ράδιο λοβό εμφανίζει ισοκατανεμημένους κόμβους (knots) οι οποίοι είναι ορατοί στα ραδιοκύματα, στο ορατό και στις ακτίνες X. Η λαμπρότητα του M87 στις ακτίνες X, συμπεριλαμβανομένου και του πίδακα είναι περίπου $10^{36}\ W$. Η λαμπρότητα αυτή είναι 50 φορές μεγαλύτερη από την λαμπρότητα που εμφανίζεται στα ραδιοκύματα. Υπάρχουν επίσης ενδείξεις ύπαρξης ενός συνοδευτικού πίδακα ο οποίος εκτείνεται μακριά από τον M87 και σε κατεύθυνση αντίθετη από τον κυρίαρχο πίδακα.

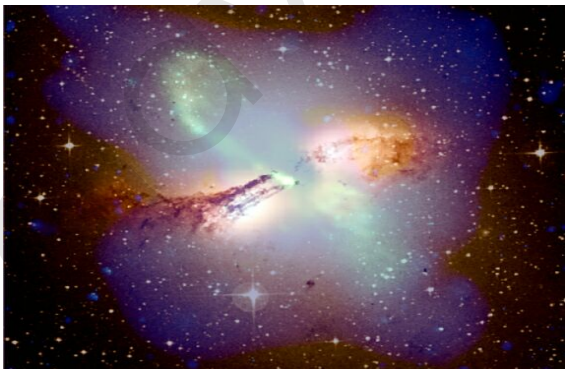
Ένας από τους μεγαλύτερους γνωστούς ράδιο γαλαξίες είναι ο 3C 236, η ραδιοπηγή με αύξοντα αριθμό 273 στον τρίτο κατάλογο του Cambridge (3C). Με ερυθρομετάθεση $z = 0{,}098$, η απόσταση του 3C 236, σύμφωνα με το νόμο του Hubble, είναι περίπου $280h^{-1}\ Mpc$. Οι ράδιο λοβοί του εν λόγω ράδιο γαλαξία απέχουν μεταξύ τους απόσταση μεγαλύτερη από $1{,}5h^{-1}\ Mpc$, προβαλλόμενοι στο επίπεδο του ουρανού, ενώ ο πίδακάς του έχει μήκος μόλις $400h^{-1}\ pc$.

www.ziovlosbooks.gr



Εικόνα 2.12. Ο ράδιο γαλαξίας M87 και ο πίδακάς του. (NASA/CXC/MIT/H. Marshall et al. Radio: Zhou, F., Owen, F., (NRAO), Biretta, J., (STScI), Optical: NASA/STScI/UMBC/ Perlman, E., et al.)

Το κοντινότερο παράδειγμα ενεργού γαλαξιακού πυρήνα είναι ο Κένταυρος Α (NGC 5128) ο οποίος βρίσκεται σε απόσταση $4{,}7h^{-1}Mpc$. Στην Εικόνα 2.13 φαίνεται ο εν λόγω γαλαξίας στο οπτικό. Στην εικόνα έχει γίνει υπέρθεση των λοβών όπως αυτοί εμφανίζονται στα ραδιοκύματα. Όπως ο M87, έτσι και ο Κένταυρος Α φέρει πίδακες οι οποίοι εκτείνονται από τον πυρήνα και περιέχουν κόμβους εκπομπής στα ραδιοκύματα και τις ακτίνες Χ.



Εικόνα 2.13. Υπέρθεση των εικόνων στο οπτικό, τα ραδιοκύματα και τις ακτίνες Χ του ράδιο γαλαξία Κένταυρος Α. Οπτικό (πορτοκαλί και κίτρινο), Ράδιο (ροζ και πράσινο) και Ακτίνες – Χ (μπλε). (Φωτογραφία: CXC/NASA/Karovska et al, 2002).

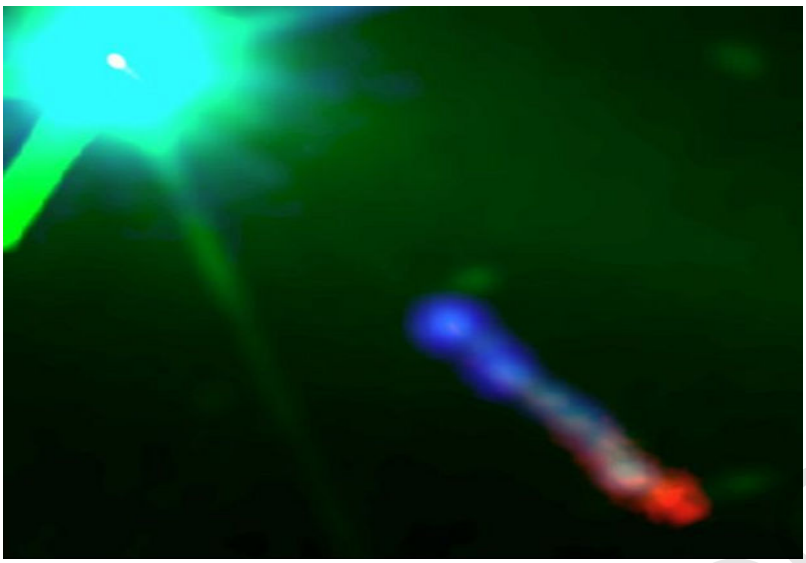
www.e-vosbooks.gr

2.5 Η Ανακάλυψη των Quasars

Καθώς τα ράδιο τηλεσκόπια ανακάλυπταν όλο και περισσότερες ράδιο πηγές, στα τέλη της δεκαετίας το 1950, το έργο του προσδιορισμού της ταυτότητας αυτών των αντικειμένων καθίσταντο εξαιρετικά σημαντικό. Το 1960 οι Thomas Matthews και Alan Sandage αναζητούσαν τον οπτικό ομόλογο μιας άλλης ράδιο πηγής, της 3C 48. Κατά την έρευνά τους ανακάλυψαν ένα αντικείμενο 16ου μεγέθους, που «έμοιαζε» με αμυδρό άστρο, και το οποίο εμφάνιζε πλατιές γραμμές εκπομπής οι οποίες δεν ήταν δυνατόν να ταυτιστούν με κανένα γνωστό χημικό στοιχείο ή μόριο. Το 1963 παρατηρήθηκε από τον Maarten Schmidt ένα εξίσου «περίεργο» φάσμα από μια ράδιο πηγή η οποία είχε αστρική «εμφάνιση», την 3C 273. Ο Schmidt υπολόγισε ότι το αντικείμενο αυτό ακτινοβολούσε ενέργεια ίση με $10^{46}\ erg/s$, δηλαδή ένα πραγματικά τεράστιο ποσό ενέργειας, που ισοδυναμούσε με την εκπεμπόμενη ενέργεια από 10^9 Ήλιους. Στην Εικόνα 2.14 παρουσιάζεται ο 3C 273 και ο πίδακάς του ο οποίος εκτείνεται σε απόσταση $39h^{-1}\ kpc$ από τον πυρήνα του.

Οι 3C 48, 3C 273 και άλλες παρόμοιες πηγές ταξινομήθηκαν ως ημιαστρικές ράδιο πηγές (Quasi Stellar Radio Sources – QSRs), οι οποίες στη συνέχεια έγιναν γνωστές ως Quasars (QSOs). Η αναγνώριση αυτών των πηγών και η ταξινόμησή τους όμως ήταν μόνο η αρχή στο μακρύ δρόμο για την κατανόηση τους, η οποία κατά την πάροδο των ετών έχει αποδειχθεί ένα εξαιρετικά δύσκολο αλλά και αμφιλεγόμενο αστροφυσικό ζήτημα. Κατά τα μέσα του 1963, ο Maarten Schmidt παρατήρησε ότι το μοτίβο των πλατιών γραμμών εκπομπής του 3C 273 ήταν το ίδιο με το μοτίβο των γραμμών Balmer του υδρογόνου. Οι γνωστές γραμμές Balmer είχαν ερυθρομετατοπιστεί τόσο πολύ ($z = 0{,}158$) προς μήκη κύματος στα οποία κανείς δεν θα περίμενε να τις συναντήσει, κάνοντας έτσι την αναγνώρισή τους εξαιρετικά δύσκολη αν όχι αδύνατη (Εικόνα 2.15). Αυτή η μετατόπιση Doppler σήμαινε ότι ο 3C 273 απομακρύνονταν από τη Γη με ταχύτητα που άγγιζε το 14,6% της ταχύτητα του φωτός. Σύμφωνα με το νόμο του Hubble, η απόσταση του εν λόγω γαλαξία ήταν $440h^{-1}\ Mpc$. Οι συνάδελφοι του Schmidt, Jesse Greenstein (1909 – 2002) και Thomas Matthews υπολόγισαν ότι ο 3C 48 εμφάνιζε ακόμα μεγαλύτερη ερυθρομετάθεση, $z = 0{,}367$ η οποία αντιστοιχούσε σε ακτινική ταχύτητα της τάξης των $0{,}303c$ και σε απόσταση Hubble $900h^{-1}\ Mpc$. Ήταν τότε που οι αστρονόμοι διαπίστωσαν ότι ο 3C 48 ήταν ένα από τα πιο απόμακρα αντικείμενα του Σύμπαντος που είχαν ως τότε ανακαλυφθεί.

www.diavlosbooks.gr

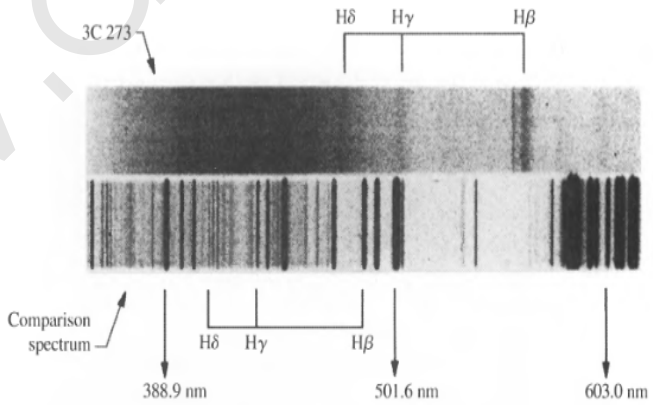


Εικόνα 2.14. Ο Quasar 3C 273 και ο πίδακάς του, ανακαλυφθείς το 1963. (Φωτογραφία: NASA / JPL-Caltech / Yale University)

Οι quasars όπως πιστεύουμε σήμερα, εντάσσονται στην κατηγορία των ενεργών γαλαξιών. Θεωρούμε ότι, μάλλον, είναι πυρήνες ενεργών γαλαξιών και δικαιολογούμε τα τεράστια ποσά ενέργειας που εκπέμπουν με την υπόθεση ότι αυτά προέρχονται από τη ροή και εν συνεχεία την πτώση τεράστιων ποσοτήτων ύλης μέσα σε υπερμεγέθεις μελανές οπές που βρίσκονται στο κέντρο τους.

Σήμερα έχουν ανακαλυφθεί χιλιάδες QSOs, εκ των οποίων αρκετοί βρίσκονται στις ιλιγγιώδεις αποστάσεις των 10 δισεκατομμυρίων ετών φωτός. Επιπλέον θεωρούμε ότι το ένα τρίτο των ραδιογαλαξιών είναι ημιαστέρες.

Συνοψίζοντας, μπορούμε να πούμε ότι η ανακάλυψη αυτών των ουράνιων σωμάτων ήταν καθοριστική για τη σύγχρονη Αστροφυσική, αφού άλλαξε τις αντιλήψεις μας για τις διαστάσεις και την ιστορία του Σύμπαντος.



Εικόνα 2.15. Η ερυθρομετάθεση $z = 0{,}158$ του quasar 3C 273. (Palomar/Caltech).

www.ziziosbooks.gr

Χαρακτηριστικά γνωρίσματα ενός quasar είναι:

i) Τα τεράστια ποσά ενέργειας που εκλύονται από αυτόν στη μονάδα του χρόνου. Όπως υπολογίζεται η συνολικά εκπεμπόμενη ενέργεια ενός ημιαστέρα μπορεί να φτάσει τα $10^{61}\ erg$. Η ενέργεια αυτή είναι ισοδύναμη με αυτήν που προκύπτει κατά τη μετατροπή σε ήλιο μιας μάζας υδρογόνου της τάξεως των 10^9 ηλιακών μαζών. Η συνολική αυτή ενέργεια για πολλούς από τους quasars εκπέμπεται με ρυθμό μίας ηλιακής μάζας ανά έτος. Οι μηχανισμοί που θα μπορούσαν να παράγουν ένα τέτοιο τεράστιο ποσό ενέργειας ήταν από τα πρώτα προβλήματα που προσπάθησαν να λύσουν οι ερευνητές.
ii) Η έντονη μεταβλητότητά τους σε περίοδο λίγων μηνών, ή σε μερικές περιπτώσεις, λίγων ημερών. Η λαμπρότητά τους, όπως έχει παρατηρηθεί, μπορεί να μεταβληθεί στην περιοχή των ακτίνων Χ εντός περιόδου μερικών ωρών ή και λεπτών. Και η ορατή όμως εικόνα τους μεταβάλλεται σημαντικά. Ως παράδειγμα μπορεί να αναφερθεί ο quasar 3C 345, ο οποίος εντός περιόδου 20 ετών μετέβαλε τη λαμπρότητά του στο ορατό κατά έναν παράγοντα 20.
iii) Η ισχυρή μετατόπιση προς το ερυθρό των φασματικών του γραμμών. Το γεγονός αυτό ερμηνεύθηκε αρχικά, σύμφωνα με τον νόμο D – F σαν ακτινική απομάκρυνσή του από τον παρατηρητή με ταχύτητες που πολλές φορές φαίνεται να πλησιάζουν ή και να ξεπερνούν την ταχύτητα του φωτός.

Σήμερα βέβαια, ένα μέρος της φασματικής μετατόπισης μπορεί να αποδοθεί και σε άλλες αιτίες, όπως στην ύπαρξη ισχυρών βαρυτικών πεδίων.

Παρόλα αυτά με βάση τον νόμο του Hubble οι QSOs τοποθετούνται σήμερα στις παρυφές του ορατού Σύμπαντος και, όπως πιστεύουμε αποτελούν μια εικόνα των πρώτων περιόδων της ζωής του.

Σύμφωνα με την επικρατούσα άποψη, οι QSOs είναι πυρήνες γαλαξιών που φιλοξενούν στα κέντρα τους μια μελανή οπή. Η μάζα τους πρέπει να είναι μέχρι και ένα δισεκατομμύριο φορές μεγαλύτερη από την ηλιακή, αλλά καταλαμβάνει όγκο περίπου ίσο με αυτόν του Ήλιου.

Η βαρυτική έλξη που ασκεί η μελανή οπή έλκει αέρια και γαλαξιακή σκόνη από τις εξωτερικές περιοχές του γαλαξία, δημιουργώντας ένα δίσκο προσαύξησης που εκτείνεται χιλιάδες έτη φωτός μακριά από την κεντρική περιοχή της μελανής οπής. Παρόλα αυτά η περιοχή του δίσκου αυτού, από την οποία πηγάζει το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειάς τους που εν συνεχεία ακτινοβολείται στο υπεριώδες, έχει διαστάσεις ίσες με αυτές του πλανητικού μας συστήματος.

www.olavbooks.gr

Όπως έχει αναφερθεί και για τους ενεργούς γαλαξίες, οι δίσκοι συσσώρευσης των QSOs συνοδεύονται από δύο πίδακες γαλαξιακής ύλης[6], έναν σε κάθε πλευρά τους, το υλικό των οποίων πολλές φορές φαίνεται να κινείται με ταχύτητες μεγαλύτερες από εκείνης του φωτός (υπέρφωτη κίνηση §3.1.9).

Σήμερα η πιο διαδεδομένη άποψη για την δημιουργία των QSOs θεωρεί ότι οι ημιαστέρες είναι αποτελέσματα σύγκρουσης δύο μεγάλων σπειροειδών γαλαξιών με παραπλήσιες μάζες, που ένας από τους δύο ή και οι δύο φιλοξενούν κοντά στους πυρήνες τους από μια μελανή οπή. Ασφαλώς και υπάρχει περίπτωση σε κανέναν από τους δύο να μην υπήρχε μαύρη τρύπα, αλλά αυτή να δημιουργήθηκε ως αποτέλεσμα της σύγκρουσης.

Η άποψη αυτή ενισχύθηκε μετά από τις παρατηρήσεις του δορυφόρου IRAS (αστρονομικός δορυφόρος υπερύθρου). Σύμφωνα με τις παρατηρήσεις του, αναγνωρίστηκε μια σειρά γαλαξιών που η λαμπρότητά τους στο υπέρυθρο είναι τόσο μεγάλη όσο και πολλών QSOs στο ορατό[7].

Οι QSOs που θα σχηματιστούν με τον τρόπο αυτό, όπως υπολογίζεται θα ακτινοβολούν για 10 έως 100 δισεκατομμύρια χρόνια, ενώ μετά την πάροδο 5 έως 10 δισεκατομμυρίων ετών, οι συγκρουσθέντες γαλαξίες θα μετασχηματιστούν σε έναν λαμπρό ελλειπτικό γαλαξία πολύ μικρής περιεκτικότητας σε σκόνη και αέρια.

Αν θεωρήσουμε ότι η προηγούμενη υπόθεση περί δημιουργίας των QSOs αληθεύει, δεν είναι απίθανο ο Γαλαξίας μας να μετατραπεί σε quasar, όταν συγκρουσθεί με τον γαλαξία της Ανδρομέδας. Όπως είναι γνωστό οι δύο γαλαξίες προσεγγίζονται με ταχύτητα 220 km/sec, είναι σπειροειδείς και παραπλήσιας μάζας και πιθανότατα στους πυρήνες τους φιλοξενούν μελανές οπές. Φυσικά οι δύο γαλαξίες απέχουν 2.200.000 ε.φ. και η σύγκρουσή τους εάν τυχόν συμβεί θα γίνει στο απώτατο μέλλον.

2.5.1 Οι λαμπρότητες των QSOs

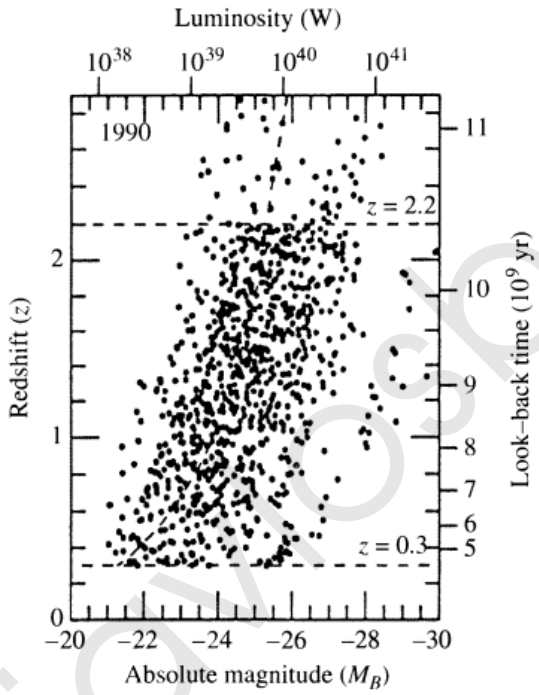
Οι quasars αποτελούν εκείνη την υποκατηγορία ενεργών γαλαξιακών πυρήνων που χαρακτηρίζεται από τις μεγαλύτερες λαμπρότητες, με μεγέθη λαμπρότητας των πυρήνων τους $M_B < -21{,}5 + 5\log h_0$. Μια μικρή μειοψηφία ($\sim 5-10\%$) αυτών των πηγών είναι οι ισχυρές ράδιο πηγές που πρωταρχικά καθόρισαν την κατηγορία των QSOs. Η ράδιο εκπομπή ενός quasar μπορεί να προέρχεται είτε από τους ράδιο λοβούς είτε από μία κεντρική πηγή στον πυρήνα του. Οι quasars διαχωρίζονται από τους γαλαξίες Seyfert βάση του γεγονότος ότι στις φωτογραφίες του Palomar Sky Survey, οι πρώτοι είναι δύσκολα παρατηρούμενοι και ως εκ τούτου δεν μπορούμε εύκολα να αναλύσουμε τις εικόνες τους. Αυτό σημαίνει ότι οι QSOs έχουν γωνιακά μεγέθη μικρότερα από $\sim 7''$.

[6] Οι πίδακες ύλης αποτελούνται από μαγνητισμένα νέφη ηλεκτρονίων που κινούνται με σχετικιστικές ταχύτητες και αναβλύζουν από το κέντρο των γαλαξιακών πυρήνων.

[7] Η παρατήρηση αυτή είναι πολύ σημαντική εφόσον ένας quasar που θα αρχίσει να δημιουργείται μετά τη σύγκρουση δύο γαλαξιών, θα περιβάλλεται αρχικά από πυκνά νέφη γαλαξιακής σκόνης η οποία απορροφώντας την ακτινοβολία του θα την επανεκπέμπει στο υπέρυθρο.

www.olympios.gr

Οι QSOs είναι τόσο απομακρυσμένα αντικείμενα που οι εικόνες τους στο οπτικό μοιάζουν με αμυδρούς αστρικούς πυρήνες οι οποίοι περιβάλλονται από μια αχνή και ασαφή άλω, μικρής επιφανειακής λαμπρότητας. Σε κάποιες των περιπτώσεων, η ασαφής άλλως μπορεί τελικά να είναι ο φιλοξενών γαλαξίας. Για να είναι ορατοί από τόσο μεγάλες αποστάσεις, οι QSOs θα πρέπει να είναι ιδιαίτερα ισχυροί. Οι βολομετρικές λαμπρότητες των QSOs υπολογίζεται πως κυμαίνονται από $10^{38} - 10^{41}\ W$ με μια τυπική τιμή να είναι $5 \times 10^{39}\ W$ (Εικόνα 2.16). Το γεγονός αυτό υπονοεί πως οι πιο λαμπροί quasars είναι κατά 10^5 φορές πιο ενεργητικοί από τους συνήθεις γαλαξίες όπως ο δικός μας.



Εικόνα 2.16. Η εξασθένιση της λαμπρότητας των QSOs συναρτήσει του χρόνου. Για $z < 0{,}3$ υπάρχουν πολύ λίγα αντικείμενα ώστε να υπάρχουν επαρκή δεδομένα για το διάγραμμα. (Figure adapted from Boyle, The Environment and Evolution of Galaxies, Shull and Thronson (eds.), Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1993).

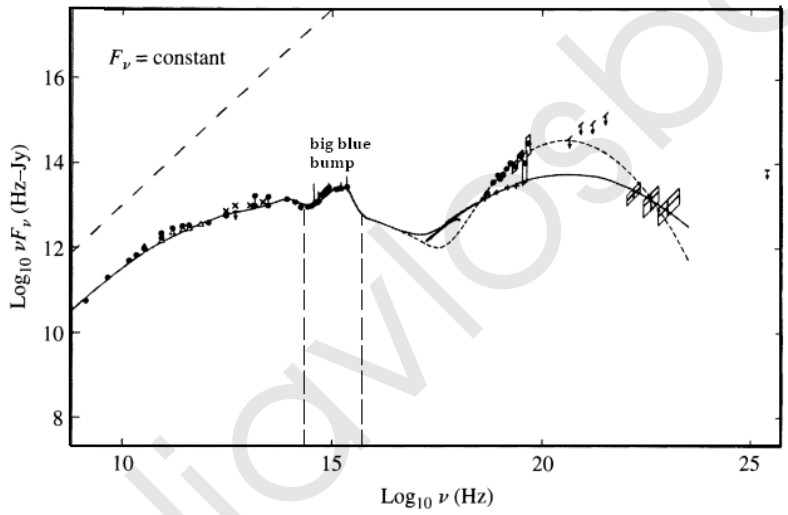
2.5.2 Τα Φάσματα των QSO

Η μονοχρωματική ροή του 3C 273 φαίνεται στην Εικόνα 2.17. Το συνεχές αυτό φάσμα εκτείνεται σε εύρος 15 τάξεων μεγέθους, σε μονάδες συχνότητας, και είναι ιδιαίτερα ευρύ, συγκρινόμενο με το φάσμα, μέλανος σώματος, ενός άστρου. Η ελαφριά κλίση στο άκρο των μικρών συχνοτήτων του φάσματος αντικατοπτρίζει τον μεγαλύτερο, από το μέσο όρο, φασματικό δείκτη ($\alpha = 0{,}24$) για τον 3C 273, σε αυτή τη φασματική

www.diavlos.gr books

περιοχή[8]. Για τους περισσότερους QSOs, το φάσμα στο πέρας των χαμηλών συχνοτήτων πέφτει ακόμη πιο απότομα (μικρότερο α). Ένα τυπικό φάσμα, μεταβάλει απότομα την κλίση του (εμφανίζει ένα χαρακτηριστικό σπάσιμο) στο μακρινό υπέρυθρο σε συχνότητα $5 \times 10^{12} Hz$, το οποίο πιθανότατα οφείλεται στη σκόνη και/ή την σύγχροτρον αυτο – απορρόφηση. Αξίζει επίσης να σημειωθεί ότι μερικοί QSOs είναι πιο λαμπροί στα υπέρυθρα μήκη κύματος, ενώ άλλοι κορυφώνονται στις ακτίνες X. Η μέγιστη ισχύς του 3C 273 εμφανίζεται στις, χαμηλής ενέργειας, ακτίνες γάμμα.

Οι QSOs εκπέμπουν μια περίσσεια ακτινοβολίας στο υπεριώδες και η εν λόγω ακτινοβολία είναι ανάλογη με αυτή των άστρων, στις ίδιες συχνότητες, με αποτέλεσμα να είναι μπλε χρώματος. Για παράδειγμα οι δείκτες χρώματος του 3C 48 είναι $U - B = -0{,}61$ και $B - V = 0{,}38$. Στην Εικόνα 2.17, η ενεργειακή περίσσεια (excess) υπεριώδους ακτινοβολίας καταδεικνύεται από το big blue bump (η μεγάλη μπλε προεξοχή) μεταξύ των $10^{14}\ Hz$ και $10^{16}\ Hz$. Το big blue bump είναι ένα βασικό χαρακτηριστικό των περισσοτέρων (αλλά όχι όλων) QSO φασμάτων.



Εικόνα 2.17. Το φάσμα του 3C 273, αφού έχει αφαιρεθεί η μετατόπιση Doppler στις συχνότητες εξαιτίας της κίνησης Hubble του γαλαξία. Μια οριζόντια γραμμή θα αντιστοιχούσε σε φασματικό δείκτη $\alpha = 1$. Η διαγώνια διακεκομμένη γραμμή δείχνει την κλίση της $F_\nu = \sigma\tau\alpha\theta$. Οι δύο γραμμές στα δεξιά αντιστοιχούν στην περίοδο ηρεμίας του 3C 273 και στη διάρκεια μία έκλαμψης. (Perry, Ward, and Jones, MNRAS, 228, 623, 1987).

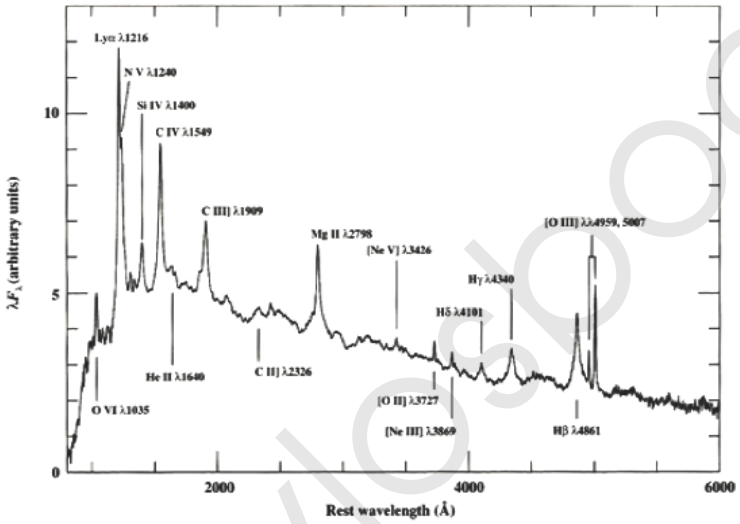
Η παρουσία γραμμών απορρόφησης είναι επίσης εμφανής στα φάσματα των QSOs. Πιο συγκεκριμένα, πλατιές γραμμές, λόγω φαινομένου Doppler[9], απαντώνται σε

[8] Στις χαμηλές συχνότητες, το φάσμα του 3C 273 κυριαρχείται από την ακτινοβολία η οποία προέρχεται από τον πίδακά του και όχι από τον πυρήνα του.

[9] Στο Κεφάλαιο 4 θα αναπτυχθούν νέες απόψεις όσον αφορά την πλάτυνση των φασματικών γραμμών των quasar.

www.diavlosbooks.gr

ποσοστό 10% των περιπτώσεων, και μάλιστα προέρχονται από πηγές των οποίων οι ταχύτητες ξεπερνούν τα $10^4\ km/s$. Θεωρείται πως αυτές οι γραμμές σχετίζονται με τον ίδιο τον quasar. Πολλές επιπρόσθετες, στενές γραμμές απορρόφησης, παρατηρούνται στα φάσματα των QSOs με μεγάλες ερυθρομεταθέσεις ($z > 2{,}2$) που οφείλονται στη σειρά Lyman του υδρογόνου και σε μεταλλικά ιόντα όπως ο C IV και το Mg II. Οι γραμμές αυτές, φυσιολογικά, θα εμφανίζονταν στα υπεριώδη μήκη κύματος, αλλά έχουν μετατοπιστεί, λόγω Doppler, στο ορατό, εξαιτίας της ταχύτατης απομάκρυνσης του υλικού απορρόφησης. Οι γραμμές απορρόφησης ενός quasar είναι δυνατόν να ταξινομηθούν σε διαφορετικές κατηγορίες, οι οποίες μοιράζονται την ίδια ερυθρομετάθεση.



Εικόνα 2.18. Μέσο φάσμα ενός QSOs το οποίο δημιουργήθηκε μέσω 700 φασμάτων από την βάση δεδομένων Large Bright Quasar Survey (Francis et al. 1991).

Επιπροσθέτως, οι ερυθρομεταθέσεις αυτών των στενών γραμμών απορρόφησης είναι σχεδόν πάντοτε μικρότερες από την ερυθρομετάθεση των γραμμών εκπομπής του QSO (Bradley W. Carroll, Dale A. Ostlie: Introduction to Modern Astrophysics 2nd edition, p. 1098)**.** Οι διάφορες ομάδες γραμμών θεωρείται πως προκύπτουν από νέφη τα οποία παρεμβάλλονται μεταξύ του QSO και του παρατηρητή, φαινόμενο το οποίο θα συζητηθεί στη συνέχεια.

Τέλος, αξίζει να σημειωθεί πως τα φάσματα των QSOs είναι εντυπωσιακά παρόμοια με τα φάσματα των γαλαξιών Seyfert, εκτός από ότι (α) τα χαρακτηριστικά αστρικής απορρόφησης είναι εξαιρετικά ασθενή και (β) οι στενές γραμμές είναι σε γενικές γραμμές ασθενέστερες από τις πλατιές γραμμές, σε αντίθεση με ότι συμβαίνει στους γαλαξίες Seyfert. Τυπικό φάσμα ενός QSO φαίνεται στην Εικόνα 2.18.

www.ellinikabooks.gr

2.5.3 Ημι – Αστρικά Αντικείμενα

Η ιδιαίτερη εμφάνιση των quasars, όμοια με την αστρική, με την περίσσεια υπεριώδους ακτινοβολίας, οδήγησε τους αστρονόμους στην αναζήτηση και άλλων πηγών με τα ίδια χαρακτηριστικά. Επί τοις πράγμασι, διαλέγοντας αυτά τα αντικείμενα βάση του κριτηρίου $U - B < -0{,}4$ οδηγούμεθα σε έναν σχεδόν πλήρη κατάλογο πιθανών QSOs (εκείνοι με μεγαλύτερα z είναι ερυθρότεροι), οι οποίοι στη συνέχεια πρέπει να ελεγχθούν φασματοσκοπικά. Οι ερευνητές ανακάλυψαν ότι περίπου το 90% των πιθανών επιβεβαιωμένων QSOs, και των ενεργών γαλαξιών γενικά, είναι ράδιο ήσυχοι. Για το λόγο αυτό, τα περισσότερα από αυτά τα αντικείμενα χαρακτηρίζονται ως *quasi – stellar objects (QSOs)*, και όχι ως *quasars (QSRs)*.

2.5.4 Η Ορολογία των QSOs

Στην εποχή μας, ο όρος quasar έχει καθιερωθεί τόσο για τους ράδιο – ήσυχους (QSOs) όσο και για τους ράδιο – ενεργούς (QSRs) ημιαστέρες. Εντούτοις, και για τις δύο περιπτώσεις χρησιμοποιείται ο όρος QSO ως συντομογραφία της λέξεως quasar. Η ορολογία μπορεί να προκαλέσει σύγχυση στη βιβλιογραφία και για το λόγο αυτό στην παρούσα εργασία θα γίνεται χρήση των όρων QSO και quasar και για τους δύο τύπου ημιαστέρων, ενώ θα γίνεται ο διαχωρισμός τους ως ράδιο – ενεργούς (αυτοί που εμφανίζουν ισχυρή εκπομπή στα ραδιοκύματα) και ράδιο – ήσυχους (αυτοί που εμφανίζουν ασθενείς συνιστώσες εκπομπής στα ραδιοκύματα) όπου αυτό κρίνεται αναγκαίο.

2.5.5 Υπερφωτεινοί Υπέρυθροι Γαλαξίες

Σχεδόν όλοι οι quasars έχουν φάσματα παρόμοια με εκείνα των Seyfert 1 και των γαλαξιών που φέρουν στα φάσματά τους πλατιές γραμμές. Επίσης σχεδόν όλοι οι QSOs εμφανίζουν λαμπρά συνεχή, νόμου δύναμης, και πλατιές γραμμές εκπομπής (τόσο επιτρεπόμενες γραμμές όσο και στενότερες απαγορευμένες γραμμές). Τα φάσματα των Seyfert 2, με τις στενές γραμμές εκπομπής (επιτρεπόμενες και απαγορευμένες), φαίνεται πως δεν έχουν ομόλογούς τους ανάμεσα σε όλους τους quasars. Εντούτοις, κάποιοι αστρονόμοι θεωρούν ότι ένα υποσύνολο των γαλαξιών, οι οποίοι ταξινομήθηκαν ως υπερφωτεινοί στα υπέρυθρα μήκη κύματος, μέσω του δορυφόρου IRAS, και είναι γνωστοί ως υπερφωτεινοί υπέρυθροι γαλαξίες (ultraluminous infrared galaxies – ULIRGs) πρέπει να θεωρούνται ως quasars τύπου 2 και όχι ως γαλαξίες έντονης αστρογένεσης (starburst). Η υπέρυθρη ακτινοβολία που αυτοί εκπέμπουν, θεωρείται πως οφείλεται στην απορρόφηση της ακτινοβολίας από τον πυρήνα του QSO από κόκκους σκόνης, οι οποίοι επανεκπέμπουν στο υπέρυθρο. Η περίπτωση αυτών των γαλαξιών θα συζητηθεί στην συνέχεια.

www.stavliosbooks.gr

2.5.6 Η Μεγάλη Κοσμολογική Ερυθρομετάθεση των QSOs

Η ερευνητική αποστολή SDSS έχει καταχωρήσει στον κατάλογό της 105.783 φασματοσκοπικά ταυτοποιημένους quasars (The Sloan Digital Sky Survey Quasar Catalog V. Seventh Data Release, Donald P. Schneider 2010). Ο λαμπρότερος QSO τον οποίο και συναντούμε στην i μπάντα είναι ο SDSS 17100.62+641209.0 με ερυθρομετάθεση $z = 2.7356$ και $M_i = -30{,}242$. Ο πιο απομακρυσμένος quasar που έχει βρεθεί μέχρι σήμερα είναι ο ULAS J1120+0641 με ερυθρομετάθεση $z = 7{,}085$ η οποία αντιστοιχεί σε ταχύτητα απομάκρυνσης μεγαλύτερη από $1{,}24c$. Αξίζει να σημειωθεί πως στον κατάλογο SDSS υπάρχουν 520 QSOs με ερυθρομεταθέσεις μεγαλύτερες από $z = 4$. Στην περίπτωση τόσο μεγάλων κοσμολογικών ερυθρομεταθέσεων, για τον υπολογισμό αποστάσεων δεν είναι δυνατόν να χρησιμοποιείται ο νόμος του Hubble στην μορφή

$$d = \frac{cz}{H_0}. \quad (2.3)$$

Στις περιπτώσεις τόσο μεγάλων ερυθρομεταθέσεων χρησιμοποιείται η σχετικιστική μορφή του νόμου του Hubble

$$d \simeq \frac{c}{H_o} \frac{(z+1)^2 - 1}{(z+1)^2 + 1}. \quad (2.4)$$

Από την Εξίσωση 2.4 για $z \ll 1$ προκύπτει η Εξίσωση 2.3. Οι κοσμολογικές ερυθρομεταθέσεις προκαλούνται από την διαστολή του χώρου, δια μέσω του οποίου το φως ταξιδεύει, με αποτέλεσμα για πολύ μεγάλες αποστάσεις η συνολική επιμήκυνση του μήκους κύματος να εξαρτάται από τον τρόπο με τον οποίο η διαστολή του Σύμπαντος έχει μεταβληθεί με τον χρόνο. Ο ρυθμός της διαστολής αλλάζει ως αποτέλεσμα της συνολικής μάζας και ενέργειας του Σύμπαντος. Αξίζει να σημειωθεί ότι η κλασματική αλλαγή στο μήκος κύματος για μια κοσμολογική ερυθρομετάθεση είναι ίδια με την κλασματική αλλαγή του μεγέθους του Σύμπαντος, R, από τη στιγμή που εκπέμφθηκε η ακτινοβολία. Έτσι λοιπόν έχουμε,

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{emitted}}{\lambda_{emitted}} = \frac{R_{obs} - R_{emitted}}{R_{emitted}} \quad (2.5)$$

$$\Leftrightarrow \quad \frac{R_{obs}}{R_{emitted}} = 1 + z \quad (2.6)$$

Έτσι ερυθρομετάθεση, $z = 3$ σημαίνει ότι το Σύμπαν είναι τώρα τέσσερις φορές μεγαλύτερο από ότι ήταν όταν εκπέμφθηκε η ακτινοβολία2.

www.diavlosbooks.gr

5.7 Ενδείξεις Εξέλιξης των QSOs

Οι περιοχές οι οποίες είναι κοσμολογικά «κοντά» σε εμάς είναι αυτές που συνιστούν το «σημερινό Σύμπαν». Παρατηρώντας αυτές τις περιοχές, οι αστρονόμοι είναι σε θέση να μελετούν τους γαλαξίες όπως αυτοί εμφανίζονται στην παρούσα εποχή. Όταν όμως παρατηρούμε στα βάθη του Σύμπαντος, επί της ουσίας παρατηρούμε τα αρχέγονα φωτόνια, τα οποία ταξιδεύουν για τόσο μεγάλα χρονικά διαστήματα που οι πηγές που τα εξέπεμψαν ενδέχεται να έχουν μεταβληθεί σημαντικά από τη στιγμή που το φως ξεκίνησε το ταξίδι του. Επί της ουσίας λοιπόν, «κοιτώντας» πιο βαθιά στο διάστημα σημαίνει, άμεσα, ότι «κοιτάμε» στο απώτατο παρελθόν (Bradley W. Carroll, Dale A. Ostlie: Introduction to Modern Astrophysics 2nd edition, p. 1100).

Αστρονομικές έρευνες σε μεγάλες και μικρές ερυθρομεταθέσεις αντίστοιχα, κατέδειξαν ότι οι λαμπροί QSOs ήταν σίγουρα πολύ περισσότερο συνήθεις σε προηγούμενες εποχές από ότι είναι στη δική μας. Είναι γεγονός πως υπάρχουν αρκετοί παράγοντες οι οποίοι συνηγορούν στο γεγονός ότι στο απώτατο παρελθόν η χωρική πυκνότητα των λαμπρών QSOs ήταν πολύ μεγάλη. Σε προηγούμενες εποχές, τόσο ο συνολικός αριθμός αυτών των πηγών, όσο και οι λαμπρότητές τους, πρέπει να ήταν εντελώς διαφορετικές από ότι παρατηρούμε σήμερα. Ένα καίριο ζήτημα που απασχολεί την αστρονομική κοινότητα αφορά τον συσχετισμό μεταξύ του αριθμού των QSOs και της λαμπρότητάς τους. Μια επιπλέον επιπλοκή επ' αυτού του θέματος εισάγεται μέσω της διαστολής του Σύμπαντος. Το Σύμπαν στις μέρες μας είναι μεγαλύτερο από ότι ήταν σε ερυθρομετάθεση z, κατά ένα παράγοντα $1 + z$. Έτσι, η χωρική πυκνότητα των QSOs θα ήταν μεγαλύτερη στο παρελθόν, ακόμη και στην περίπτωση που ο αριθμός τους και οι λαμπρότητές τους έχουν παραμείνει σταθερές. Προς αποφυγή οποιασδήποτε σύγχυσης που μπορεί να προκληθεί από την διαστολή του Σύμπαντος, οι αστρονόμοι έχουν ορίσει την comoving space density (ομοκινούμενη ή ταυτόχρονα κινούμενη χωρική πυκνότητα) (Bradley W. Carroll, Dale A. Ostlie: Introduction to Modern Astrophysics 2nd edition, p. 1100) η οποία μαθηματικά αφαιρεί την επίδραση της διαστολής του Σύμπαντος. Ο αριθμός των αντικειμένων ανά Mpc^3 σε ερυθρομετάθεση z διαιρείται από τον παράγοντα $(1 + z)^3$ «διορθώνοντας» την χωρική πυκνότητα στην τιμή που θα είχε σήμερα (στο $z = 0$). Η ανωτέρω λοιπόν χωρική πυκνότητα ενός σταθερού αριθμού μη εξελισσόμενων αντικειμένων δεν μεταβάλλεται καθώς το Σύμπαν διαστέλλεται, με αποτέλεσμα μια αλλαγή σε αυτή την πυκνότητα να υπονοεί είτε ότι ο αριθμός των αντικειμένων αλλάζει είτε ότι τα αντικείμενα εξελίσσονται (ή και τα δύο).

www.sigmabooks.gr

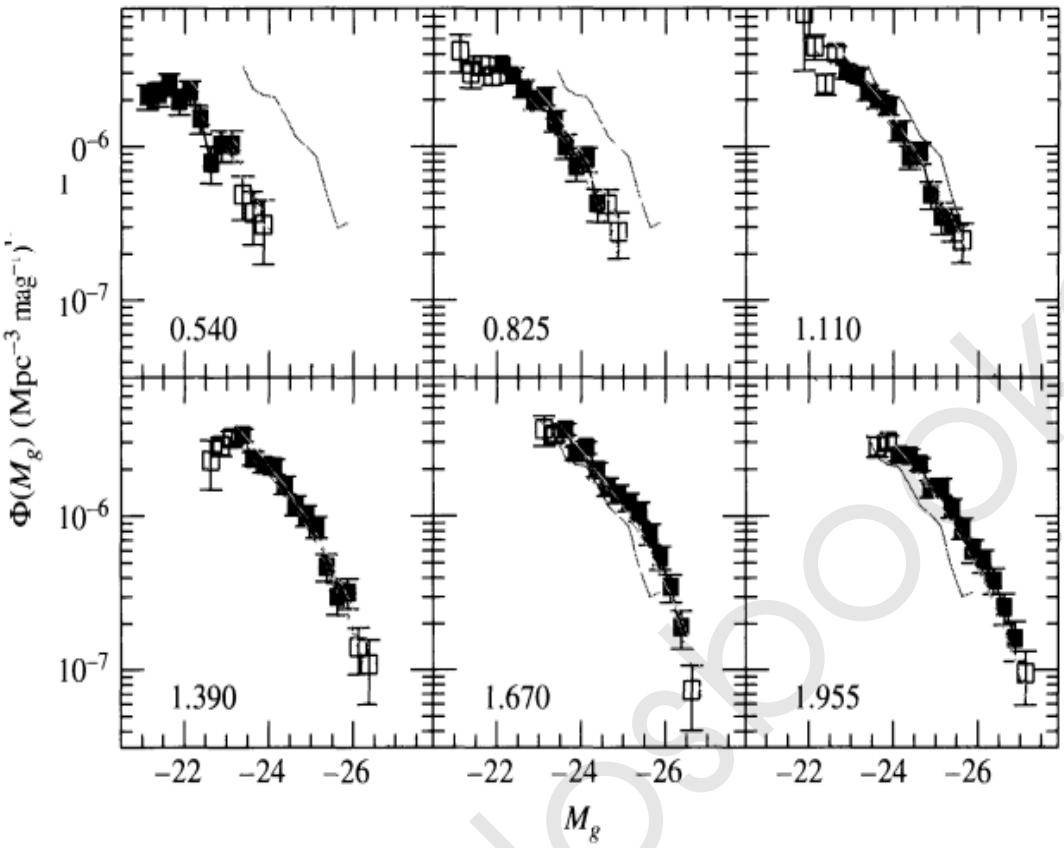
Comoving Coordinates

Η ομογενής και ισοτροπική διαστολή του Σύμπαντος ονομάζεται «ροή Hubble». Οι κοσμολόγοι έχουν ορίσει τις comoving coordinates που δεν είναι τίποτα άλλο από ένα σύστημα συντεταγμένων το οποίο διαστέλλεται μαζί με το Σύμπαν. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η θέση ενός γαλαξία σε comoving coordinates να μην αλλάζει καθώς το Σύμπαν διαστέλλεται. Δηλαδή, οι γαλαξίες παραμένουν στις ίδιες θέσεις ως προς το comoving σύστημα αναφοράς. Το γεγονός, το οποίο οφείλουμε να αναδείξουμε και να τονίσουμε στο σημείο αυτό είναι ότι, οι γαλαξίες δεν κινούνται αλλά είναι ο χώρος μεταξύ αυτών ο οποίος διαστέλλεται.

Στατιστικές έρευνες καταδεικνύουν ότι υπάρχουν 1000 φορές περισσότεροι QSOs ανά $(Mpc)^3$ (commoving space density) λαμπρότεροι από $M_B = -25{,}9$ σε $z = 2$, από ότι υπάρχουν σήμερα ($z = 0$). Εντούτοις, υπάρχουν στοιχεία που καταδεικνύουν ισχυρά ότι ο συνολικός αριθμός των QSOs δεν έχει αλλάξει σημαντικά μεταξύ παρόντος ($z = 0$) και της εποχής $z = 2$. Στην Εικόνα 2.19 παρουσιάζεται η συνάρτηση λαμπρότητας, Φ[10], κάποιων QSOs σε διαφορετικά διαστήματα ερυρομεταθέσεων, όπου $\Phi(M_g)$ είναι ο αριθμός των QSOs ανά Mpc^3 (commoving) που έχουν απόλυτο μέγεθος μεταξύ M_g και $M_g + dM_g$. Αξίζει να σημειωθεί πως για $z < 2$, οι καμπύλες θα αλληλεπικαλύπτονται αν μετατοπίζονταν οριζόντια κατά μήκος του άξονα M_g. Αυτό καταδεικνύει ότι για $z < 2$, οι πληθυσμοί των QSOs με διαφορετικές ερυθρομεταθέσεις διαφέρουν μεταξύ τους μόνο ως προς τις λαμπρότητές τους όχι όμως ως προς τις συν - κινούμενες πυκνότητες στήλης (commoving space densities). Αν αυτό αληθεύει τότε το έλλειμμα λαμπρών QSOs στη σημερινή εποχή είναι αποτέλεσμα μιας εξελικτικής διαδικασίας που προκαλείται από μείωση της λαμπρότητάς τους με το χρόνο. Η εξέλιξη της λαμπρότητας των QSOs παρουσιάζεται στην Εικόνα 2.16. Φαινομενικά, η «εικόνα» στην οποία ένας σταθερός αριθμός από QSOs εξελίσσεται σε πιο αμυδρός καθώς το Σύμπαν διαστέλλεται, είναι συνεπής με τις παρατηρήσεις για $z < 2$.

[10] Ο σχετικός αριθμός των γαλαξιών των διαφόρων τύπων Hubble, αντιπροσωπεύεται από τη συνάρτηση λαμπρότητας (Luminosity Function), $\Phi(M)dM$. Η συνάρτηση λαμπρότητας ορίζεται ως ο αριθμός των γαλαξιών, ενός δείγματος, που έχουν απόλυτα μεγέθη μεταξύ M και $M + dM$.

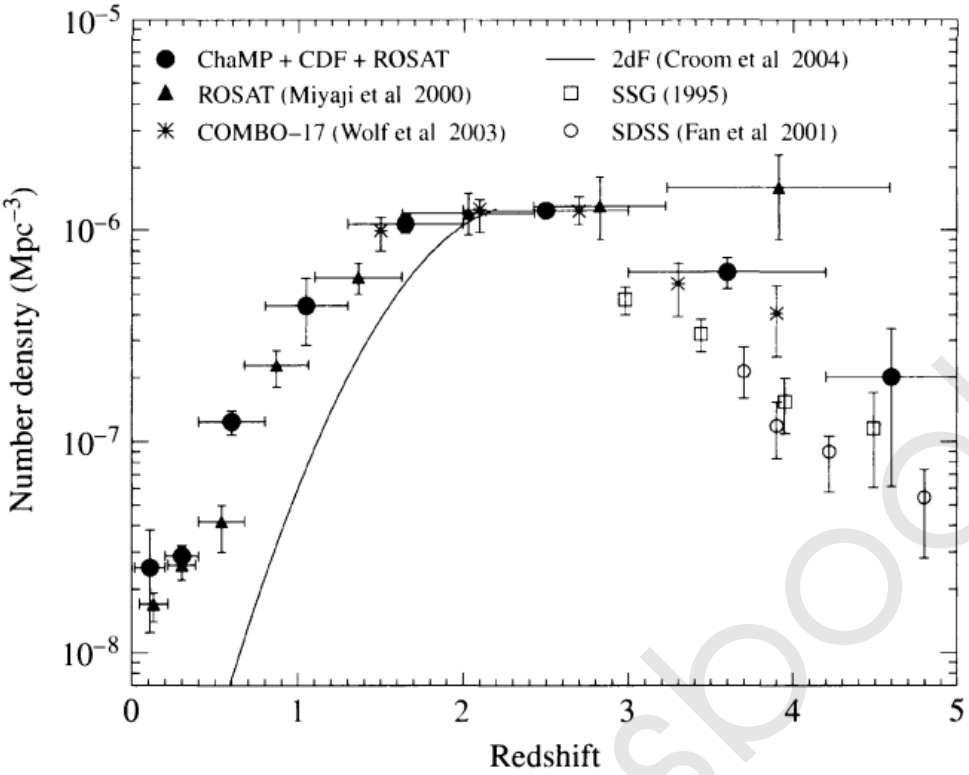
www.diavlosbooks.gr



Εικόνα 2.19. Η συνάρτηση λαμπρότητας των QSOs με διαφορετικές ερυθρομεταθέσεις. Οι ερυθρομεταθέσεις καταδεικνύονται σε κάθε εικόνα. Η οδοντωτή γραμμή σε κάθε εικόνα αναπαριστά τα δεδομένα για $z = 1{,}390$. Ο πληθυσμός των QSOs είναι λαμπρότερος για μεγαλύτερα z. (Figure adapted from Richards et al., 2005, MNRAS, 360,839)

Το θέμα βέβαια γίνεται πιο περίπλοκο μεταξύ $z = 2$ και $z = 3$. Οι αστρονόμοι είναι σε θέση να μελετούν τη γέννηση και το θάνατο ενός QSO μέχρι $z \sim 6$. Στατιστικές μελέτες που έχουν γίνει στο οπτικό και τις ακτίνες X δείχνουν ότι η commoving space density των ενεργών πηγών αποκτά ένα μέγιστο, σε ερυθρομετάθεση $z \approx 2{,}5$ και μετά πέφτει για $z > 3$, (Εικόνα 2.20). Οι μελέτες αυτές καταδεικνύουν ότι η commoving space density μειώνεται κατά έναν παράγοντα περίπου 10 από την μέγιστη τιμή της για $z \approx 4$.

www.diavlos.gr



Εικόνα 2.20. Η commoving space density των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων (αριθμός ανά κυβικό Mpc) συναρτήσει της ερυθρομετάθεσης (Silverman et al., 2005).

Το έλλειμμα QSOs μεγάλου *z* πιθανότατα αντικατοπτρίζει μια φάση ανάπτυξης υπερμεγέθων μελανών οπών οι οποίες τροφοδοτούν τους εκκολαπτόμενους ενεργούς γαλαξίες. Είναι γεγονός πως υπάρχει στενή σχέση μεταξύ της μάζας της μελανής οπής και της διασποράς ταχύτητας του σφαιροειδούς ενός γαλαξία, που υποδεικνύει ότι καθώς αυξάνεται η μάζα του γαλαξία και η διασπορά της ταχύτητας γίνεται μεγαλύτερη, έτσι αυξάνεται και η μάζα της κεντρικής υπερμεγέθους μελανής οπής.

Υπάρχουν στοιχεία, συμπεριλαμβανομένων και των αλληλεπιδράσεων σε παρατηρούμενους QSOs, τα οποία υποδεικνύουν ότι ένα «quasar φαινόμενο – γεγονός» διαρκεί μόνο για μια γαλαξιακή δυναμική χρονική κλίμακα (η δυναμική χρονική κλίμακα είναι επί της ουσίας ο χαρακτηριστικό χρόνος ελεύθερης πτώσης ή ο χρόνος τροχιακής περιστροφής). Στην Εικόνα 2.21 διακρίνονται ο quasar PKS 2349 – 014 και συνοδός γαλαξίας, ο οποίος έχει το μέγεθος του μεγάλου νέφους του Μαγγελάνου (η μικρή λευκή κουκίδα πάνω από τον QSO). Η λεπτή αχλή που περιβάλλει τον QSO οφείλεται πιθανότατα στις παλιρροιακές αλληλεπιδράσεις μεταξύ των δύο γαλαξιών. Ο συνοδός γαλαξίας είναι τόσο κοντά στον QSO που πιθανότατα θα συγχωνευτεί από τον PKS 2349 – 014 στο κοντινό μέλλον.

Το 2003, οι James S. Dunlop, Ross J. McLure, και οι συνεργάτες τους (Dunlop, J. S. et al. 2003) μελέτησαν της μορφολογία γαλαξιών, οι οποίοι φιλοξενούσαν 33, ράδιο –

www.diavlos.gr

ενεργούς QSOS, ράδιο – ήσυχους QSOs και ράδιο γαλαξίες στο εύρος ερυθρομεταθέσεων $0{,}1 < z < 0{,}25$. Η μελέτη διεξήχθη με τη χρήση του τηλεσκοπίου Hubble σε συνδυασμό με VLA (Very Large Array) ράδιο απεικόνιση (radio imaging). Η ερευνητική ομάδα κατέληξε στο συμπέρασμα ότι όλοι οι γαλαξίες στο δείγμα τους που σχετίζονταν με ράδιο – ενεργούς QSOs ή ράδιο γαλαξίες είναι μεγάλης μάζας ελλειπτικοί γαλαξίες. Από τους 13 ράδιο – ήσυχους QSOs του δείγματος, οι 9 φιλοξενούνταν από μεγάλης μάζας ελλειπτικούς γαλαξίες ενώ οι εναπομείναντες 4 αποτελούσαν μέλη του δίσκου/bulge συστήματος. Επιπροσθέτως, από τα 4 δίσκος/bulge συστήματα, οι λαμπρότητες των 2 εξ αυτών κυριαρχούνται από τις συνιστώσες του bulge, γεγονός που καταδεικνύει πως οι 11 από τους 13 ράδιο – ήσυχους QSOs (ή $\sim 85\%$) σχετίζονται με γαλαξίες οι οποίοι είναι κατά κύριο λόγο σφαιροειδείς. Για τα συστήματα που μελετήθηκαν σε αυτή την έρευνα, φαίνεται πως όλοι οι QSOs και ράδιο γαλαξίες του δείγματος φιλοξενούνται από μαζικού ελλειπτικούς γαλαξίες οι οποίοι είναι σχεδόν δυσδιάκριτοι από τους αδρανείς γαλαξίες μικρού z που συνήθως βρίσκονται κοντά στα κέντρα πλούσιων γαλαξιακών σμηνών.



Εικόνα 2.21. Ο quasar PKS 2349 – 014 σε βαρυτική αλληλεπίδραση με τον συνοδό του γαλαξία. (Bahcall, Kirhakos and Schneider, 1995). Courtesy of J. Bahcall, Institute for Advanced Study, NASA.)

Η μελέτη αποκάλυψε επίσης ότι όλοι οι ράδιο – ενεργοί QSOs περιλάμβαναν κεντρικές υπερμαζικές μελανές οπές με μάζες τουλάχιστον $10^9\, M_\odot$, ενώ οι ράδιο – ήσυχοι περιλάμβαναν μελανές οπές με μάζες μεγαλύτερες από $5 \times 10^8\, M_\odot$. Από την εργασία αυτή προκύπτει επίσης το συμπέρασμα ότι τα ράδιο – ενεργά συστήματα είναι κατά πολύ λιγότερο άφθονα από τα ράδιο – ήσυχα συστήματα (10% έναντι 90%) και ο λόγος είναι απλά επειδή τα ράδιο – ενεργά συστήματα απαιτούν πιο μαζικές κεντρικές μελανές οπές για να τροφοδοτήσουν την ισχυρή ράδιο εκπομπή. Εντούτοις, παρόλο που η έρευνα δεν κατέληξε σε κάποια ευρεία συσχέτιση μεταξύ της αυξανόμενης μάζας της

μελανής οπής και της αυξανόμενης ράδιο λαμπρότητας, οι πιο λαμπρές ράδιο πηγές δεν είναι δυνατόν να αποδοθούν αποκλειστικά και μόνο στις μελανές οπές. Έτσι υπάρχει η υποψία ότι ενδέχεται να απαιτείται η περιστροφή της μελανής οπής ώστε να τροφοδοτηθεί μια ισχυρή ράδιο πηγή.

Σε μια δεύτερη στατιστική μελέτη 12.698 QSOs με ερυθρομεταθέσεις στο διάστημα $0{,}1 < z < 2{,}1$, που πάρθηκαν από τον κατάλογο SDSS, οι McLure και Dunlop θεώρησαν την εξέλιξη των μαζών των μελανών οπών με αυξανόμενη ερυθρομετάθεση (McLure, Ross J.; Dunlop, James S., 2004). Αυτό που οι ερευνητές παρατήρησαν ήταν ότι οι μάζες των μελανών οπών, με επαρκή ισχύ για να τροφοδοτήσουν τους QSOs, ανήκαν στην τάξη ερυθρομεταθέσεων $z \sim 2$. Οι McLure και Dunlop υπολόγισαν ότι όλες οι κεντρικές μελανές οπές είχαν μάζες στο εύρος $10^7\ M_\odot < M_{BH} < 3 \times 10^9\ M_\odot$, όπου το άνω όριο αντιστοιχεί στις πιο μαζικές μελανές οπές που έχουν βρεθεί ως τώρα στο τοπικό Σύμπαν (πιο συγκεκριμένα στους M87 και Κύκνος Α).

Μέσω της SDSS έρευνας παρατηρήθηκε ότι οι βολομετρικές λαμπρότητες των QSOs αυξάνονται σταθερά με την ερυθρομετάθεση από περίπου $0{,}15L_{ED}$ για $z \sim 0{,}2$ σε $0{,}5L_{ED}$ για $z \sim 2{,}0$, όπου L_{ED} είναι η λαμπρότητα Eddington. Προκύπτει επίσης το γεγονός ότι το όριο της λαμπρότητας Eddington παραμένει σε ισχύ στις μεγάλες ερυθρομεταθέσεις.

Micro – Quasars

Οι micro – quasars είναι X – ray binaries που επιδεικνύουν ευθυγραμμισμένους σχετικιστικούς πίδακες στις ράδιο συχνότητες (Mirabel, I.F., Rodriguez, L.F., 1999). Τα μικρότερα ξαδέρφια των quasars, όπως αποκαλούνται, μοιράζονται με τους τελευταίους κάποια κοινά χαρακτηριστικά. Οι micro - quasars εμφανίζουν έντονη και μεταβαλλόμενη, μη θερμική, ράδιο εκπομπή (υπό τη μορφή συνήθως δύο πιδάκων), φέρουν δίσκο προσαύξησης ο οποίος περιβάλλει ένα κεντρικό αντικείμενο, το οποίο μπορεί να είναι μια μελανή οπή ή ένας αστέρας νετρονίων, ενώ έχουν κα έναν συνοδό αστέρα. Ανάλογα με τη μάζα του συνοδού αστέρα, οι X – Ray binaries διακρίνονται σε «υψηλής – μάζας» (HMXBs: High – Mass X – Ray Binaries) και «χαμηλής μάζας» (LMXBs – Low – Mass X – Ray Binaries), (Zanin, R. et al. 2011). Οφείλουμε στο σημείο αυτό να σημειώσουμε πως μόνο οι LMXBs που εμφανίζουν μη θερμική ράδιο εκπομπή καλούνται microquasars [Chaty, S., 2007, foap.conf., 329C (astro-ph/0607668)]. Κάποια επιπλέον χαρακτηριστικά αυτών των αντικειμένων είναι ότι τον περισσότερο χρόνο παραμένουν σε μια ήρεμη κατάσταση και χαρακτηρίζονται από χαμηλή λαμπρότητα στις ακτίνες X. Περιστασιακά συμβαίνουν εκρήξεις που οφείλονται σε αστάθειες του δίσκου προσαύξησης, κατά τη διάρκεια των οποίων αυξάνεται η λαμπρότητα του microquasar κατά αρκετές τάξεις μεγέθους (Sylvain Chaty et al. Near-infrared jet emission in the microquasar XTE J1550-5). Αξίζει να αναφερθεί πως στην περίπτωση των quasars η μελανή οπή είναι υπερμαζική (χιλιάδες ηλιακές μάζες), στους microquasars όμως η μάζα του κεντρικού συμπαγούς αντικειμένου είναι μόλις μερικές ηλιακές μάζες.

Οι microquasars αποτελούν ένα εξαιρετικό μέσω για τη μελέτη α) της φυσικής των σχετικιστικών πιδάκων από μελανές οπές, β) της σύνδεσης μεταξύ συσσώρευσης και

www.physicsbooks.gr

εκτόξευσης ύλης και γ) των φυσικών μηχανισμών κατά τον σχηματισμό των μελανών οπών αστρικής μάζας (Mirabel, I, F. 2007).

2.5.8 Ο Συσχετισμός Μεταξύ Seyfert και Quasar

Στη βάση οποιουδήποτε κριτηρίου, οι ιδιότητες των quasar και των Seyfert γαλαξιών εμφανίζουν σημαντική αλληλοεπικάλυψη. Οι μεγαλύτερης λαμπρότητας γαλαξίες Seyfert είναι πρακτικά αδύνατον να διαχωριστούν από τους quasar. Παρόλο που πρώιμες έρευνες κατέδειξαν το γεγονός ότι οι quasar και οι Seyfert είχαν παρόμοια χαρακτηριστικά, χρειάστηκε το πέρασμα αρκετών ετών, μέχρι τα μέσα του 1970, ώστε να ξεκινήσουν οι περισσότεροι αστρονόμοι να αποδέχονται την ιδέα ότι οι Seyfert και quasar συγκροτούσαν μια συνεχή ακολουθία ως προς την λαμπρότητα, και στην πραγματικότητα και τα δύο αντικείμενα πιθανότατα αποτελούν το ίδιο φαινόμενο. Μια συναρπαστική περιγραφή όλου αυτού του θέματος δίδεται από τον Weedman (Weedman, D.W., 1976). Ο τελευταίος σημειώνει ότι ένα μέρος του προβλήματος έγκειται στο γεγονός ότι οι πρώτοι Seyfert και οι πρώτοι quasar που ανακαλύφθηκαν ήταν και στις δύο περιπτώσεις ακραίες περιπτώσεις της κάθε κατηγορίας, με αποτέλεσμα να μεγεθύνονται οι φαινόμενες διαφορές μεταξύ τους. Οι πρώτοι γαλαξίες Seyfert που ανακαλύφθηκαν είναι αυτοί που προσδιορίζονται στην αρχέτυπη εργασία του Seyfert. Οι γαλαξίες αυτοί ήταν δεν ήταν ιδιαίτερα λαμπροί και είχαν ελαφρώς ασυνήθιστους πυρήνες. Οι πρώτοι quasar που ανακαλύφθηκαν, εμφάνιζαν την ιδιαιτερότητα να είναι ράδιο – ενεργοί, ενώ αρκετοί από αυτούς μεταβάλλονταν έντονα στα οπτικά μήκη κύματος. Τα επιχειρήματα που στήριζαν την άποψη ότι υπάρχουν θεμελιώδεις διαφορές μεταξύ των γαλαξιών Seyfert και των quasar ήταν βασισμένα πάνω στα ακόλουθα σημεία (Burbidge, G and Burbidge, M. 1967):

- *Μεταβλητότητα.* Παρόλο που οι γαλαξίες Seyfert ανακαλύφθηκαν πρώτοι, πέρασαν αρκετά χρόνια μέχρι οι Fitch, Pacholczyk και Weymann (Fitch, W.S., Pacholczyk, A.G., and Weymann, R.J. 1967) να δημοσιεύσουν την πρώτη παρατηρούμενη μεταβλητότητα σε έναν γαλαξία Seyfert. Πριν από αυτό, η μεταβλητότητα δεν είχε ανιχνευθεί γιατί πολύ απλά κανείς δεν την είχε αναζητήσει, μιας και δεν θεωρούνταν πιθανό πως μπορεί να λαμβάνει χώρα. Η μεταβλητότητα βέβαια ήταν ένα γνωστό χαρακτηριστικό των QSOs.
- *Λαμπρότητα.* Οι πρώτοι γνωστοί QSOs ήταν ιδιαίτερα λαμπροί, σε αντίθεση με τους πρώτους γνωστούς Seyfert οι οποίοι ήταν ενδογενώς αμυδροί. Τα πρώτα δείγματα που μελετήθηκαν δεν έδειξαν καμία αλληλοεπικάλυψη στις λαμπρότητες.
- *Εντάσεις των γραμμών εκπομπής.* Οι γαλαξίες Seyfert φαίνονταν πως είχαν έντονες γραμμές σε σχέση με το συνεχές τους (μεγαλύτερα ισοδύναμα πλάτη) ενώ απεναντίας οι QSOs έφεραν γραμμές ασθενέστερες (μικρότερα ισοδύναμα

www.diavlos.gr

πλάτη). Το επιχείρημα αυτό ήταν βασισμένο στη σύγκριση, γραμμών μικρής ερυθρομετάθεσης κάποιων γαλαξιών Seyfert (γραμμές Balmer και ισχυρές απαγορευμένες γραμμές) με υπεριώδεις γραμμές μιας ομάδας QSOs μεγάλης ερυθομετάθεσης. Το επιχείρημα ότι τα ισοδύναμα πλάτη των γραμμών εκπομπής στους QSOs και τους Seyfert είναι διαφορετικά, δεν είναι τόσο προφανώς αληθές αν κάποιος συγκρίνει τις ίδιες γραμμές σε κάθε αντικείμενο. Για τους AGN γενικά, οι γραμμές στο οπτικό έχουν μεγαλύτερα ισοδύναμα πλάτη απλά επειδή υπάρχει σχετικά μικρότερη συνεχής εκπομπή ανά μονάδα μήκους κύματος κάτω από τις γραμμές του οπτικού.

Απλά επιχειρήματα (Κεφάλαιο 3) καταδεικνύουν ότι η πυκνότητα ενέργειας στους QSOs είναι «παράλογα» υψηλή, και πιο συγκεκριμένα μάλιστα στην περίπτωση των blazars, οι οποίοι θεωρούνται πλέον πως είναι πηγές σχετικιστικών παλμών (relativistic beamed sources) με αποτέλεσμα να έχουν χαμηλότερες ενδογενείς λαμπρότητες από αυτές που μετρώνται υποθέτοντας ότι η εκπομπή τους είναι ισοτροπική. Τα επιχειρήματα που αφορούσαν την ενέργεια βασίστηκαν πρωταρχικά στις παρατηρήσεις των ράδιο – ισχυρών QSOs και των blazars και έδωσαν «τροφή» στην άποψη ότι οι quasars ήταν επί της ουσίας σχετικά, τοπικά αντικείμενα τα οποία εκτοξεύθηκαν από τον Γαλαξία μας, και πως οι παρατηρούμενες ερυθρομεταθέσεις δεν οφείλονταν στην διαστολή του Hubble, αλλά αντιθέτως είχαν μια μη κοσμολογικά προέλευση. Προέκυψε έτσι ο ισχυρισμός ότι απαιτούνταν μια «νέα φυσική» για να ερμηνευθεί το φαινόμενο των QSOs, ένας ισχυρισμός ο οποίος απαντάται ακόμη στη βιβλιογραφία, παρόλο που η αρχική βάση αυτού του επιχειρήματος έχει χάσει την αξιοπιστία της και έχει σχεδόν απορριφθεί. Ενώ παραμένει αληθές το γεγονός ότι η πηγή ενέργειας των QSOs δεν είναι πλήρως κατανοητή, δεν χρειάζεται πλέον να εξηγηθεί η ίδια η ύπαρξη αυτών των πηγών υψηλής λαμπρότητας, καθώς τέτοιες πηγές παρατηρούνται στους κοντινούς Seyfert, όπου είναι δυνατόν να παρατηρηθούν τα περιβάλλοντα άστρα. Η άποψη του Weedamn είναι ότι η όλη ιστορία με τους QSOs μπορεί να ήταν διαφορετική αν οι γαλαξίες Zwicky (§ 2.9.3) ή Markarian (§ 2.9.2) είχαν παρατηρηθεί πριν από τις πηγές 3C με αποτέλεσμα η επέκταση του φαινομένου Seyfert σε υψηλότερες λαμπρότητες να είχε γίνει με πιο φυσικό τρόπο. Είναι γεγονός πως η μετάβαση από τους Seyferts στους QSOs θα χρειαζόταν απλά ένα μικρό βήμα αν ο επιστημονικός νους είχε πρώτα εξοικειωθεί με τους Seyfert υψηλής λαμπρότητας.

Το γεγονός ότι οι γαλαξίες Seyfert και οι quasar δημιουργούν μια συνεχή ακολουθία λαμπροτήτων δεν θα πρέπει να ερμηνεύεται έτσι ώστε να σημαίνει πως μεταξύ των δύο αστρονομικών αντικειμένων δεν υπάρχουν φυσικές διαφορές. Επί της ουσίας εμφανίζονται πραγματικές διαφορές μεταξύ των Seyfert και των QSOs, που εξαρτώνται από την λαμπρότητα της κεντρικής πηγής.

www.diavlosbooks.gr

2.6 BL Lacertae, OVV Quasars και Blazars

2.6.1 Εισαγωγή

Τα συμπαντικά αντικείμενα BL Lacertae, OVV quasar και Blazar κατατάσσονται στην ίδια κατηγορία ενεργών γαλαξιών, επειδή σε πρώτη προσέγγιση εμφανίζουν έντονες ομοιότητες. Και οι τρεις περιπτώσεις φέρουν ράδιο – ισχυρά επίπεδα φάσματα (πιο επίπεδος φασματικός δείκτης – το φάσμα εμφανίζει πολύ μικρή κλίση, δηλαδή είναι σχεδόν παράλληλο με τον άξονα xx΄) ενώ ταυτόχρονα εμφανίζουν ταχεία μεταβλητότητα. Είναι σχεδόν βέβαιο ότι ο φυσικός μηχανισμός που είναι υπεύθυνος για τα επίπεδα ράδιο φάσματα είναι η εκπομπή σύγχροτρον (σχετικιστικά ηλεκτρόνια σε μαγνητικό πεδίο) που προέρχεται από έναν εξαιρετικά ισχυρό, σχετικιστικό, πίδακα.

Προτού προχωρήσουμε, οφείλουμε να σημειώσουμε ένα σημαντικό παράγοντα ο οποίος οπωσδήποτε θα πρέπει να λαμβάνεται υπόψη κατά τη μελέτη αυτών των αντικειμένων. Όταν κανείς μελετά τη λαμπρότητα η οποία κυριαρχείται από την εκπομπή ενός πίδακα, τότε η λαμπρότητα της πηγής είναι πάντοτε υπερεκτιμημένη. Γιατί όμως συμβαίνει αυτό; Κατά τον υπολογισμό της λαμπρότητας μέσω μετρήσεων της ροής θεωρείται, «σιωπηρά», ότι το αντικείμενο ακτινοβολεί ισοτροπικά, δηλαδή ακτινοβολεί την ίδια ενέργεια προς όλες τις κατευθύνσεις. Αυτή είναι μια συνηθισμένη περίπτωση συμπαντικών αντικειμένων τα οποία εκπέμπουν την ίδια ενέργεια ανά δευτερόλεπτο, ανά μονάδα επιφανείας προς όλες τις κατευθύνσεις, με την προϋπόθεση βέβαια ότι η επιφανειακή θερμοκρασία είναι η ίδια. Στην περίπτωση όμως που συναντάμε εκπομπή από πίδακες, τα προηγούμενα δεν ισχύουν. Κατά την παρατήρηση ορισμένων αντικειμένων είναι πιθανό να «κοιτάζουμε» απ' ευθείας τον πίδακα. Στους υπολογισμούς μπορεί κάποιος να θεωρήσει ότι η εκπομπή προέρχεται από όλη την επιφάνεια του αντικειμένου (ακτινοβολείται ομοιόμορφα εντός μιας στερεάς γωνία 4π steradians), ενώ επί της ουσίας ο κώνος ακτινοβολίας είναι πολύ μικρός, όπως η ακτινοβολία που προέρχεται από έναν φάρο. Η στερεά γωνία του κώνου θα μπορούσε πολύ εύκολα να είναι μικρότερη από το 1% της συνολικής στερεάς γωνίας 4π, με αποτέλεσμα κάποιος παρατηρητής να υπερεκτιμήσει δραματικά της λαμπρότητα της πηγής (κατά έναν παράγοντα της τάξης του 100 σε αυτή την περίπτωση). Η κατάσταση μπορεί να γίνει ακόμη πιο περίπλοκη αν στο παιχνίδι μπουν σχετικιστικά φαινόμενα που έχουν να κάνουν με τον πίδακα. Τα σχετικιστικά φαινόμενα μπορεί να οδηγήσουν σε περεταίρω υπερεκτίμηση της λαμπρότητας της πηγής.

2.6.2 BL Lacs

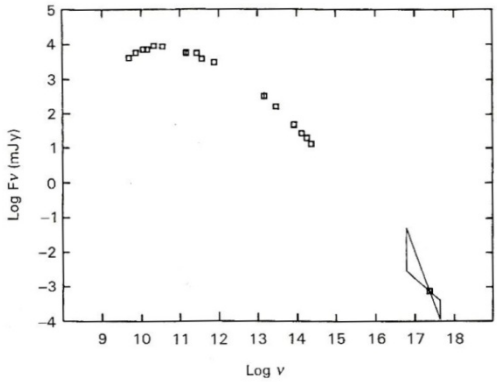
Ο πιο γνωστός γαλαξίας αυτής της κατηγορίας είναι ο BL Lacertae, που βρίσκεται στον νότιο αστερισμό της Σαύρας (Lacertae – Lizard). Ο γαλαξίας BL Lac πρωταρχικώς ταξινομήθηκε ως μεταβλητός αστέρας εξαιτίας της ιδιόμορφης μεταβλητότητας της λαμπρότητάς του. Μία βδομάδα μετά την παρατήρησή του, ο BL Lac, διπλασίασε τη

www.klironomos.gr

λαμπρότητά του, η οποία στη συνέχεια μεταβλήθηκε κατά έναν παράγοντα 15, καθώς οι μήνες περνούσαν. Παρόλο λοιπόν που ο BL Lac είχε αστρική εμφάνιση, το φάσμα του εμφάνιζε ένα, ελλιπές χαρακτηριστικών, συνεχές με εξαιρετικά ασθενείς γραμμές εκπομπής και απορρόφησης. Πιο προσεχτικές παρατηρήσεις αποκάλυψαν ότι ο λαμπρός, ημιαστρικός πυρήνας του, περιβάλλονταν από μία ασαφή άλω η οποία είχε φάσμα παρόμοιο με αυτό ενός ελλειπτικού γαλαξία. Η συνεχής εκπομπή αυτού του αντικειμένου αυξανόταν απότομα προς τα ερυθρά και υπέρυθρα μήκη κύματος και εμφάνιζε μορφή νόμου δύναμης. Επιπροσθέτως η εκπομπή εμφάνιζε έντονη γραμμική πόλωση. Τα χαρακτηριστικά του BL Lacertae δεν έμοιαζαν με αυτά κάποιου αστέρα αλλά αντιθέτως έμοιαζαν με τα χαρακτηριστικά των πρόσφατα ανακαλυφθέντων ράδιο – ενεργών quasar. Τελικά, περεταίρω μελέτες και ανακαλύψεις άλλων παρόμοιων αντικειμένων, οδήγησαν τον Peter Strittmatter και τους συνεργάτες του να προτείνουν ότι ο BL Lac και κάποιες άλλες πηγές ήταν υποψήφιοι μιας ολοκληρωτικά καινούριας τάξης εξωγαλαξιακών αντικειμένων. Η τάξη πήρε το όνομά της από το πρώτο της μέλος, τον BL Lacertae, και έτσι η λίστα των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων έγινε ακόμη μεγαλύτερη.

Οι BL Lacs είναι ράδιο – ισχυρές πηγές, που φέρουν ένα ελλιπές χαρακτηριστικών συνεχές, το οποίο εμφανίζει έντονη πόλωση και ταχεία μεταβλητότητα. Η συνεχής (σύγχροτρον) εκπομπή, αυξάνεται απότομα από το UV μέσω των οπτικών και υπέρυθρων μηκών κύματος μέχρι περίπου το $1\,mm$ όπου λαμβάνει χώρα ένα χαρακτηριστικό «σπάσιμο» (απότομη αλλαγή της κλίσης) και μετά το φάσμα συνεχίζει προς τα μεγαλύτερα μήκη κύματος (Εικόνα 2.22) με ένταση η οποία είναι σχεδόν ανεξάρτητη της συχνότητας. Αυτού του είδους η ράδιο εκπομπή σχετίζεται με μια υποκατηγορία εξωγαλαξιακών ράδιο πηγών οι οποίες ονομάζονται «flat spectrum radio sources» (ραδιοπηγές επίπεδου φάσματος – πιο επίπεδος φασματικός δείκτης). Η μεταβλητότητα των BL Lacs είναι και η πιο δραματική από όλες τις κατηγορίες των ενεργών γαλαξιών και μπορεί να μετρηθεί σε χρονικές κλίμακες μερικών ωρών (στα μικρότερα μήκη κύματος). Κατά τη διάρκεια μια πολύ μεγάλης έκλαμψης, το πλάτος της μεταβλητότητας μπορεί να φθάσει τις τέσσερις τάξεις μεγέθους, που αντιπροσωπεύει παράγοντες της τάξης του σαράντα ως προς την ροή ή την λαμπρότητα.

Με την αλματώδη ανάπτυξη της τεχνολογίας, έχει καταστεί δυνατός ο εντοπισμός γραμμών εκπομπής στο οπτικό κομμάτι του φάσματος στην περίπτωση ορισμένων BL Lac αντικειμένων κυρίως κατά τη διάρκεια που αυτοί είναι ήρεμοι. Οι γραμμές αυτές είναι ερυθρομετατοπισμένες και καταδεικνύουν το γεγονός ότι οι BL Lacs είναι εξωγαλαξιακά αντικείμενα. Από τη στιγμή που η απόσταση ενός BL Lac γίνει γνωστή, μπορεί να γίνει ο υπολογισμός της φωτεινότητάς αν υποθέσουμε ότι εκπέμπει ισοτροπικά, γεγονός βέβαια που δεν ισχύει. Έτσι, έχει βρεθεί ότι οι BL Lacs έχουν ένα εύρος λαμπροτήτων, του οποίου το άνω όριο επικαλύπτεται με αυτό των quasars.



Εικόνα 2.22. Το συνεχές φάσμα της BL Lac πηγής OJ287 από τα χιλιοστομετρικά μήκη κύματος μέχρι τις ακτίνες X.

Σε γενικές γραμμές, οι BL Lacs χαρακτηρίζονται από μικρές ερυθρομεταθέσεις $(z < 0{,}2)$, όμως υπάρχουν περιπτώσεις τέτοιων πηγών που είναι πολύ πιο απομακρυσμένες και οι οποίες συνδέονται με τους OVVs.

Παρατηρήσεις στις ακτίνες X έδειξαν ότι σχεδόν σε όλους τους παρατηρούμενους BL Lacs, η εκπομπή ακτίνων X συνδέεται μέσω μιας θεωρητικής επέκτασής της με την οπτική εκπομπή. Σε κάποιες περιπτώσεις, το φάσμα είναι πιο απότομο (βαθύ) από τον θεωρητικά επεκτεινόμενο νόμο δύναμης, γεγονός το οποίο είναι χαρακτηριστικό ακτινοβολιακών απωλειών. Τα ηλεκτρόνια υψηλών ενεργειών χάνουν ενέργεια μέσω ακτινοβολιακής εκπομπής πολύ πιο γρήγορα από ότι η ενέργεια αναπληρώνεται από νέα ηλεκτρόνια. Με την ανάπτυξη υψηλής ευαισθησίας οργάνων στις ακτίνες X, ανακαλύφθηκε ένας ολοκληρωτικά καινούριος πληθυσμός αντικειμένων. Αυτό τα αντικείμενα ονομάζονται X – ray BL Lacs και εμφανίζουν έντονη εκπομπή στις ακτίνες X μαζί με ένα οπτικό φάσμα το οποίο δεν φέρει έντονες γραμμές εκπομπής. Οι X – ray BL Lacs φέρουν σημαντικά πιο απότομα (ή αλλιώς πιο βαθιά) φάσματα (φάσματα με μεγαλύτερη κλίση) από ότι οι κλασικοί (radio – selected) BL Lacs.

Παρά το γεγονός ότι οι X – ray BL Lacs είναι ράδιο – ασθενείς και σημαντικά λιγότερο ράδιο – λαμπροί από τους κλασικούς BL Lacs, η υποχιλιοστομετρική μακρινού υπερύθρου λαμπρότητά τους ξεπερνά αυτή του οπτικού. Συνολικά, οι X – ray BL Lacs είναι λιγότερο λαμπροί σε όλα τα μήκη κύματος από τους κλασικούς ομόλογούς τους, ενώ η λαμπρότητά του μεγιστοποιείται στο υπεριώδες και τις μαλακές ακτίνες X. Επίσης αξίζει να αναφερθεί ότι οι X – ray BL Lacs βρίσκονται σε μικρότερες αποστάσεις από ότι οι ράδιο - BL Lacs ενώ είναι συνάμα πιο πολυπληθείς όσον αφορά τον αριθμό αντικειμένων ανά μονάδα όγκου (μεγαλύτερη αριθμητική πυκνότητα).

Επιστρέφοντας στους κλασικούς BL Lacs, έρευνες έχουν δείξει ότι ο γαλαξίας ο οποίος περιέχει έναν BL Lac είναι συνήθως ελλειπτικός. Παρόλα αυτά υπάρχουν κάποιες περιπτώσεις, όπως αυτές των 0537 – 441 και 2254 + 074, όπου ο φιλοξενών γαλαξίας μπορεί να είναι, είτε ελλειπτικός είτε δισκοειδείς. Για παράδειγμα, περίπτωση του

www.openbooks.gr

1413+135, ο γαλαξίας είναι με σιγουριά δισκοειδείς και μάλιστα μοιάζει με σπειροειδή γαλαξία. Η σύνδεση των BL Lacs με ελλειπτικούς γαλαξίες ενισχύεται από τις παρατηρούμενες ομοιότητες μεταξύ της λαμπρότητας της εκτεταμένης ράδιο και οπτικής εκπομπής με αυτήν που παράγεται από ράδιο – γαλαξίες που ως γνωστών είναι ελλειπτικοί.

Οι BL Lacs λοιπόν σχετίζονται με ελλειπτικούς γαλαξίες, φέρουν πυρηνική ράδιο εκπομπή, που παράγεται μέσω του μηχανισμού σύγχροτρον, η οποία εκπέμπεται κατά μήκος της γραμμής παρατήρησης εντός ενός στενού κώνου και υπερκεράζει την οπτική εκπομπή των άστρων του γαλαξία.

2.6.3 Optically Violently Variable Quasars (OVVs)

Στα μέσα της δεκαετίας του 1970, παρατηρήθηκε μια κατηγορία quasars, η οποία έμοιαζε με αυτή των BL Lac. Αυτοί είναι οι αποκαλούμενοι OVV quasar, ένα υποσύνολο των ράδιο – ενεργών quasar με επίπεδα φάσματα. Το χαρακτηριστικό τους είναι ότι μεταβάλλουν εξαιρετικά έντονα τη λαμπρότητά τους στο οπτικό και το ράδιο παράθυρο, ενώ τα συνεχή τους φάσματα είναι έντονα πολωμένα. Η μεταβλητότητα αυτών των πηγών είναι εξαιρετικά ασταθής, που συχνά συνίσταται από μακράς περιόδου (χρονικές κλίμακες ετών) σταθερότητα η οποία διακόπτεται από συνεχείς εκλάμψεις, διάρκειας ημερών έως εβδομάδων, και οι οποίες ακολουθούνται από αργή εξασθένιση. Οι ιδιότητες τη πόλωσης, το συνεχές στο ορατό (που περιγράφεται από νόμο δύναμης) και τα επίπεδα ράδιο φάσματα είναι ιδιαίτερα όμοια με τα συνεχή φάσματα των κλασικών BL Lac. Απεναντίας αυτό που διαχωρίζει τους OVVs από τις BL Lac πηγές είναι η παρουσία κάποιων θεμελιωδών ιδιοτήτων των QOSs, όπως είναι οι πλατιές και έντονες γραμμές εκπομπής. Το γεγονός αυτό καταδεικνύει ότι οι OVVs φέρουν μια έντονη και παρατηρήσιμη BLR (Broad Line Region – δες Κεφάλαιο 3 §3.4). Ένα ακόμη σημείο ως προς το οποίο διαφέρουν οι BL Lacs από τους OVVs είναι ότι οι τελευταίοι χαρακτηρίζονται από μέτριες ερυθρομεταθέσεις οι οποίες κυμαίνονται από $z \sim 0{,}1$ έως $z > 2$ ενώ επίσης είναι υψηλής λαμπρότητας αντικείμενα, υποθέτοντας ισοτροπική εκπομπή.

Στο παρελθόν θεωρούνταν πως υπήρχε μία ακόμη κατηγορία quasars, οι High Polarization Quasars (HPQs). Εντούτοις, στις μέρες μας θεωρείται πως αν χρησιμοποιηθούν αρκούντως ευαίσθητα φασματοπολωσίμετρα (spectropolrimeters) τότε πιθανότατα θα αποδειχθεί ότι όλοι οι ράδιο – ενεργοί quasars με επίπεδα φάσματα φέρουν κάποιο βαθμό πόλωσης.

Μια επιπλέον διαφορά μεταξύ των OVVS και των BL Lacs είναι ότι οι πρώτοι εμφανίζουν εκπομπή στις ακτίνες X ενώ τα φάσματά τους χαρακτηρίζονται από πιο απότομη κλίση, από αυτή των BL Lacs. Συχνά, η εκπομπή ακτίνων X από τους OVVs κείται πάνω από την θεωρητική επέκταση μεταξύ υπέρυθρου και οπτικού φάσματος. Το γεγονός αυτό είναι χαρακτηριστικό ενός άλλου μηχανισμού εκπομπής, πιθανότατα από

www.oiovlosbooks.gr

έναν πολύ θερμό δίσκο προσαύξησης ή εκπομπή SSC (Synchro – Self Compton[11]). Οι παρατηρήσεις της ράδιο εκπομπής των OVVs χρησιμοποιώντας την πρώτη γενιά των VLBI (Very Long Baseline Interferometry) πειραμάτων, οδήγησε στην ανακάλυψη της υπέρφωτης κίνησης (Superluminal Motion – Κεφάλαιο 3, § 3.1.9). Έτσι, μέσω VLBI παρατηρήσεων προέκυψε η εικόνα ότι οι μονόπλευρες (single – sided), κλίμακας parsec, δομές των πιδάκων αποτελούνταν από έναν πυρήνα και πυκνώματα (blobs) εκπομπής. Περεταίρω παρατηρήσεις, έδειξαν ότι ο διαχωρισμός των πυκνωμάτων (blobs) από τον πυρήνα επεκτεινόταν με το πέρασμα των ετών. Αυτή η φαινόμενη κίνηση (η μόνη περίπτωση εξωγαλαξιακής ιδίας κίνησης) έδινε απροσδόκητα και εντυπωσιακά αποτελέσματα. Η απόσταση της πηγής προκύπτει μέσω της ερυθρομετάθεσης και έτσι η ταχύτητα διαχωρισμού των πυκνωμάτων, που εκπέμπουν στα ραδιοκύματα, είναι εύκολο να υπολογιστεί. Το «παράδοξο» όμως που προέκυψε ήταν ότι αυτή η ταχύτητα ξεπερνούσε σε πολλές περιπτώσεις την ταχύτητα του φωτός.

Η παραβίαση ενός θεμελιώδους κριτηρίου της Ειδικής Σχετικότητας του Einstein δεν είναι κάτι το οποίο ένας επιστήμονας μπορεί να δεχθεί ελαφρά τη καρδία. Έτσι, οι αστροφυσικοί αναζήτησαν μια εναλλακτική ερμηνεία της υπέρφωτης αυτής κίνησης. Αν ένας λεπτός κώνος ακτινοβολίας εκπέμπει προς τον παρατηρητή και μάλιστα κοντά στην γραμμή παρατήρησης, τότε η φαινόμενη υπέρφωτη κίνηση μπορεί να εξηγηθεί, με την προϋπόθεση βέβαια ότι η ταχύτητα του πυκνώματος είναι κοντά στην ταχύτητα του φωτός (≈ 0,8 ή μεγαλύτερη). Περισσότερα για την υπέρφωτη κίνηση θα δούμε στο Κεφάλαιο 3.

2.6.4 Blazars

Σε ένα συνέδριο σχετικό με τις BL Lac πηγές, το οποίο έλαβε χώρα στο Pittsburgh το 1978, ο Ed Spiegel (1978 "Pittsburgh Conference on BL Lac. Objects.") πρότεινε την άποψη ότι οι OVVs και οι BL Lacs πρέπει να συμπεριληφθούν σε μία ενιαία κατηγορία αντικειμένων τα οποία ονόμασε Blazars. Ο Spiegel στήριξε την άποψή του στο γεγονός ότι οι OVVs και οι BL Lacs μοιράζονται αρκετές παρατηρησιακές ιδιότητες. Η ορολογία Blazars προέρχεται από τα αρχικά των λέξεων «BL» από το BL Lacs και «azar» από το quasar.

Παρόλα τα προηγούμενα, τα τελευταία χρόνια ο όρος «blazar» αναφέρεται πλέον σε ένα φαινόμενο και όχι σε μια κατηγορία αντικειμένων. Αυτό όμως είναι ένα πολύ χρήσιμο πρώτο βήμα και παρόλο που το όνομα συνεχίζει να χρησιμοποιείτε πρέπει να τονιστεί πως οι OVVs και οι BL Lacs είναι πολύ διαφορετικά αντικείμενα, τα οποία

[11] Σχετικιστικά ηλεκτρόνια εντός μαγνητικού πεδίου, παράγουν ακτινοβολία που εκτείνεται από τα ραδιοκύματα μέχρι τις ακτίνες X, μέσω της ακτινοβολίας σύγχροτρον. Αν η πυκνότητα ενέργειας των φωτονίων που παράγονται μέσω του μηχανισμού σύγχροτρον, είναι ιδιαίτερα μεγάλη, τότε είναι δυνατόν τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια να αλληλεπιδράσουν με αυτά τα φωτόνια μέσω του αντίσττροφου σκεδασμού Compton. Αυτό θα έχει ως αποτέλεσμα τα ηλεκτρόνια να χάσουν ενέργεια, ενώ τα φωτόνια σκεδάζονται σε ακόμη υψηλότερες ενέργειες, δηλαδή στις ακτίνες γάμμα.

www.diavlosbooks.gr

επιλέγονται για παρατήρηση μέσα από διαφορετικούς μητρικούς πληθυσμού, αλλά εντούτοις φέρουν μία ομοιότητα που δεν είναι άλλη από την παραγωγή ενός πίδακα, στον πυρήνα του γαλαξία, ο οποίος και είναι υπεύθυνος για την μη θερμική εκπομπή. Στις μέρες μας, μια απλή ερμηνεία του όρου «blazar» είναι ότι πρόκειται για αντικείμενα τα οποία επιδεικνύουν ακτινοβολιακή εκπομπή από έναν σχετικιστικό πίδακα ο οποίος είναι ευθυγραμμισμένος με την γραμμή παρατήρησης. Η σύγχροτρον εκπομπή από τον πίδακα επικρατεί από το ράδιο μέχρι το υπέρυθρο φάσμα.

Εκτός από τους υπερκαινοφανείς, οι OVVs και οι BL Lacs είναι από τα πιο βίαια μεταβλητά αντικείμενα του Σύμπαντος όσον αφορά τις αλλαγές στην λαμπρότητα. Έχει βρεθεί πως σε όποια χρονική κλίμακα και να παρατηρηθούν, οι blazars, επιδεικνύουν κάποιο βαθμό μεταβλητότητας. Σε χρονικές κλίμακες ετών, όσον αφορά τους OVV quasars, συμβαίνουν φαντασμαγορικές εκλάμψεις ενώ το ίδιο φαινόμενο απαντάται σε μικρότερο βαθμό στην περίπτωση των BL Lacs.

Οι σχετικιστικοί πίδακες παράγονται κατά την αλληλεπίδραση μαγνητικών πεδίων και φορτισμένων σωματιδίων στην περιοχή του δίσκου προσαύξησης που βρίσκεται γύρω από μια υπερμεγέθη μελανή οπή. Επιπροσθέτως, οι συνθήκες αυτές ευνοούν την εμφάνιση του αντίστροφου μηχανισμού Compton[12] ο οποίος κάνει έκδηλη την παρουσία του μέσω της έντονης εκπομπής ακτίνων X και γάμμα. Τέλος αξίζει να σημειωθεί πως οι γνωστοί blazars είναι εξαιρετικά λίγοι, γεγονός που υποδηλώνει πως κρύβουν κάτι πολύ ιδιαίτερο ως προς τις ιδιότητές τους.

2.7 LINERs

Ο Heckman το 1980 (Heckman T.M. 1980) ανακάλυψε μια, πολύ χαμηλής πυρηνικής λαμπρότητας, τάξη γαλαξιών (LINERS – Low - Ionization Nuclear Emission – Line Region) οι οποίοι χαρακτηρίζονται από μια πυρηνική περιοχή γραμμικής εκπομπής χαμηλού ιονισμού. Φασματοσκοπικά, οι γαλαξίες αυτοί μοιάζουν με τους Seyfert τύπου 2, με τη διαφορά ότι οι γραμμές χαμηλού ιονισμού, όπως οι [O I] λ3600 και [N II] λλ6548, 6583, είναι σχετικά έντονες. Οι LINERs είναι μια πολύ συνηθισμένη κατηγορία

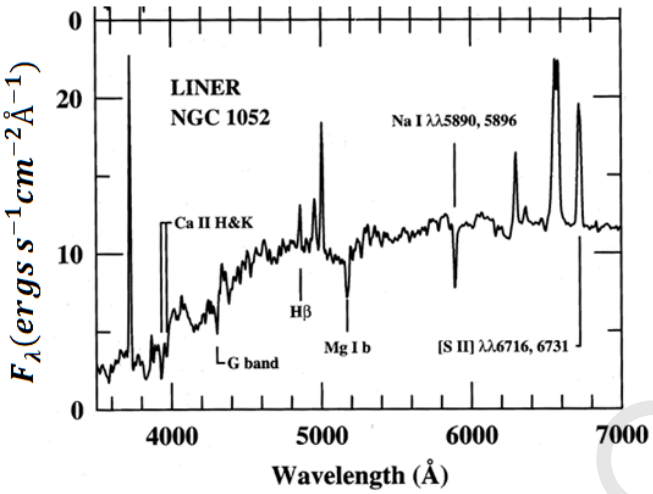
[12] Αντίστροφος σκεδασμός Compton: Έστω ηλεκτρόνιο με κινητική ενέργεια $K = m_e u^2/2$ και φωτόνιο με ενέργεια $E = h\nu$. Αν στο σύστημα αναφοράς του παρατηρητή ισχύει

$$h\nu \ll m_e u^2/2$$

τότε έχουμε τη σύγκρουση ενός ταχέως κινούμενου ηλεκτρονίου με ένα χαμηλο – ενεργειακό φωτόνιο. Στη διαδικασία αυτή έχουμε μεταφορά ενέργειας από το ηλεκτρόνιο στο φωτόνιο. Έτσι, στον αντίστροφο σκεδασμό Compton, υπερσχετικιστικά ηλεκτρόνια σκεδάζουν χαμηλοενεργειακά φωτόνια σε υψηλότερες ενέργειες. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τα φωτόνια να κερδίζουν ενέργεια, την οποία αποσπούν από την κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων.

www.olympiosoos.gr

γαλαξιών και συνήθως απαντώνται σχεδόν στους μισούς σπειροειδείς γαλαξίες (Ho, L., Filippenko, A.V. and Sargent, W.L.W, 1994, IAUS, 159, 275H). Ένα χαρακτηριστικό φάσμα ενός LINER φαίνεται στην Εικόνα 2.23.



Εικόνα 2.23. Το οπτικό φάσμα του LINER NGC 1052, στο οποίο διακρίνονται αρκετές αναγνωρισμένες γραμμές εκπομπής. Στην εικόνα είναι εμφανείς και κάποιες γραμμές απορρόφησης οι οποίες όμως προκύπτουν από τον μητρικό γαλαξία και όχι από τον ενεργό γαλαξιακό πυρήνα. Συγκρίνοντας τα φάσματα των Εικόνων 2.2 και 2.23 παρατηρούμε ότι ο λόγος ροών $[O\ III]\lambda5007/H\beta$ είναι πολύ μεγαλύτερος στους Seyfert 2 (στον NGC 1667, η ασθενής γραμμή Hβ «επισκιάζεται» εξαιτίας της ανάμιξής της με την αστρική Hβ γραμμή απορρόφησης) από ότι στους LINERs, ενώ οι γραμμές χαμηλού βαθμού ιονισμού ($[N\ II]\ \lambda\lambda6716,6731$, $[S\ II]\ \lambda\lambda\ 6548,6853$, $[O\ III]\ \lambda3727$ και $[O\ I]\ \lambda6300$) είναι σχετικά προεξέχουσες στα φάσματα των LINERs (Ho,et al.1993).

Όπως προαναφέρθηκε, ο λόγος των ροών $[O\ III]/H\beta$ χρησιμοποιείται συνήθως για τον διαχωρισμό των γαλαξιών Seyfert από τις άλλες κατηγορίες γαλαξιών γραμμικής εκπομπής. Το κριτήριο ο λόγος των ροών να είναι $[O\ III]/H\beta > 3$ δεν αποτελεί μια ισχυρή ένδειξη, επειδή αυτός ο λόγος των ροών είναι επίσης ιδιαίτερα κοινός των H II περιοχών μικρής μεταλλικότητας. Είναι γεγονός πως τα φάσματα των LINERs, Seyfert και των H II περιοχών δεν είναι δυνατόν να διαχωριστούν ξεκάθαρα μεταξύ τους στη βάση του λόγου ροών οποιονδήποτε δύο γραμμών. Εντούτοις, οι Baldwin, Phillips και Terlevich (Baldwin, et al. 1981) έδειξαν ότι διάφοροι τύποι αντικειμένων με «επιφανειακά» παρόμοια φάσματα γραμμικής εκπομπής (χαρακτηριστικό ενός αερίου θερμοκρασία 10^4K) είναι δυνατόν να διαχωριστούν μεταξύ τους μέσω τον λόγων των εντάσεων δύο ζευγών γραμμών. Οι σχετικές εντάσεις διαφόρων γραμμών είναι συναρτήσεις της μορφής του συνεχούς ιονισμού, και συνεπώς μπορούν να χρησιμοποιηθούν, για να γίνει ο διαχωρισμός, για παράδειγμα, μεταξύ μέλανος σώματος και φάσματος ιονισμού νόμου δύναμης. Οι LINERs μπορούν να διαχωριστούν από τις H II περιοχές και τους συνήθεις AGNs (Seyferts και QSOs) βάσει των λόγων ροών

www.stavrosbooks.gr

$[O\ III]\lambda5007/H\beta$, $[N\ II]\ \lambda6583/H\alpha$ και $[S\ II]\ \lambda\lambda6717,6731/H\alpha$.[13] Οι Seyfert τύπου 2 χαρακτηρίζονται από υψηλές τιμές κάθε λόγου ροών. Οι Η ΙΙ περιοχές ορίζουν μια περιοχή τιμών η οποία δεν αλληλεπικαλύπτεται με την περιοχή του χώρου των παραμέτρων που καταλαμβάνεται από τους Seyfert. Οι LINERs είναι λοιπόν δυνατόν να ξεχωριστούν από τους Seyfert 2 μέσω των χαμηλών τιμών του λόγου $[O\ III]\lambda5007/H\beta$ σε σχέση με το λόγο $[N\ II]\ \lambda6583/H\alpha$, ενώ ο διαχωρισμός των LINERs από τις Η ΙΙ περιοχές γίνεται μέσω των μεγαλύτερων τιμών του λόγου $[N\ II]\ \lambda6583/H\alpha$.

Κάποια μοντέλα καταδεικνύουν ότι τα φάσματα γραμμικής εκπομπής των LINERs είναι συνεπή με τον φωτοϊονισμό από ένα Seyfert – like συνεχές το οποίο είναι πολύ «αραιό». Η παρουσία ισχυρού [O I] λ6300 είναι χαρακτηριστική ενός συνεχούς ιονισμού νόμου δύναμης, επειδή το δυναμικό ιονισμού του O^0 είναι σχεδόν πανομοιότυπο με αυτό του H^0. Η γραμμή του [O I], η οποία διεγείρεται συγκρουσιακά, θα εμφανίζεται σε μία ζώνη η οποία θα έχει αρκούντως υψηλή πυκνότητα ηλεκτρονίων και θερμοκρασία, ώστε να διεγερθεί το ανώτερο επίπεδο. Για ένα αστρικό φάσμα, οι συνθήκες αυτές απαντώνται εντός της H^+ σφαίρας Stromgren, όπου η αφθονία του O^0 είναι αμελητέα. Εντούτοις, ένα αέριο ιονισμένο από ένα σχετικά επίπεδο φάσμα νόμου δύναμης φέρει μια εκτεταμένη μερικώς ιονισμένη ζώνη από την οποία προέρχεται η εκπομπή του [O I].

Η σχέση μεταξύ των LINERs και των AGN δεν είναι εντελώς ξεκάθαρη. Κάποιοι LINERs εμφανίζονται ως εξαιρετικά χαμηλής λαμπρότητας γαλαξίες Seyfert. Φάσματα τύπου LINER παράγονται σε εκροές ψύξης (cooling flows), σε ανέμους που προέρχονται από περιοχές έντονης *αστρογένεσης* και σε αέρια που θερμαίνονται μέσω κρουστικών κυμάτων (shock – heated αέρια) (Heckman, T.M., 1987) και (Filippenko, A.V. 1992). Τα φάσματα των LINERs μοιάζουν με αυτά των Seyfert 2 στο πέρας των χαμηλών λαμπροτήτων. Τα χαρακτηριστικά των LINERs ανιχνεύονται στους περισσότερους σπειροειδείς γαλαξίες. Οι γραμμές χαμηλού ιονισμού ανιχνεύονται επίσης στους γαλαξίες έντονης αστρογέννεσης (starburst) και στις Η ΙΙ περιοχές με αποτέλεσμα να μην είναι ξεκάθαρο αν οι LINERs αντιπροσωπεύουν ένα όριο χαμηλής λαμπρότητας του φαινομένων των ενεργών γαλαξιών.

2.8 Narrow – Line X – Ray Galaxies

Κάποιες από τις πηγές που αναγνωρίστηκαν κατά τη διάρκεια των πρώτων ερευνητικών αποστολών στις ακτίνες Χ, βρέθηκε πως ήταν γαλαξίες Seyfert ή γαλαξίες που έφεραν χαρακτηριστικά όμοια με αυτά των Seyfert. Οι πηγές αυτές είχαν ως χαρακτηριστικό τους τις ίδιες γραμμές υψηλού ιονισμού με τους γαλαξίες Seyfert, αλλά με τη διαφορά

[13] Η ισχύς αυτής της μεθόδου αυξήθηκε εξαιρετικά έπειτα από τις τροποποιήσεις των Veilleux και Osterbrock (Veilleux, S. and Osterbrock, D.E. 1987, ApJS, 63, 295), οι οποίοι χρησιμοποίησαν λόγους ροών που προκύπτουν από ζεύγη γραμμών κοντινού μήκους κύματος, με αποτέλεσμα να ελαχιστοποιούνται οι συστηματικές επιδράσεις της ερυθρίωσης.

www.ebooks.gr

ότι οι λαμπρότητές τους ήταν πολύ χαμηλότερες από αυτές των Seyfert (Ward et al. 1978). Οι γαλαξίες αυτοί οι οποίοι μερικές φορές καλούνται NLXGs (Narrow – Line X – Ray Galaxies) είναι επί της ουσίας γαλαξίες Seyfert των οποίων τα οπτικά φάσματα υπόκεινται σε ερυθρίωση και εξασθένιση εξαιτίας της σκόνης εντός του γαλαξία.

2.9 Σχετική Φαινομενολογία

Σε αυτή την παράγραφο περιγράφονται άλλοι τρόποι κατηγοριοποίησης που συναντώνται συχνά στην βιβλιογραφία. Οφείλουμε να σημειώσουμε πως οι ακόλουθες περιπτώσεις δεν συνιστούν ξεχωριστές κατηγορίες ενεργών γαλαξιακών πυρήνων.

2.9.1 Starburst Galaxies

Ένα σημαντικά μεγάλο κλάσμα γαλαξιών εμφανίζει χαρακτηριστικά που καταδεικνύουν πως στο εσωτερικό τους έλαβε χώρα, πρόσφατα, έντονη αστρική δημιουργία. Αυτοί οι γαλαξίες είναι ευρέως γνωστοί ως «Starburst Galaxies». Οι γαλαξίες αυτοί χαρακτηρίζονται από σχετικά μπλε χρώματα ενώ τα φάσματά τους φέρουν χαρακτηριστικά εκπομπής παρόμοια με των περιοχών H II (εξαιτίας του μεγάλου αριθμού O και B άστρων). Επιπροσθέτως οι γαλαξίες αυτοί εμφανίζουν έντονη δραστηριότητα στα ράδιο κύματα εξαιτίας των πρόσφατων υπολειμμάτων υπερκαινοφανών που περιέχουν. Σε κάποιες περιπτώσεις, η έντονη αστρογένεση λαμβάνει χώρα σε μια περιορισμένη περιοχή του γαλαξιακού κέντρου, η οποία μοιάζει ιδιαίτερα με έναν ενεργό πυρήνα. Αυτές οι πυρηνικές αστρογενέσεις είναι συνήθως δέκα φορές λαμπρότερες από τις γιγαντιαίες H II περιοχές που απαντώνται στους συνήθεις σπειροειδείς γαλαξίες με αποτέλεσμα αυτές οι ενεργές πυρηνικές περιοχές να ξεχωρίζουν από τα αδρανή κέντρα των μη - ενεργών σπειροειδών γαλαξιών. Η σχέση μεταξύ των AGN και των πυρήνων αστρικής γένεσης δεν είναι ξεκάθαρη. Υπάρχουν κάποιες εικασίες που σχετίζουν εξελικτικά τα δύο φαινόμενα. Μια πιο ακραία άποψη είναι ότι και οι δύο περιπτώσεις αποτελούν απλά διαφορετικές εκδηλώσεις του ιδίου φαινομένου.

2.9.2 Γαλαξίες Markarian

Ένας μεγάλος αριθμός των γαλαξιών Seyfert που γνωρίζουμε αναγνωρίστηκαν για πρώτη φορά φασματοσκοπικά από τον Markarian και τους συνεργάτες του, δουλεύοντας στο παρατηρητήριο Byurakan στην Αμερική (Markarian B.E., 1967, and Lipovetsky et al. 1987). Ο Huchra (Huchra, J.P. 1977) με τις μελέτες του εκτίμησε ότι ~11% των αντικειμένων του καταλόγου του Markarian ήταν γαλαξίες Seyfert, ~2% ήταν άστρα του Γαλαξία μας (κυρίως πολύ θερμοί λευκοί νάνοι), ~2% ήταν QSOs και BL Lac

www.diavlosbooks.gr

αντικείμενα, ενώ οι υπόλοιποι είναι γαλαξίες οι οποίοι είναι αρκετά μπλε για τον μορφολογικό τους τύπο (μπλε συμπαγείς νάνοι γαλαξίες και starburst γαλαξίες).

2.9.3 Γαλαξίες Zwicky και N Γαλαξίες

Οι λαμπροί γαλαξίες Seyfert προέκυψε ότι είναι μέλη δύο τύπων ενός μορφολογικά επιλεγμένου δείγματος γαλαξιών. Ο Zwicky προσδιόρισε την ταυτότητα των μπλε συμπαγών γαλαξιών και τους ταξινόμησε ως έναν ξεχωριστό μορφολογικό τύπο. Βέβαια, αξίζει να σημειωθεί πως πολλοί από τους γαλαξίες αυτούς τελικά προέκυψε ότι είναι γαλαξίες Seyfert υψηλής λαμπρότητας. Στη βάση όμως φασματοσκοπικής και μορφολογικής θεώρησης, οι γαλαξίες αυτοί είναι σχεδόν QSOs. Για παράδειγμα, οι μπλε συμπαγείς γαλαξίες II Zw 136=2130+099 και I Zw 1=0051+124 έχουν απόλυτα μεγέθη B, $M_B \approx -21{,}53 + 5\log h_0$ και $M_B \approx -21{,}80 + 5\log h_0$, αντίστοιχα και σύμφωνα με τον σύγχρονο ορισμό εμπίπτουν στην κατηγορία των QSOs.

Ο Morgan (Morgan, W.W. 1958, PASP, 70, 364) προσδιόρισε την ταυτότητα κάποιων γαλαξιών οι οποίοι είχαν τόσο ισχυρούς πυρήνες που στις φωτογραφικές πλάκες είχαν αστρική εμφάνιση, παρόλο που ένας πιο προσεχτικός έλεγχος αποκάλυπτε πως οι πηγές αυτές δεν ήταν σημειακές. Στους γαλαξίες αυτούς προστέθηκε το πρόθεμα «N» (nuclear). Πολλοί από αυτούς τους γαλαξίες όπως αποδείχθηκε ήταν επί της ουσίας γαλαξίες Seyfert ή BLRGs (Broad Line Region Galaxies).

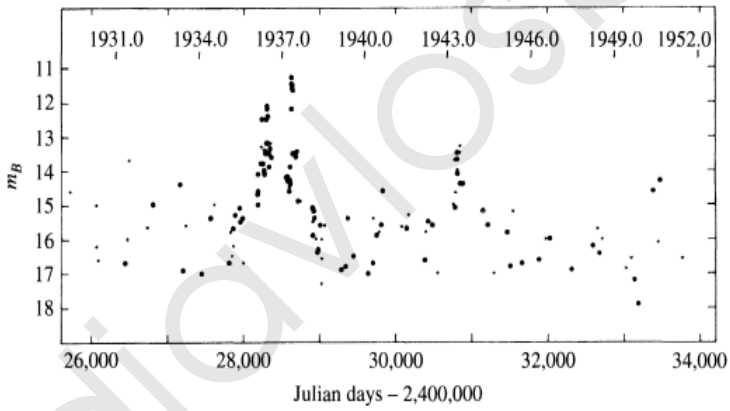
2.9.4 Ultraluminous Far – Infrared Galaxies

Παρατηρήσεις που έγιναν μέσω του δορυφόρου IRAS (Infrared Astronomical Satellite) οδήγησαν στον προσδιορισμό πολλών, μεγάλης λαμπρότητας, γαλαξιών οι οποίοι εκπέμπουν ένα σημαντικό μέρος της ενέργειάς τους στο μακρινό υπέρυθρο ($\lambda > 10\mu m$), (Soiferet al. 1987). Βέβαια, η ύπαρξη αυτών των γαλαξιών ήταν ήδη γνωστή (Rieke, G.H. and Low, F.J. 1972b). Οι Ultraluminous Far – Infrared Galaxies έχουν $L(8-1000\ \mu m) \gtrsim 10^{12} L_{\odot}$, ενώ οι λαμπρότητές τους στο μακρινό υπέρυθρο υπερβαίνουν τις οπτικές λαμπρότητες κατά έναν παράγοντα 10 ή περισσότερο. Πολλές εξωγαλαξιακές πηγές του IRAS είναι starburst γαλαξίες. Κάποιες άλλες πηγές του IRAS προέκυψε ότι ήταν ήδη γνωστοί AGN, ενώ σε κάποιες περιπτώσεις βρέθηκαν καινούριοι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες. Η εκπομπή αυτών των πηγών στο μακρινό υπέρυθρο είναι κυρίως θερμική εκπομπή από την σκόνη (σε $T \approx 10\ K$ ή λιγότερο) η οποία θερμαίνεται από την μαζική αστρική δημιουργία ή από κάποιον «κρυμμένο» AGN ο οποίος δεν είναι δυνατόν να παρατηρηθεί εξαιτίας της σκόνης.

www.stavrosbooks.gr

2.9.5 Χρονικές Κλίμακες της Μεταβλητότητας των Ενεργών Γαλαξιών

Η ενέργεια που παράγεται από τους ενεργούς γαλαξίες (εξαιρουμένων των NLRGs και των Seyfert 2) μπορεί να μεταβάλλεται σε μικρές χρονικές κλίμακες. Η λαμπρότητα των πλατιών γραμμών εκπομπής και τους συνεχούς ορισμένων Seyfert 1 γαλαξιών και QSOs είναι δυνατόν να αλλάξει κατά έναν παράγοντα 2 σε διάστημα μερικών μηνών, εβδομάδων ακόμη και ημερών, ενώ ταυτόχρονα παρατηρείται μικρή η μηδενική μεταβολή στις στενές γραμμές. Η μεταβολή στις πλατιές γραμμές εκπομπής ακολουθούν χρονικά τις μεταβολές του συνεχούς και ακολουθούν παρόμοιες χρονικές κλίμακες με αυτό. Έχουν παρατηρηθεί επίσης μερικών εκατοστιαίων μονάδων στο ορατό και τις ακτίνες Χ των Seyfert 1 και των QSOs σε χρονικές κλίμακες της τάξεως των μερικών λεπτών, με τις διακυμάνσεις στις ακτίνες Χ να είναι οι πιο ταχείς. Στο άλλο άκρο της χρονικής κλίμακας παρατηρούνται μεταβολές μεγαλύτερης διάρκειας. Για παράδειγμα, στην Εικόνα 2.24 είναι φανερό πως κατά το έτος 1937, ο quasar 3C 279 έγινε λαμπρότερος κατά έναν παράγοντα 250 στα ορατά μήκη κύματος κατά τη διάρκεια μια έκλαμψης η οποία κράτησε για αρκετά χρόνια.



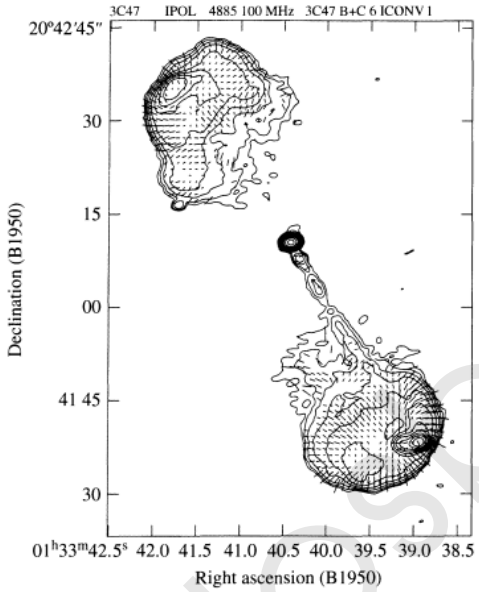
Εικόνα 2.24. Η μεταβολή του φαινόμενου μεγέθους του QSO 3C 279. (Eachus and Liller,1975).

2.9.6 Η Πόλωση της Εκπομπής

Οι QSOs συνήθως εμφανίζουν χαμηλό βαθμό πολωσιμότητας. Στα ορατά μήκη κύματος, ο βαθμός της γραμμικής πόλωσης είναι συνήθως μικρότερος του 3% τόσο για τους ράδιο – ήσυχους όσο και για τους ράδιο – ενεργούς QSOs. Βέβαια σε κάποιες σπάνιες περιπτώσεις ο βαθμός αυτός μπορεί να φθάσει το 35%. Η ράδιο εκπομπή από QSOs με υψηλό βαθμό πόλωσης προέρχεται συνήθως από έναν συμπαγή πυρήνα και τέτοιου είδους πηγές καλούνται core – dominated radio sources (ή αλλιώς συμπαγείς ράδιο πηγές). Αυτοί οι QSOs είναι λιγότερο πολωμένοι στα ράδιο κύματα από ότι οι lobe – dominated sources, δηλαδή οι ράδιο πηγές των οποίων η ακτινοβολία κυριαρχείται από

www.diavlos.gr

την εκπομπή των λοβών, οι οποίες μπορεί να αγγίξουν το 60% της γραμμική πόλωσης. Ο βαθμός της γραμμικής πολώσεως των ράδιο πιδάκων είναι συνήθως 40% αλλά μπορεί να ξεπεράσει και το 50% εντός μιας μικρής περιοχή. Η ακτινοβολία σύγχροτρον είναι υψηλώς γραμμικά πολωμένη. Η χαμηλή πολωσιμότητα των συμπαγών πηγών οφείλεται πιθανότατα στην σύγχροτρον αυτο – απορρόφηση. Στην Εικόνα 2.25 παρουσιάζεται ο προσανατολισμός του μαγνητικού πεδίου του quasar 3C 47.



Εικόνα 2.25. Χαρτογράφηση της πόλωσης του μαγνητικού πεδίου του QSO 3C 47. Και οι δύο λοβοί είναι υψηλά πολωμένοι (Femini et al., 1991).

2.9.7 Τάξεις Λαμπρότητας Fanaroff – Riley

Το 1974 οι B. L. Fanaroff και J.M. Riley πρότειναν ότι οι ράδιο – ενεργοί γαλαξίες στον τρίτο κατάλογο του Cambridge μπορούν να κατηγοριοποιηθούν σε δύο γενικευμένες τάξεις λαμπρότητας. Οι Fanaroff και Riley όρισαν ως αντικείμενα Τάξης I εκείνα στα οποία ο λόγος της απόστασης μεταξύ των λαμπρότερων σημείων της ράδιο εκπομπής εκατέρωθεν του κέντρου (εξαιρουμένης της κεντρική πηγής) προς την πλήρη έκταση της ράδιο πηγής είναι μικρότερος του 0,5. Τα αντικείμενα Τάξης II έχουν λόγο μεγαλύτερο του 0,5. Ένα παράδειγμα FR I γαλαξία είναι ο NGC 1265, που φαίνεται στην Εικόνα 2.11, ενώ ο Κύκνος Α είναι ένα κλασικό παράδειγμα FR II γαλαξία (Εικόνα 2.8). Οι QSOs είναι αντικείμενα τάξης FR II.

Μέσω της ταξινόμησης γίνεται εμφανές ότι οι FR I πηγές χαρακτηρίζονται από μειούμενη ράδιο λαμπρότητα αυξανομένης της απόστασης από το κέντρο του πίδακα, ενώ οι FR II τείνουν να είναι πιο ράδιο λαμπροί στο πέρας των λοβών. Είναι επίσης σύνηθες οι FR I γαλαξίες νε φέρουν δύο ευδιάκριτους πίδακες, ενώ οι FR II γαλαξίες συνήθως εμφανίζουν έναν μόνο δυσδιάκριτο πίδακα (ο δεύτερος συνοδευτικός πίδακας

www.ziovlospooks.gr

είτε είναι εξαιρετικά ασθενής είτε είναι μη ανιχνεύσιμος). Επιπροσθέτως, οι FR I γαλαξίες μπορεί να φέρουν καμπυλωμένους πίδακες, ενώ αυτοί των FR II τείνουν να είναι ευθύγραμμοι.

Ο λόγος που αυτή η μορφολογική ταξινόμηση αναφέρεται ως ταξινόμηση λαμπροτήτων είναι επειδή εμφανίζεται ένα ξεκάθαρος διαχωρισμός μεταξύ των FR I και FR II κατηγοριών που έχει να κάνει με την ειδική λαμπρότητα. Οι πηγές οι οποίες έχουν ειδική λαμπρότητα στα $1{,}4\ GHz$ μικρότερη από $10^{25}\ W\ Hz^{-1}$ ορίζονται ως FR I, ενώ αυτοί με μεγαλύτερη ειδική λαμπρότητα αναπόφευκτα ταξινομούνται ως FR II.

Συγκεντρωτικός Πίνακας των AGN Κατηγοριών

Στην παράγραφο αυτή έγινε η εισαγωγή σε ένα μεγάλο αριθμό αντικειμένων τα οποία εμφανίζουν τόσο ομοιότητες όσο και ξεκάθαρες διαφορές. Προτού συνεχίσουμε στην ενοποίηση των AGN φαινομένων, συνοψίζουμε τα διάφορα αντικείμενα στον Πίνακα 2.1.

Κατηγορία	Υποκατηγορία	Περιγραφή
Seyferts	Τύπου 1	Πλατιές και στενές γραμμές εκπομπής, ασθενής ράδιο εκπομπή, εκπομπή στις ακτίνες X, σπειροειδείς γαλαξίες, μεταβλητοί.
	Τύπου 2	Μόνο στενές γραμμές, ασθενής ράδιο εκπομπή, ασθενής εκπομπή ακτίνων X, σπειροειδείς γαλαξίες, μη μεταβλητοί.
Quasars	Ράδιο – ενεργοί (QSR)	Πλατιές και στενές γραμμές εκπομπής, ισχυρή ράδιο εκπομπή, μερική πόλωση, FR II, μεταβλητοί.
	Ράδιο – ήσυχοι (QSO)	Πλατιές και στενές γραμμές εκπομπής, ασθενής ράδιο εκπομπή, ασθενής πόλωση, μεταβλητοί.
Ράδιο Γαλαξίες	BLRG	Πλατιές και στενές γραμμές εκπομπής, ισχυρή ράδιο εκπομπή, FR II, ασθενής πόλωση, ελλειπτικοί γαλαξίες, μεταβλητοί.
	NLRG	Στενές γραμμές εκπομπής μόνο, ισχυρή ράδιο εκπομπή, FR I και FR II, μηδενική πόλωση, ελλειπτικοί γαλαξίες, μη μεταβλητοί.

www.diavlos.gr books

Blazars	BL Lacs	Σχεδόν πλήρης απουσία γραμμών εκπομπής, ισχυρή ράδιο εκπομπή, ισχυρή πόλωση, ταχεία μεταβλητότητα, 90% σε ελλειπτικούς.
	OVV quasars	Πλατιές και στενές γραμμές εκπομπής, ισχυρή ράδιο εκπομπή, ισχυρή πόλωση, ταχεία μεταβλητότητα, πολύ πιο λαμπροί από τους BL Lacs.
ULIRGs		Πιθανότατα περιβάλλονται από σκόνη. Εναλλακτικά μπορεί να είναι φαινόμενα έντονης αστρογέννεσης.
LINERs		Όμοιοι με τους χαμηλής λαμπρότητας Seyfert 2, γραμμές εκπομπής χαμηλού ιονισμού, εντός σπειροειδών γαλαξιών, φαινόμενα έντονης αστρογέννεσης ή H II περιοχές.

Πίνακας 2.1. Συγκεντρωτικός Πίνακας των AGN Κατηγοριών.

2.10 Δομή Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων

2.10.1 Η Φύση της Κεντρικής Πηγής

Το πιο σημαντικό στοιχείο που αφορά τη φύση της κεντρικής πηγής η οποία τροφοδοτεί τους ενεργούς γαλαξίες είναι η ταχεία χρονική μεταβλητότητα. Θεωρούμε μια οπτικά πυκνή σφαίρα ακτίνας R η οποία ξαφνικά (στο αδρανειακό της σύστημα) αυξάνει ομοιόμορφα την λαμπρότητά της (Εικόνα 2.26). Τα νέα της αλλαγής της λαμπρότητας φθάνουν σε έναν απομακρυσμένο παρατηρητή πρώτα από το κοντινότερο μέρος της σφαίρας αφού ταξιδέψουν απόσταση ℓ_1 και τελευταία από την άκρη του χείλους αφού ταξιδέψουν απόσταση ℓ_2 (το πίσω μέρος της σφαίρας δεν είναι δυνατόν να παρατηρηθεί). Χρησιμοποιώντας της σχέση

$$\ell_2 = \frac{\ell_1 + R}{cos\theta} \simeq \ell_1 + R \quad (2.7)$$

για $R \ll \ell_1$ και $cos\theta \simeq 1$, η ακτινοβολία από το χείλος της σφαίρας πρέπει να ταξιδέψει επιπλέον απόσταση $\ell_2 - \ell_1 \simeq R$. Έτσι, η λαμπρότητα μειώνεται (smear out) σε χρονικό διάστημα $\Delta t = R/c$. Με τον τρόπο αυτό η ταχύτητα της αλλαγής της λαμπρότητας μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον καθορισμό ενός άνω ορίου του μεγέθους του αντικειμένου. Στην περίπτωση που η σφαίρα του παραδείγματος κινούνταν απομακρυσμένη από τη Γη με ταχύτητα u, τότε η ακτίνα που θα υπολογίζονταν από τη Γη θα ήταν

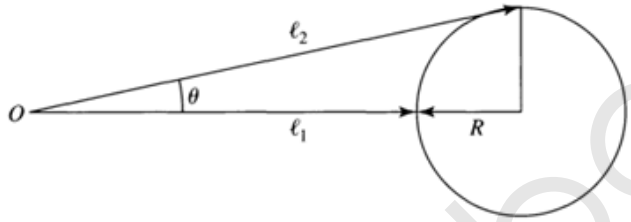
www.diavlos.gr

$$R = c\Delta t\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}} = \frac{c\Delta t}{\gamma} \quad (2.8)$$

όπου γ είναι ο παράγοντας Lorentz. Χρησιμοποιώντας $\Delta t = 1\ h$ και παίρνοντας $\gamma = 1$ για ευκολία, η ακτίνα της περιοχής εκπομπής δεν προκύπτει μεγαλύτερη από

$$R \simeq \frac{c\Delta t}{\gamma} = 1{,}1 \times 10^{12}\ m = 7{,}2\ A.U. \quad (2.9)$$

Αν αναλογιστεί κανείς το γεγονός ότι οι ενεργοί γαλαξίες είναι τα πιο λαμπρά γνωστά αντικείμενα, το μέγεθος που προκύπτει από την Εξίσωση (2.9) είναι εντυπωσιακά μικρό.



Εικόνα 2.26. Η αύξηση της λαμπρότητας μιας σφαίρας όπως φαίνεται από έναν απομακρυσμένο παρατηρητή που βρίσκεται στη θέση Ο.

Η τυπική λαμπρότητα των QSOs είναι $5 \times 10^{39}\ W$ και είναι ισοδύναμη με 360 φορές τη λαμπρότητα του δικού μας Γαλαξία. Εντούτοις, υπάρχει ένα άνω όριο στη λαμπρότητα, L, οποιουδήποτε σφαιρικά συμμετρικού αντικειμένου το οποίο βρίσκεται σε ισορροπία. Η λαμπρότητα πρέπει να είναι μικρότερη από την λαμπρότητα Eddington, $L < L_{ED}$ η οποία δίνεται από την εξίσωση

$$L_{ED} \simeq 1{,}5 \times 10^{31}\ W\ \left(\frac{M}{M_\odot}\right). \quad (2.10)$$

Για λαμπρότητα $L = 5 \times 10^{39}\ W$ προκύπτει ένα κατώτατο όριο για τη μάζα:

$$M > \frac{L}{1{,}5 \times 10^{31}\ W} M_\odot. \quad (2.11)$$

Η ύπαρξη τόσο μεγάλης ποσότητας μάζας εντός μιας τόσο μικρής περιοχής είναι ενδεικτική της παρουσίας μιας υπερμαζικής μελανής οπής. Χρησιμοποιώντας την εξίσωση που δίνει την ακτίνα Schwarzschild

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} \quad (2.12)$$

για μια μελανή οπή ακτίνας R προκύπτει μάζα

www.diavlosbooks.gr

$$M = \frac{Rc^2}{2G} = 3{,}7 \times 10^8 M_\odot. \quad (2.13)$$

Το γεγονός ότι αυτές οι δύο εκτιμήσεις μάζας είναι της ίδιας τάξης μεγέθους είναι αρκετό για στηριχθεί η υπόθεση ότι στα κέντρα των ενεργών γαλαξιών εδράζονται μελανές οπές οι οποίες και τροφοδοτούν αυτές τις πηγές. Για το υπόλοιπο αυτής της παραγράφου θεωρείται ως τυπική μάζα μιας μελανής οπής η $10^8\ M_\odot$ η οποία αντιστοιχεί σε ακτίνα Schwarzschild $R_S \simeq 3 \times 10^{11}\ m \simeq 2\ AU \simeq 10^{-5}\ pc$.

2.10.2 Παραγωγή Ακτινοβολίας Μέσω Προσαύξησης

Ο πιο αποδοτικός τρόπος παραγωγής ενέργειας είναι με την απελευθέρωση βαρυτικής δυναμικής ενέργειας μέσω συσσώρευσης μάζας. Κατά την πρόσπτωση μάζας στην επιφάνεια ενός αστέρα νετρονίων μάζας $1{,}4\ M_\odot$, απελευθερώνεται περίπου του 21% της ενέργειας ηρεμίας. Βέβαια, η απευθείας πρόσπτωση μάζας σε μια μελανή οπή δεν είναι αρκετά αποδοτική επειδή δεν υπάρχει κάποια επιφάνεια με την οποία η μάζα συγκρούεται. Απεναντίας, σύμφωνα με έναν παρατηρητή που βρίσκεται σε μεγάλη απόσταση, μια μάζα σε ελεύθερη πτώση θα επιβραδύνεται μέχρι να σταματήσει και μετά θα εξαφανίζεται καθώς πλησιάζει τα όρια της ακτίνας Schwarzschild R_S. Από την άλλη πλευρά, καθώς η ύλη κινείται σπειροειδώς περί την μελανή οπή μέσω ενός δίσκου προσαύξησης, ένα σημαντικό κλάσμα της ενέργειας ηρεμίας μπορεί να απελευθερωθεί καθώς το ιξώδες μετατρέπει την κινητική ενέργεια σε θερμοκρασία και ακτινοβολία.

Για μία μη περιστρεφόμενη μελανή οπή, η μικρότερη σταθερή τροχιά ενός μαζικού σωματιδίου (και κατά συνέπεια η ενδότερη άκρη ενός δίσκου προσαύξησης) είναι για $r = 3R_S$. Σε αυτή τη θέση, οι θεωρητικοί υπολογισμοί δείχνουν ότι η βαρυτική ενέργεια δέσμευσης είναι $5{,}72\%$ της ενέργειας της μάζας ηρεμίας του σωματιδίου. Έτσι, κατά την καθοδική σπειροειδή κίνηση μάζας μέσω ενός δίσκου προσαύξησης εκλύεται αυτό το ποσό της ενέργειας. Η κατάσταση γίνεται ακόμη πιο ευνοϊκή στην περίπτωση μιας περιστρεφόμενης μελανής οπής επειδή ο ορίζοντας γεγονότων βρίσκεται σε μικρότερη ακτίνα r. Για την περισσότερο ταχύτατα περιστρεφόμενη πιθανή μελανή οπή, τόσο ο ορίζοντας γεγονότων όσο και η μικρότερη σταθερή ορθή (prograde) τροχιά (η τροχιά που έχει φορά αντίθετη από αυτή των δεικτών του ρολογιού αν παρατηρηθεί από το βόρειο πόλο) είναι για $\rho = 0{,}5R_S$ (η μικρότερη σταθερή ανάδρομη (retrograde) τροχιά είναι για $4{,}5R_S$). Η βαρυτική ενέργεια δέσμευσης στην περίπτωση μέγιστης περιστροφής υπολογίζεται πως είναι $42{,}3\%$ της μάζας ηρεμίας του σωματιδίου.

Η λαμπρότητα προσαύξησης που παράγεται από ρυθμό προσαύξησης μάζας, $\dot{M}$, μέσω του δίσκου μπορεί να γραφεί ως

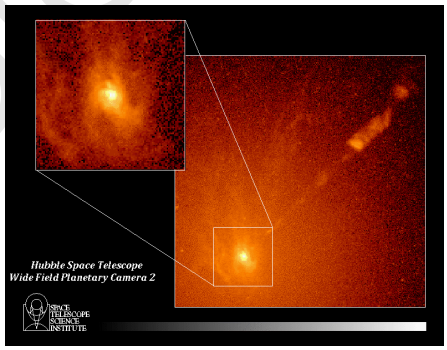
$$L_{disk} = \eta \dot{M} c^2 \quad (2.14)$$

όπου η είναι η απόδοση της διαδικασίας, $0{,}057 \leq \eta \leq 0{,}423$.

www.glossbooks.gr

Η συσσώρευση μάζας μέσω ενός δίσκου γύρω από μια ταχέως περιστρεφόμενη μελανή οπή είναι ένας εξαιρετικά αποδοτικός τρόπος παραγωγής μεγάλων ποσών ενέργειας. Επιπροσθέτως, η μικρότερη σταθερή ορθή τροχιά βρίσκεται εντός της εργόσφαιρας μιας ταχύτατα περιστρεφόμενης μελανής οπής και ο βαρυτομαγνητισμός (frame dragging) εγγυάται ότι το υλικό προσαύξησης θα περιστρέφεται μαζί με τη μελανή οπή. Για τους λόγους αυτούς, οι περισσότεροι αστρονόμοι πιστεύουν ότι ένας δίσκος προσαύξησης γύρω από μια υπερμαζική μελανή οπή είναι ένα βασικό συστατικό του ενοποιημένου μοντέλου των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων. Στην Εικόνα 2.27 απεικονίζεται ο, σπειροειδούς σχήματος, δίσκος αερίου ο οποίος βρίσκεται στο κέντρο του M 87. Το ενδότερο χείλος του δίσκου περιστρέφεται με ταχύτητα περίπου $550\,km\,s^{-1}$, προκαλώντας την μετατόπιση της ακτινοβολίας, που πηγάζει από το χαμηλότερο δεξιό χείλος τους δίσκου, προς την μπλε περιοχή του φάσματος. Σε αντίθεση, το επάνω δεξιά μέρος του δίσκου εκπέμπει ακτινοβολία η οποία ερυθρομετατίθεται. Η κεντρική μελανή οπή υπολογίζεται πως έχει μάζα της τάξης των $3 \times 10^9\,M_{\odot}$.

Οι εσωτερικές περιοχές των δίσκων προσαύξησης γύρω από λευκούς νάνους και αστέρες νετρονίων εμφανίζονται ιδιαίτερα λαμπρές στο υπεριώδες και τις ακτίνες X αντίστοιχα. Θεωρείται αναμενόμενο ένας δίσκος προσαύξησης γύρω από μια μελανή οπή να είναι η πηγή φωτονίων ακόμα μεγαλύτερης ενέργειας. Επειδή τόσο οι λευκοί νάνοι όσο και οι αστέρες νετρονίων συγκρατούνται από την πίεση εκφυλισμού, τα σώματα αυτά ακολουθούν την σχέση μάζας – όγκου ($M_{wd}V_{wd} = \sigma\tau\alpha\theta$) η οποία δηλώνει ότι τα άστρα αυτά γίνονται μικρότερα όσο αυξάνει η μάζα τους. Έτσι, οι δίσκοι προσαύξησης γύρω από πολύ πιο μαζικούς λευκούς νάνους και αστέρες νετρονίων διεισδύουν βαθύτερα στα, βαρυτικού δυναμικού, πηγάδια τους. Η ακτίνα Schwarzschild, εντούτοις, αυξάνεται αυξανομένης της μάζας και έτσι η χαρακτηριστική θερμοκρασία του δίσκου T_{disk}, μειώνεται καθώς η μάζα της μελανής οπής αυξάνεται.



Εικόνα 2.27. Ο ελλειπτικός γαλαξίας M87. Στην εικόνα διακρίνεται ο δίσκος προσαύξησης που βρίσκεται στο κέντρο του γαλαξία καθώς επίσης και ο πίδακας. [Courtesy of H. Ford (STScI/Johns Hopkins D.); R. Harms (Applied Research Corp.); Z. Tsvetanov, A. Davidsen, and G. Kriss (Johns Hopkins D.); R. Bohlin and G. Hartig (STScI); L. Dressel and A. K. Kochhar (Applied Research Corp.); and Bruce Margon (U. Washington).]

www.diavlosbooks.gr

Για να γίνει αυτό πιο κατανοητό υποθέτουμε μια ταχέως περιστρεφόμενη μελανή οπή και δεχόμαστε ότι $R = 0{,}5R_S = GM/c^2$ για την τοποθεσία του εσωτερικού χείλους του δίσκου προσαύξησης. Η εξίσωση θερμοκρασίας του δίσκου είναι:

$$T_{disk} = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma R^3}\right)^{1/4} \quad (2.15)$$

αντικαθιστώντας την τιμή για την ακτίνα που υποτέθηκε ανωτέρω η θερμοκρασία του δίσκου προκύπτει:

$$T_{disk} = \left(\frac{3c^6\dot{M}}{8\pi\sigma G^2 M^2}\right)^{1/4}. \quad (2.16)$$

Για έναν δίσκο ο οποίος ακτινοβολεί σε ένα κλάσμα του ορίου Eddington,

$$f_{Ed} \equiv L_{disk}/L_{Ed} \quad (2.17)$$

προκύπτει ότι

$$\eta\dot{M}c^2 = f_{Ed}\frac{4\pi Gc}{\bar{\kappa}}M, \quad (2.18)$$

ή

$$\dot{M} = \frac{f_{Ed}}{\eta}\frac{4\pi G}{\bar{\kappa}c}M \quad (2.19)$$

όπου $\bar{\kappa}$ είναι η μέση αδιαφάνεια. Από τις εξισώσεις (2.16) και (2.19) προκύπτει ότι

$$T_{disk} = \left(\frac{3c^5 f_{Ed}}{2\bar{\kappa}\sigma GM\eta}\right)^{1/4}, \quad (2.20)$$

Και έτσι για την θερμοκρασία του δίσκου προκύπτει ότι, $T_{disk} \propto M^{-1/4}$.

Θεωρείται πως το big blue bump που παρατηρείται στα φάσματα των QSOs είναι η θερμική υπογραφή του δίσκου προσαύξησης. Εντούτοις, παρόλο που η προσαύξηση θεωρείται πως είναι αυτή που τροφοδοτεί τους ενεργούς γαλαξίες, το θεωρητικό φάσμα ενός δίσκου προσαύξησης δεν είναι δυνατόν να ερμηνεύσει το ευρύ συνεχές που στην ουσία παρατηρείται.

2.10.3 Δομή του Δίσκου Προσαύξησης

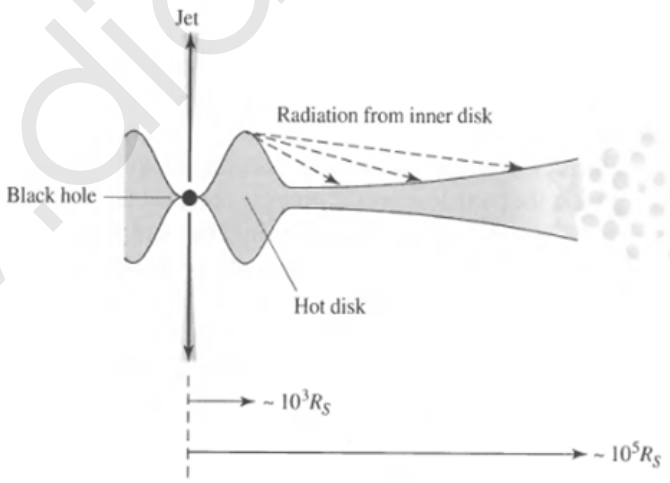
Η δημιουργία ενός λεπτομερούς μοντέλου που να περιγράφει πλήρως τον δίσκο προσαύξησης, γύρω από μια μελανή οπή είναι μια εξαιρετικά δύσκολη υπόθεση πρωτίστως επειδή οι ιδιαίτερα μεγάλες λαμπρότητες που εμπλέκονται έχουν μεγάλη

www.diavlosbooks.gr

επίδραση στη δομή του δίσκου. Θεωρητικοί υπολογισμοί δείχνουν ότι η δομή του δίσκου προσαύξησης εξαρτάται από τον παράγοντα f_{Ed} (Εξίσωση 2.17). Αν $f_{Ed} < 0{,}01$ τότε η πυκνότητα του δίσκου είναι υπερβολικά μικρή για αποτελεσματική ψύξη. Η ενέργεια που παράγεται από το ιξώδες (εσωτερική τριβή) του δίσκου δεν μπορεί να ακτινοβοληθεί αποτελεσματικά και ο δίσκος «φουσκώνει» και μετατρέπεται σε έναν ιοντικό τόρο ο οποίος συγκρατείται από την πίεση των θερμών ιόντων. Τότε ένα μέρος ή όλος ο δίσκος μοιάζει με ένα «ντόνατς» που περιβάλλει τη μελανή οπή. Για $0{,}01 < f_{Ed} < 0{,}1$ προκύπτει ένας λεπτός δίσκος προσαύξησης. Τέλος για $f_{Ed} > 1$ η ακτινοβολιακή πίεση που παράγεται εξισορροπεί τη δύναμη της βαρύτητας και τα φωτόνια είναι ικανά να συγκρατήσουν την ύλη σε ένα φουσκωμένο τόρο ακτινοβολίας.

Υπάρχει ένα σενάριο το οποίο συνίσταται από ένα σύνθετο δίσκο ο οποίος αποτελείται από τρεις περιοχές, όπως φαίνεται στην Εικόνα 2.28. Σε μια απόσταση $1000\,R_S$ από το κέντρο, η ακτινοβολιακή πίεση ξεπερνά την πίεση του αερίου με αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός παχέως, θερμού δίσκου. Αυτή είναι πιθανώς και προέλευση του big blue bump που εμφανίζεται στο συνεχές φάσμα. Έξω από αυτή την περιοχή, μέχρι την απόσταση των $10^5\,R_S$ υπάρχει ένας λεπτός δίσκος ο οποίος συγκρατείται από την πίεση του αερίου. Αυτό το μέρος του δίσκου κυρτώνεται προς τα έξω, και γίνεται παχύτερο αυξανομένης της ακτίνας. Η κοίλη επιφάνεια του εξώτερου δίσκου ακτινοβολείται από την κεντρική πηγή, ή το παχύ μέρος του εσωτερικού δίσκου, με αποτέλεσμα το σχηματισμό ενός ανέμου ο οποίος ρέει απομακρυνόμενος από τον δίσκο. Τελικά, πέραν της απόστασης των $10^5\,R_S$, ο παχύς δίσκος σπάει σε πολυάριθμα μικρά νέφη.

Δυστυχώς, κάποια προβλήματα με αυτή την εικόνα παραμένουν. Για παράδειγμα οι τιμές του παράγοντα f_{Ed} που αναφέρονται ανωτέρω, στην περίπτωση των Seyferts δεν είναι συμβατοί με τα μοντέλα των παχέων δίσκων.



Εικόνα 2.28. Σχηματική αναπαράσταση του δίσκου προσαύξησης ενός ενεργού γαλαξιακού πυρήνα. (Εικόνα: An introduction to modern astrophysics, Carroll and Ostlie).

www.diavlosbooks.gr

2.10.4 Τι μας λένε τα Φάσματα των AGN

Στην περίπτωση των blazars υπάρχει ευρεία συμφωνία όσον αφορά το γεγονός ότι το συνεχές φάσμα τους, με το νόμο δύναμης που το περιγράφει και την καθορισμένη πόλωσή του, παράγεται λόγω της ακτινοβολίας σύγχροτρον. Η ακτινοβολία σύγχροτρον, στην περίπτωση των pulsars, παράγεται όταν σχετικιστικά φορτισμένα σωματίδια, όπως τα ηλεκτρόνια, κινούνται σπειροειδώς γύρω από τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου. Για σώματα όπως οι blazars, η κατάσταση είναι πιο περίπλοκη. Το big blue bump που παρατηρείται στα φάσματα άλλων κατηγοριών ενεργών γαλαξιών θεωρείται πως έχει θερμική προέλευση. Επιπροσθέτως, η εκπομπή που προέρχεται από τους κόκκους σκόνης παίζει σημαντικό ρόλο στο υπεριώδες.

Τα φωτόνια της ακτινοβολίας σύγχροτρον χαρακτηρίζονται από ένα μεγάλο εύρος διαθέσιμων ενεργειών με αποτέλεσμα να είναι ικανά να ιονίσουν άτομα σε διάφορες ενεργειακές καταστάσεις και έτσι προκύπτει η μεγάλη ποικιλία καταστάσεων ιονισμού που παρατηρούνται στις φασματικές γραμμές εκπομπής των ενεργών γαλαξιών. Για παράδειγμα, έχει παρατηρηθεί ένας μεγάλος αριθμός καταστάσεων ιονισμού απαγορευμένων γραμμών, συμπεριλαμβανομένων των [O I] και [Fe X]. Επιπροσθέτως, η ακτινοβολία σύγχροτρον μπορεί να είναι μέχρι και 70% γραμμικά πολωμένη, γεγονός το οποίο έρχεται σε συμφωνία με τους υψηλούς βαθμούς πόλωσης που παρατηρούνται σε κάποιες περιπτώσεις ενεργών γαλαξιών.

2.10.5 Η Παραγωγή Σχετικιστικών Εκροών Φορτισμένων σωματιδίων

Θα αποτελούσε έκπληξη η παρατήρηση της ύπαρξης μαγνητικού πεδίου σε αυτή τη διαδικασία. Ενώ θεωρητικά είναι πιθανό μία απομονωμένη μελανή οπή να έχει μαγνητικό πεδίο, είναι σχεδόν απίθανο αυτό να συμβεί στη φύση. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι παρόλο που τα τρία χαρακτηριστικά γνωρίσματα μιας μελανής οπής (μάζα, στροφορμή, και ηλεκτρικό φορτίο) μπορούν να συνδυαστούν προς παραγωγή μαγνητικού πεδίου, εντούτοις η μελανή οπή θα πρέπει να είναι ουσιαστικά ηλεκτρικά ουδέτερη, καθώς κάθε φορτίο που αποκτάται μέσω της μελανής οπής έλκεται από το αντίθετό του με αποτέλεσμα να εξουδετερώνονται. Εντούτοις, το υλικό του ιονισμένου δίσκου είναι εξαιρετικά αγώγιμο, με αποτέλεσμα να είναι δυνατή η δημιουργία μαγνητικού πεδίου το οποίο παράγεται από τον δίσκο προσαύξησης, καθώς αυτός περιφέρεται τροχιακά γύρω από τη μελανή οπή.

Είναι εξαιρετικά πιθανό, με έναν τρόπο που θυμίζει τον μηχανισμό που λαμβάνει χώρα και στους pulsars, το μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο κοντά στην επιφάνεια του δίσκου να επάγει ένα ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο ικανό να επιταχύνει φορτισμένα σωματίδια μακριά από το δίσκο. Καθώς τα σωματίδια κινούνται προς τα έξω, επιταχύνονται σε σχετικιστικές ταχύτητες, ενώ ταυτόχρονα κινούνται σπειροειδώς γύρω από τις μαγνητικές δυναμικές γραμμές, οι οποίες περιστρέφονται μαζί με το δίσκο. Επειδή οι

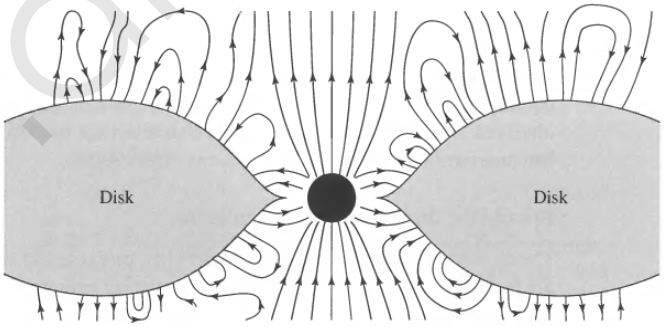
www.ojovlosbooks.gr

γραμμές του πεδίου είναι «δεμένες» με τον αγώγιμο δίσκο, η ενέργεια των σωματιδίων προέρχεται από τον δίσκο προσαύξησης, επιβαρύνοντάς τον ενεργειακά.

Υπάρχει μία ακόμη πηγή ενέργειας η οποία τροφοδοτείται από την περιστροφική ενέργεια της ίδιας της μελανής οπής, και η οποία περιγράφηκε για πρώτη φορά από τους Roger Blandford και Roman Znajek (Blandford, R. D., Znajek, R. L., 1977). Λεπτομερείς υπολογισμοί δείχνουν ότι η περιστρεφόμενη μελανή οπή μπορεί να θεωρηθεί ως ένας περιστρεφόμενος αγωγός εντός μαγνητικού πεδίου (Εικόνα 2.29). Όπως ακριβώς η κίνηση ενός αγώγιμου σύρματος μέσα σε ένα μαγνητικό πεδίο παράγει μια ηλεκτροκινητική δύναμη μεταξύ των άκρων του, έτσι και η περιστροφή μιας μελανής οπής σε ένα μαγνητικό πεδίο θα παράγει μια διαφορά δυναμικού μεταξύ των πόλων και του ισημερινού. Η ενεργός αντίσταση της περιστρεφόμενης μελανής οπής μεταξύ των πόλων και του ισημερινού είναι $30\ \Omega$. Σε αυτή την εικόνα, η μελανή οπή συμπεριφέρεται ως μια γιγαντιαία μπαταρία συνδεδεμένη με μια αντίσταση $30\ \Omega$. Με τον τρόπο αυτό, ισχύς εξάγεται από την περιστροφική ενέργεια της μελανής οπής, όπως ακριβώς ένα ρεύμα φορτισμένων σωματιδίων ρέει μέσω της αντίστασης, ως συνέπεια της διαφοράς δυναμικού. Σαν αποτέλεσμα, ο ρυθμός περιστροφής της μελανής οπής μειώνεται. Η ισχύς που παράγεται μέσω του μηχανισμού Blandford-Znajek για μια μελανή οπή μάζας $10^8 M_\odot$, ακτίνας $R_S = 3 \times 10^{11}\ m$ και μαγνητικού πεδίου $1\ T$, είναι περίπου

$$P \simeq \frac{4\pi}{\mu_0} B^2 R_S^2 c = 2{,}7 \times 10^{38}\ W = 7{,}1 \times 10^{11}\ L_\odot.$$

Η ενέργεια είναι στη μορφή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας και ροής σχετικιστικών ζευγών ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων. Περίπου το 9,2% της ενέργειας ηρεμίας μιας μελανής οπής, που περιστρέφεται με τη μέγιστη ταχύτητα, μπορεί να εξαχθεί με αυτόν τον τρόπο. Αυτή είναι άλλη μία σημαντική πηγή ενέργειας εν συγκρίσει με αυτή που παρέχεται από την προσαύξηση δίσκου.



Εικόνα 2.29. Ο δίσκος προσαύξησης και το μαγνητικό του πεδίο καθώς περιστρέφονται γύρω από τη μελανή οπή.

www.diavlosbooks.gr

Οι δύο διαδικασίες που μόλις περιγράφηκαν φαίνεται πως είναι ικανές να παράγουν τη σχετικιστική εκροή των φορτισμένων σωματιδίων, παρόλο που ο μηχανισμός παραμένει ακόμη αβέβαιος. Καθώς τα ηλεκτρόνια κινούνται σπειροειδώς γύρω από τις μαγνητικές δυναμικές γραμμές, εκπέμπουν την ακτινοβολία σύγχροτρον η οποία συνεισφέρει στο συνεχές φάσμα των ενεργών γαλαξιών. Αξίζει να θυμηθούμε από την παράγραφο 2.3, «*Τα Φάσματα των Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων»,* ότι τα παρατηρούμενα, νόμου δύναμης, σύγχροτρον φάσματα των AGN συνεπάγονται ότι η κατανομή των ενεργειών των ηλεκτρονίων περιγράφεται από ένα νόμο δύναμης. Ο τρόπος με τον οποίο προκύπτει αυτή η κατανομή δεν είναι ακόμη γνωστός, παρά το γεγονός ότι τα φάσματα σύγχροτρον, νόμου δύναμης παρατηρούνται και στα υπολείμματα υπερκαινοφανών όπως το νεφέλωμα του Καρκίνου.

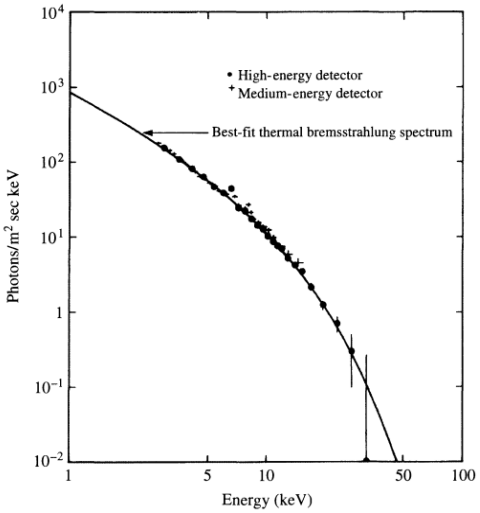
2.10.6 Η Παραγωγή των Ακτίνων Χ

Οι ενεργοί γαλαξίες μπορεί να είναι ιδιαίτερα λαμπροί στις ακτίνες Χ,[14] μάλιστα στα φάσματά τους εμφανίζεται μια περίσσεια ακτινοβολίας πάνω από την σύγχροτρον ακτινοβολία για την ερμηνεία της οποίας έχουν προταθεί διάφοροι μηχανισμοί. Το υψηλών συχνοτήτων πέρας του δίσκου προσαύξησης ενδέχεται πως είναι η πηγή των μαλακών (χαμηλής ενέργειας) ακτίνων Χ. Χαμηλότερης ενέργειας φωτόνια από άλλες πηγές είναι δυνατόν να σκεδάζονται σε πολύ υψηλότερες ενέργειες κατά τις συγκρούσεις τους με σχετικιστικά ηλεκτρόνια. Κατά τη διαδικασία αυτή έχουμε μεταφορά ενέργειας από το σκεδαζόμενο ηλεκτρόνιο στο φωτόνιο μια διαδικασία γνωστή ως αντίστροφος σκεδασμός Compton[15]. Είναι ενδιαφέρον να αναφερθεί ότι ο αντίστροφος σκεδασμός Compton ενδέχεται να είναι υπεύθυνος για την παραγωγή ακτίνων γάμμα που παρατηρούνται από τον QSO 3C 273. Η θερμική ακτινοβολία πέδης (θερμικό bremsstrahlung), ο μηχανισμός δηλαδή που παράγει την εκπομπή ακτίνων Χ από τα σμήνη γαλαξιών, έχει ένα χαρακτηριστικό φάσμα (Εικόνα 2.30) το οποίο κάλλιστα θα μπορούσε να είναι συνεπές με τις παρατηρήσεις των ακτίνων Χ από τους ενεργούς γαλαξιακούς πυρήνες.

[14] Οι ακτίνες Χ που εκπέμπονται από τους ενεργούς γαλαξίες ενδέχεται να είναι υπεύθυνες για το υπόβαθρο ακτίνων Χ, την ομοιόμορφη δηλαδή λάμψη των φωτονίων ακτίνων Χ που διαχέεται στον ουρανό. Το υπόβαθρο ακτίνων Χ που ανακαλύφθηκε το 1962, εκτείνεται μέχρι την περιοχή των ακτίνων γάμμα του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος.

[15] Στον σκεδασμό Compton συμβαίνει μεταφορά ενέργειας από το φωτόνιο στο ηλεκτρόνιο. Στον αντίστροφο σκεδασμό Compton έχουμε μεταφορά ενέργειας από το ηλεκτρόνιο στο φωτόνιο.

www.ellinikabooks.gr



Εικόνα 2.30. Το φάσμα της θερμικής ακτινοβολίας πεδήσεως (θερμικό bremsstrahlung) για θερμοκρασία $88 \times 10^6\ K$.

2.10.7 Πλατιές και Στενές Γραμμές Εκπομπής

Οι χαρακτηριστικές πλατιές γραμμές εκπομπής (όταν είναι παρούσες) καθώς επίσης και οι στενές γραμμές εκπομπής των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων είναι το αποτέλεσμα του φωτοϊονισμού εξαιτίας της συνεχούς ακτινοβολίας. Η μελέτη αυτών των γραμμών αποκαλύπτει τις συνθήκες κάτω από τις οποίες σχηματίστηκαν (An Introduction to Modern Astrophysics, Carroll and Ostlie). Όλες οι πλατιές γραμμές προέρχονται από επιτρεπόμενες ατομικές μεταβάσεις, αλλά καμία από αυτές δεν περιλαμβάνει τις απαγορευμένες μεταβάσεις που παρατηρούνται στην περίπτωση των στενών γραμμών εκπομπής. Οι πλατιές γραμμές Hα και Hβ μεταβάλλονται σε χρονικές κλίμακες της τάξης του ενός μήνα ή λιγότερο. Σε αντίθεση, οι στενές γραμμές μεταβάλλονται ελάχιστα ή και καθόλου. Το στοιχείο αυτό, μαζί με την ανακάλυψη ότι οι γαλαξίες Seyfert 2 πιθανώς φιλοξενούν Seyfert 1 πυρήνες, καταδεικνύουν ότι οι πλατιές και οι στενές γραμμές εκπομπής, που εμφανίζονται στα φάσματα των ενεργών γαλαξιών, προέρχονται από διαφορετικές περιοχές και κάτω από διαφορετικές συνθήκες.

2.10.8 Η Περιοχή των Πλατιών Γραμμών (Broad Line Region ή BLR)

Οι πλατιές γραμμές εκπομπής που παρατηρούνται στα φάσματα των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων σχηματίζονται στην περιοχή BLR η οποία βρίσκεται σχετικά κοντά στον πυρήνα. Η μελέτη του γαλαξία Seyfert NGC 4151 αποκάλυψε ότι όταν η ένταση της συνεχούς ακτινοβολίας μεταβάλλονταν, η απόκριση των πλατιών γραμμών εκπομπής σε αυτή τη μεταβολή, ήταν πολύ γρήγορη, δηλαδή λιγότερη από μήνα έως ακόμη και μία

www.openbooks.gr

εβδομάδα [Caroll, B., and Ostllie, D. 2006, An Introduction to Modern Astrophysics (2nd Edition)]. Το φως μπορεί να ταξιδέψει απόσταση $10^{15}\ m$ μέσα σε 30 ημέρες, δεδομένο το οποίο παρέχει μια πρώτη εκτίμηση της ακτίνας της BLR περιοχής των γαλαξιών Seyfert και των BLRGs. Οι μεταβολές των γραμμών, στην περίπτωση των quasars, λαμβάνουν χώρα σε μεγαλύτερες χρονικές κλίμακες, που σημαίνει ότι οι BLR περιοχές μπορεί να είναι μεγαλύτερες κατά έναν παράγοντα περίπου τέσσερα [Caroll, B., and Ostllie, D. 2006, An Introduction to Modern Astrophysics (2nd Edition)]. Η μελέτη των γραμμών εκπομπής του Fe II καταδεικνύει ότι η θερμοκρασία της BLR περιοχής είναι $\sim 10^4\ K$. Άλλες γραμμές καταδεικνύουν ότι η αριθμητική πυκνότητα των ηλεκτρονίων κυμαίνεται στο εύρος $10^{15}\ m^{-3} - 10^{16}\ m^{-3}$. Οι απαγορευμένες γραμμές, σε τόσο μεγάλες αριθμητικές πυκνότητες, δεν είναι δυνατόν να παρατηρηθούν εξαιτίας των συχνών συγκρούσεων μεταξύ των ατόμων. Άτομα και ιόντα με ηλεκτρόνια στις μακροβιότερες μετασταθείς καταστάσεις, που εγείρουν τις απαγορευμένες γραμμές, αποδιεγείρονται μέσω συγκρούσεων πριν προλάβουν να συμβούν οι προς τα κάτω ακτινοβολιακές μεταβάσεις. Ως αποτέλεσμα, οι απαγορευμένες γραμμές είναι πολύ πιο ασθενείς από τις επιτρεπόμενες γραμμές.

Παρατηρείται μια ευρεία συμφωνία ως προς το γεγονός ότι η BLR περιοχή αποτελείται από πυκνώματα ύλης, δηλαδή από μερικώς ιονισμένα νέφη αερίου, γεγονός που σημαίνει ότι η περιοχή δεν είναι ομογενής [Caroll, B., and Ostllie, D. 2006, An Introduction to Modern Astrophysics (2nd Edition)]. Τα οπτικά πυκνά νέφη, που επί της ουσίας παράγουν τις γραμμές εκπομπής αποτελούν μόλις το 1% του συνολικού όγκου της περιοχής και πιθανότατα έχουν πεπλατυσμένη κατανομή. Αυτές οι περιοχές υψηλής πυκνότητας ενδέχεται να περιβάλλονται από ένα αραιό, υψηλής θερμοκρασίας, μέσο το οποίο εμποδίζει τη διασπορά των νεφών.

Σύμφωνα με το ενοποιημένο μοντέλο, τα διαφόρων τύπων παρατηρούμενα AGN φαινόμενα οφείλονται στις διαφορετικές γωνίες παρατήρησης της κεντρικής πηγής και του περιβάλλοντος μέσου. Σύμφωνα με το ενοποιημένο μοντέλο, ένας οπτικά πυκνός τόρος αερίου και σκόνης περιβάλλει τα νέφη της BLR περιοχής. Πιθανότατα είναι αυτός ο τόρος ο οποίος αποκρύπτει την BLR περιοχή αλλά και την κεντρική πηγή από τον παρατηρητή, στην περίπτωση των γαλαξιών Seyfert 2 (Εικόνα 2.31). Σε αυτή την περίπτωση, τόσο το συνεχές όσο και οι γραμμές εκπομπής φθάνουν στον παρατηρητή έμμεσα, γεγονός το οποίο εξηγεί γιατί το συνεχές των γαλαξιών Seyfert 2 είναι πολύ πιο αμυδρό από αυτό των Seyfert 1. Στο σύνολό του, το φως που λαμβάνεται απ' ευθείας από τον πυρήνα είναι αυτό που κάνει τους γαλαξίες Seyfert 1 πιο λαμπρούς από τους Seyfert 2. Τέλος, θεωρείται πως ο τόρος είναι αδιαφανείς στις μαλακές ακτίνες X επειδή στην περίπτωση των Seyfert 2 γαλαξιών παρατηρούνται μόνο σκληρές ακτίνες X (με ενέργειες μεγαλύτερες από περίπου $5\ keV$.

www.diavlos.gr

2.10.9 Η Περιοχή των Στενών Γραμμών (Narrow Line Region ή NLR)

Έξω από τον αδιαφανή τόρο βρίσκεται η NLR περιοχή, από όπου και προέρχονται οι στενές γραμμές εκπομπής. Η αριθμητική πυκνότητα των ηλεκτρονίων της περιοχής αυτής είναι περίπου $10^{10}\, m^{-3}$, και είναι συγκρίσιμη με τις τιμές που απαντώνται στα πλανητικά νεφελώματα και τις Η ΙΙ περιοχές [Caroll, B., and Ostllie, D. 2006, An Introduction to Modern Astrophysics (2nd Edition)]. Η NLR περιοχή περιλαμβάνει περισσότερη μάζα από την BLR περιοχή, ενώ αξίζει να σημειωθεί ότι σε ένα τέτοιο περιβάλλον είναι δυνατόν να παραχθούν τόσο επιτρεπόμενες όσο και απαγορευμένες γραμμές εκπομπής. Οι γραμμές αυτές αποκαλύπτουν πως η θερμοκρασία της περιοχής είναι περίπου $10^4\, K$. Όπως και η BLR περιοχή έτσι και αυτή που παράγει τις στενές γραμμές εκπομπής αποτελείται από πυκνώματα ύλης. Βέβαια, η NLR περιοχή χαρακτηρίζεται από λίγο πολύ σφαιρική κατανομή νεφών [Caroll, B., and Ostllie, D. 2006, An Introduction to Modern Astrophysics (2nd Edition)]. Τα νέφη που βρίσκονται πολύ μακριά πάνω ή κάτω από τον τόρο ακτινοβολούνται και φωτοϊονίζονται από την συνεχή ακτινοβολία που προέρχεται από το κέντρο του ενεργού πυρήνα. Υπάρχουν νέφη της NLR περιοχής τα οποία δεν έχουν οπτική επαφή με τον πυρήνα επειδή τα νέφη αυτά είναι κρύβονται από τον πυρήνα καθώς βρίσκονται πίσω από τον τόρο. Άμεσο αποτέλεσμα αυτού του γεγονότος είναι τα νέφη να μην φωτοϊονίζονται και να παραμένουν ουδέτερα.

Αν η NLR περιοχή μπορεί να αντιμετωπιστεί ως Η ΙΙ περιοχή, που αποτελείται από πυκνώματα, τότε μπορεί να χρησιμοποιηθεί η ακτίνα Strömgren για να γίνει μια εκτίμηση του κλάσματος της περιοχής που καταλαμβάνεται από νέφη. Αν τα νέφη καταλαμβάνουν κλάσμα ϵ (συντελεστής πληρότητας – filling factor) του συνολικού όγκου της NLR περιοχής, τότε από τη σχέση που δίνει την ακτίνα Strömgren έχουμε:

$$r_S \cong \left(\frac{3N}{4\pi\alpha}\right)^{1/3} n_H^{-2/3} \quad (2.21)$$

όπου

- N: συνολικός αριθμός φωτονίων ιονισμού
- α: κβαντομηχανικός συντελεστής επανασύνδεσης ο οποίος εκφράζει την πιθανότητα ένα ηλεκτρόνιο και ένα πρωτόνιο να σχηματίσουν ένα άτομο υδρογόνου
- n_H: αριθμητική πυκνότητα ατόμων ουδέτερου υδρογόνου

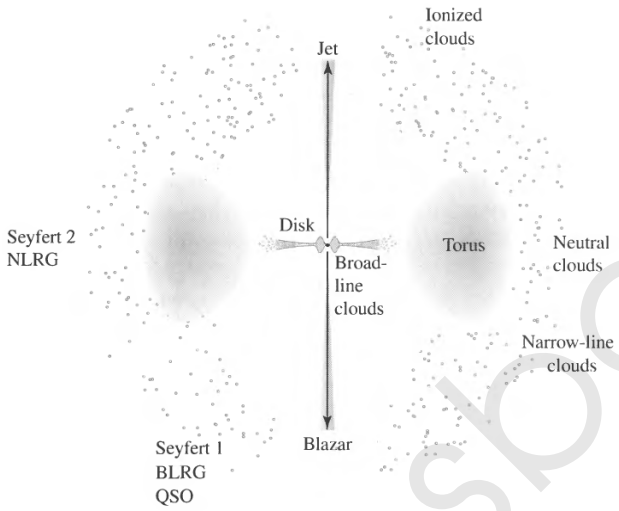
Έτσι, η ακτίνα της NLR περιοχής είναι:

$$r_{NLR} \cong \left(\frac{3N}{4\pi\alpha_{qm}\epsilon}\right)^{1/3} n_e^{-2/3}. \quad (2.22)$$

www.diavlos.gr

Σε αυτή την περίπτωση είναι:

- N: αριθμός φωτονίων που παράγονται από την κεντρική πηγή του ενεργού γαλαξία ανά δευτερόλεπτο και είναι ικανά να ιονίσουν το υδρογόνο από τη βασική του κατάσταση
- α_{qm}: κβαντομηχανικός συντελεστής επανασύνδεσης



Εικόνα 2.31. Σχηματική αναπαράσταση ενός ενεργού γαλαξιακού πυρήνα. Οι πίδακες είναι παρόντες στους ράδιο – ενεργούς AGN.

Τα προφίλ των στενών γραμμών εκπομπής που παρατηρούνται στα φάσματα των Seyfert 2 γαλαξιών συνήθως φέρουν εκτεταμένες μπλε πτέρυγες, γεγονός το οποίο καταδεικνύει ότι τα νέφη κινούνται προς τον παρατηρητή σε σχέση πάντα με τον γαλαξιακό πυρήνα. Η κίνηση αυτή ερμηνεύεται ως ακτινική απομάκρυνση των νεφών από το κέντρο. Τα νέφη τα οποία βρίσκονται στην απομακρυσμένη πλευρά του ενεργού γαλαξία, προφανώς απομακρύνονται από τον παρατηρητή με αποτέλεσμα η ακτινοβολία τους να μειώνεται λόγω εξασθένισης.

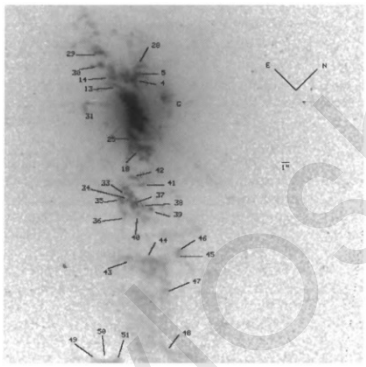
Η προς τον παρατηρητή ροή των νεφών, της περιοχής που παράγει τις στενές γραμμές εκπομπής, οφείλεται πιθανότατα στον συνδυασμό της ακτινοβολιακής πίεσης και ενός ανέμου ο οποίο προέρχεται από τον δίσκο προσαύξησης. Επίσης, αυτή η εκροή των νεφών μπορεί να σχετίζεται με υλικό το οποίο προέρχεται από τους ράδιο πίδακες. Στην Εικόνα 2.32 διακρίνεται η NLR περιοχή του Seyfert 1 NGC 4151, στην οποία τα διακριτά νέφη εκπομπής είναι εμφανή. Είναι επίσης προφανές ότι η οπτική εκπομπή εμπίπτει σε δύο κωνικές κατανομές που εκτείνονται βορειοανατολικά και νοτιοδυτικά του κέντρου του γαλαξία. Όταν ένας ράδιο χάρτης τοποθετηθεί πάνω σε αυτή την εικόνα, τότε η ράδιο εκπομπή συμπίπτει με τον άξονα της δικωνικής οπτικής εκπομπής.

Παρόμοιες παρατηρήσεις έχουν γίνει για τον Seyfert 2 γαλαξία Mrk3. Σε αυτή την περίπτωση εμφανίζονται επιπλέον στοιχεία που καταδεικνύουν ότι η περιοχή των στενών

www.ziavlosbooks.gr

γραμμών αποτελείται από διαστελλόμενα κελύφη γύρω από τους ράδιο πίδακες. Έχει προταθεί πως το υλικό το οποίο σχηματίζει τους πίδακες διαστέλλεται με ταχύτητα $0{,}1c$ από το κέντρο του γαλαξία. Καθώς ο πίδακας κινείται εντός του διαστρικού μέσου, το αέριο ιονίζεται σε θερμοκρασία $\sim 10^7\, K$. Το υπερθερμασμένο αέριο διαστέλλεται δίνοντας ενέργεια στο αέριο που βρίσκεται κοντά στην επιφάνεια του διαστελλόμενου κελύφους, το οποίο εν συνεχεία παράγει την περιοχή των στενών γραμμών εκπομπής.

Μία περεταίρω συνέπεια του διαστελλόμενου αυτού μοντέλου, είναι ότι η NLR περιοχή έχει μικρό χρόνο ζωής, τουλάχιστον στην περίπτωση των Seyfert συστημάτων. Επειδή οι ράδιο πίδακες των γαλαξιών Seyfert έχουν μήκος μόλις λίγα kliloparsec, έπεται βάση της ταχύτητας διαστολής του πίδακα, ότι η NLR περιοχή έχει ηλικία μεταξύ 10^4 και 10^5 έτη. Αν όντως αυτό ισχύει, τότε τα φαινόμενα Seyfert είναι παροδικά και πιθανότατα προκαλούνται από την προσωρινή τροφοδότηση της υπερμαζικής μελανής οπής του γαλαξία.



Εικόνα 2.32. Εικόνα από το τηλεσκόπιο Hubble στην οποία φαίνεται η NLR περιοχή του Seyfert 1 γαλαξία NGC 4151. Στην εικόνα επίσης διακρίνονται τα πολυάριθμα νέφη τα οποία διατάσσονται σε δικωνική κατανομή. Τα νέφη στα νοτιοδυτικά πλησιάζουν προς τον παρατηρητή ενώ τα νέφη στα βορειοανατολικά απομακρύνονται από αυτόν. (Kaiser et al., 2000).

2.11 Ενοποιημένο Μοντέλο των Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων

2.11.1 Εισαγωγή

Σε προηγούμενη παράγραφο παρουσιάστηκε ένα μεγάλο εύρος των κύριων παρατηρούμενων ενεργών γαλαξιακών πηγών. Παρόλο που μεταξύ των εμφανίζονται αρκετές ομοιότητες, όπως ο λαμπρός συμπαγής πυρήνας, το ευρύ συνεχές, και η χρονική μεταβλητότητα υπάρχουν και κάποιες ειδοποιείς διαφορές που περιλαμβάνουν την ύπαρξη ή όχι των πλατιών γραμμών εκπομπής, την ένταση της ράδιο εκπομπής και την

ένταση της ακτινοβολίας ακτίνων Χ. Το ερώτημα που προκύπτει λοιπόν είναι αν οι διάφοροι τύποι ενεργών γαλαξιών είναι θεμελιακά διαφορετικοί ή ίδιοι.

Είναι λοιπόν εξαιρετικά πιθανό πως όλοι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες τροφοδοτούνται από την ίδια «μηχανή» εξαιτίας της πρόσπτωσης ύλης εντός της υπερμεγέθους μελανής οπής στο κέντρο του γαλαξία. Όσον αφορά τις παρατηρησιακές διαφορές, αυτές οφείλονται στους διαφορετικούς προσανατολισμούς των αντικειμένων ως προς τον παρατηρητή καθώς επίσης και στους διαφορετικούς ρυθμούς προσαύξησης και τις διαφορετικές μάζες των κεντρικών μελανών οπών.

Παρόλο που μέχρι στιγμής δεν υπάρχει πλήρης επιστημονική συμφωνία όσον αφορά τις λεπτομέρειες ενός ενοποιημένου μοντέλου των ενεργών γαλαξιών, το μοντέλο εντούτοις παρέχει ένα γενικό πλαίσιο για την οργάνωση των παρατηρήσεων και της ερμηνείας τους. Κάθε μοντέλο οφείλει να είναι αυτοσυνεπές, που σημαίνει πως τα δομικά στοιχεία του πρέπει να είναι όλα σε αρμονία. Επίσης, όπως όλες οι βιώσιμες θεωρίες και μοντέλα στην επιστήμη, ένα επιτυχημένο μοντέλο για τους AGN πρέπει να έχει τη δύναμη να προβλέπει τα αποτελέσματα των νέων παρατηρησιακών ελέγχων και να μπορεί να ερμηνεύει όλες τις παρατηρήσεις του παρελθόντος. Στα πλαίσια ενός ενοποιημένου μοντέλου για τους AGN έχουν γίνει επιτυχείς προβλέψεις και έχουν τεθεί οι βάσεις για την περαιτέρω εξέλιξη του μοντέλου.

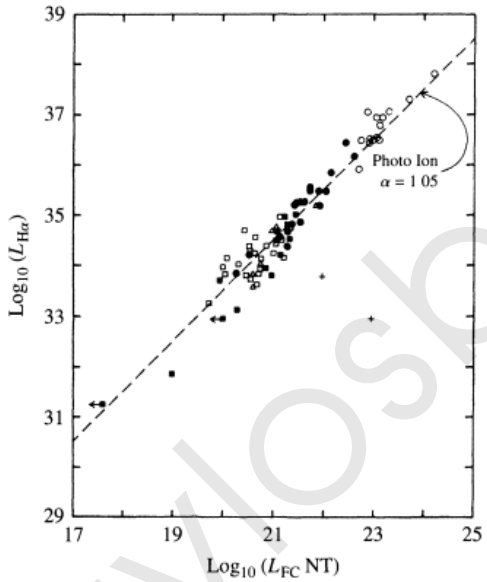
2.11.2 Ενοποιημένο Μοντέλο

Ξεκινώντας, θα συζητηθούν δύο σημαντικά στοιχεία τα οποία καταδεικνύουν ότι η αναζήτηση ενός ενοποιημένου μοντέλου είναι πράγματι αναγκαία. Στην Εικόνα 2.33 παρουσιάζεται η λαμπρότητα στην γραμμή εκπομπής Ηα, $L_{H\alpha}$, και η λαμπρότητα L_{FC} του συνεχούς, από το οποίο απουσιάζουν χαρακτηριστικά απορρόφησης και εκπομπής, στα 480 nm. Στην εικόνα απεικονίζονται αυτά τα δύο μεγέθη για μια μεγάλη κατηγορία ενεργών πηγών (εξαιρουμένων των blazars). Αν οι γραμμές εκπομπής του υδρογόνου παράγονται μέσω του φωτοϊονισμού των ατόμων υδρογόνου από την συνεχή ακτινοβολία και από την επακόλουθη επανασύνδεση, τότε οι δύο λαμπρότητες πρέπει να είναι ανάλογες, ενώ ταυτόχρονα θα πρέπει να παρατηρείται μια ευθεία γραμμή με κλίση 1 στην γραφική $\mathrm{Log}_{10}(L_{H\alpha}) - \mathrm{Log}_{10}(L_{FC}NT)$. Στην Εικόνα 2.33 η διακεκομμένη γραμμή έχει κλίση 1,05 γεγονός που επιβεβαιώνει ότι $L_{H\alpha} \propto L_{FC}$. Το αποτέλεσμα αυτό συνεπάγεται την ίδια προέλευση των γραμμών εκπομπής του υδρογόνου, τόσο των στενών όσο και των πλατιών που παρατηρούνται στους Seyfert 1 και 2 γαλαξίες, στους ράδιο γαλαξίες πλατιών και στενών γραμμών αντίστοιχα, καθώς επίσης και στους ράδιο ήσυχους και ράδιο - ενεργούς QSOs.

Άλλο ένα στοιχείο προς την κατεύθυνση του ενοποιημένου μοντέλου προέρχεται από τις παρατηρήσεις των Robert Antonucci και Joseph Miller (Antonucci, R. R. J., Miller, J. S. 1985). Κατά την παρατήρηση του NGC 1068 (Seyfert 2) σε πολωμένη ακτινοβολία, οι ερευνητές παρατήρησαν ένα φάσμα τύπου Seyfert 1 με πλατιές γραμμές εκπομπής. Αυτή αλλά και παρόμοιες περιπτώσεις που παρατηρήθηκαν από το 1985 και

www.grafiosbooks.gr

μετά κατέδειξαν ότι εντός των Seyfert 2 γαλαξιών εδράζονται Seyfert 1 πυρήνες οι οποίοι είναι κρυμμένοι από κάποιο οπτικά πυκνό υλικό και δεν μπορούν να παρατηρηθούν απευθείας από τη Γη. Το εξασθενημένο φάσμα του Seyfert 1 (το οποίο συνήθως κατακλύζεται από το φάσμα του Seyfert 2) προκύπτει από ακτινοβολία η οποία φθάνει στον παρατηρητή έμμεσα μέσω της αντανάκλασης από το διαστρικό μέσο εκτός του πυρήνα. Η αντανάκλαση αυτή συνεισφέρει επίσης στην παρατηρούμενη γραμμική πόλωση, όταν το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου είναι κάθετο στον ράδιο άξονα. Ο προσανατολισμός του ενεργού γαλαξία σε σχέση με τη γραμμή παρατήρησης από τη Γη αποτελεί έναν σημαντικό παράγοντα για το ενοποιημένο μοντέλο που θα περιγραφεί.



Εικόνα 2.33. Η λαμπρότητα της γραμμής εκπομπής H_α συναρτήσει της λαμπρότητας του (featureless) συνεχούς σε μήκος κύματος 480 nm (το πρόθεμα «NT» αντιπροσωπεύει τον όρο non –thermal). Τα σύμβολα στην εικόνα είναι QSOs (ανοιχτοί κύκλοι), Seyfert 1 (γεμάτοι κύκλοι), Seyfert 2 (ανοιχτά τετράγωνα) NLRGs (τρίγωνα) και άλλοι διάφοροι Seyfert 2 και NLRGs (γεμάτα τετράγωνα). (Shuder 1981).

2.11.3 Πλάνα Ενοποίησης των Ενεργών Γαλαξιακών Πυρήνων

Η εμφάνιση των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων (AGN) εξαρτάται έντονα από τον προσανατολισμό. Η ακτινοβολία που προέρχεται από τα κέντρα πολλών AGN επισκοτίζεται από μια οπτικά πυκνή ύλη η οποία περιβάλλει τον πυρήνα. Η ύλη αυτή είναι οπτικά πυκνή ιδιαίτερα στα υπεριώδη και οπτικά μήκη κύματος. Στους ράδιο – ενεργούς AGN, οι διπολικοί πίδακες που πηγάζουν από τον πυρήνα εκπέμπουν ακτινοβολία από το ράδιο μέχρι τις ακτίνες γάμμα, η οποία κινείται σχετικιστικά κατά μήκος του άξονα του πίδακα. Η κατανόηση της προέλευσης και του μεγέθους των ακτινοβολιακών ανισοτροπιών επιτρέπει την ενοποίηση διαφορετικών κατηγοριών

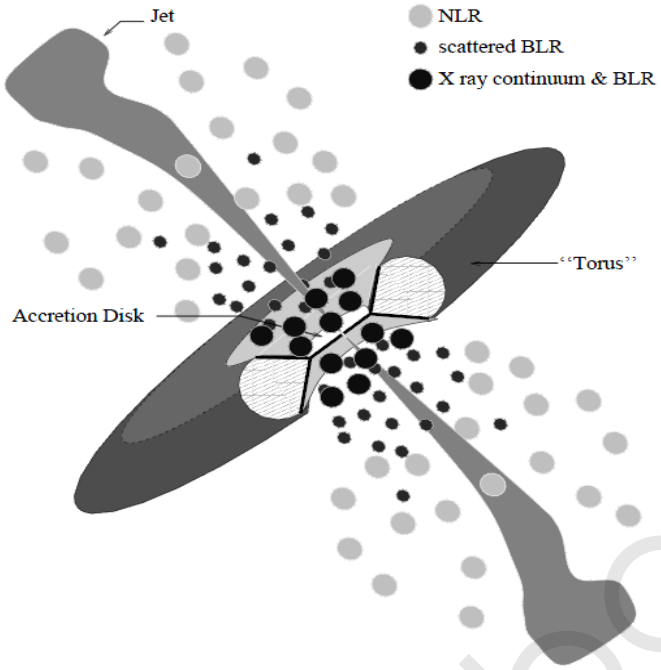
www.diavlosbooks.gr

ενεργών γαλαξιών. Αυτό σημαίνει ότι πρέπει να γίνει κατανοητός ο ενδογενής τύπος κάθε ενεργού γαλαξία ο οποίος ομοιάζει με διαφορετικές τάξεις γαλαξιών μέσο της παρατήρησής του από διαφορετικές γωνίες. Οι Urry και Padovani (Urry, C.M., Padovani, P., 1995, PASP, 107, 803-845) μελέτησαν την ανισότροπη εκπομπή, που προκαλείται από την ύπαρξη υλικού το οποίο περιβάλλει τις πυρηνικές περιοχές ενός ενεργού γαλαξία, καθώς επίσης και τις σχετικιστικές εκροές. Με βάση αυτά πρότειναν δύο πιθανά σενάρια ενοποίησης των ράδιο – ενεργών AGN. Το ένα από αυτά τα σενάρια συνδέεται με τις πηγές υψηλής λαμπρότητας (quasars και λαμπρούς ραδιογαλαξίες) ενώ το δεύτερο συνδέεται με τις πηγές χαμηλής λαμπρότητας (BL Lacs και λιγότερο λαμπρούς ραδιογαλαξίες). Στην εργασία τους, οι ερευνητές μελετούν τις πιθανές συνδέσεις μεταξύ των ράδιο – ενεργών AGN υψηλής και χαμηλής λαμπρότητας και καταλήγουν στο συμπέρασμα ότι και οι δύο περιπτώσεις τροφοδοτούνται από παρόμοιες φυσικές διαδικασίες, τουλάχιστον εντός του σχετικιστικού πίδακα.

Το μυστήριο που περιβάλλει τους ενεργούς γαλαξιακούς πυρήνες είναι ότι αυτοί παράγουν πολύ υψηλές λαμπρότητες οι οποίες πηγάζουν από μια πολύ συμπυκνωμένη περιοχή ιδιαίτερα μικρού όγκου. Αυτή η εξαιρετικά μεγάλη παραγωγή ενέργειας γίνεται μέσω φυσικών διαδικασιών που είναι εντελώς διαφορετικές από την πυρηνική σύντηξη που λαμβάνει χώρα στο εσωτερικό των αστέρων. Οι ενεργοί γαλαξίες λοιπόν αποτελούν πολύ εξειδικευμένα εργαστήρια για την μελέτη φυσικών φαινομένων που δεν είναι ακόμη πλήρως κατανοητά.

Επί του παρόντος, κατά προσέγγιση η δομή ενός ενεργού γαλαξία είναι γνωστή, όμως η φυσική που τους διέπει δεν είναι πλήρως κατανοητή εξαιτίας των διαφορετικών μοτίβων ακτινοβολίας που παρατηρούνται από πληθώρα ενεργών γαλαξιακών πηγών. Η επικρατούσα (αλλά όχι και απαραίτητα σωστή) εικόνα της φυσικής δομής ενός ενεργού γαλαξία παρουσιάζεται στην Εικόνα 2.34 (Holt et al. 1992). Στο κέντρο υπάρχει μια υπερμαζική μελανή οπή της οποίας η βαρυτική δυναμική ενέργεια είναι η απόλυτη πηγή της λαμπρότητας του ενεργού γαλαξία. Ύλη η οποία έλκεται από την μελανή οπή χάνει στροφορμή λόγο του ιξώδους ή εξαιτίας διαδικασιών περιδίνησης στον δίσκο προσαύξησης, ο οποίος με τη σειρά του ακτινοβολεί στο υπεριώδες και τις μαλακές ακτίνες Χ. Η εκπομπή σκληρών ακτίνων Χ προέρχεται επίσης από περιοχές πολύ κοντά στη μελανή οπή, που πιθανότατα συνδέονται με μια διάχυτη θάλασσα θερμών ηλεκτρονίων πάνω από το δίσκο. Αν η μελανή οπή περιστρέφεται, τότε είναι δυνατή η εξαγωγή ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας από την ίδια τη μελανή οπή.

www.oloyloscopes.gr



Εικόνα 2.34. Σχηματικό διάγραμμα ενός ράδιο – ενεργού AGN. Την κεντρική μελανή οπή περιβάλλει ένας λαμπρός δίσκος προσαύξησης. Πλατιές γραμμές εκπομπής παράγονται από νέφη τα οποία περιστρέφονται πάνω από το δίσκο αλλά πιθανότατα και από τον ίδιο το δίσκο. Ένας παχύς τόρος σκόνης επισκιάζει την BLR περιοχή από εγκάρσιες γραμμές παρατήρησης. Ένα μέρος της συνεχούς εκπομπής αλλά και πλατιές γραμμές εκπομπής είναι πιθανό πως σκεδάζονται σε αυτές τις γραμμές παρατήρησης από θερμά ηλεκτρόνια τα οποία διαχέονται έξω από την περιοχή. Μια θερμή κορώνα πάνω από τον δίσκο προσαύξησης πιθανότατα ευθύνεται για ένα μέρος της παραγωγής ακτίνων X. Στενές γραμμές εκπομπής προέρχονται από νέφη τα οποία εδράζονται πολύ μακρύτερα από την κεντρική πηγή. Οι ράδιο πίδακες (FR I τύπου ράδιο γαλαξίες – χαμηλής λαμπρότητας) πηγάζουν από περιοχές κοντά στην μελανή οπή και αρχικά έχουν σχετικιστικές ταχύτητες. Για μια $10^8\ M_\odot$ μελανή οπή, ακτίνας $\sim 3 \times 10^{13}\ cm$, ο δίσκος προσαύξησης εκπέμπει κυρίως από απόσταση $\sim 1 - 30 \times 10^{14}\ cm$, τα νέφη της BLR περιοχής βρίσκονται εντός αποστάσεως $\sim 2 - 20 \times 10^{16}\ cm$ από την μελανή οπή, ενώ η εσωτερική ακτίνα του τόρου σκόνης είναι περίπου στα $10^{17}\ cm$. Η NLR περιοχή εκτείνεται σε απόσταση $10^{18} - 10^{20}\ cm$ ενώ ράδιο πίδακες έχουν ανιχνευθεί σε κλίμακες από 10^{17} έως $10^{24}\ cm$.

Έντονες γραμμές εκπομπής στο οπτικό και το υπεριώδες παράγονται από νέφη αερίου τα οποία κινούνται ταχύτατα εντός του βαρυτικού πεδίου της μελανής οπής, νέφη τα οποία καλούνται Broad Line Clouds. Η οπτική και υπεριώδης ακτινοβολία επισκοτίζεται κατά μήκος κάποιων γραμμών εκπομπής εξαιτίας της ύπαρξης του τόρου σκόνης ή εξαιτίας ενός στρεβλού δίσκου αερίου ο οποίος βρίσκεται σε κάποια σημαντική

www.ellinikabooks.gr

απόσταση από τον δίσκο προσαύξησης και την BLR περιοχή. Μετά από τον τόρο,[16] πιο αργά κινούμενα νέφη αερίου παράγουν γραμμές εκπομπής με μικρά πλάτη. Κατά μήκος των πόλων του δίσκου ή του τόρου, παρατηρούνται εκροές ενεργητικών σωματιδίων, τα οποία διαφεύγουν και σχηματίζουν πίδακες ράδιο εκπομπής και κάποιες φορές γιγάντιες ράδιο πηγές στην περίπτωση που ο μητρικός γαλαξίας είναι ελλειπτικός. Στην περίπτωση που ο μητρικός γαλαξίας είναι ένας πλούσιος σε σκόνη σπειροειδής, τότε δημιουργούνται πολύ ασθενείς ράδιο πηγές. Το πλάσμα στους πίδακες, τουλάχιστον στις μικρότερες κλίμακες, σχηματίζει χείμαρρους πολύ υψηλών ταχυτήτων και ακτινοβολεί σχετικιστικά προς τα εμπρός.

Αυτό το ενδογενώς αξισυμμετρικό μοντέλο των AGN συνεπάγεται μια ριζικά διαφορετική εμφάνιση ενός ενεργού γαλαξία αν αυτός παρατηρηθεί από διαφορετικές γωνίες. Επί τους πρακτέου, ενεργοί γαλαξίες διαφορετικών προσανατολισμών θα κατατάσσονται αναπόφευκτα σε διαφορετικές τάξεις AGN. Η ενοποίηση αυτών των θεμελιακά πανομοιότυπων αλλά φαινομενικά διαφορετικών τάξεων, είναι ένας βασικός πρόδρομος για τη μελέτη και κατανόηση των φυσικών ιδιοτήτων των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων. Ο τελικός στόχος είναι η ανακάλυψη των θεμελιωδών χαρακτηριστικών των AGN, όπως η μάζα της μελανής οπής, η ιδιοστροφορμή της μελανής οπής, ο ρυθμός προσαύξησης μάζας, ο τύπος του ξενιστή γαλαξία, η αλληλεπίδραση με γειτονικούς γαλαξίες και πως αυτοί επιδρούν στην συσσώρευση της μάζας, ο σχηματισμός των πιδάκων, και τελικά η παραγωγή της ακτινοβολίας από αυτά τα παράξενα αντικείμενα.

Επειδή οι κρίσιμες κεντρικές περιοχές των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων και των quasar δεν είναι σφαιρικές και μάλιστα είναι μερικώς χωρικά αναλυμένες, τα φαινόμενα προσανατολισμού έχουν αποτελέσει την πηγή μεγάλης σύγχυσης στην αστρονομική κοινότητα. Όπως φαίνεται η μεγάλη ποικιλία τύπων ενεργών γαλαξιών είναι απλά το αποτέλεσμα του προσανατολισμού αυτών των πηγών ως προς την γραμμή παρατήρησης (Antonucci, R. 1993).

2.11.4 Παρατηρούμενες Ιδιότητες και Εμπειρική Ταξινόμηση των AGN

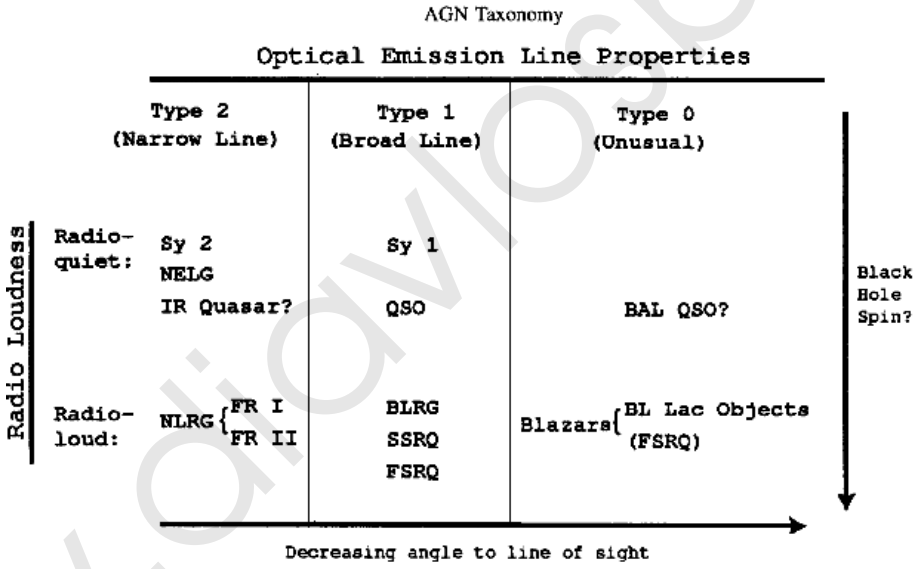
Η ομάδα των ενεργών γαλαξιών αποτελείται από ένα συνονθύλευμα ονομάτων, κριτηρίων επιλογής, φασματικών χαρακτηριστικών καθώς επίσης και χαρακτηριστικών πόλωσης και μεταβλητότητας. Στον Πίνακα 2.2 φαίνονται οι πρωταρχικές κατηγορίες ενεργών γαλαξιακών πυρήνων, οι οποίες είναι ταξινομημένες σύμφωνα με την ράδιο – ενεργότητά τους και τα οπτικά τους φάσματα. Όσον αφορά τα φάσματα κατατάσσονται ως προς το αν φέρουν πλατιές γραμμές εκπομπής (Τύπου 1), αν φέρουν μόνο στενές

[16] Για λόγους ευκολίας η περιοχή που περιέχει τη σκόνη αναφέρεται ως τόρος, αξίζει όμως να σημειωθεί πως δεν είναι βέβαιο αν αυτή η περιοχή πράγματι φέρει τη γεωμετρία του τόρου, ή αν είναι ένα διαστρεβλωμένος δίσκος, ή ακόμη αν παρουσιάζει κάποια άλλη κατανομή.

www.diavlos.gr

γραμμές (Τύπου 2) ή ασθενή ή ακόμη ασυνήθιστη γραμμική εκπομπή. Εντός κάθε ομάδας, σημειώνονται διαφορετικοί τύποι ενεργών πυρήνων με αυξανόμενη λαμπρότητα.

Μόλις το $15-20\%$ των ενεργών γαλαξιών είναι ράδιο – ενεργοί, που σημαίνει ότι έχουν λόγο $F(5\ GHz)/F(B-Band) \gtrsim 10$ (ράδιο: $5\ GHz$, οπτικό: B – Band). Παρόλο που αυτός ο λόγος αυξάνεται με τις οπτικές (Padovani, P., 1993 και La Franca et al. 1994και ακτίνων X (Della Ceca, R. et al. 1994) λαμπρότητες, φθάνοντας σε περίπου 50% για $M_B \lesssim -24{,}5$. Εκτός από λίγες εξαιρέσεις, τα οπτικά και υπεριώδη γραμμικά φάσματα εκπομπής, καθώς επίσης και το συνεχές, από το υπέρυθρο μέχρι τις μαλακές ακτίνες X, είναι σχεδόν παρόμοιο σε όλους τους ράδιο – ενεργούς και ράδιο – ήσυχους AGN (Sanders, D.B., et al. 1989). Αυτό σημαίνει ότι τα φάσματά τους πρέπει να παράγονται λίγο πολύ με τον ίδιο τρόπο. Το χαρακτηριστικό της ράδιο – ενεργότητας μπορεί να σχετίζεται με τον ξενιστή γαλαξία (Smith, E.P. et al. 1986) ή την ιδιοστροφορμή της μελανής οπής (Blandford, R.D., 1990, p. 161) και Wilson, A.S., Colbert, E.J.M. 1995) η οποία μπορεί να επιτρέπει τη δημιουργία ιδιαίτερα ισχυρών σχετικιστικών πιδάκων.



Πίνακας 2.2. Ταξινόμηση ενεργών γαλαξιών σύμφωνα με την ράδιο – ενεργότητά τους και τα οπτικά τους φάσματα (Lawrence, A., 1987).

Βάση της φαινομενολογίας της εκπομπής των ενεργών γαλαξιών στα ραδιοκύματα και στο οπτικό/υπεριώδες, οι AGN χωρίζονται σε τρεις βασικούς τύπους, που φαίνονται στον Πίνακα 2.2 (Antonucci, R. 1993 και Urry, C.M., Padovani, P., 1995). Παρόλο που κάποιες λεπτομέρειες έχουν τροποποιηθεί από τότε, η συνολική κατηγοριοποίηση ισχύει μέχρι και σήμερα.

www.diavlos.gr

- *AGN Τύπου 2:* Οι ενεργοί γαλαξίες αυτού του τύπου φέρουν ασθενή συνεχή και μόνο στενές γραμμές εκπομπής (NEL). Αυτό σημαίνει ή ότι οι Τύπου 2 δεν έχουν αέριο υψηλής ταχύτητας ή ότι η γραμμή παρατήρησης αυτού του αερίου επισκιάζεται από ένα παχύ τοίχος υλικού απορρόφησης. Οι τύπου 2 AGNs περιλαμβάνουν, στην ράδιο – ήσυχη ομάδα, τους χαμηλής λαμπρότητας γαλαξίες Seyfert 2 και τους γαλαξίες στενών γραμμών εκπομπής (NELG – Narrow Emission Line Galaxies). Στην ράδιο – ενεργή ομάδα των τύπου 2 AGN περιλαμβάνονται οι ράδιο γαλαξίες στενών γραμμών (Narrow Line Radio Galaxies) με τις δύο ξεχωριστές μορφολογίες Fanaroff – Riley I (χαμηλές λαμπρότητες, FR I) και Fanaroff – Riley II (υψηλότερες λαμπρότητες, FR II).

- *AGN Τύπου 1:* Οι ενεργοί γαλαξίες αυτού του τύπου φέρουν λαμπρά συνεχή με πλατιές γραμμές εκπομπής (BEL) καθώς επίσης και στενές γραμμές εκπομπής (NEL). Πιθανότατα οι πλατιές γραμμές εκπομπής πηγάζουν από αέριο υψηλών ταχυτήτων το οποίο βρίσκεται βαθιά στο βαρυτικό πηγάδι της μελανής οπής. Η τύπου 1 ράδιο – ομάδα αποτελείται από χαμηλής λαμπρότητας γαλαξίες Seyfert 1 και υψηλότερης λαμπρότητας ράδιο – ήσυχους quasars (QSO). Η ράδιο – ενεργή ομάδα περιλαμβάνει τους ραδιογαλαξίες πλατιών γραμμών (BLRG) στις χαμηλές λαμπρότητες και τους ράδιο – ενεργούς quasars που φέρουν επίπεδα (FSRQ) ή απότομα φάσματα (SSRQ) στις υψηλότερες λαμπρότητες.

- *AGN Τύπου 0:* Ένας μικρός αριθμός ενεργών γαλαξιών φέρει πολύ ασυνήθιστα φασματικά χαρακτηριστικά. Οι γαλαξίες αυτοί καλούνται Τύπου 0 και θεωρείται πως σχετίζονται με πολύ μικρή γωνία ως προς την γραμμή παρατήρησης (σχεδόν 0 μοίρες – face on). Στην κατηγορία αυτή ανήκουν οι BL Lac πηγές, οι οποίες είναι ράδιο – ενεργές από τις οποίες απουσιάζουν έντονα φασματικά χαρακτηριστικά εκπομπής και απορρόφησης (τυπικά ισοδύναμα πλάτη $W_\lambda < 5$ Å). Επιπροσθέτως ένα 10% των ράδιο ήσυχων AGN φέρουν ασυνήθιστα πλατιά χαρακτηριστικά απορρόφησης, τύπου P – Cygni, στα οπτικά και υπεριώδη φάσματά τους. Τα αντικείμενα αυτά είναι γνωστά είναι γνωστά ως BAL (Broad Absorption Line) quasars (Turnshek, D.A., 1984). Επί του παρόντος, δεν έχει βρεθεί κανένα οπτικά – ήσυχο BL Lac αντικείμενο. Υπάρχουν βέβαια κάποιες ενδείξεις (Londish et al. 2004a) και (Londish et al. 2004b) αλλά καμία από αυτές δεν είναι επιβεβαιωμένη και το πρόβλημα παραμένει ανοιχτό. Ένα υποσύνολο των quasar Τύπου 1, περιλαμβάνει τους OVV quasars, τους HPQ (Highly Polarized Quasar) τους CDQ (Core Dominated Quasar) και τους FSRQ (Flat Spectrum Radio Quasar). Η συνεχής εκπομπή αυτών μοιάζει με αυτή των BL Lac πηγών, οι οποίες χαρακτηρίζονται από ταχεία μεταβλητότητα, υψηλή και μεταβαλλόμενη πόλωση, υψηλές θερμοκρασίες λαμπρότητας (συνήθως μεγαλύτερες από το όριο Compton, $T \sim 10^{12}\ K$) και υπέρφωτες ταχύτητες συμπαγών ράδιο πηγών. Παρά το γεγονός ότι οι ονομασίες OVV, HPQ, CDQ και FSRQ αντικατοπτρίζουν διαφορετικές εμπειρικές ονομασίες, επί της ουσίας όλα αυτά τα αντικείμενα ανήκουν στην ίδια κατηγορία, αυτή των FSRQ (Flat Spectrum Radio Quasar). Οι FSRQ χαρακτηρίζονται από επίπεδα φάσματα, εμφανίζουν ταχεία

www.physicsbooks.gr

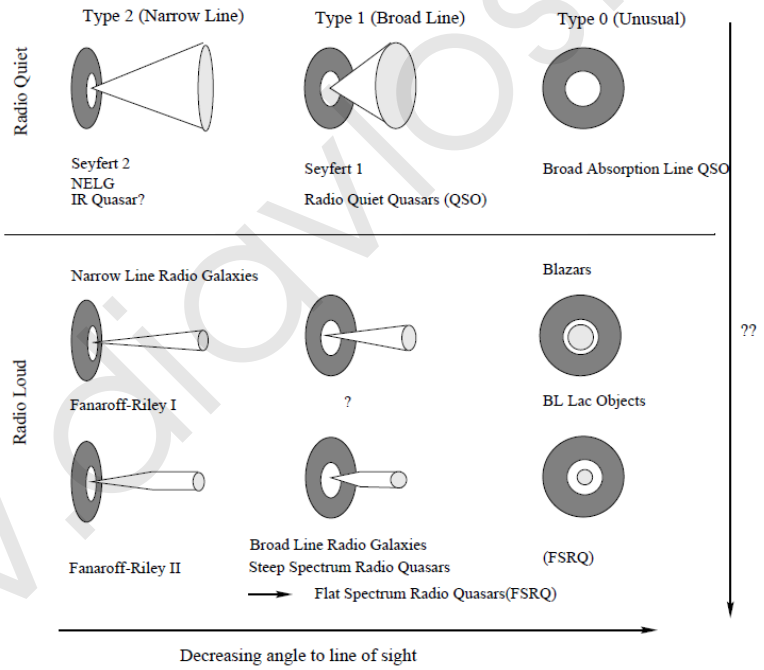
μεταβλητότητα, υψηλή πόλωση ενώ οι ράδιο δομές τους κυριαρχούνται από ισχυρούς ράδιο πυρήνες (Fugmann, W., 1989, Impey, C. D., et al. 1991, Valtaoja, E., et al. 1992, Wills, B.J., et al. 1992). Συγκεντρωτικά οι BL Lacs και οι FSRQ καλούνται Blazars. Παρόλο που οι FSRQ φέρουν ισχυρές πλατιές γραμμές εκπομπής Τύπου 1, κατατάσσονται στα αντικείμενα Τύπου 0 επειδή τα συνεχή τους μοιάζουν με αυτά των BL Lac πηγών.

Έτσι, οι AGN είναι δυνατόν να κατηγοριοποιηθούν σύμφωνα με τον προσανατολισμό, την ακτινοβολία που εκπέμπουν και τα φαινόμενα επισκίασης (obscuration effects) (Urry, C.M., Padovani, P., 1995). Σε αυτό το σχέδιο ταξινόμησης, η μετάβαση από τον Τύπου 0 στον Τύπο 1 και εν συνεχεία στον Τύπο 2 των ράδιο – ήσυχων AGN βασίζεται μόνο στα φαινόμενα προσανατολισμού (Εικόνα 2.35). Στην περίπτωση των AGN Τύπου 0 η γραμμή παρατήρησης σχεδόν συμπίπτει με τον άξονα του συστήματος, ενώ ο δίσκος παρατηρείται face – on. Στους Τύπου 2, η γωνία παρατήρησης είναι σχεδόν 90^0 (δίσκος edge – on) ενώ στους Τύπου 1 παίρνει ενδιάμεσες τιμές. Οι πλατιές γραμμές εκπομπής πηγάζουν από «νέφη» (πυκνό αέριο με μικρό συντελεστή πληρότητας (filling factor)) τα οποία περιστρέφονται πάνω από το δίσκο αλλά κοντά σε αυτόν. Έτσι, όταν η γραμμή παρατήρησης σχηματίζει μικρή γωνία με τον άξονα του συστήματος, τα νέφη δεν επισκιάζονται από τον τόρο σκόνης, όπως συμβαίνει στους Seyfert 1. Όταν οι πλατιές γραμμές εκπομπής επισκοτίζονται από τον τόρο, τότε είναι παρατηρήσιμες μόνο οι στενές γραμμές εκπομπής για τον απλούστατο λόγο ότι παράγονται πολύ πιο μακριά. Αυτό ακριβώς συμβαίνει στην περίπτωση των γαλαξιών Seyfert 2.

Κατά παρόμοιο τρόπο μεταξύ των ράδιο – ενεργών γαλαξιών, η μετάβαση από τους Τύπου 0 (Blazars) στους Τύπου 2 (FR I/II ραδιογαλαξίες) βασίζεται σε ένα συνδυασμό του προσανατολισμού και της σχετικιστικής εκπομπής ακτινοβολίας. Δηλαδή παίζει ρόλο αν ο AGN είναι ραδιογαλαξίας ή Blazar καθώς επίσης και ποια είναι η γωνία μεταξύ του σχετικιστικού πίδακα και της γραμμής παρατήρησης. Κατά αυτόν τον τρόπο φαίνεται πως υπάρχει μια μετάβαση από τους FSRQ (Τύπου 0) στους SSRQ (Τύπου 1) και εν συνεχεία στους FR II (Τύπου 2). Για τους χαμηλής λαμπρότητας ράδιο – ενεργούς γαλαξίες υπάρχει αν χάσμα καθώς τα BL Lac αντικείμενα (Τύπου 0) σχετίζονται με τους FR II (Τύπου 2) χωρίς να εμφανίζεται ο Τύπου 1 ομόλογός τους. Παρόλο που αυτή η συσχέτιση είναι αμφιλεγόμενη, μπορεί να εξηγηθεί με την ενδογενή απουσία νεφών πλατιών γραμμών εκπομπής (Chiaberge et al. 1999) τα οποία και θα εμπόδιζαν την εύρεση αντίστοιχων Τύπου 1 αντικειμένων με BLR. Η άποψη αυτή στηρίζεται από το γεγονός ότι καθώς αυξάνεται η ανάλυση των οργάνων παρατήρησης, τόσο και ανιχνεύονται BLR περιοχές στις FR II πηγές. Παρόλα αυτά, πρόσφατα παρατηρησιακά δεδομένα στο οπτικό και τις ακτίνες X έχουν δείξει ότι, για την περίπτωση FR I/BL Lac, το καθιερωμένο μοντέλο ενοποίησης δεν είναι σε πλήρη συμφωνία με τις παρατηρήσεις.

Είναι πλέον ξεκάθαρο ότι τα φαινόμενα προσανατολισμού δεν αρκούν για να εξηγηθεί η διαφορά μεταξύ των ράδιο – ήσυχων, χαμηλής λαμπρότητας και ράδιο –

ενεργών υψηλής λαμπρότητας γαλαξιών και quasars. Φαίνεται πως στην περίπτωση των ράδιο – ενεργών AGN η εκροή είναι σχετικιστική τουλάχιστον σε κλίμακες του Parsec, πολύ καλά ευθυγραμμισμένη υπό τη μορφή πίδακα, και σχετικά ισχυρή σε μεγάλες κλίμακες όπου και τροφοδοτεί τους ράδιο λοβούς. Σε αντίθεση, στους ράδιο – ήσυχους AGN η εκροή είναι χαλαρά ευθυγραμμισμένη υπό τη μορφή ανέμου ή διπολικής ροής. Οι FR II πίδακες είναι πού πιο ισχυροί από τους FR I, ενώ φέρουν και μεγαλύτερο βαθμό ευθυγράμμισης και τερματικών θερμών κηλίδων (hot spots). Το περιβάλλον των πιδάκων στις FR I πηγές είναι πλουσιότερο από αυτό των FR II. Αρκετές πιθανές απόψεις έχουν προταθεί. Η ράδιο – ενεργότητα μπορεί να σχετίζεται με: (i) τον τύπο του μητρικού γαλαξία (Smith, E.P., et al. 1986), (ii) το σπιν της μελανής οπής ξεχωρίζει τους μικρότερου σπιν ραδιογαλαξίες από τους ράδιο – ενεργούς γαλαξίες που οι μελανές τους οπές έχουν μεγαλύτερο σπιν (Blandford, R.D., 1990 και Wilson, A.S., Colbert, E.J.M. 1995), (iii) οι διαφορές στους ρυθμούς πυρηνικής τροφοδότησης (Rees, M., et al. 1982) και Baum et al. 1995), (iv) τη διαφορετική σύνθεση του πλάσματος (Celotti, A., 1998) ή (v) τις διαφορετικές αλληλεπιδράσεις με τον περιβάλλον μέσο (Gopal-Krishna, Wiita, P.J., 2000). Όπως και να έχει, καμία από αυτές τις υποθέσεις δεν φαίνεται να είναι πλήρως ικανοποιητική εξαιτίας όλων αντιπαραδειγμάτων που έχουν βρεθεί.



Εικόνα 2.35. Ενοποιημένο μοντέλο των AGN όπως παρουσιάζεται από τους Urry και Padovani (Urry, C.M., Padovani, P., 1999)

www.diavlosbooks.gr

2.11.5 Ράδιο – Ενεργοί και Ράδιο – Ήσυχοι AGN

Είναι δυνατόν σε μια πολύ πρωταρχική προσέγγιση να οριστούν δύο κατηγορίες ενεργών γαλαξιών (μοντέλο SPM): οι ράδιο ήσυχοι και οι ράδιο - ενεργοί (Antonucci, R. 1993, ARA&A 31, 473-521). Για κάθε έναν τύπο υπάρχει ένα εύρος ως προς την ενδογενή λαμπρότητα, ενώ είναι η λαμπρότητα που ελέγχει κάποιες από τις ιδιότητες όπως είναι οι κατηγορίες λαμπρότητας Fanaroff – Riley (Fanaroff, B. L., Riley, J. M. 1974). "The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity". Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 167: 31P–36P). Εντούτοις, για ένα δεδομένο εύρος λαμπροτήτων, όλες οι άλλες ιδιότητες όπως η φασματοσκοπική ταξινόμηση και οι VLBI συνιστώσες ταχυτήτων αποδίδονται στον προσανατολισμό. Η πρωταρχική αυτή προσέγγιση είναι απλά μια καρικατούρα της ιδέας της ενοποίησης, αλλά παρόλα αυτά παραμένει χρήσιμη για την οργάνωση της ενοποίησης. Σύμφωνα με τον Antonucci (Antonucci, R., 1993) η πραγματικότητα κρύβεται κάπου μεταξύ της πρωταρχικής προσέγγισης και της υπόθεσης ότι τα φαινόμενα προσανατολισμού δεν επηρεάζουν καθόλου την κατηγοριοποίηση των ενεργών γαλαξιών.

Υπάρχει μια αρκετά καλή απλούστευση η οποία φαίνεται βάσιμη και γενικεύσιμη. Από παρατηρήσεις φαίνεται ότι οι υπέρυθρες/οπτικές/υπεριώδεις ιδιότητες των radio – dominant ράδιο πηγών, είναι παρόμοιες με αυτές των ράδιο – ήσυχων AGN. Πιθανότατα και οι core – dominated ράδιο – ενεργοί φέρουν αυτές τις συνιστώσες, αλλά συχνά αυτές κατακλύζονται από την ανισοτροπική εκπομπή. Οι ράδιο – ενεργοί δεν είναι τροποποιημένες εκδόσεις των ράδιο – ήσυχων, απεναντίας φαίνεται πως οι ράδιο – ενεργοί φέρουν στο εσωτερικό τους ράδιο – ήσυχους AGN (Antonucci, R. 1993). Ένα σημαντικό σημείο που αξίζει να αναφερθεί είναι η συμπεριφορά των lobe – dominant ράδιο πηγών στην χιλιοστομετρική περιοχή του φάσματος. Ιστορικά, θεωρούνταν ότι οι lobe – dominant quasars φέρουν φασματικά σπασίματα (αλλαγή της κλίσης) σε χαμηλότερες συχνότητες από ότι οι ήσυχοι quasars. Η ιδέα αυτή χρησιμοποιήθηκε για την ερμηνεία των μικρών διαφορών στις αναλογίες των πλατιών γραμμών μεταξύ ράδιο – ενεργών και ράδιο – ήσυχων πηγών. Αυτό σημαίνει ότι πιθανότατα υπάρχει μια υποθετική περιοχή γύρω από τα 1 mmστην οποία λαμβάνει χώρα η αλλαγή της κλίσης της φασματικής ενεργειακής κατανομής. Οι παρατηρήσεις καταδεικνύουν ότι υπάρχει ένα μεγάλο κενό στην φασματική ενεργειακή κατανομή σε αυτό το σημείο και έτσι οι υπέρυθρες πηγές μοιάζουν με αυτές των ράδιο – ήσυχων και δεν σχετίζονται με τους ράδιο πυρήνες (Antonucci et al. 1990).

Σε μια πρώτη προσέγγιση λοιπόν είναι βολικό να χωριστούν οι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες σε ράδιο ήσυχους και ράδιο – ενεργούς. Στις ράδιο – ενεργές πηγές η συνεισφορά από τον πίδακα/πίδακες και τους λοβούς κυριαρχεί της λαμπρότητας των AGN, στα ραδιοκύματα και πιθανώς και σε όλες τις άλλες φασματικές περιοχές. Οι ράδιο – ήσυχες πηγές είναι απλούστερες καθώς οι πίδακες και η εκπομπή που σχετίζεται με αυτούς μπορεί να παραβλεφθεί (Εικόνα 2.24).

www.stavlosbooks.gr

2.11.5.1 Ράδιο – Ήσυχοι AGN

Σύμφωνα με το μοντέλο SPM υπάρχουν δύο βασικές φασματοσκοπικές κατηγορίες ράδιο – ήσυχων ενεργών γαλαξιών: οι Τύπου 1 και Τύπου 2. Οι Τύπου 2 εμφανίζουν τόσο επιτρεπόμενες όσο και απαγορευμένες γραμμές, οι οποίες προέρχονται από την NLR περιοχή. Συνήθως τα πλάτη των γραμμών είναι $\lesssim 1000\ km\ s^{-1}$ ενώ ο λόγος ροών είναι $F([O\ III]\ \lambda 5007)/F(H\beta) \sim 10$. Οι Τύπου 1 έχουν τα ίδια χαρακτηριστικά, αλλά επιπλέον, εμφανίζουν επιτρεπόμενες γραμμές από την BLR περιοχή, με πλάτη $\sim 10.000\ km\ s^{-1}$. Επιπροσθέτως, οι Τύπου 1 φέρουν έντονα ελλιπή χαρακτηριστικών συνεχή κατά αναλογία με την πλατιά γραμμική εκπομπή τους. Σε χαμηλές πυρηνικές λαμπρότητες, οι μητρικοί γαλαξίες είναι πλήρως ορατοί και χρησιμοποιείται ο όρος γαλαξίας Seyfert αντί του quasar. Σε υψηλές βολομετρικές λαμπρότητες, θεωρείται ότι οι AGN Τύπου 2 είναι πολύ σπάνιοι, αλλά αναμφισβήτητα υπάρχουν αρκετοί οι οποίοι κρύβονται ως υποσύνολο των υπέρλαμπρων υπέρυθρων γαλαξιών.

Καθώς η ένταση των στενών συνιστωσών αυξάνεται σε σχέση με τις πλατιές συνιστώσες, οι ενεργοί γαλαξίες προσδιορίζονται ως Τύποι 1,5, 1,8 και 1,9. Ιστορικά, η κατηγορία 1,9 χρησιμοποιήθηκε από τον Osterbrock για εκείνα τα αντικείμενα που εμφανίζουν ανιχνεύσιμες γραμμές Hα αλλά όχι Hβ.

Σε γενικές γραμμές, οι AGN Τύπου 1, εμφανίζουν έντονη εκπομπή στις ακτίνες X ενώ οι Τύπου 2 όχι. Έντονες ακτίνες X έχουν ανιχνευτεί από πολύ λίγα αντικείμενα Τύπου 2, ενώ είναι γεγονός πως μερικά από αυτά εμφανίζουν ενδείξεις πλατιάς Hα γραμμής σε φάσματα υψηλού SNR (Signal to Noise Ratio). Πηγές έντονων ακτίνων X οι οποίες φέρουν πολύ ασθενείς ή μη ανιχνεύσιμες πλατιές γραμμές αποκαλούνται «narrow – line X – ray» γαλαξίες.

Είναι πιθανό πως ένα υποσύνολο των γαλαξιών LINER αποτελεί το χαμηλών λαμπροτήτων άκρο των AGN. Οι πλατιές γραμμές και το ελλιπές χαρακτηριστικών συνεχές κατακλύζονται από την αστρική ακτινοβολία και δεν ανιχνεύονται.

Τελικά, κάποιοι ράδιο – ήσυχοι AGN φέρουν πολύ πλατιά troughs απορρόφησης. Οι γαλαξίες αυτοί καλούνται BALs (Broad Absorption Line).

- ***Γαλαξίες Seyfert 1/ ράδιο – ήσυχοι quasar:*** Το φάσμα αυτών των αντικειμένων είναι σύνθετο και αποτελείται από πολλές συνιστώσες. Συνήθως καλούνται ενεργοί γαλαξίες πλατιών γραμμών (Broad Line) ή Τύπου 1 εξαιτίας της παρουσίας πλατιών ($FWHM \sim 2.000 - 20.000\ km\ s^{-1}$) επιτρεπόμενων γραμμών εκπομπής στο οπτικό/UV (Netzer 1991). Στα φάσματά τους είναι κοινές τόσο οι πλατιές γραμμές χαμηλού ιονισμού (Mg II l2798 και οι γραμμές του υδρογόνου) όσο και οι υψηλού ιονισμού πλατιές γραμμές (C IV λ1549, O VI λ1035 και Ne VIII λ774). Οι γραμμές αυτές προέρχονται από την BLR περιοχή. Παρόλο που η φύση της BLR περιοχής δεν είναι πλήρως κατανοητή, σε γενικές γραμμές θεωρείται ότι η οπτικές/υπεριώδεις γραμμές εκπομπής πηγάζουν από πυκνά ($n_e \sim 10^9\ cm^{-3}$) φωτοϊονισμένα νέφη με

www.oiovlosbooks.gr

μικρό filling factor. Η παρουσία γραμμών χαμηλού ιονισμού, καταδεικνύει ότι τουλάχιστον ένα μέρος του υλικού που είναι υπεύθυνο για αυτές τις γραμμές είναι οπτικά πυκνό στην συνεχή ακτινοβολία Lyman. Θεωρείται επίσης ότι τα πλάτη των γραμμών οφείλονται στην κίνηση των νεφών εντός του βαρυτικού δυναμικού της κεντρικής μελανής οπής. Τέλος κρίνεται αναγκαίο να αναφερθεί ότι η συγκρουσιακή αποδιέγερση σε αυτό το σχετικά πυκνό πλάσμα κυριαρχεί των απαγορευμένων γραμμών εκπομπής και για το λόγο αυτό, αυτές δεν παρατηρούνται. Τα οπτικά/υπεριώδη φάσματα αυτών των αντικειμένων εμφανίζουν επίσης στενές ($FWHM{\sim}500\,km\,s^{-1}$) επιτρεπόμενες και απαγορευμένες γραμμές εκπομπής. Συνήθεις στενές γραμμές που παρατηρούνται είναι αυτές του υδρογόνου, καθώς επίσης και οι, [O II] λ3727, [O III] λ5007, [N II] λ6583 και [S II] λλ6717, 6731. Το υλικό που είναι υπεύθυνο για αυτές τις γραμμές, εδράζεται στην NLR περιοχή, είναι πιο αραιό από το αέριο της BLR περιοχής, και βρίσκεται σε μεγαλύτερες αποστάσεις από την μελανή οπή σε σύγκριση πάντα με το BLR αέριο. Η NLR περιοχή είναι δυνατόν να αναλυθεί πλήρως στους κοντινούς AGN και έχει βρεθεί ότι έχει τυπικό μέγεθος περίπου $0{,}1\ kpc$ (Pogge 1988; Schmitt & Kinney 1996).

Ο διαχωρισμός μεταξύ Seyfert 1 και ράδιο – ήσυχων quasar (RRQ ή QSO) έγκειται στο γεγονός ότι οι πρώτοι είναι ενεργοί πυρήνες χαμηλότερης λαμπρότητας από τους δεύτερους. Είναι γεγονός πως οι ιδιότητες των Seyfert 1 και των ράδιο – ήσυχων quasar συνιστούν μια συνεχή ακολουθία λαμπροτήτων. Αυτού του τύπου οι πυρήνες φέρουν έντονη συνεχή εκπομπή από το υπέρυθρο μέχρι τις ακτίνες γάμμα. Οι υψηλότερες ενέργειες εμφανίζουν μεγάλη μεταβλητότητα, ενώ αξίζει να σημειωθεί πως στις ακτίνες X η συνεχής ακτινοβολία μπορεί να φθάσει το θεωρητικό μέγιστο.

- ***Γαλαξίες Seyfert 2:*** Τα φάσματα των Seyfert 2 γαλαξιών εμφανίζουν στενές επιτρεπόμενε και απαγορευμένες γραμμές οι οποίες είναι παρόμοιες με αυτές των Seyfert 1 γαλαξιών. Εντούτοις, οι Seyfert 2 διαφέρουν από τους Seyfert 1 ως προς το γεγονός ότι οι Τύπου 2 δεν φέρουν πλατιές γραμμές ενώ το οπτικό/υπεριώδες συνεχές τους είναι πιο ασθενές. Το γεγονός ότι κάποιες οπτικές/υπεριώδεις πλατιές γραμμές που παρατηρούνται σε μεγάλα μήκη κύματος (Hα στα ερυθρά – οπτικά μήκη κύματος ή Paα, στην υπέρυθρη περιοχή) καταδεικνύει ότι κάποιοι Seyfert 2 είναι ερυθριωμένοι Seyfert 1 πυρήνες. Υπό αυτή την υπόθεση, η BLR περιοχή θα πρέπει να βρίσκεται πίσω από το υλικό που είναι υπεύθυνο για την ερυθρίωση. Στοιχεία τα οποία ενισχύουν αυτή την άποψη προέρχονται από παρατηρήσεις στις ακτίνες X, κάποιων Seyfert 2 Πυρήνων, οι οποίες καταδεικνύουν την φωτοηλεκτρική απορρόφηση από ψυχρό αέριο το οποίο σχετίζεται με σκόνη.

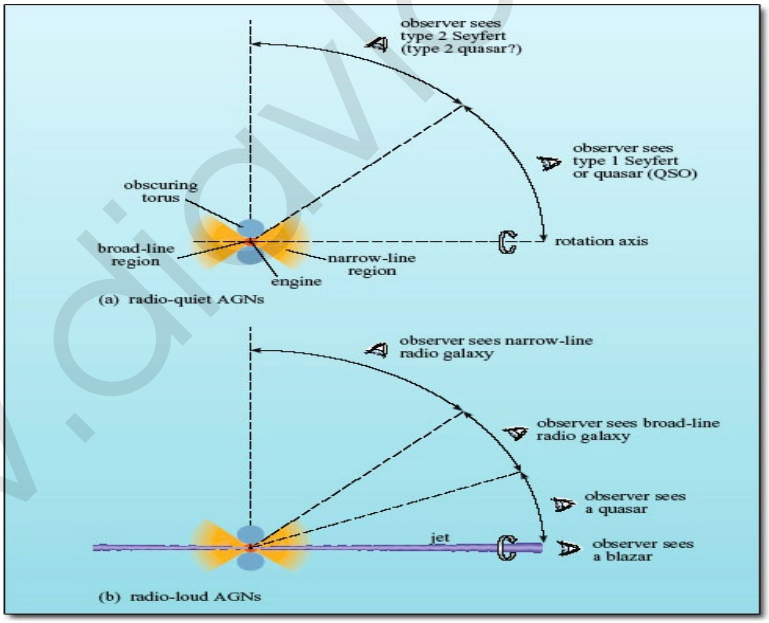
- ***Narrow Line Seyfert 1(NLS1) γαλαξίες*:** Αυτή η υποκατηγορία ενεργών γαλαξιών διαφέρει από τους συνήθεις Seyfert 1 κατά πολλούς τρόπους. Πρωτίστως, οι επιτρεπόμενες οπτικές/υπεριώδεις γραμμές είναι στενότερες από αυτές των Seyfert

www.astro.uoa.gr

1. Βέβαια είναι αναγκαίο να σημειωθεί ότι αυτές οι γραμμές είναι πιο πλατιές από τις στενές γραμμές τις NLR περιοχής. Επίσης, ο λόγος $[O\ III]\ \lambda5007/H\beta < 3$, ένα κριτήριο που διαφοροποιεί τους Seyfert 1 από τους 2 (Shuder & Osterbrock 1981). Δευτερευόντως, οι NLS1 εμφανίζουν εντονότερα complexes από τις τυπικές οπτικές γραμμές λόγω της εκπομπής του Fe II, το συνεχές των ακτίνων X είναι πολύ πιο «μαλακό» και μεταβαλλόμενο από το αντίστοιχο των Seyfert 1 γαλαξιών (Puchnarewicz et al. 1992; Boller, Brandt & Fink 1996).

- ***Narrow Emission Line Galaxies (NELG):*** Οι NELG είναι ενεργοί γαλαξίες με στενές ($FWHM \lesssim 1000\ km\ s^{-1}$) γραμμές εκπομπής όπως οι Hα, Hβ και [O III] λ5007. Δεδομένα από τον δορυφόρο ROSAT καταδεικνύουν ότι οι γαλαξίες αυτοί σχετίζονται με πηγές ακτίνων X με αντίστοιχες λαμπρότητες $L_X \sim 10^{42}\ ergs\ s^{-1}$ (Roche et al. 1995; Boyle et al. 1995). Παρόλο που οι NELG κατατάσσονται στους ενεργούς γαλαξίες, είναι πιθανό πως ένα μέρος της δραστηριότητάς τους ή ακόμη και όλη, σχετίζεται με έντονη αστρογένεση. Ένα περίπου 10% όλων των μικρής ερυθρομετάθεσης γαλαξιών είναι NELG, έτσι ο μεγάλος αριθμός τους μαζί με το γεγονός ότι φέρουν φάσματα ακτίνων X (Almaini et al. 1996; Romero-Colmenero et al. 1996) κατατάσσει τους NELG ως πιθανούς υποψήφιους για το υπόβαθρο των σκληρών ακτίνων X.

- ***Low-ionization nuclear emission-line regions (LINER):***



Εικόνα 2.36. Ράδιο – ήσυχοι και ράδιο – ενεργοί, ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες και οι επιμέρους υποκατηγορίες τους.

Όπως το όνομά τους υποδεικνύει, οι πηγές αυτές εμφανίζουν μόνο ασθενή πυρηνική εκπομπή, και κανένα άλλο χαρακτηριστικό AGN δραστηριότητας. Το γεγονός αν

www.diavloskbooks.gr

όλες αυτές οι πηγές είναι πράγματι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες (τροφοδοτούνται ενεργειακά από τη πρόσπτωση ύλης σε μελανή οπή) είναι αμφιλεγόμενο. Αν όντως είναι ενεργοί πυρήνες τότε οι LINER αποτελούν την χαμηλότερης λαμπρότητας τάξη ράδιο – ήσυχων AGN.

- ***Quasar 2:*** Κατά αναλογία με τους Seyfert 2, τα αντικείμενα αυτά χαρακτηρίζονται από λαμπρότητες σα αυτές των quasar αλλά με ισχυρή οπτική πυρηνική συνεχή εκπομπή ή πλατιές γραμμές εκπομπής. Οι quasar 2 είναι εξαιρετικά δύσκολο να εντοπισθούν, ενώ αξίζει να σημειωθεί πως έχουν βρεθεί κάποιες περιπτώσεις που θα μπορούσαν να ανήκουν σε αυτή την υποκατηγορία.

2.11.5.2 Ράδιο – Ενεργοί AGN

Οι ράδιο – ενεργοί πυρήνες εκπέμπουν ευθυγραμμισμένους πίδακες πλάσματος οι οποίοι τροφοδοτούν με ενέργεια και σωματίδια υψηλών ενεργειών τους ράδιο λοβούς ή μια εκτεταμένη άλω (Rees, M. J., 1971). Σε ακραίες περιπτώσεις η άλως μπορεί να έχει έκταση μεγαλύτερη από $1\ Mpc$. Τόσο οι πίδακες όσο και η άλλως είναι οι πηγές της συνεχούς ράδιο εκπομπής, πιθανότατα εξαιτίας της ακτινοβολίας σύγχροτρον από τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια που βρίσκονται στους πίδακες ή την άλω. Παρόλο που η ύπαρξη των πιδάκων αρχικά βασίστηκε σε θεωρητικές υποθέσεις (Rees, M. J., 1971) η σύγχρονη ράδιο απεικόνιση αποκαλύπτει πολύ καλά ευθυγραμμισμένους πίδακες που συνδέουν τον ενεργό γαλαξιακό πυρήνα με την άλω.

Οι ράδιο – ενεργές πηγές αποτελούνται από δύο συνιστώσες: μία πιθανώς ισοτροπικά εκτεταμένη πηγή με απότομο φάσμα εκπομπής, της οποίας η δομή συνίσταται από δύο λοβούς, και έναν πυρήνα που εκπέμπει ένα επίπεδο φάσμα και έχει δομή πίδακα. Στις περισσότερες των περιπτώσεων παρατηρείται μόνο ένας πίδακας, ο οποίος είναι ευθυγραμμισμένος με τον άξονα των ράδιο λοβών. Μια πιθανή εξήγηση για αυτό είναι ότι ο πίδακας ακτινοβολεί σχετικιστικά με αποτέλεσμα να είναι δυνατή η παρατήρηση μόνο του πίδακα που κινείται προς τον παρατηρητή και όχι το πίδακα που απομακρύνεται από αυτόν.

- ***FR – I Ραδιογαλαξίες:*** Εικόνες στα ραδιοκύματα κάποιων χαμηλής λαμπρότητας ($L_{radio} \lesssim 10^{42}\ ergs\ s^{-1}$), ράδιο – ενεργών AGN αποκαλύπτουν προφίλ επιφανειακής λαμπρότητας τα οποία πέφτουν συνεχώς καθώς προχωράμε από τον πυρήνα προς την άκρη του ράδιο λοβού. Η μορφολογία αυτή είναι γνωστή ως edge – darkened, και αυτού του τύπου οι πηγές καλούνται FR I ραδιογαλαξίες (Fanaroff & Riley 1974). Οι FR I εμφανίζουν στενές γραμμές εκπομπής οι οποίες πηγάζουν από την NLR περιοχή, αλλά δεν φέρουν πλατιές γραμμές εκπομπής στο οπτικό/υπεριώδες (Urry, C.M., Padovani, P., 1999).

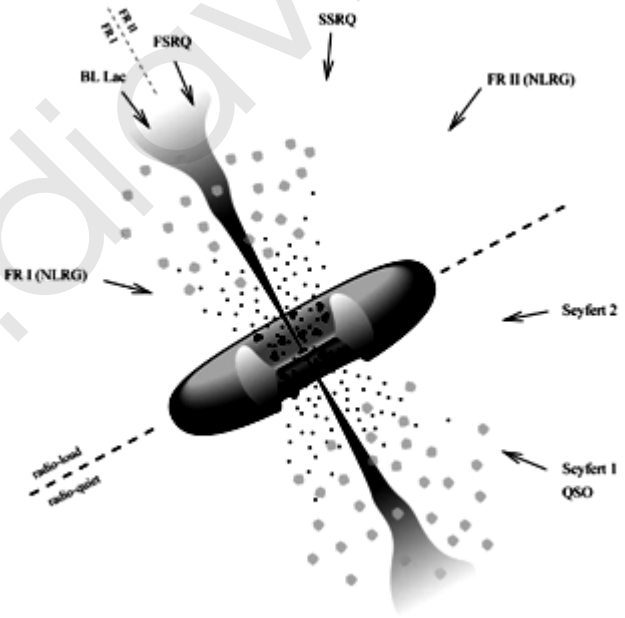
- ***FR – II Ραδιογαλαξίες:*** Πανίσχυροι ράδιο – ενεργοί, ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες ($L_{radio} \gtrsim 10^{42}\ ergs\ s^{-1}$) οι οποίοι εμφανίζουν ποιοτικά διαφορετική ράδιο

www.diavlosbooks.gr

μορφολογία από τους χαμηλότερης λαμπρότητας FR I. Εκτός από τον ίδιο τον ενεργό πυρήνα, η (ράδιο) επιφανειακή λαμπρότητα μπορεί να είναι χαμηλή στις κεντρικές περιοχές της πηγής και δραματικά υψηλή καθώς πηγαίνουμε προς την άλω. Αυτό συμβαίνει επειδή ο πίδακας (ή οι πίδακες) φαίνεται ότι τερματίζει σε ένα ισχυρό κρουστικό κύμα (shock). Οι πηγές οι οποίες εμφανίζουν την edge – brightened μορφολογία, όπως καλείται, είναι γνωστές ως FR II. Οι οπτικές ιδιότητες του ενεργού γαλαξία μπορεί να μοιάζουν με των Seyfert 1 (τόσο πλατιές και στενές γραμμές εκπομπής μαζί με ένα ισχυρό συνεχές) ή των Seyfert 2 (μόνο στενές γραμμές). Αυτοί είναι γνωστοί ως Broad Line Radio Galaxies (BLRG) και Narrow Line Radio Galaxies (NLRG) αντίστοιχα.

- ***Ράδιο – Ενεργοί Quasar:*** Ενώ ο διαχωρισμός μεταξύ των BLRG και των ράδιο – ενεργών quasar δεν είναι πλήρως κατανοητός, ένα BLRG αντικείμενο στο οποίο η συνεχής εκπομπή από τον ενεργό πυρήνα επικρατεί της εκτεταμένης ράδιο εκπομπής καλείται RLQ (Radio – Loud Quasar). Οι ράδιο – ενεργοί quasar συνήθως φέρουν μονόπλευρους πίδακες οι οποίοι εμφανίζουν υπέρφωτη κίνηση.

- ***Blazars:*** Οι Blazars είναι ράδιο – ενεργά αντικείμενα τα οποία εμφανίζουν έντονη και μεταβαλλόμενη συνεχή εκπομπή σε όλα τα μήκη κύματος. Οι γραμμές εκπομπής είναι είτε πολύ ασθενείς είτε απούσες από το οπτικό/υπεριώδες φάσμα. Η παρουσία ή η απουσία γραμμών οδηγεί στην υποκατηγοριοποίηση των OVV και BL Lac αντίστοιχα. Θεωρείτε πως αυτά τα αντικείμενα δεν φέρουν περιοχές εκπομπής όπως οι άλλοι AGN ή ότι η γραμμική εκπομπή επικαλύπτεται από το πανίσχυρο συνεχές.



www.diavlosbooks.gr

Εικόνα 2.37. Σχηματική αναπαράσταση του ενοποιημένου μοντέλου των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων.

Μέχρι το σημείο αυτό παρουσιάστηκε η εμπειρική ταξινόμηση των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων σύμφωνα με τις ιδιότητές τους στο οπτικό/υπεριώδες και τα ραδιοκύματα καθώς επίσης και την γωνία παρατήρησης. Ο Πίνακας 2.2 είναι ανάλογος με τον Περιοδικό Πίνακα των χημικών στοιχείων. Στον «Περιοδικό Πίνακα των AGN» οι ενεργοί πυρήνες διαχωρίζονται στον οριζόντιο άξονα σύμφωνα με τα φαινόμενα προσανατολισμού ενώ στον κάθετο άξονα διαχωρίζονται σύμφωνα με φυσικές ιδιότητες που βέβαια δεν είναι ακόμη γνωστές στο σύνολό τους (Εικόνες 2.36 – 2.37)

www.diavlosbooks.gr



Κεφάλαιο 3

Quasars

3.1 Συνεχής Ακτινοβολία

Εισαγωγή

Οι quasar είναι τα μοναδικά αντικείμενα του Σύμπαντος, των οποίων τα συνεχή φάσματα παρατηρούνται σε μια τόσο μεγάλη φασματική περιοχή.. Σε κάποιες περιπτώσεις ο ίδιος quasar μπορεί να παρατηρηθεί, με τα υπάρχοντα όργανα, σε όλες τις φασματικές περιοχές, από τις ακτίνες X μέχρι τα ραδιοκύματα. Σε αρκετές περιπτώσεις τα συνεχή φάσματα των quasar είναι δυνατόν να προσομοιωθούν με μεγάλη ακρίβεια από ένα νόμο δύναμης της μορφής $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ $(\alpha \sim 1)$, ο οποίος καλύπτει ένα μεγάλο εύρος συχνοτήτων. Το γεγονός αυτό αν και αξιοσημείωτο μπορεί να οδηγήσει στο λανθασμένο συμπέρασμα ότι όλες οι περιοχές του φάσματος μπορούν να αποδοθούν σε μηχανισμούς που σχετίζονται μεταξύ τους. Κάτι τέτοιο όμως δεν συμβαίνει εφόσον, όπως έχει αποδειχθεί, οι διάφορες συνιστώσες των συνεχών φασμάτων παράγονται από εντελώς διαφορετικούς μηχανισμούς και μάλιστα πολλές φορές δεν υπάρχουν φυσικοί συσχετισμοί μεταξύ αυτών των μηχανισμών. Παρόλα αυτά, θεωρείται πως όλοι οι μηχανισμοί προκύπτουν από την ίδια ενεργειακή πηγή, που δεν είναι άλλη από την βαρυτική κατάρρευση της ύλης. Το σημαντικό όμως είναι ότι η παραγόμενη ακτινοβολία εκφράζει τους διάφορους τρόπους μετατροπής της βαρυτικής ενέργειας σε ενέργεια ακτινοβολίας. Το σημαντικό των παρατηρησιακών αποτελεσμάτων είναι η ανάδειξη των εξαιρετικών ομοιοτήτων μεταξύ των φασματικών ιδιοτήτων των quasar. Όποιος όμως και αν είναι ο μηχανισμός που παράγει την ακτινοβολία, θα πρέπει να είναι ικανός να κλιμακώνεται σε αυτό το εύρος ενεργειακής αποδέσμευσης χωρίς θεμελιακά να αλλάζει χαρακτήρα.

Νόμος δύναμης συναρτήσει του μήκους κύματος

Η μονοχρωματική ροή ως προς τις συχνότητες είναι:

$$F_\nu = \frac{dE}{dtdAd\nu} \ (erg\ s^{-1}cm^{-2}Hz^{-1}) \quad (I)$$

Η μονοχρωματική ροή συναρτήσει του μήκους κύματος είναι:

$$F_\lambda = \frac{dE}{dtdAd\lambda} \ \left(erg\ s^{-1}cm^{-2}\text{Å}^{-1}\right) \quad (II)$$

Η ενεργειακή ροή είναι:

$$F\ (erg\ s^{-1}cm^{-2}) = \int_{\nu_1}^{\nu_2} F_\nu d\nu = -\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_\lambda d\lambda \quad (III)$$

όπου το (-) χρησιμοποιείται επειδή για $\nu_1 < \nu_2$ είναι $\lambda_1 > \lambda_2$.

www.diavgeia.gr

Από (I), (II), (III) προκύπτει ότι:

$$F_\lambda d\lambda = -F_\nu d\nu \quad (IV)$$

Αντικαθιστώντας στην (IV), $\nu = c/\lambda$ έχουμε ότι:

$$F_\lambda = \left(\frac{c}{\lambda^2}\right) F_\nu \quad (V)$$

Για $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ η (V) δίνει:

$$F_\lambda \propto \lambda^{(\alpha-2)}$$

Η προσπάθεια κατανόησης όλων των ακτινοβολιακών μηχανισμών που θεωρητικά λαμβάνουν χώρα στο σύνθετο περιβάλλον των quasar οδήγησε σε πολύ σημαντικές αναλύσεις τέτοιων μηχανισμών (Tucker 1975, Rybicki & Lightman 1979).

Στην παρούσα παράγραφο θα ασχοληθούμε εν συντομία με αυτούς τους μεχανισμούς ακτινοβολίας ενώ παράλληλα θα δοθεί έμφαση στην περιγραφή των παρατηρούμενων παραμέτρων που συνδέουν τα αποτελέσματα στα διάφορα εύρη συχνοτήτων. Στο σημείο αυτό αξίζει να σημειωθεί ότι οι παρατηρητές στα διάφορα μήκη κύματος χρησιμοποιούν διαφορετικές μονάδες για την περιγραφή αυτών των μηκών κύματος. Οι αστρονόμοι ακτίνων Χ χρησιμοποιούν μονάδες ενέργειας, αυτοί που εργάζονται στο οπτικό και το υπεριώδες χρησιμοποιούν μήκος κύματος σε Angstrom, οι ερευνητές του υπερύθρου χρησιμοποιούν μήκος κύματος σε cm ενώ οι ραδιοαστρονόμοι χρησιμοποιούν συχνότητα. Για λόγους ευκολίας λοιπόν και για να μην χρειάζεται να μεταπηδάμε συνεχώς μεταξύ των μεγεθών και των μονάδων, στον Πίνακα 3.1 παρατίθενται οι διάφορες μετατροπές μεταξύ των μονάδων και οι ορισμοί των ροών που παρατηρούνται.

Όπως προαναφέρθηκε η φασματική ενεργειακή κατανομή (SED – Spectral Energy Distribution) των ενεργών γαλαξιών και των quasar είναι δυνατόν να περιγραφεί από ένα νόμο δύναμης της μορφής $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ όπου ο εκθέτης α παίρνει τιμές μεταξύ μηδενός και μονάδας. Το γεγονός αυτό οδήγησε στις αρχικές υποψίες ότι η προέλευση του συνεχούς είναι μη θερμική. Είναι αρκετά δελεαστικό, το κύριο μέρος του φάσματος ενός ενεργού γαλαξία, να αποδοθεί στην σύγχροτρον εκπομπή εξαιτίας των ευρυζωνικών (broadband)[17] ενεργειακών χαρακτηριστικών της εκπομπής αλλά και της ομοιότητας των AGN φασμάτων με τα φάσματα γνωστών πηγών ακτινοβολίας σύγχροτρον όπως τα υπολείμματα υπερκαινοφανών και οι εκτεταμένες ράδιο πηγές. Περί τα τέλη του 1970, το πιο λειτουργικό μοντέλο το οποίο ήταν ικανό να αναπαράγει το ευρυζωνικό συνεχές ήταν η ακτινοβολία σύγχροτρον self – Compton (SSC) μηχανισμός. Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό και δεδομένης μιας κατανομής ενεργειών νόμου δύναμης, τα σχετικιστικά

[17] Με τον όρο ευρυζωνικών (broadband) χαρακτηριστικών εννοούμε τα ερυφασματικά χαρακτηριστικά δηλαδή αυτά που εκτείνονται σε ένα μεγάλο εύρος συχνοτήτων.

www.diavlos.books.gr

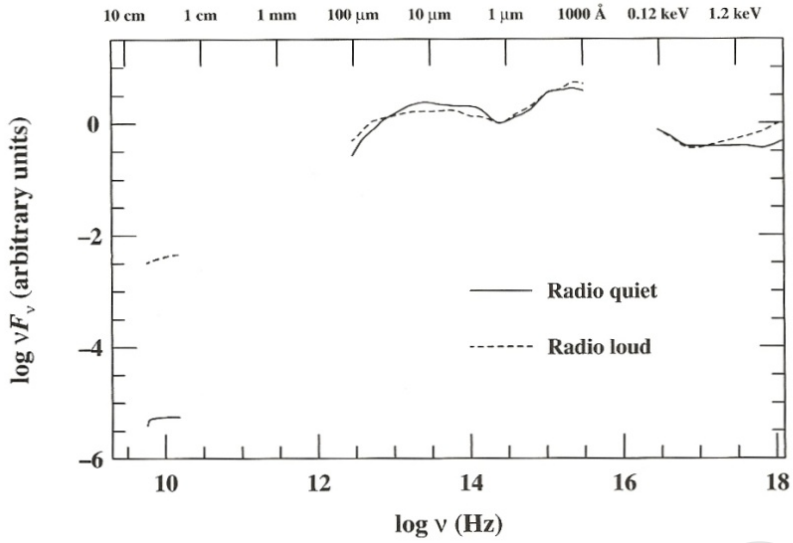
ηλεκτρόνια εντός μαγνητικού πεδίου μπορούν να παράγουν ένα φάσμα σύγχροτρον νόμου δύναμης που εκτείνεται σε εύρος πολλών δεκάδων συχνοτήτων. Επιπροσθέτως, είναι δυνατόν να παραχθεί η υψηλών ενεργειών εκπομπή, μέχρι τις ακτίνες X, μέσω της SSC διαδικασίας. Ο μηχανισμός SSC γίνεται σημαντικός όταν η πυκνότητα της σύγχροτρον ακτινοβολίας γίνεται αρκούντος υψηλή έτσι ώστε τα εκπεμπόμενα φωτόνια να σκεδάζονται, μέσω αντίστροφου σκεδασμού Compton (τι είναι αυτό), από τα ηλεκτρόνια τα οποία είναι υπεύθυνα για την σύγχροτρον ακτινοβολία. Η δυσκολία που προκύπτει στο σημείο αυτό είναι να διακρίνουμε αν μια πηγή ακτινοβολίας είναι αμιγής σύγχροτρον εκπομπή ή SSC. Η δυσκολία έγκειται στο γεγονός ότι τα SSC ενισχυμένα (boosted) φωτόνια έχουν την ίδια σχετική ενεργειακή κατανομή με τα απλά φωτόνια, με αποτέλεσμα να μην έχουμε σαφείς ενδείξεις για την όλη διαδικασία. Η βασική διαφορά μεταξύ των προβλέψεων των SSC μοντέλων και των παρατηρήσεων είναι ότι το συνεχές θα πρέπει να είναι πολωμένο κατά τουλάχιστον μερικές εκατοστιαίες μονάδες και τέτοια επίπεδα πόλωση παρατηρούνται μόνο στην κατηγορία των blazars.

Unit	is equivalent to	as a measure of
10 cm	3000 MHz	wavelength or frequency
1 Å	10^{-8} cm	wavelength
1 nm	10 Å	wavelength
1 keV	12.4 Å	energy or wavelength
10 keV	1.2 Å	energy or wavelength
1 μm	10^4 Å	wavelength
1 Jy	10^3 mJy	flux
1 mJy	10^{-29} W m^{-2} Hz^{-1}	flux
1 mJy	10^{-26} erg cm^{-2} s^{-1} Hz^{-1}	flux
1 keV cm^{-2} s^{-1} keV^{-1}	6.6×10^{-27} erg cm^{-2} s^{-1} Hz^{-1}	flux

Πίνακας 3.1. Ισοδυναμία μονάδων για φασματικούς υπολογισμούς και μετρήσεις των ροών.

Στην Εικόνα 3.1 φαίνεται μια κλασική φασματική ενεργειακή κατανομή (SED) για λαμπρούς ράδιο – ενεργούς και ράδιο - ήρεμους συνηθισμένους (non – blazar) ενεργούς γαλαξίες. Οι υψηλότερες ενέργειες που παρατηρούνται σε αυτό το διάγραμμα είναι στις ακτίνες X ($\sim 10\ keV$). Τα φωτόνια ακτίνων γάμμα και X δεν διαπερνούν την γήινη ατμόσφαιρα και συνεπώς οι παρατηρήσεις σε αυτές τις υψηλές ενέργειες πραγματοποιούνται μέσω δορυφορικών ανιχνευτών οι οποίοι κάνουν παρατηρήσεις σε ενέργειες $\sim 30\ GeV$ εκτεταμένης χρονικής διάρκειας. Οι ενεργοί γαλαξίες είναι δυνατόν να παρατηρηθούν έμμεσα σε ακόμη μεγαλύτερες ενέργειες μέσω επίγειων ανιχνευτών (μέχρι $10^3\ GeV$) μέσω της ακτινοβολίας Cherenkov η οποία προέρχεται από την πρόσκρουση φωτονίων υψηλών ενεργειών με την γήινη ατμόσφαιρα.

www.diavlos.gr



Εικόνα 3.1. Μέση φασματική κατανομή ενέργειας για ένα δείγμα ράδιο ήσυχων (συνεχής γραμμή) και ράδιο ηχηρών (διακεκομμένη γραμμή) QSOs. Η ροή έχει κανονικοποιηθεί σε μήκος κύματος 1μm. (Elvis et al 1994).

Για ενέργειες μικρότερες του $1keV$, εμφανίζονται δύο σημαντικά κενά στην φασματική κάλυψη. υπάρχουν δηλαδή δύο φασματικές περιοχές στις οποίες παρατηρείται έλλειψη δεδομένων. Οι περιοχές αυτές είναι το EUV (Extreme Ultraviolet $\sim 10^{16}\, Hz$) και η περιοχή των χιλιοστομετρικών μηκών κύματος. Το EUV κενό οφείλεται κυρίως στην αδιαφάνεια του μεσοαστρικού χώρου του δικού μας γαλαξία. Η απορρόφηση από το ουδέτερο υδρογόνο του γαλαξιακού δίσκου κάνει τον εντοπισμού οποιασδήποτε εξωγαλαξιακής πηγής ουσιαστικά αδύνατη μεταξύ $912\,Å$ και $100\,Å$. Βεβαίως δεν αποτελεί σύμπτωση το γεγονός ότι αυτό είναι το κομμάτι του φάσματος στο οποίο οι γραμμές εκπομπής των ενεργών γαλαξιών είναι περισσότερο ευαίσθητες μιας και τόσο τα νέφη γραμμικής εκπομπής των AGN όσο και το δικό μας διαγαλαξιακό μέσο χαρακτηρίζονται από τις μεγάλες ποσότητες ουδέτερου υδρογόνου που περιέχουν. Το κενό λοιπόν αυτό οδηγεί σε αξιοσημείωτες αβεβαιότητες ως προς την κατανόηση της φυσικής των περιοχών γραμμικής εκπομπής των AGN. Το κενό μακρών μηκών κύματος συμβαίνει για διάφορους λόγους. Κοντά στο πέρας των βραχέων μηκών κύματος, ο κύριος παράγοντας που περιορίζει την φασματική κάλυψη στο υπέρυθρο και στα μακρύτερα μήκη κύματος είναι η αδιαφάνεια της γήινης ατμόσφαιρας εξαιτίας της απορρόφησης της ακτινοβολίας από τους υδρατμούς σε μήκη κύματος μεταξύ $\sim 1\ \mu m$ και $\sim 300\ \mu m$. Τα δεδομένα σε μήκη κύματος μεγαλύτερα από $\sim 1\ \mu m$ αποκτώνται μέσω ενός περιορισμένου αριθμού, σχεδόν διαφανών ατμοσφαιρικών παραθύρων στο κοντινό υπέρυθρο που εκτείνεται μέχρι τα $\sim 20\ \mu m$. Όλα τα δεδομένα της Εικόνας 3.1 στο εύρος μηκών κύματος $12 - 100\ \mu m$ ελήφθησαν, πάνω από την γήινη ατμόσφαιρα, μέσω του υπέρυθρου αστρονομικού δορυφόρου (IRAS – Infrared Astronomical Satellite). Σε μήκη

www.oiovlosbooks.gr

κύματος μεγαλύτερα από $\sim 300\ \mu m$ $(10^{12}\ Hz)$, η αδιαφάνεια της γήινης ατμόσφαιρας είναι αρκούντος μικρή ώστε να επιτρέπει επίγειες παρατηρήσεις μέχρι μήκη κύματος που φτάνουν $\sim 150\ m$ $(2 \times 10^{6}\ Hz)$, πέρα από τα οποία η ιονόσφαιρα της Γης αποκλείει τη διάδοση της ακτινοβολίας μεγάλων μηκών κύματος. Η απουσία δεδομένων στο πέρας των μεγαλύτερων μηκών κύματος $(\lambda \gtrsim 300\ \mu m)$ οφείλεται κυρίως στην έλλειψη ευαίσθητων ανιχνευτών στην φασματική αυτή περιοχή.

Από την Εικόνα 3.1 γίνεται αντιληπτό ότι ενώ ο νόμος δύναμης αποτελεί μια λογική περιγραφή της φασματικής ενεργειακής κατανομής (SED) ενός ενεργού γαλαξία, όταν παρατηρούμε μια πιο στενή φασματική περιοχή της τάξης δεκάδων συχνοτήτων αντιλαμβανόμαστε ότι έχουμε παραλείψει αρκετά σημαντικά χαρακτηριστικά. Τέτοιου είδους χαρακτηριστικά είναι οι μεγάλου εύρους κοιλότητες και εξάρσεις των γραμμών εκπομπής (broad depressions και bumps) σχηματισμοί οι οποίοι παρέχουν σημαντικά στοιχεία που αφορούν την προέλευση της εκπομπής. Η ίδια η ύπαρξη αυτών των χαρακτηριστικών καταδεικνύει έντονα την πολλαπλών συνιστωσών υπόσταση του συνεχούς. Έτσι, η εκπομπή στις διάφορες μπάντες του συνεχούς κυριαρχείται από διαφορετικές φυσικές διαδικασίες. Μερικά από τα πιο σημαντικά παρατηρούμενα χαρακτηριστικά είναι:

- Ένα σημαντικό ποσό ενέργειας εκπέμπεται μέσω ενός έντονου παλατιού φασματικού χαρακτηριστικού το οποίο κυριαρχεί του φάσματος σε μήκη κύματος μικρότερα των $\sim 4.000\ \mathring{A}$ και εκτείνεται πέραν του μικρότερου παρατηρούμενου μήκους κύματος στην UV περιοχή ($\sim 1.000\ \mathring{A}$ ή λιγότερο ανάλογα με το redshift). Στην περιοχή ακτίνων X, τα φάσματα των ενεργών γαλαξιών εμφανίζουν μια απότομη αύξηση καθώς η ενέργεια των φωτονίων μειώνεται, το αποκαλούμενο *soft X – ray excess*. Το εξέχον αυτό χαρακτηριστικό είναι γνωστό ως «big blue bump» (μεγάλη μπλε έξαρση)[18]. Το φαινόμενο αυτό θεωρείται ότι είναι θερμικής προέλευσης, παρά το γεγονός ότι δεν είναι ξεκάθαρο αν η περιοχή στην οποία δημιουργείται αυτή η εκπομπή είναι οπτικά πυκνή (μέλανος σώματος) ή οπτικά λεπτή (ελεύθερη – ελεύθερη). Πολλοί υποστηρικτές της οπτικά πυκνής ερμηνείας αποδίδουν το big blue bump στον διατεινόμενο δίσκο προσαύξησης.
- Οι περισσότεροι ενεργοί γαλαξίες εμφανίζουν ένα τοπικό ελάχιστο του συνεχούς τους στις φασματικές περιοχές που είναι μεγαλύτερες του $\sim 1\ \mu m$. Το φαινόμενο αυτό πιστεύεται πως οφείλεται στην εκπομπή θερμών $(T \lesssim 2.000\ K)$ κόκκων σκόνης. και αποτελεί το ελάχιστο μεταξύ ενός θερμού και ενός ψυχρού θερμικού φάσματος. Το φαινόμενο αυτό αναφέρεται ως *IR bump*.

[18] Υπάρχει ένα ασθενέστερο χαρακτηριστικό υπερτιθέμενο του big blue bump μεταξύ $\sim 2.000 - 4.000\ \mathring{A}$, γνωστό ως «small blue bump». Το χαρακτηριστικό αυτό αποδίδεται σε συνδυασμό της συνεχής εκπομπής Balmer με blends των γραμμών εκπομπής Fe II στην Broad Line Region.

www.diavlosbooks.gr

- Η φασματική κατανομή ενέργειας (SED) των ράδιο ήσυχών QSOs μειώνεται ταχύτατα στις χαμηλές ενέργειες. Το σημείο στο οποίο αυτή η απότομη μείωση ξεκινά είναι γνωστό ως «sub millimeter break».

Σε θεμελιώδες επίπεδο, το βασικό ερώτημα είναι ποιές περιοχές του φάσματος εκπομπής ενός ενεργού γαλαξία είναι αποτέλεσμα θερμικών διαδικασιών και ποιές μη θερμικών. Με τον όρο θερμική εκπομπή, εννοούμε την ακτινοβολία εξαιτίας σωματιδίων τα οποία έχουν αποκτήσει κατανομή ταχυτήτων Maxwell λόγω συγκρούσεων. Η μη θερμική εκπομπή, σε αντίθεση οφείλεται σε σωματίδια των οποίων η κατανομή ταχυτήτων δεν περιγράφεται από την κατανομή Maxwell – Boltzmann. Ως ένα τέτοιο παράδειγμα αναφέρουμε την ακτινοβολία σύγχροτρον στην οποία τα σωματίδια εμφανίζουν κατανομή ταχυτήτων νόμου δύναμης δίνοντας έτσι το αντίστοιχο φάσμα της ακτινοβολίας σύγχροτρον το οποίο επίσης έχει μορφή νόμου δύναμης.

Όπως πιστεύουμε σήμερα ο πρωτεύον μηχανισμός εκπομπής οφείλεται σε σωματίδια τα οποία τροφοδοτούνται ενεργειακά απευθείας από την κεντρική πηγή, δηλαδή έχουμε εκπομπή σύγχροτρον από σχετικιστικά σωμάτια, ή θερμική εκπομπή από το δίσκο προσαύξησης. Ο δευτερεύον μηχανισμός εκπομπής συνίσταται σε εκπομπή από αέριο το οποίο λαμβάνει την ενέργειά του από τις πρωτεύουσες διαδικασίες και επανακτινοβολεί, δηλαδή έχουμε ελεύθερη – ελεύθερη εκπομπή από φωτοϊονισμένο (ή συγκρουσιακά διεγερμένο) αέριο. Το ερώτημα που προκύπτει λοιπόν είναι ποιο ποσοστό της ακτινοβολίας προέρχεται από τον πρωτεύοντα μηχανισμό εκπομπής και πόσο από τον δευτερεύοντα.

Ένας από τους λόγους για τους οποίους η απάντηση σε αυτό ερώτημα είναι τόσο θεμελιώδης είναι η ισοτροπία της θερμικής έναντι της μη θερμικής ακτινοβολίας. Ενώ η οπτικά λεπτή θερμική ακτινοβολία είναι ισοτροπική, η μη θερμική ακτινοβολία, όπως η σύγχροτρον ακτινοβολία, μπορεί να είναι ιδιαίτερα κατευθυνόμενη ακόμη και στην οπτικά λεπτή περίπτωση. Το γεγονός αυτό αποτελεί μια σημαντική θεώρηση στην περίπτωση που ένα σημαντικό κομμάτι της ακτινοβολίας προέρχεται από υλικό το οποίο κινείται με σχετικιστικές ταχύτητες, όπως στην περίπτωση των πιδάκων. Αν η ακτινοβολία είναι έντονα προσανατολισμένη και συγκεντρωμένη:

1. Δεν μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τις παρατηρούμενες ροές και αποστάσεις για να εξάγουμε την λαμπρότητα, και

2. Δεν θα έχουμε την πραγματική εικόνα της σχετικής σημασίας των διαφόρων διαδικασιών σύμφωνα με τις οποίες οι ενεργοί γαλαξίες εκπέμπουν ακτινοβολία. Για παράδειγμα αν η γραμμή παρατήρησης είναι κοντά στον άξονα ενός σχετικιστικού πίδακα, η μη θερμική εκπομπή από τον πίδακα μπορεί να κυριαρχεί πάνω στο παρατηρούμενο φάσμα μιας και η εκπομπή είναι ισχυρά προσανατολισμένη και συγκεντρωμένη στην κατεύθυνση της κίνησης των ηλεκτρονίων, αλλά το συνολικό ποσό ενέργειας στη δέσμη μπορεί να είναι κατά πολύ μικρότερο από αυτό που εκπέμπεται από θερμικές διαδικασίες το οποίο και ακτινοβολείται ισότροπα. Πρακτικά, αυτό θεωρείται

www.diavlosbooks.gr

πως είναι το χαρακτηριστικό που διαχωρίζει τους blazars από τους υπόλοιπους ενεργούς γαλαξίες.

Η περιγραφή των διαφόρων μηχανισμών παραγωγής ακτινοβολίας μπορεί να προσεγγιστεί μέσω του μήκους κύματος ή μέσω του αντίστοιχου φυσικού μηχανισμού, Όλοι οι ακτινοβολιακοί μηχανισμοί είναι είτε θερμικοί είτε μη θερμικοί, όμως κάθε μία από αυτές τις δύο κατηγορίες περιλαμβάνει αρκετές διαφορετικές διαδικασίες οι οποίες λαμβάνουν χώρα στο «εσωτερικό» των quasar, οι οποίες και αναμιγνύονται μεταξύ των διαφόρων φασματικών περιοχών.

3.1.1 Θερμικές Διαδικασίες

Η θερμική ακτινοβολία προέρχεται από ενεργειακά επίπεδα τα οποία διεγείρονται από συγκρουσιακές διαδικασίες μεταξύ σωματιδίων τα οποία χαρακτηρίζονται από στατιστική κατανομή ταχυτήτων. Αυτές οι ταχύτητες είναι μη σχετικιστικές, της τάξεως των $10^4\ m\ s^{-1}$ για $T \approx 10^4\ K$. Η κατανομή της ενέργειας των σωματιδίων είναι μια κατανομή που περιγράφεται από μία και μόνο θερμοκρασία. Αυτό σημαίνει ότι μόλις η ενέργεια καθοριστεί, τότε προκύπτει και ο τρόπος με τον οποίο κατανέμονται οι κινητικές ενέργειες των διακριτών σωματιδίων του συνόλου των σωματιδίων. Η ακτινοβολία η οποία προέρχεται από συγκρουσιακές αλληλεπιδράσεις μεταξύ των σωματιδίων, που βρίσκονται στο εσωτερικό ενός αρκετά πυκνού μέσου ώστε αυτό να χαρακτηρίζεται ως οπτικά πυκνό, εμφανίζει μια φασματική ενεργειακή κατανομή η οποία περιγράφεται από τον νόμο του Planck. Τέτοια, μέλανος σώματος, φάσματα τα οποία προέρχονται από θερμά, οπτικά πυκνά αέρια ή στερεά, μπορούν να βρεθούν σε διάφορες περιοχές του συνεχούς φάσματος ενός quasar. Βεβαίως, αν είναι δυνατή η παρατήρηση ενός αρκούντως μεγάλου εύρους μηκών κύματος, είναι δυνατόν να εμφανίζεται η κατανομή του Planck, στα φάσματα των quasar, μόνο σε μία συγκεκριμένη θερμοκρασία.

Η παρατήρηση φασματικών γραμμών απορρόφησης ή εκπομπής σε αυτά τα φάσματα είναι η μόνη σαφής ένδειξη ύπαρξης θερμικών μηχανισμών. Τα χαρακτηριστικά αυτά προέρχονται από διαδικασίες θερμική; ισορροπίας οι οποίες μπορούν να χαρακτηριστούν από μια θερμοκρασία διέγερσης.

Οι πηγές του συνεχούς το οποίο παρατηρείται στο υπεριώδες, και συνήθως καλείται big blue bump, θεωρείτε πως είναι: θερμοί, οπτικά πυκνοί δίσκοι προσαύξησης ή πυκνά νέφη αερίου. Σε κάποιες περιπτώσεις, κυρίως στους αμυδρότερους quasars, αυτό που συνεισφέρει στο παρατηρούμενο συνεχές είναι η αστρική ακτινοβολία η οποία προέρχεται από το πλάσμα που περιβάλλει τον πυρήνα. Τέλος μια σημαντική, θερμικής προέλευσης, συνεισφορά στο συνεχές εντοπίζεται στο υπέρυθρο, αλλά δεν προέρχεται από περιοχές οπτικά πυκνών αερίων. Η υπέρυθρη ακτινοβολία στους quasar μπορεί να προέλθει από στερεά σωματίδια (σκόνη), τα οποία θερμαίνονται καθώς απορροφούν υψηλότερης συχνότητας ακτινοβολία και εν συνεχεία επανακτινοβολούν αυτή την απορροφημένη ενέργεια υπό μορφή συνεχούς το οποίο καθορίζεται από την

www.diavlosbooks.gr

θερμοκρασία των κόκκων σκόνης. Ας χαρακτηρίσουμε, καταχρηστικά, αυτού τους είδους τη συνεχή ακτινοβολία ως «μέλανος σώματος», και ας θεωρήσουμε ότι αυτή είναι η μοναδική ακτινοβολία που προέρχεται από τους quasar. Ακόμη και σε αυτή την απλοποιημένη περίπτωση τα φάσματα των quasar θα ήταν εξαιρετικά σύνθετα επειδή οι διάφορες συνιστώσες του φάσματος θα είχαν διαφορετικές θερμοκρασίες. Αυτό θα μπορούσε να γίνει κατανοητό μέσω της σκόνης και των διαφόρων πιθανών γεωμετριών που αυτή μπορεί να σχηματίσει. Μια γεωμετρία ζωνών, θα είχε ως άμεση συνέπεια η κάθε ζώνη να χαρακτηρίζεται από τη δική της θερμοκρασία. Έτσι, το φάσμα που θα προέκυπτε δεν θα είχε τη μορφή της κατανομής μέλανος σώματος του Planck μίας θερμοκρασίας, η οποία είναι και η χαρακτηριστική μορφή των αστρικών φασμάτων.

Η επόμενη κοινή πηγή θερμικής συνεχούς ακτινοβολίας είναι αυτή ενός οπτικά λεπτού αερίου και είναι το ελεύθερο – ελεύθερο συνεχές ή θερμικό bremsstrahlung. Η ακτινοβολία αυτή προέρχεται από αλληλεπιδράσεις μεταξύ σωματιδίων τα οποία δεν παράγουν επανασυνδέσεις. Η ελεύθερη – ελεύθερη ακτινοβολία μπορεί να κυριαρχεί στο φάσμα σε κάποια μήκη κύματος. Επί παραδείγματι, η ελεύθερη – ελεύθερη εκπομπή είναι εμφανής στις ακτίνες X για πολύ θερμά αέρια ($T \gtrsim 10^8\ K$) και στα ραδιοκύματα για αέρια θερμοκρασίας $T \sim 10^4\ K$. Η ελεύθερη – ελεύθερη ακτινοβολία χαρακτηρίζεται από συντελεστή εκπομπής ο οποίος εξαρτάται από τον παράγοντα $\exp[-h\nu/kT]$. Εκτός από τις ακτίνες X, δεν παρατηρείται άλλο ευρύ φασματικό εύρος, το οποίο να μπορεί να καθορίσει το θερμικό bremsstrahlung βάση του φασματικής μορφής. Η μεταβλητότητα της πηγής, αποτελεί ένα ισχυρό επιχείρημα κατά των θερμικών πηγών ακτίνων X. Αν το αέριο γίνει οπτικά πυκνό, τα φωτόνια που παράγονται από τις ελεύθερες – ελεύθερες αλληλεπιδράσεις δεν μπορούν να διαφύγουν χωρίς να αλληλεπιδράσουν εκ νέου, και ως εκ τούτο το συνεχές φάσμα που προκύπτει προσεγγίζεται με πολύ καλό τρόπο από μια κατανομή Planck. Γενικότερα, όταν ένα φάσμα προκύπτει από ελεύθερες – ελεύθερες μεταπτώσεις, συνεπάγεται ότι προέρχεται από μια οπτικά λεπτή περιοχή.

Μια ακόμη μορφή συνεχούς το οποίο μπορεί να εμφανιστεί σε ένα περιορισμένο εύρος μηκών κύματος είναι το συνεχές Balmer το οποίο προκύπτει από επανασυνδέσεις. Αυτό το συνεχές συνδέεται στενά με μια σειρά ιδιοτήτων των αντίστοιχων φασματικών γραμμών εκπομπής Επιπροσθέτως, υπάρχουν και ψευδο – συνεχή τα οποία μπορεί να προέρχονται από μίξεις γραμμών εκπομπής που βρίσκονται πολύ κοντά μεταξύ τους, όπως για παράδειγμα είναι οι γραμμές του FeII. Οι μίξεις αυτές, δεν συνιστούν ένα πραγματικό συνεχές και προκαλούν κακή εκτίμηση της θέσης του συνεχούς στις παρατηρήσεις στην οπτική και UV περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος.

3.1.2 Μη – Θερμικά Συνεχή

Η μη θερμική ακτινοβολία προέρχεται από σωματίδια τα οποία συνήθως κινούνται με σχετικιστικές ταχύτητες και τα οποία δεν έχουν επιτύχει μια ενεργειακή κατανομή ως συνέπεια των αμοιβαίων συγκρούσεων. Σε αυτή την περίπτωση δεν υπάρχει μία ενιαία θερμοκρασία που να περιγράφει την ενεργειακή κατανομή των σωματιδίων. Οι

www.diavlosbooks.gr

ενεργειακές κατανομές αντικατοπτρίζουν τον αρχικό μηχανισμό επιτάχυνσης και όχι τις συνεχόμενες συγκρουσιακές διαδικασίες μέσω των οποίων τα σωματίδια μοιράζονται τις ενέργειές τους. Κατά αυτόν τον τρόπο υπάρχουν πολλές πιθανές μορφές ενεργειακών κατανομών, που οδηγούν σε ένα αντίστοιχα μεγάλο εύρος ενεργειών για οποιαδήποτε μορφή ακτινοβολίας που παράγεται από αυτά τα σωματίδια. Έτσι, είναι σύνηθες οι ενεργειακές κατανομές των σωματιδίων να χαρακτηρίζονται από έναν (μη – θερμικό) νόμο δύναμης, σύμφωνα με τον οποίο ο αριθμός των σωματιδίων με ενέργεια E, να είναι $dN(E) \propto E^{-\alpha}$.

Η πιο γνωστή μορφή μη θερμικής ακτινοβολίας είναι η ακτινοβολία σύγχροτρον. Αυτή παράγεται κατά την απώλεια ενέργειας από ηλεκτρόνια τα οποία κινούνται σχετικιστικά μέσα σε ένα μαγνητικό πεδίο. (Η ακτινοβολία σύγχροτρον είναι δυνατόν να παραχθεί και από πρωτόνια, όμως αυτός ο μηχανισμός είναι εξαιρετικά σπάνιος). Για μεμονωμένες τιμές του μαγνητικού πεδίου, η ενεργειακή κατανομή των ηλεκτρονίων παράγει ακτινοβολία της οποίας ο συντελεστής εκπομπής είναι ένας νόμος δύναμης της μορφής $j_\nu \propto \nu^{0,5(1-\alpha)}$.

Η ακτινοβολία σύγχροτρον είναι η πρώτη μη θερμική πηγή ακτινοβολίας που παρατηρήθηκε και απαντάται σε πολλές αστρονομικές περιπτώσεις όπως οι λοβοί των ραδιογαλαξιών, οι δίσκοι των σπειροειδών γαλαξιών και τα υπολείμματα υπερκαινοφανών. Όλες αυτές οι περιπτώσεις είναι αρκούντως εκτεταμένες ώστε να είναι οπτικά λεπτές, ενώ ο λόγος ροών από οπτικά λεπτές, μη θερμικές πηγές είναι αρκετά ομοιόμορφος όσον αφορά το φασματική μορφή. Για την ροή ισχύει $F_\nu \propto \nu^\alpha$ με $-0,5 < \alpha < 1,0$ στις περισσότερες περιπτώσεις. Αυτή η ομοιομορφία καταδεικνύει το γεγονός ότι όποια και να είναι η διαδικασία επιτάχυνσης των σχετικιστικών ηλεκτρονίων είναι υπεύθυνη για τα παρόμοια ενεργειακά φάσματα που παρατηρούνται σε διαφορετικά περιβάλλοντα. Η ακτινοβολία σύγχροτρον η οποία προέρχεται από οπτικά λεπτές περιοχές πλάσματος, είναι αναγνωρίσιμη μέσω του παραγόμενου φάσματος νόμου δύναμης και μάλιστα αξίζει να σημειωθεί ότι κάθε φάσμα αυτής της μορφής αποδίδεται συνήθως σε αυτόν τον μηχανισμό. Βέβαια αυτό δεν είναι απολύτως σωστό μιας και είναι δυνατόν η σύνθεση θερμικών φασμάτων σε διαφορετικές θερμοκρασίες να παράγει έναν νόμο δύναμης. Εντούτοις, δεν υπάρχει καμία αμφιβολία, ότι κάποια μέρη των φασμάτων των quasar είναι μη θερμικά (Jones, O'Dell & Stein 1974). Αυτό είναι ένα συμπέρασμα πρωταρχικής σημασίας το οποίο δεν θα πρέπει να επισκιαστεί από τις δυσκολίες που εμφανίζονται κατά την ερμηνεία των μη θερμικών φασμάτων. Το εξαιρετικά σημαντικό συμπέρασμα είναι ότι οι quasar φέρουν στο εσωτερικό τους «επιταχυντές» οι οποίοι είναι ικανοί να παράγουν σχετικιστικά σωματίδια. Κάτω από την προσπάθεια κατανόησης των ακτινοβολιακών μηχανισμών κρύβεται η κατανόηση της λειτουργίας αυτών των επιταχυντών.

Ακόμη και αν η ακτινοβολία σύγχροτρον από ηλεκτρόνια με ομοιόμορφη ενεργειακή κατανομή είναι η μόνη πηγή ακτινοβολίας σε όλα τα μήκη κύματος, το συνολικό φάσμα δεν σημαίνει πως θα περιγράφεται από έναν μόνο νόμο δύναμης. Ο

www.stavrosbooks.gr

λόγος είναι ότι οι περιοχές εκπομπής χαρακτηρίζονται από διαφορετικά οπτικά βάθη σε διαφορετικές συχνότητες ενώ η αυτό – απορρόφηση αλλάζει το παραγόμενο φάσμα. Για παράδειγμα, τα ηλεκτρόνια, σε ένα νέφος πλάσματος, τα οποία είναι ικανά να ακτινοβολούν φωτόνια, μπορούν επίσης να απορροφούν ή και να σκεδάζουν τα φωτόνια μέσω διεργασιών Compton. Αυτό σημαίνει ότι ένα παραγόμενο φωτόνιο μπορεί να μην προλάβει να δραπετεύσει προτού αλληλεπιδράσει με ένα άλλο σχετικιστικό ηλεκτρόνιο. Συνήθως η ενέργεια του φωτονίου ενισχύεται μέσω των συνεχών αλληλεπιδράσεων – φαινόμενο γνωστό ως Synchrotron Self Compton (SSC). Αυτός είναι ένας τρόπος παραγωγής φωτονίων υψηλών ενεργειών από αρχικώς χαμηλοενεργειακά φωτόνια. Για παράδειγμα είναι δυνατόν να παραχθούν ακτίνες X από φωτόνια στις ραδιοσυχνότητες (Condon et al. 1981). Ωστόσο, το αρχικό φωτόνιο εξαφανίζεται και έτσι το πλάσμα είναι οπτικά πυκνό ως προς αυτό. Σε περιπτώσεις όπου φωτόνια παράγονται σε πυκνά περιβάλλοντα, η παραγωγή εξαρτάται από το μήκος της διαδρομής ενός φωτονίου εντός ενός νέφους, με αποτέλεσμα ο παρατηρητής να δέχεται ακτινοβολία από μια συλλογή φωτονίων τα οποία προέρχονται από περιοχές με διάφορα οπτικά βάθη. Μία τέτοιου είδους οπτικά πυκνή ακτινοβολία σύγχροτρον είναι δυνατόν να χαρακτηρίζεται από έναν πιο επίπεδο (μεγαλύτερο α) νόμο δύναμης από αυτόν που παράγουν τα ηλεκτρόνια. Ο λόγος είναι απλά ότι τα φωτόνια χαμηλότερων συχνοτήτων απορροφώνται πολύ πιο εύκολα. Συνήθως, οι συμπαγείς ραδιοπηγές χαρακτηρίζονται από $0 < \alpha < -0{,}5$.

Επειδή τα ράδιο – φωτόνια που απορροφώνται συνήθως ενισχύονται προς υψηλότερες ενέργειες μέσω του αντίστροφου σκεδασμού Compton, μπορεί να επανεμφανιστούν στις ακτίνες X, το υπεριώδες ή το οπτικό φέροντας μια κατανομή η οποία χαρακτηρίζεται από τον ίδιο νόμο δύναμης με τα αρχικά φωτόνια. Αυτός είναι και ένας λόγος που δεν είναι εύκολος ο διαχωρισμός μεταξύ της αμιγώς σύγχροτρον ακτινοβολίας και της σύγχροτρον αυτο – απορρόφησης. Η σύγχυση αυτή είναι ιδιαίτερα εμφανής στο συνεχές των ακτίνων X. Βέβαια, στο σημείο αυτό αξίζει να σημειωθεί πως η παρατήρηση ενός φάσματος με κλίση από $-0{,}5$ έως -1 θεωρείται εμπειρικά ένδειξή ότι αυτού του είδους η ακτινοβολία είναι μη θερμική και προέρχεται από μια συλλογή ηλεκτρονίων με το ίδιο ενεργειακό φάσμα που παρατηρείται και στις οπτικά λεπτές πηγές σύγχροτρον στις υπέρυθρες και ράδιο συχνότητες. Η θεμελιώδης ενεργειακή πηγή – τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια – είναι η ίδια είτε τα φωτόνια ακτίνων X είναι πρωτογενή ή δευτερογενή.

Ο λόγος ότι ένα φάσμα στις ακτίνες X, το υπεριώδες, το οπτικό, ή το υπέρυθρο έχει μορφή νόμου δύναμης, δεν αρκεί ώστε να ειπωθεί με βεβαιότητα ότι η ακτινοβολία είναι μη θερμική. Φάσματα νόμου δύναμης είναι δυνατόν να παραχθούν σε όλες αυτές τις φασματικές περιοχές, από κατάλληλο συνδυασμό θερμικών πηγών. Το γεγονός αυτό δεν αποτελεί πηγή σύγχυσης εκτός και αν υπάρχει κάποιος λόγος να θεωρηθεί στην ίδια πηγή απαντάται ένα πολύ μεγάλο εύρος θερμοκρασιών. Βέβαια, αξίζει να σημειωθεί ότι τα μοντέλα των δίσκων προσαύξησης και τα μοντέλα σκόνης φέρουν αυτή την ιδιότητα.

www.diavlosbooks.gr

Έτσι, αυτή η διαφορά δεν επιλύεται, εντός όλων των φασματικών περιοχών, στη βάση της ύπαρξης μιας θερμικής ή μη θερμικής πηγής.

3.1.3 Σχετικιστική Ακτινοβολία

Από τη στιγμή που αντιλαμβανόμαστε ότι η ύλη, στο εσωτερικό των quasar, μπορεί να κινηθεί σχετικιστικά, είναι αναγκαίο να γίνουν κάποιες σχετικιστικές διορθώσεις στα παρατηρούμενα φαινόμενα (Blandford & Rees 1978). Ένας από τους πιο βασικούς λόγους για τους οποίους μελετάται το συνεχές φάσμα είναι ο καθορισμός της ακτινοβολίας που παράγεται από την πηγή και εν συνεχεία η διερεύνηση των ενεργειακών διεργασιών. Για να γίνει αυτό απαιτείται η υπόθεση ότι η ροή είναι ανεξάρτητη της κατεύθυνσης έτσι ώστε να μπορούν να εφαρμοστούν οι εξισώσεις που συνδέουν τη ροή με την λαμπρότητα της πηγής. Το περίεργο με τους quasar είναι ότι η προηγούμενη υπόθεση δεν είναι πάντοτε ορθή. Η ακτινοβολία δεν είναι απαραίτητα ισοτροπική. Είναι αδιαμφισβήτητο το γεγονός ότι σε κάποια quasar πλάσματα τα σωματίδια κινούνται σχετικιστικά. Από τη στιγμή που τα σωματίδια φέρουν μία τυχαία κατανομή διευθύνσεων κίνησης, η ακτινοβολία που παράγεται θερμικά ή μη θερμικά προκύπτει ισοτροπική όταν ολοκληρώνεται σε όλο τον όγκο της πηγής. Η επακόλουθες διαδικασίες απορρόφησης ενδέχεται να μην είναι ισοτροπικές, καθώς τα φωτόνια προσπαθούν να διαφύγουν, αλλά αυτή η ανισοτροπία δεν είναι το κυρίως θέμα. Τα πιο αξιοσημείωτα φαινόμενα ανισοτροπίας προέρχονται από σωματίδια που ακτινοβολούν εβρισκόμενα εντός νέφους του οποίο κινείται συνεκτικά (bulk motion) με σχετικιστική ταχύτητα. Σε αυτή την περίπτωση, η όποια ακτινοβολία παράγεται από το νέφος είναι συγκεντρωμένη σε έναν κώνο ο οποίος προβάλλεται στην κατεύθυνση της κίνησης. Ένας παρατηρητής σε αυτή την κατεύθυνση θα ανιχνεύει ενισχυμένη λαμπρότητα, ενώ η αντίληψη του παρατηρητή ως προς τις χρονικές κλίμακες που διέπουν το νέφος θα είναι αλλοιωμένη.

Η βασική εξίσωση για την σχετικιστική ακτινοβόληση περιγράφει τον τρόπο με τον οποίο η λαμπρότητα της πηγής ενισχύεται στην διεύθυνση της κίνησης. Οι όροι της εξίσωσης πρέπει να περιγράφουν και το παραγόμενο φάσμα και αυτό επειδή ο παρατηρητής «βλέπει» το συνεχές να είναι μετατοπισμένο προς το μπλε ως προς το σύστημα αναφοράς της πηγής. Η εξίσωση που χρησιμοποιείται (Scheur & Readhead 1979, Urry & Shafer 1984) περιγράφει τον παράγοντα που συνδέει την παρατηρούμενη λαμπρότητα της πηγής με την λαμπρότητα που θα παρατηρούνταν αν η πηγή ήταν ακίνητη. Ο παράγοντας αυτός καλείται παράγοντας ενίσχυσης (enhancement factor) E_ν, $E_\nu = [\gamma(1-\beta cos\theta)]^{\alpha-3}$. Η παράμετρος γ είναι ο παράγοντας Lorentz $(1-\beta^2)^{-1/2}$ και β είναι ο λόγος της ταχύτητας της πηγής προς την ταχύτητα του φωτός, ενώ α είναι ο φασματικός δείκτης του νόμου δύναμης και τέλος θ είναι η γωνία μεταξύ της γραμμής παρατήρησης και του διανύσματος της ταχύτητας της κινούμενης πηγής.

Σε κάποιες περιπτώσεις η εξαιρετική ανάλυση της VLBI συμβολομετρίας έκανε δυνατή την παρατήρηση της κίνησης (bulk motion) των πηγών που ακτινοβολούν

www.ellinosbooks.gr

σχετικιστικά (Cohen et al. 1983). Οι πηγές αυτού του είδους καλούνται «υπέρφωτες». Ο παράγοντας Lorentz σε αυτές τις περιπτώσεις είναι της τάξεως του 5, δίνοντας $\beta = 0{,}98$ και ως συνέπεια ο παράγοντας E_ν προκύπτει πολύ μεγάλος. Για αυτές τις τιμές και για $\theta = 5^o$ και $\alpha = -0{,}5$, προκύπτει $E_\nu = 1{,}7 \times 10^3$. Αυτό σημαίνει ότι η ακτινοβολία ενός νέφους, το οποίο κινείται σχετικιστικά προς τον παρατηρητή, μπορεί να κυριαρχεί επί της ολοκληρωμένης ακτινοβολίας που προέρχεται από ολόκληρο τον quasar. Επιπροσθέτως, η χρονική κλίμακα των μεταβολών της πηγής θα μειώνεται κατά έναν παράγοντα $\gamma(1 - \beta cos\theta)$, γεγονός το οποίο θα έχει ως αποτέλεσμα η μεταβλητότητα να εμφανίζεται πιο γρήγορη από ότι πραγματικά είναι. Για το ανωτέρω παράδειγμα, η χρονική κλίμακα αλλάζει κατά έναν παράγοντα 8,4. Μόνο πολύ μικρές αποκλίσεις ως προς τη γωνία θ απαιτούνται για να αλλάξει δραματικά η φαινόμενη λαμπρότητα. Αν η γωνία θ άλλαζε από 5° σε 6°, τότε $E_\nu = 1{,}4 \times 10^3$ και η λαμπρότητα της πηγής θα μειωνόταν περίπου 20%.

Η μη θερμική συνεχής ακτινοβολία μπορεί να ενισχυθεί από την σχετικιστική ακτινοβόληση σε οποιαδήποτε περιοχή του φάσματος (Henriksen, Marshall & Mushotzky 1984). Το γεγονός αυτό είναι αρκετά ενοχλητικό, καθώς σημαίνει ότι τα χαρακτηριστικά της λαμπρότητας ή της μεταβλητότητας που παρατηρούνται στην περίπτωση ενός quasar, μπορεί να μην είναι αντιπροσωπευτικά του quasar αλλά του ενός συγκεκριμένου νέφους που κινείται προς τον παρατηρητή. Ένα πολύ χαρακτηριστικό παράδειγμα θα ήταν σαν να προσπαθούσε κανείς να κατανοήσει τα χαρακτηριστικά του Ήλιου παρατηρώντας μόνο μία ηλιακή έκλαμψη. Μόνο για τη θερμική ακτινοβολία μπορούμε να είμαστε σίγουροι ότι η λαμπρότητα είναι ισοτροπική. Για αυτό τον λόγο και οι γραμμές εκπομπής είναι οι πιο αξιόπιστοι δείκτες λαμπρότητας. Χρησιμοποιώντας τις γραμμές εκπομπής, μπορεί να προκύψει το έμμεσο επιχείρημα ότι το μη θερμικό συνεχές, από την πλειονότητα των quasar είναι ισοτροπικό και δεν κυριαρχείται από μία ή μερικές συνιστώσες. Το επιχείρημα αυτό έχει να κάνει το γεγονός ότι οι σχετικές εντάσεις των γραμμών εκπομπής σε σύγκριση με αυτές του συνεχούς είναι παρόμοιες στους περισσότερους quasar. Αν παρατηρείται μεταβλητότητα του συνεχούς, δεν μας εγγυάται κανείς ότι το συνεχές είναι ισοτροπικό εκτός αν τελικά ακολουθείται από την συγκρίσιμη μεταβλητότητα των γραμμών εκπομπής (Ulrich et al. 1984).

Το φαινόμενο αυτής της σχετικιστικής ακτινοβολίας καθορίζει μια ολόκληρη κατηγορία των quasar που είναι γνωστή ως blazar (Angel & Stockman 1980). Στην κατηγορία των blazar ανήκουν οι OVV. Αυτοί είναι quasar με γραμμές εκπομπής των οποίων η λαμπρότητα παραμένει σταθερή ενώ το συνεχές μεταβάλλεται δραματικά, πολλές φορές κατά έναν παράγοντα της τάξης του 100. Οι πιο ακραίες περιπτώσεις blazar είναι οι BL Lac πηγές, οι οποίες δεν φέρουν ανιχνεύσιμες γραμμές εκπομπής. Οι BL Lac πηγές χαρακτηρίζονται από ταχεία μεταβλητότητα, υψηλή πολωσιμότητα και φάσματα νόμου δύναμης τα οποία εκτείνονται σε ένα μεγάλο εύρος μηκών κύματος (Cruz-Gonzalez & Huchra 1984). Οι τελευταίες δύο ιδιότητες είναι χαρακτηριστικές της ακτινοβολίας σύγχροτρον από μια μεμονωμένη πηγή.

Οι blazar και οι BL Lac αποτελούν ένα πολύ μικρό ποσοστό του συνόλου των quasar. Οι εναπομείναντες quasar εμφανίζουν γραμμές εκπομπής μεγάλης έντασης οι οποίες είναι σχετικά σταθερές σε σύγκριση με το συνεχές. Έτσι, το αίνιγμα του γιατί αυτές οι λίγες πηγές διαφέρουν από τους υπόλοιπους quasar παραμένει. Τα ερωτήματα που προκύπτουν είναι κάτι παραπάνω από εύλογα. Θα εμφανίζονται όλοι οι quasar με τον ίδιο τρόπο σε όλες τις πιθανές γραμμές παρατήρησης; Αποτελούν οι blazar το μικρό εκείνο κλάσμα το οποίο φέρει σχετικιστικά κινούμενα νέφη στην γραμμή παρατήρησης; Μια ακραία εναλλακτική άποψη είναι ότι οι blazar επιδεικνύουν σχετικιστικές κινήσεις νεφών προς όλες τις κατευθύνσεις, με αποτέλεσμα τα σχετικιστικά φαινόμενα να είναι παρατηρήσιμα από οποιαδήποτε διεύθυνση παρατήρησης. Την άποψη αυτή ενισχύουν παρατηρήσεις οι οποίες καταδεικνύουν ότι οι quasar εδράζονται σε σπειροειδείς γαλαξίες ενώ οι BL Lac πηγές κατοικούν σε ελλειπτικούς (Miller 1981).

Όλοι οι μη θερμικοί μηχανισμοί, επειδή χαρακτηρίζονται από σχετικιστικές ταχύτητες, υπόκεινται σε αβεβαιότητα αναφορικά με την ισοτροπία τους. Η ύπαρξη ή όχι των σχετικιστικών φαινομένων έχει σοβαρές επιπτώσεις στον υπολογισμό του μεγέθους της πηγής. Ο υπολογισμός του μεγέθους της πηγής είναι θεμελιώδους σημασίας για την κατανόηση της δομής ενός quasar. Είναι λοιπόν προτιμότερο ο υπολογισμός αυτός να γίνει βάση των ιδιοτήτων των γραμμών εκπομπής ώστε να αποφεύγονται οι όποιες επιδράσεις των σχετικιστικών φαινομένων. Μια προβληματική κατάσταση προκύπτει αν κάποιος επιλέξει να χρησιμοποιήσει τις χρονικές κλίμακες της μεταβλητότητας για να καθορίσει το μέγεθος της περιοχής που παράγει τη συνεχή ακτινοβολία. Αν αυτή η συνεχής ακτινοβολία είναι μη θερμική, τότε επίδραση των σχετικιστικών φαινομένων είναι πιθανή με αποτέλεσμα να προκύπτουν μικρότερες κλίμακες μεγεθών από αυτές που πραγματικά υφίστανται. Είναι πολύ λογικό να υποτεθεί ότι αν ένα μέρος της ροής μιας πηγής δεν εμφανίζει μεταβλητότητα τότε οι συνιστώσες αυτής της ακτινοβολίας δεν σχετίζονται με σχετικιστικά φαινόμενα. Το συμπέρασμα που προκύπτει από τα ανωτέρω είναι ότι δεν πρέπει να εμπιστευόμαστε μια ασταθή, μη θερμική πηγή για τον υπολογισμό ποσοτικών, σταθερής κατάστασης, παραμέτρων.

3.1.4 Γενικές παρατηρήσεις των συνεχών φασμάτων των Quasar

Με μεγάλη προσέγγιση, το συνεχές φάσμα όλων των quasar μπορεί να θεωρηθεί ότι χαρακτηρίζεται από έναν νόμο δύναμης της μορφής $F_\nu \propto \nu^{-1}$ πάνω σε όλες τις συχνότητες στις οποίες το φάσμα παρατηρείται. Επί της ουσίας κανένας quasar δεν φέρει ακριβώς αυτή φασματική μορφή ενώ είναι πιο σημαντικό να αναφερθεί ότι το φάσμα κανενός quasar δεν περιγράφεται από τον ίδιο νόμο δύναμης σε όλες τις παρατηρούμενες περιοχές συχνοτήτων. Βέβαια, η προσέγγιση του νόμου δύναμης αποτελεί μια καλή αρχή

www.diavlos.gr

για την μελέτη του φάσματος αυτών των περίεργων κοσμολογικών αντικειμένων. Ολοκληρώνοντας τον παράγοντα F_ν πάνω σε ένα εύρος συχνοτήτων προκύπτει ότι η συνολική ροή και κατά συνέπεια η συνολική λαμπρότητα, είναι ίδιες για κάθε δεκάδα εύρους συχνοτήτων. Δηλαδή, η ροή μεταξύ 1 και 10 Å θα είναι η ίδια με τη ροή μεταξύ 1.000 και 10.000 Å ή μεταξύ 2 και 20 cm κ.λπ. Οι quasar λοιπόν παράγουν συγκρίσιμες ποσότητες ακτινοβολίας στις διάφορες περιοχές του φάσματος, δηλαδή στις ακτίνες X, το ορατό/υπεριώδες ή το υπέρυθρο. Η ουσιαστική διαφορά μεταξύ των quasar είναι αν επιδεικνύουν μια συνέχεια του νόμου δύναμης μέχρι τη ραδιοφωνική περιοχή του φάσματος. Οι ράδιο – ενεργοί quasar, και πιο συγκεκριμένα οι blazar εμφανίζουν συνεχές το οποίο εκτείνεται μέχρι μήκη κύματος του ενός μέτρου. Απεναντίας, η ακτινοβολία των ράδιο – ήσυχοι quasar εξασθενεί στα χιλιοστομετρικά μήκη κύματος. Οι περισσότεροι quasar είναι ράδιο – ήσυχοι και κατά συνέπεια δεν είναι ανιχνεύσιμοι ακόμη και με τα πιο ευαίσθητα ραδιοτηλεσκόπια. Ως αποτέλεσμα, οι ράδιο ιδιότητες των quasar δεν είναι δυνατόν να εξετασθούν ομοιόμορφα.

Τα φάσματα τα οποία είναι πιο επίπεδα από ν^{-1}, δηλαδή για $\alpha > -1$, μεταφέρουν μεγαλύτερη ενέργεια στα μικρότερα μήκη κύματος, ενώ το αντίστροφο συμβαίνει για φάσματα τα οποία είναι πιο «απότομα ή βαθιά» (steeper) από ν^{-1}. Όπως προαναφέρθηκε, τα συνεχή φάσματα των quasar περιγράφονται από έναν νόμο δύναμης με φασματικό δείκτη α. Πολλές φορές για την περιγραφή του συνεχούς γίνεται χρήση ενός «τεχνητού» (πλασματικού) φασματικού δείκτη, όπως για παράδειγμα είναι ο α_{OX}, ο οποίος δεν είναι τίποτε άλλο από την κλίση του νόμου δύναμης που απαιτείται για να συνδεθούν οι παρατηρήσεις στις ακτίνες X, στα 2 keV, με τις παρατηρήσεις στο υπεριώδες στα 2.500 Å (Tananbaum et al. 1979). Αν το πραγματικό συνεχές χαρακτηρίζεται από $f_\nu \propto \nu^{-1}$, προφανώς $\alpha_{OX} = -1$.

3.1.5 Το Συνεχές στο Υπέρυθρο

Παρατηρώντας τα φάσματα των quasar οι αστρονόμοι προσπαθούν να εξετάσουν τις αποκλίσεις από έναν ενιαίο νόμο δύναμης. Με τον τρόπο αυτό ευελπιστούν να απομονώσουν κομμάτια του φάσματος με σκοπό να συνδέσουν τον εκάστοτε επικρατούντα φυσικό μηχανισμό σε κάθε φασματική περιοχή με την παρατηρούμενη λαμπρότητα. Ξεκινάμε λοιπόν την αναζήτησή μας στο υπέρυθρο μέρος του φάσματος, όπου και οι περισσότεροι quasar εμφανίζονται σχετικά όμοιοι. Τα υπέρυθρα φάσματα των quasar παρατηρήθηκαν επισταμένως μέσω του δορυφόρου IRAS στο φασματικό εύρος μεταξύ 100 $\mu m - 2\mu m$ Το συμπέρασμα που προέκυψε ήταν ότι τα φάσματα αυτά ήταν δυνατόν να προσομοιωθούν από ενιαίους νόμους δύναμης με μέση τιμή φασματικού δείκτη 1,11. Η τιμή αυτή είναι συνεπής με τον φασματικό δείκτη -1 που έχει παρατηρηθεί σε άλλα υπέρυθρα μήκη κύματος (Miley, Neugebauer & Soifer 1985, Soifer et al. 1983). Τα ανωτέρω δεν αποτελούν απόδειξη ότι για την παραγωγή αυτών των φασμάτων είναι υπεύθυνος ένας μόνο φυσικός μηχανισμός. Είναι γεγονός πως στην

www.diavlos.gr

περίπτωση κάποιων quasar μεγάλης λαμπρότητας, στα υπέρυθρα φάσματα, υψηλής ανάλυσης, παρατηρούνται εξάρσεις (bumps) και διαταραχές. Παρόλα αυτά, ο νόμος δύναμης της μορφής ν^{-1} προσομοιώνει με πολύ ικανοποιητικό τρόπο τα υπέρυθρα συνεχή. Τα πιο απότομα φάσματα εξηγούνται με δύο εντελώς διαφορετικούς μεταξύ τους τρόπους. Ο ένας είναι μέσω της ψυχρής σκόνης η οποία επανακτινοβολεί την ενέργεια που απορροφήθηκε από μικρότερα μήκη κύματος. Ανάλογα με την κατανομή της θερμοκρασίας της σκόνης, τα φάσματα είναι δυνατόν να έχουν διάφορες μορφές. Σε κάποιες περιπτώσεις έχουν όντως παρατηρηθεί φασματικά χαρακτηριστικά απορρόφησης τα οποία αποδίδονται αποκλειστικά στη σκόνη. Μια εναλλακτική εξήγηση των απότομων υπέρυθρων συνεχών έχει να κάνει με μια σπάνια κατηγορία πολύ ερυθρών blazar, οι οποίο φαίνεται πως εμφανίζουν οπτικά λεπτή ακτινοβολία σύγχροτρον η οποία οφείλεται σε ηλεκτρόνια των οποίων η ενεργειακή κατανομή χαρακτηρίζεται από «απότομο» ενεργειακό δείκτη. Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα απότομου υπέρυθρου φάσματος παρατηρήθηκε από τους Rieke, Lebofsky & Wisniewski (Rieke, Lebofsky & Wisniewski 1982) το οποίο χαρακτηρίζονταν από $f_\nu \propto \nu^{-3}$.

Είναι γεγονός πως τα περισσότερα υπέρυθρα συνεχή των quasar εμφανίζουν πολύ μικρή διασπορά γύρω από τον νόμο ν^{-1}. Η διαπίστωση αυτή όμως δεν είναι αρκετή ώστε να εξακριβωθεί με βεβαιότητα η πηγή της υπέρυθρης λαμπρότητας. Υπάρχουν αδιάσειστα στοιχεία που καταδεικνύουν την ακτινοβολία σύγχροτρον αλλά και την επανακτινοβόληση από την σκόνη. Μόνο στην περίπτωση των blazar, οι οποίοι εμφανίζουν εξαιρετικά μεταβαλλόμενες ροές, μπορεί να ειπωθεί σχεδόν με βεβαιότητα ότι ο υπεύθυνος μηχανισμός είναι η ακτινοβολία σύγχροτρον. Αξίζει να αναφερθεί στο σημείο αυτό ότι, η ύπαρξη ή όχι της σκόνης δεν επιδρά στον καθορισμό της συνολικής λαμπρότητας ενός quasar, απεναντίας δε επιδρά στη μοντελοποίηση των περιοχών εκπομπής. Ως γενικός κανόνας, η ομαλότητα των υπέρυθρων φασμάτων μαζί με την μεταβλητότητα και την πολωσιμότητα αφήνουν την αίσθηση ότι τα υπέρυθρα συνεχή είναι μη θερμικά (Stein & Soifer 1983). Εντούτοις, ορισμένοι quasar επιδεικνύουν την ύπαρξη σκόνης μέσω πυριτιούχων φασματικών χαρακτηριστικών (Cutri, Rieke & Lebofsky 1984). Στους γαλαξίες αυτούς ανιχνεύεται απορρόφηση (πυριτιούχα χαρακτηριστικά απορρόφησης στα 10 μm) και εκπομπή από σκόνη (πυριτιούχα χαρακτηριστικά εκπομπής στα 19 μm) και έτσι η σύνδεση των quasar με τη σκόνη γίνεται ολοένα και πιο βάσιμη. Μέχρι πρόσφατα, θεωρούνταν πως το μεγαλύτερο μέρος του υπέρυθρου συνεχούς ήταν η προέκταση του άκρου των μικρότερων μηκών κύματος του φάσματος νόμου δύναμης το οποίο παρατηρείται στα ράδιο κύματα. Επικρατούσε δε η άποψη ότι το υπέρυθρο συνεχές παράγονταν από τον μηχανισμό SSC (Synchro – Self – Compton) (Jones, O'Dell και Stein 1974). Επί του παρόντος, υπάρχει μια όλο και αυξανόμενη αλλά όχι πλήρης συμφωνία ότι όλο το υπέρυθρο συνεχές στους non – blazar ενεργούς γαλαξιακούς πυρήνες είναι θερμικής προέλευσης (Rees et al. 1969, Rieke 1978, Lebofsky και Rieke 1980). Τρία είναι τα αποδεικτικά στοιχεία που υποστηρίζουν την θερμική ερμηνεία:

1. Το ελάχιστο στο 1 μm (1 μm minimum): Η ύπαρξη της υπέρυθρης προεξοχής (IR bump) στις πέραν (longward) του 1 μm περιοχές έχει οδηγήσει αρκετούς ερευνητές στο συμπέρασμα ότι αυτή η εκπομπή πρέπει να είναι θερμική, καθώς οι απαιτούμενες θερμοκρασίες για θερμή σκόνη στις πυρηνικές περιοχές είναι στο κατάλληλο εύρος ($\lesssim 2.000\ K$) Οι Sanders et al. (1989) έδειξαν ότι η εμφάνιση ενός ελαχίστου στα φάσματα, και πιο συγκεκριμένα σε μήκος κύματος περίπου 1 μm, είναι ένα γενικό χαρακτηριστικό των ενεργών γαλαξιακών πηγών. Η θερμότερη σκόνη έχει θερμοκρασία περίπου $2.000\ K$ ενώ σε υψηλότερες θερμοκρασίες οι κόκκοι σκόνης εξαχνώνονται. Αυτό το όριο στη θερμοκρασία προσφέρει μια φυσική ερμηνεία για την σταθερότητα της συχνότητας εκεί που το, κοντινού υπεριώδους, φάσμα είναι πιο αδύναμο, δηλαδή στο χαρακτηριστικό σπάσιμο Wien ενός μέλανος σώματος $2.000\ K$.

Ορίζεται ως «ακτίνα εξάχνωσης» η ελάχιστη απόσταση από τον ενεργό γαλαξία στην οποία μπορεί να υφίστανται κόκκοι σκόνης συγκεκριμένης σύστασης. Οι κόκκοι σκόνης που βρίσκονται πιο κοντά στον ενεργό γαλαξία αποτελούνται πιθανότατα από γραφίτη και όχι από πυριτικά άλατα, καθώς ο γραφίτης έχει υψηλότερη θερμοκρασία εξάχνωσης. Η ύπαρξη μίγματος κόκκων γραφίτη και πυριτικών αλάτων, όπως και στον δικό μας Γαλαξία, φαίνεται πως αποκλείεται να υφίσταται λόγω της απουσίας ισχυρών χαρακτηριστικών εκπομπής (Laor & Draine 1993). Η ακτίνα εξάχνωσης για τους κόκκους γραφίτη είναι:

$$r = 1{,}3 L_{UV46}^{1/2}\, T_{1500}^{-2{,}8}\, pc, \quad (3.1)$$

όπου

L_{UV46} είναι η λαμπρότητα της κεντρικής πηγής στο υπεριώδες, σε μονάδες $10^{46}\ ergs\ s^{-1}$, και T_{1500} είναι η θερμοκρασία εξάχνωσης των κόκκων σε μονάδες $1500\ K$ (Barvainis 1987).[19]

2. Η μεταβλητότητα του υπέρυθρου συνεχούς (IR continuum variability): Τα χαρακτηριστικά της μεταβλητότητας του υπέρυθρου συνεχούς παρέχουν ξεκάθαρες ενδείξεις που ενισχύουν την υπόθεση ότι το υπέρυθρο συνεχές συνδέεται άμεσα με τους θερμούς κόκκους σκόνης. Τα συνεχή στο οπτικό και το υπεριώδες μεταβάλλονται μεταξύ τους χωρίς χρονική καθυστέρηση και η μεταβλητότητα των ακτίνων Χ φαίνεται πως σχετίζεται με τις μεταβολές στο υπεριώδες/συνεχές με ελάχιστη ή καμία χρονική καθυστέρηση. Η κατάσταση με το υπέρυθρο συνεχές είναι εντελώς διαφορετική, υπό την έννοια ότι το υπέρυθρο συνεχές εμφανίζει τις ίδιες μεταβολές με το υπεριώδες/οπτικό, αλλά με σημαντική χρονική καθυστέρηση. Το γεγονός αυτό ερμηνεύεται ως ένα φαινόμενο χρόνου διάδοσης φωτός (light – travel time effect) το οποίο συμβαίνει εξαιτίας του διαχωρισμού μεταξύ των περιοχών εκπομπής του υπεριώδους/οπτικού και

[19] Η εξάρτηση από τη θερμοκρασία ($T^{-2,8}$) προέρχεται από την εξάρτηση του μήκους κύματος από την απόδοση της απορρόφησης για τους κόκκους σκόνης

www.diavlos.gr

του υπερύθρου. Ενώ η υπεριώδης/οπτική εκπομπή προέρχεται από μία πολύ συμπαγή περιοχή, η υπέρυθρη εκπομπή πηγάζει από κόκκους σκόνης οι οποίοι βρίσκονται πολύ μακριά από την κεντρική πηγή. Οι μεταβολές λαμβάνουν χώρα καθώς ο συντελεστής εκπομπής (emissivity) της σκόνης αλλάζει ως αποτέλεσμα της θέρμανσής της από την υπεριώδη/οπτική συνεχή ακτινοβολία. Πιθανότατα η καλύτερα μελετημένη περίπτωση είναι αυτή του γαλαξία Fairall 9 (Clavel, Wamsteker και Glass 1989). Κατά τη διάρκεια μιας αξιοσημείωτης εξασθένησης της συνεχούς ακτινοβολίας αυτής της πηγής, παρατηρήθηκε ότι οι μεταβολές του συνεχούς κοντινού υπερύθρου εμφάνιζαν χρονική καθυστέρηση ~ 400 μέρες ως προς τις μεταβολές του UV συνεχούς. Έτσι, το υπέρυθρο συνεχές προέρχεται από μια περιοχή η οποία βρίσκεται σε απόσταση 400 μέρες φωτός ($\sim 10^{18}\ cm$) από την κεντρική πηγή. Η λαμπρότητα του Fairall 9 στο υπεριώδες είναι $\sim 1{,}8 \times 10^{46}\ ergs\ s^{-1}$. Αντικαθιστώντας την τιμή αυτή στην εξίσωση 15 και υιοθετώντας θερμοκρασία εξάχνωσης $1.800\ K$, προκύπτει $r \approx 1\ pc \approx 3 \times 10^{18}\ cm$, τιμή η οποία έρχεται σε συμφωνία με τις παρατηρήσεις. Κάνοντας λογικές υποθέσεις για τη φύση των κόκκων σκόνης του γραφίτη (μέγεθος $\alpha \approx 0{,}05\ \mu m$, πυκνότητα μάζας $\rho \approx 2{,}26\ gr\ cm^{-3}$), η συνολική μάζα σκόνης που απαιτείται για την παραγωγή της παρατηρούμενης εκπομπής είναι μόλις $0{,}02 M_{\odot}$. Η εικόνα που προκύπτει είναι ότι εντός της ακτίνας εξάχνωσης, η σκόνη καταστρέφεται. Πολύ πέραν της ακτίνας εξαχνώσεως, η σκόνη επιβιώνει και θερμαίνεται από την υπεριώδη/οπτική ακτινοβολία της κεντρικής πηγής, σε θερμοκρασία κοντά στη θερμοκρασία ισορροπίας μέλανος σώματος. Το υπέρυθρο συνεχές προκύπτει καθώς αυτή η ενέργεια επανακτινοβολείται από τη σκόνη. Στο μακρινό υπέρυθρο, οι μόνοι ενεργοί γαλαξίες που έχει παρατηρηθεί ότι μεταβάλλονται είναι οι ράδιο – ενεργοί (Edelson και Malkan 1987) γεγονός το οποίο επίσης καταδεικνύει τη θερμική προέλευση για το συνεχές του μακρινού υπερύθρου στις ράδιο – ήρεμες πηγές.

3. Η αλλαγή της κλίσης του φάσματος στα υποχιλιοστομετρικά μήκη κύματος (The submillimeter[20] brake): Οι παρατηρήσεις που έχουν γίνει στο εύρος συχνοτήτων, $3 \times 10^{11} - 3 \times 10^{12}\ Hz$, αν και περιορισμένες σε αριθμό, έδειξαν ότι η φασματική κατανομή ενέργειας μειώνεται απότομα καθώς πηγαίνουμε προς τα μεγαλύτερα μήκη κύματος, δημιουργώντας ένα χαρακτηριστικό σπάσιμο στο φάσμα (Edelson et al. 1988, Chini, Kreysa και Biermann 1989, Huges et al. 1993). Το κομμάτι του φάσματος μετά το πέρας του σπασίματος, χαρακτηρίζεται από φασματικό δείκτη μικρότερο του $-2{,}5$, τιμή που αναμένεται στην περίπτωση της σύγχροτρον αυτό – απορρόφησης ($F_{\nu} \propto \nu^{5/2}$). Σε αυτά τα μήκη κύματος, ένα θερμικό φάσμα είναι δυνατόν να προκαλέσει ένα τόσο

[20] Submillimeter-wavelength - Ακτινοβολία Terahertz: Ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία συχνότητας μεταξύ του άκρου υψηλών συχνοτήτων της μικροκυματικής ζώνης, ($3 \times 10^{11} Hz$) και του άκρου των μεγάλων μηκών κύματος του μακρινού υπερύθρου ($3 \times 10^{12}\ Hz$). Σε μήκη κύματος αυτή η ζώνη συχνοτήτων αντιστοιχεί στο εύρος μηκών κύματος μεταξύ $0{,}1\ mm$ (υπέρυθρο) και $1\ mm$ (μικροκύματα). Αυτή η περιοχή συχνοτήτων του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος μπορεί να περιγραφεί από τα κυματικά της χαρακτηριστικά (μικροκύματα) και τα σωματιδιακά της χαρακτηριστικά (υπέρυθρο).

www.diavlosbooks.gr

απότομο σπάσιμο επειδή η αποδοτικότητα της εκπομπής των κόκκων σκόνης είναι πολύ ευαίσθητη συνάρτηση της συχνότητας, $Q_\nu \propto \nu^\gamma$, για $\gamma \approx 2$ (Draine και Lee 1984). Έτσι, το εκπεμπόμενο φάσμα μπορεί να είναι ισχυρά εξαρτώμενο από τη συχνότητα, $F_\nu \propto \nu^{2+\gamma}$.

Το πρόβλημα του διαχωρισμού των θερμικών και μη θερμικών πηγών γίνεται ακόμη δυσκολότερο στο κοντινό υπέρυθρο ($1 - 3\ \mu m$) και το οπτικό. Στην περίπτωση αυτή δεν είναι μόνο η σκόνη, ως θερμική πηγή, η οποία πρέπει να μας ανησυχεί, αλλά και η ύπαρξη άστρων διαφόρων θερμοκρασιών. Οι κατανομές Planck δείχνουν ότι άστρα θερμοκρασίας μερικών χιλιάδων Kelvin, είναι σημαντικές πηγές ακτινοβολίας σε αυτά τα μήκη κύματος. Τα θερμότερα άστρα γίνονται σταδιακά πιο σημαντικά στο οπτικό και το υπεριώδες. Τουλάχιστον, στην περίπτωση των άστρων τα φασματικά χαρακτηριστικά απορρόφησης είναι γνωστά με αποτέλεσμα να έχουν δημιουργηθεί διάφορα υπολογιστικά προγράμματα που να διορθώνουν την επίδραση του αστρικού συνεχούς (Shruder 1981). Η ύπαρξη ή όχι της σκόνης λοιπόν είναι ένα θέμα που χρήζει βαθύτερης ανάλυσης ενώ αξίζει να σημειωθεί ότι η ύπαρξη σκόνης είναι μικρής σημασίας κάτω από $\sim 3\ \mu m$, επειδή οι χαρακτηριστικές θερμοκρασίες Planck ξεπερνούν τους $1.000\ K$ και η επιβίωση της σκόνης πάνω από αυτές τις θερμοκρασίες είναι αμφίβολη.

3.1.6 Οπτικά και Υπεριώδη Συνεχή

Υπάρχουν διάφοροι φυσικοί μηχανισμοί οι οποίοι ενδέχεται να είναι υπεύθυνοι για τα οπτικά/υπεριώδη συνεχή με αποτέλεσμα να μην αποτελεί έκπληξη το γεγονός ότι τα συνεχή των quasar, σε αυτά τα μήκη κύματος, δεν είναι ίδια μεταξύ τους. Αν παραβλεφθούν οι επιδράσεις των άστρων διαφόρων θερμοκρασιών, τότε οι διάφοροι υπεύθυνοι φυσικοί μηχανισμοί για το οπτικό/υπεριώδες συνεχές είναι: οπτική ακτινοβολία σύγχροτρον, ελεύθερα – ελεύθερα και δέσμια – ελεύθερα συνεχή από ιονισμένο υδρογόνο, μίξεις (blends) από γραμμές εκπομπής του σιδήρου οι οποίες μιμούνται ένα συνεχές, και θερμική ακτινοβολία μέλανος σώματος από οπτικά πυκνές πηγές που δεν είναι άστρα, όπως οι δίσκοι προσαύξησης. Επιπροσθέτως, κάθε ένας από αυτούς τους μηχανισμούς μπορεί να επηρεαστεί από την απορρόφηση της παραβάλλουσας σκόνης με αποτέλεσμα το προκύπτον συνεχές να μην έχει την ίδια μορφή με το ενδογενές συνεχές. Υπάρχουν διάφορες αυτοσυνεπείς συνθήκες οι οποίες μπορούν να εφαρμοστούν για την εξαγωγή του πραγματικού φάσματος στην οπτική – υπεριώδη περιοχή. Για παράδειγμα, θα πρέπει να υπάρχει επαρκής αριθμός φωτονίων ιονισμού κοντά στα 912 Å, το όριο Lyman του υδρογόνου, ώστε να δικαιολογείται ο αναγκαίος ιονισμός για την παραγωγή των παρατηρούμενων γραμμών εκπομπής του υδρογόνου. Με τον τρόπο αυτό πολλά συνεχή φάσματα, αλλά και πολλές γραμμές εκπομπής, μπορούν να αποδοθούν στην δομή τον διάφορων κατά περίπτωση ιονισμένων περιοχών. Τα μοντέλα ιονισμού που ερμηνεύουν τις γραμμές εκπομπής πρέπει να είναι συνεπή με το ιονισμένο μέρος του φάσματος. Συνολικά, τα μοντέλα ιονισμού είναι

www.olovlosbooks.gr

συνεπή με την ύπαρξη ενός συνεχούς φάσματος, νόμου δύναμης, σε όλη την έκταση του υπεριώδους, με κλίση από $-0{,}5$ έως -1 (Davidson & Netzer 1979).

Στα μπλε και υπεριώδη μήκη κύματος, τα φάσματα των quasar, σε γενικές γραμμές είναι πιο επίπεδα από οποιαδήποτε άλλη φασματική περιοχή. Ο νόμος δύναμης $f_\nu \propto \nu^{-1}$ ξεκινά να γίνεται πιο επίπεδος γύρω στα 5.000 Å ενώ διάφορα πλατιά χαρακτηριστικά που εμφανίζονται στο συνεχές δεν είναι απλοί νόμοι δύναμης. Από τα 5.000 Å στα 1.000 Å, το φάσμα μπορεί να προσομοιωθεί καλύτερα από ένα νόμο της μορφής $\nu^{-0{,}5}$ (Richstone & Schmidt 1980). Η γνώση της μορφής του φάσματος σε αυτή την φασματική περιοχή είναι κρίσιμης σημασίας. Σε αυτό το εύρος μηκών κύματος παρατηρούνται οι quasar με ερυθρομετάθεση ~ 3.

Για να καθοριστούν οι συναρτήσεις λαμπρότητας και για να παραμετροποιηθεί η εξέλιξη, κρίνεται αναγκαίος ο υπολογισμός της μονοχρωματικής λαμπρότητας στα μήκη κύματος ηρεμίας και όχι σε αυτά που γίνεται η παρατήρηση. Για να γίνει αυτό στην περίπτωση των φασμάτων νόμου δύναμης απαιτούνται απλοί υπολογισμοί. Βέβαια οφείλουμε να σημειώσουμε ότι τέτοιου είδους υπολογισμοί δεν έχουν πραγματοποιηθεί στην περίπτωση πραγματικών φασμάτων αλλά μόνο σε μοντέλα νόμου δύναμης. Όσο απλούστερο είναι το μοντέλο τόσο και πιο ελκυστικό είναι. Αυτό που οι αστροφυσικοί επιθυμούν είναι η ερμηνεία, όσο μεγαλύτερου μέρους του συνεχούς είναι δυνατό, μέσω ενός μόνο μηχανισμού, έτσι ώστε να μπορεί να απομονωθεί η πηγή της λαμπρότητας. Είναι επίσης επιθυμητή η αναπαραγωγή των παρατηρήσεων, μέσω μοντέλων, ενσωματώνοντας πολλές παραμέτρους στα θεωρητικά μοντέλα και μεταβάλλοντας συνεχώς τις τιμές τους, μέχρι να προσομοιωθούν τα θεωρητικά με τα παρατηρησιακά δεδομένα. Βεβαίως οι μετρούμενες με τον τρόπο αυτό τιμές των παραμέτρων μπορεί να μην είναι μοναδικές. Είναι δυνατόν κάποιος άλλος ερευνητής να δώσει λίγο διαφορετικές τιμές στις παραμέτρους και παρόλα αυτά να παραγάγει μια εξίσου ικανοποιητική προσομοίωση. Βεβαίως τελικά το πρόβλημα αυτό λύνεται επιλέγοντας ως πλέον ικανοποιητικές και αποδεκτές τις τιμές εκείνες τις οποίες υποδεικνύει η εφαρμογή ενός F ή t test.

Όσο λιγότεροι μηχανισμοί χρειάζονται για να παραχθεί ένα αυτοσυνεπές συνεχές, τόσο πιο επιτυχημένο είναι ένα μοντέλο. Η διαδικασία αυτή δεν προτείνεται απλά επειδή είναι πιο εύκολη και κάνει τα αποτελέσματα πιο κατανοητά. Πιο θεμελιακά, η φύση δουλεύει με τον απλούστερο τρόπο. Είναι σχεδόν βέβαιο πως στο εσωτερικό των quasar λαμβάνουν χώρα διάφοροι φυσικοί μηχανισμοί οι οποίοι και συνδέονται μεταξύ τους. Η πρωταρχική προσπάθεια όμως επικεντρώνεται στην κατανόηση των μηχανισμών που είναι πιο σημαντικοί.

Στο πνεύμα αυτής της προσέγγισης γίνεται η προσπάθεια αναπαραγωγής του συνεχούς, στο υπέρυθρο – οπτικό – υπεριώδες, μέσω ενός μοντέλου δύο συνιστωσών. Αυτό πρέπει να είναι το επόμενο βήμα μετά τη διαπίστωση ότι ένας ενιαίος νόμος δύναμης δεν είναι ικανός να προσομοιώσει όλο αυτό το φασματικό εύρος. Η προσπάθεια προσομοίωσης αυτού του συνεχούς με ένα ενιαίο νόμο δύναμης μπορεί να επιτευχθεί

www.ziovlosbooks.gr

μόνο στην περίπτωση των blazar όπου θεωρείται ότι η συνεχής ακτινοβολία οφείλεται στο μηχανισμό σύγχροτρον. Τα φάσματα όμως των quasar επιδεικνύουν μια εμφανή απόκλιση από τον ενιαίο νόμο δύναμης κυρίως στο οπτικό και το υπεριώδες. Αυτή η απόκλιση έγκειται στο γεγονός ότι το φάσμα νόμου δύναμης που ξεκινά από το υπέρυθρο μόλις φθάσει στο οπτικό γίνεται πιο επίπεδο και συνεχίζοντας δεν πέφτει απότομα ξανά μέχρι να συναντήσει το υπεριώδες. Αυτή η ιδιότητα των συνεχών φασμάτων των quasar είναι εμφανής μέσω της μεγάλης μπλε προεξοχής (big blue bump).

Οι σχετικές παρατηρήσεις καταδεικνύουν ότι ένας ενιαίος νόμος δύναμης της μορφής ν^{-1}, ο οποίος εκτείνεται από το υπέρυθρο μέχρι τα $1.000\,\text{Å}$, εμφανίζει μια επιπλέον εκπομπή (excess emission) η οποία υπερτίθεται του συνεχούς φάσματος στην φασματική περιοχή μεταξύ $2.000\,\text{Å} \lesssim \lambda \lesssim 4.000\,\text{Å}$ (Grandi 1982). Η παρουσία αυτής της επιπλέον ενέργειας εμφανίζει μέγιστο στα $\sim 2.500\,\text{Å}$, με αποτέλεσμα να αποδίδεται σε κάποια οπτικά πυκνή πηγή με χαρακτηριστική θερμοκρασία της τάξης των $10^4\,K$. Μία πηγή τέτοιους είδους θα μπορούσε να είναι, για παράδειγμα, το οπτικά πυκνό συνεχές Balmer. Η πιο ενδιαφέρουσα ερμηνεία είναι ότι το big blue bump είναι συνεχές μέλανος σώματος από έναν θερμό δίσκο προσαύξησης (Malkan 1983). Αν αυτό είναι αληθές, τότε το big blue bump αποτελεί την μόνη απευθείας παρατήρηση του δίσκου προσαύξησης, παρόλο που ο δίσκος αυτός είναι ένα άκρως απαραίτητο κομμάτι ενός μοντέλου το οποίο περιλαμβάνει μια μαζική μελανή οπή στο κέντρο του quasar. Το big blue bump μπορεί να συνδυαστεί και με άλλες φασματικές ιδιότητες, όπως τα πλάτη των γραμμών εκπομπής, τα οποία ενδέχεται να σχετίζονται με τις ιδιότητες του δίσκου προσαύξησης. Η μεταβλητότητα του big blue bump, πρέπει να είναι αντιπροσωπευτική μια ισοτροπικής πηγής και έτσι πρέπει να συμφωνεί με τις κλίμακες μεγέθους που απαιτούνται για τους δίσκους προσαύξησης. Αλλαγές που εμφανίζονται στη δομή του big blue bump, κατά συνέπεια θα αντιπροσωπεύουν αλλαγές στην τροφοδοσία του δίσκου συσσώρευσης. Για να επιτευχθούν όλα τα ανωτέρω είναι αναγκαία η αποσύνθεση του big blue bump από το υπερκείμενο συνεχές νόμου δύναμης, ενώ όλες οι ιδιότητες του big blue bump πρέπει να συσχετίζονται με την λαμπρότητα του quasar.

Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, στα συνεχή των quasar υπάρχει ένα «σκοτεινό» σημείο το οποίο δεν είναι άλλο από την φασματική περιοχή του μακρινού υπεριώδους $(10\,\text{Å} \lesssim \lambda \lesssim 1.000\,\text{Å})$. Ο λόγος που σε αυτό το φασματικό εύρος δεν υπάρχουν άμεσες παρατηρήσεις είναι εν μέρει τεχνικός και εν μέρει φυσικός. Η φύση έχει παράσχει τεράστιες ποσότητες υλικού απορρόφησης, τόσο στον quasar όσο και στον φιλοξενών γαλαξία, διαμέσων του οποίου παρατηρείται ο quasar. Αυτό το υλικό απορρόφησης είναι υδρογόνο στα μεγαλύτερα μήκη κύματος και βαρύτερα μέταλλα στα μικρότερα μήκη κύματος**.** Το ποια ακτινοβολία διεισδύει μέσα σε αυτό το υλικό απορρόφησης είναι δύσκολο να ανιχνευθεί εξαιτίας της αδυναμίας των οργάνων παρατήρησης.

Οι προσπάθειες βέβαια συνεχίζονται, όμως ακόμη και τα πιο σύγχρονα τεχνολογικά επιτεύγματα δεν είναι σε θέση να δώσουν σαφή δεδομένα στα μήκη κύματος του

www.ziovosbooks.gr

μακρινού υπεριώδους. Είναι δυνατόν να εξαχθούν κάποια χαρακτηριστικά χωρίς την ύπαρξη του συνεχούς, μέσω της μελέτης γραμμών εκπομπής από ιόντα των οποίων ο ιονισμός οφείλεται σε φωτόνια μικρών μηκών κύματος. Το πιο ιονισμένο στοιχείο που έχει παρατηρηθεί είναι ο Fe XIV (Osterbrock 1981). Ο Fe XIV δεν είναι δυνατόν να παραχθεί αν δεν υπάρχουν φωτόνια με μήκος κύματος 34 Å τα οποία είναι ικανά να ιονίσουν τόσο πολύ τον σίδηρο. Αρκετοί quasar εμφανίζουν εκπομπής Fe X (Penston *et al.* 1984), οποία βέβαια απαιτεί φωτόνια μήκους κύματος 53 Å. Έτσι, ακόμα και να μην παρατηρηθεί, το συνεχές ιονισμού πρέπει να «περιβάλει» αυτά τα μήκη κύματος.

Εξαιτίας των έντονων γραμμών εκπομπής του υδρογόνου, οι αστρονόμοι υποπτεύονται ότι το μεγαλύτερο μέρος του συνεχούς κοντά στο όριο Lyman απορροφάται από αέριο. Βέβαια αυτό συμβαίνει σε ένα μικρό ποσοστό των quasar, της τάξης του 10% (Smith *et al.* 1981). Αυτή είναι μία από τις πολλές ενδείξεις ότι η πηγή της συνεχούς ακτινοβολίας δεν καλύπτεται πλήρως από τα νέφη αερίου της περιοχής των πλατιών γραμμών (BLR § 3.4) εντός της οποίας η συνεχής ακτινοβολίας είναι εμβαπτισμένη. Παρόλο που υπάρχουν ενδείξεις οι οποίες καταδεικνύουν ότι εντός της BLR περιοχής λαμβάνει χώρα απορρόφηση από τα αέρια νέφη και τη σκόνη, αυτού του είδους η απορρόφηση δεν είναι αρκετή ώστε να προκληθεί η πλήρης εξασθένιση του συνεχούς. Το συνεχές στο υπεριώδες και τις ακτίνες X μεταβάλλεται πολύ γρήγορα, γεγονός που καταδεικνύει ότι πολλά φωτόνια της συνεχούς ακτινοβολίας, τα οποία προέρχονται πιθανότατα από μη θερμικές πηγές, διαφεύγουν ανεμπόδιστα μέσα από κενά τα οποία υπάρχουν μεταξύ των νεφών. Επιπροσθέτως, τουλάχιστον από τις μισές υπέρφωτες πηγές που παρατηρούνται, βρίσκονται στο εσωτερικό των quasar που εμφανίζουν BLR περιοχές. Οι πολλές διαφορές που εμφανίζονται μεταξύ των blazar αλλά και μεταξύ όλων των άλλων quasar αποτελούν ενδείξεις ότι η παρουσία της BLR περιοχής κάνει δύσκολη την παρατήρηση της «καθαρής», ανεπεξέργαστης συνεχούς ακτινοβολίας. Υπάρχουν αρκετοί λόγοι για τους οποίους οι αστροφυσικοί πιστεύουν ότι οι ροές πλάσματος που κινούνται σχετικιστικά, αναχαιτίζονται από τα νέφη της BLR περιοχής. Οι γαλαξίες Seyfert 2, με ασθενείς ή καθόλου BLR περιοχές, είναι ισχυρές ράδιο πηγές (Meurs & Wilson 1984). Οι ράδιο – ήσυχοι quasar εμφανίζουν χαρακτηριστικά έντονης εκπομπής Fe II, η οποία ερμηνεύεται μέσω της θέρμανσης από δέσμες πλάσματος οι οποίες απορροφώνται από τα νέφη της BLR περιοχής. Τέλος, αξίζει να σημειωθεί ότι ακόμη και το ράδιο – σύγχροτρον συνεχές είναι δυνατόν να απορροφηθεί από τα νέφη της BLR περιοχής (Condon et al. 1981) γεγονός το οποίο εξηγεί και γιατί οι περισσότεροι quasar είναι ράδιο – ήρεμοι.

Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, το κυρίαρχο χαρακτηριστικό των UV/οπτικών φασμάτων είναι το «big blue bump», το οποίο αποδίδεται σε κάποιου είδους θερμική εκπομπή στο εύρος των $10^{5\pm1}\ K$, ανάλογα με το αν η εκπομπή προκύπτει σε μία οπτικά λεπτή ή οπτικά πυκνή περιοχή. Έτσι το UV/οπτικό φασματικό εύρος είναι αυτό που πρέπει να ερευνήσουμε προκειμένου να βρούμε αποδεικτικά στοιχεία ενός συνεχούς φάσματος το οποίο μπορεί να προκύψει μέσω ενός δίσκου προσαύξησης.

www.diavlosbooks.gr

Ας δούμε όμως αρχικά ποια είναι τα αναμενόμενα χαρακτηριστικά ενός συνεχούς φάσματος που προκύπτει μέσω ενός δίσκου προσαύξησης.

Σε μια πρώτη προσέγγιση, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι ο δίσκος προσαύξησης ακτινοβολεί τοπικά ως μέλαν σώμα (για μια περιοχή μηκών κύματος),

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{h\nu/kT(r)}-1} \quad (3.2)$$

όπου $T(r)$ είναι η θερμοκρασία του δίσκου σε απόσταση r από το κέντρο (Παράγραφος 3.3). Η θερμοκρασία $T(r)$ δίνεται από την εξίσωση (3.49) η οποία σε απλοποιημένη μορφή γράφεται ως

$$T(r) \approx T_\star \left(\frac{r}{R_s}\right)^{-3/4}. \quad (3.3)$$

Η ροή που εκπέμπεται ανά μονάδα εμβαδού είναι $F_\nu = \pi B_\nu$. Υποθέτουμε ότι ο δίσκος είναι γεωμετρικά λεπτός (αν και οπτικά πυκνός) και έχει ακτινική συμμετρία έτσι ώστε ένας δακτύλιος πάχους dr σε ακτίνα r θα χαρακτηρίζεται από ειδική λαμπρότητα

$$dL_\nu(r) = 2\pi r cos(i)\pi B_\nu dr, \quad (3.4)$$

όπου i είναι η κλίση του δίσκου ως προς το επίπεδο παρατήρησης.[21] Η ολική ειδική λαμπρότητα του δίσκου προκύπτει ολοκληρώνοντας πάνω σε όλες τις ακτίνες:

$$L_\nu = \frac{4\pi^2 h\nu^3 \cos(i)}{c^2}\int_{R_{in}}^{R_{out}} \frac{rdr}{e^{h\nu/kT(r)}-1}, \quad (3.5)$$

όπου R_{in} και R_{out} είναι τα εσωτερικά και εξωτερικά όρια του δίσκου, αντίστοιχα. Μπορούμε να προβλέψουμε περίπου το εκπεμπόμενο φάσμα χωρίς να καθορίσουμε τα R_{in} και R_{out} επακριβώς. Στο όριο των χαμηλών συχνοτήτων, $h\nu \ll kT(R_{out})$, όλοι οι δακτύλιοι ακτινοβολούν στο Rayleigh – Jeans όριο ($B_\nu \propto \nu^2$), έτσι το χαμηλών συχνοτήτων ολοκληρωμένο φάσμα θα έχει αυτή τη μορφή.

Σε υψηλές συχνότητες, η θερμική εκπομπή ακολουθεί το νόμο του Wien ($B_\nu \propto \nu^3 e^{-h\nu/kT}$) έτσι το φάσμα κυριαρχείται από τις περιοχές των υψηλότερων θερμοκρασιών εξαιτίας του εκθετικού σπασίματος (αλλαγή κλίσης - cut – off). Αυτό σημαίνει ότι για $h\nu \gg kT(R_{in})$, το φάσμα μπορεί να προσεγγιστεί με αυτό που αντιστοιχεί στις θερμότερες περιοχές, δηλαδή $L_N \propto \nu^3 \exp[-h\nu/kT(R_{in})]$. Το φάσμα στις ενδιάμεσες συχνότητες, όπου και εκπέμπεται η περισσότερη ενέργεια, μπορεί να προσεγγιστεί αρκετά απλά. Η ενδιαφέρουσα περίπτωση είναι αυτή στην οποία συναντάμε ένα μεγάλο εύρος θερμοκρασιών στο δίσκο, μιας και σε κάθε άλλη περίπτωση το εκπεμπόμενο φάσμα θα ομοιάζει με αυτό του μέλανος σώματος μιας θερμοκρασίας. Μεγάλο εύρος

[21] Αναφερόμαστε στην ενέργεια που εκπέμπεται από τη μία πλευρά του δίσκου.

www.olympiosbooks.gr

θερμοκρασιών σημαίνει $R_{out} \gg R_{in}$ ενώ θεωρείται ως ενδιάμεσο εύρος αυτό που αντιστοιχεί σε συχνότητες $kT(R_{out})/h \ll \nu \ll kT(R_{in})/h$. Μπορούμε να ξαναγράψουμε την εξίσωση (3.5), χρησιμοποιώντας την αντικατάσταση

$$x = \frac{h\nu}{kT(r)} = \frac{h\nu}{kT_\star}\left(\frac{r}{R_s}\right)^{3/4} \qquad (3.6)$$

και σημειώνοντας πως $r = R_{in} \approx R_s, x \ll 1$ μιας και $h\nu \ll kT(R_{in})$. Επίσης, καθώς $r \to R_{out}, x \to \infty$, και συνεπώς η εξίσωση (3.5) θα γίνει

$$L_\nu = \frac{16\pi^2 R_s^2 h\nu^3 \cos(i)}{3c^2}\left(\frac{kT_\star}{h\nu}\right)^{8/3} \int_0^\infty \frac{x^{5/3}dx}{e^x - 1} \qquad (3.7)$$

$$\Leftrightarrow L_\nu = 2{,}4 \times 10^{-18} R_s^2 \cos(i)\, T_\star^{8/3} \nu^{1/3}\ (ergs\ s^{-1}) \propto \nu^{1/3} \qquad (3.8)$$

Μια σημαντική πρόβλεψη του μοντέλου λεπτού δίσκου προσαύξησης είναι ότι το μεγαλύτερο μέρος της ακτινοβολίας που παρατηρείται στα υπεριώδη μήκη κύματος προέρχεται πρωταρχικώς από διαφορετικά μέρη του δίσκου από ότι προέρχεται η οπτική ακτινοβολία. Θεωρούμε ως ένα απλό παράδειγμα μιας μελανή οπή μάζας $10^8 M_\odot$ η οποία συσσωρεύει ύλη στον ρυθμό Eddington ($L \approx 10^{46}\ ergs\ s^{-1}\ QSO$). Η μέγιστη συνεισφορά στην περιοχή των 1.500 Å του συνεχούς προκύπτει για $r \approx 50R_s$, δηλαδή γύρω στα $1{,}4 \times 10^{15} cm$ ή 0,6 ημέρες φωτός από τη μελανή οπή. Εντούτοις, η μέγιστη συνεισφορά στην περιοχή των 5.000 Å του συνεχές προκύπτει για $r \approx 240R_s$, δηλαδή γύρω στα $7{,}1 \times 10^{15} cm$ ή 2,8 ημέρες φωτός από τη μελανή οπή.

Στο σημείο αυτό πρέπει να ελέγξουμε αν το UV/οπτικό συνεχές των ενεργών γαλαξιών και των quasar είναι σύμφωνο με την πρόβλεψη του μοντέλου λεπτού δίσκου προσαύξησης, που δίνεται από την εξίσωση (3.8). Έχοντας λάβει υπόψη τις γραμμές εκπομπής (συμπεριλαμβανομένης και της συνεισφοράς από το big blue bump) και την ανάμειξη του συνεχούς με την αστρική ακτινοβολία από τον γαλαξία, οι προσομοιώσεις του UV/οπτικού συνεχούς με έναν νόμο δύναμης δίνουν $F_\nu \propto \nu^{-0,3}$, δηλαδή η ενέργεια ανά μονάδα συχνότητας, μειώνεται συναρτήσει της συχνότητας αντί να αυξάνεται αναλόγως του $\nu^{1/3}$. Εντούτοις, είναι δυνατόν να επιτευχθούν ικανοποιητικές προσομοιώσεις αν θεωρηθεί ότι υπάρχουν άλλοι παράγοντες που μπορούν να συνεισφέρουν στην αύξηση της ακτινοβολίας στο UV, π.χ μέσω της συνεχούς ακτινοβολίας στο υπέρυθρο. Πιο συγκεκριμένα, μια μελέτη που αφορούσε την ταυτότητα του blue bump, με τη βοήθεια ενός φάσματος δίσκου προσαύξησης (Shields 1978, Malkan and Sargent 1982) υπέθεσε ότι κάτω από την συνιστώσα του blue bump κρύβεται ένας IR/X – ray νόμος δύναμης (της μορφής $F_\nu \propto \nu^{-1}$). Η υπόθεση αυτή όμως, μεταγενέστερα άρχισε να αμφισβητείται καθώς επικράτησε η θερμική προέλευση της υπέρυθρης εκπομπής. Βέβαια, ο Malkan (1989) έδειξε ότι ο συνδυασμός ενός ψυχρού θερμικού φάσματος στο υπέρυθρο συν το φάσμα ενός δίσκου προσαύξησης στο UV/οπτικό είναι δυνατόν να προσομοιάσει επακριβώς τα συνεχή φάσματα των ενεργών γαλαξιών και των quasar, σε αυτή τη φασματική περιοχή.

www.stavrosbooks.gr

Παρά το γεγονός πως η υπόθεση της εκπομπής μέλανος σώματος αποτελεί ένα χρήσιμο σημείο εκκίνησης, στην ουσία είναι μια υπεραπλούστευση . Έχουν γίνει πολλές προσπάθειες για να τελειοποιηθούν οι προβλέψεις μέσω της συνεισφοράς ενός δίσκου προσαύξησης. Σε κάποιες περιπτώσεις, έχουν χρησιμοποιηθεί μοντέλα αστρικών ατμοσφαιρών για την προσομοίωση του φάσματος του δίσκου προσαύξησης. Πέραν αυτών, έχουν κατασκευασθεί πιο πολύπλοκα μοντέλα τα οποία καταπιάνονται με την περιστροφή, την κλίση και σχετικιστικά φαινόμενα και χρησιμοποιούν πιο ολοκληρωμένα μοντέλα διάδοσης ακτινοβολίας (Czerny and Elvis 1987, Sun and Malkan 1989, Laor, Netzer and Piran 1990). Σημαντικές προβλέψεις που προκύπτουν από υπολογισμούς διαφόρων μοντέλων είναι:

- *Πόλωση του συνεχούς:* Σχετικιστικά φαινόμενα θα πρέπει να έχουν ως αποτέλεσμα την πόλωση του συνεχούς του δίσκου προσαύξησης. Για δίσκους με μεγάλη κλίση, η πόλωση μπορεί να φτάσει μέχρι αρκετές ποσοστιαίες μονάδες.
- *Ασυνέχεια Lyman:* Μια κορυφή Lyman (όπως αυτή στα $912Å$) είτε για εκπομπή είτε για απορρόφηση, ανάλογα με τις λεπτομέρειες του μοντέλου, αναμένεται σε οποιαδήποτε πηγή η οποία χαρακτηρίζεται από βαθμίδα θερμοκρασίας στην κατακόρυφη διεύθυνση. Το γεγονός αυτό οφείλεται πρωτίστως σε δραστική αλλαγή της αδιαφάνειας (και κατά συνέπεια του ενεργού βάθους της φωτόσφαιρας) στην κορυφή Lyman.

Βέβαια κανένα από αυτά τα φαινόμενα δεν επιβεβαιώνεται παρατηρησιακά αρκετά ικανοποιητικά. Σε γενικές γραμμές τα οπτικά συνεχή των ενεργών γαλαξιών και των quasar εμφανίζουν πόλωση μικρότερη του 1%, εκτός βέβαια από αυτά των blazar. Οι κορυφές Lyman έχουν μελετηθεί εκτενώς και τα αποτελέσματα δείχνουν σχετικά ασαφείς ενδείξεις απορρόφησης σε κάποιες περιπτώσεις (Reichert et al. 1988, Antonucci, Kinney and Ford 1989, Koratkar, Kinney and Bohlin 1992, Zheng et al 1995a). Εντούτοις, υπάρχουν διάφοροι τρόποι για να αποφύγουμε το πρόβλημα της κορυφής Lyman. Επί παραδείγματι, αν θεωρήσουμε έναν σχετικιστικά περιστρεφόμενο δίσκο, ο οποίος εμφανίζει κλίση $i > 0$, τότε η πλευρά του δίσκου που είναι πιο κοντά στον παρατηρητή εμφανίζει ισχυρή ενίσχυση Doppler (στην λαμπρότητα) και πλάτυνση Doppler, φαινόμενα τα οποία μπορούν να μειώσουν δραστικά την αντίθεση της κορυφής Lyman. Ακόμα και στην περίπτωση ενός δίσκου ο οποίος είναι face − on ($i = 0$) είναι δυνατόν να χάνεται η κορυφή Lyman, αν ο δίσκος έχει μια θερμή κορόνα από ηλεκτρόνια, όπως αναμένεται και στην περίπτωση του λεπτού δίσκου. Ένα πρόβλημα που προκύπτει στο σημείο αυτό είναι ότι η σκεδαζόμενη στην περιοχή της κορόνας ακτινοβολία πρέπει να αυξάνει την πόλωση του συνεχούς σε επίπεδα μεγαλύτερα από αυτά που παρατηρούνται, με αποτέλεσμα να μην είναι ξεκάθαρο αν αυτή είναι η λύση στο πρόβλημα. Είναι γεγονός πως σε κάποιες περιπτώσεις στις οποίες έχει εφαρμοστεί η φασματική πολωσιμετρία γύρω από την κορυφή Lyman, παρατηρείται δραματική αύξηση της πόλωσης στα μικρότερα μήκη κύματος το οποίο έρχεται σε αντίθεση με την πρόβλεψη ότι η πόλωση πέφτει σε μήκη κύματος κοντά στην κορυφή Lyman (Koratkar

www.ebooks.gr

et al. 1995). Συνεπώς, για την επίλυση του προβλήματος της κορυφής Lyman είναι βέβαιο πως απαιτούνται αυτοσυνεπείς υπολογισμοί διάδοσης ακτινοβολίας του φάσματος του λεπτού δίσκου.

Μελέτες της μεταβλητότητας του UV/οπτικού συνεχούς αποκαλύπτουν ότι:

1. Τα υπεριώδη και οπτικά συνεχή μεταβάλλονται εν φάση,
2. Το συνεχές τείνει να γίνεται «σκληρότερο» (ο φασματικός δείκτης α μειώνεται) καθώς γίνεται λαμπρότερο, δηλαδή οι μεταβολές είναι μεγαλύτερες στα μικρότερα μήκη κύματος ακόμη και αν λάβουμε υπόψη τη συνεισφορά της αστρικής ακτινοβολίας στα μεγαλύτερα μήκη κύματος, και
3. Οι μικρότερης κλίμακας (μερικές εκατοστιαίες μονάδες) μεταβολές που παρατηρούνται στο υπεριώδες σε μικρές χρονικές κλίμακες φαίνεται πως εξομαλύνονται στα μεγαλύτερα μήκη κύματος. Δεν υπάρχουν ενδείξεις για κάποιο είδους περιοδική μεταβλητότητα η οποία μπορεί να συσχετιστεί με τροχιακές κινήσεις. Οι μεταβολές του συνεχούς φαίνεται πως είναι πλήρως ακανόνιστες.

Οι ταυτόχρονες διακυμάνσεις του υπεριώδους και οπτικού συνεχούς εισάγουν ένα σημαντικό πρόβλημα στα μοντέλα με βαθμίδες θερμοκρασίας, όπως είναι τα μοντέλα λεπτού δίσκου προσαύξησης. Όπως σημειώθηκε και ανωτέρω, στα μοντέλα δίσκου προσαύξησης η ακτινοβολία που λαμβάνεται σε ένα μήκος κύματος προκύπτει κατά κύριο λόγο από ένα δίσκο συγκεκριμένης ακτίνας και αντίστοιχης χαρακτηριστικής θερμοκρασίας. Έτσι, αν διαφορετικά μέρη του δίσκου υπόκεινται σε αλλαγές σε τοπικές συνθήκες εκπομπής (για παράδειγμα, εξαιτίας υδροδυναμικών ασταθειών του δίσκου ή αλλαγών στον ρυθμό προσαύξησης), τότε οι διάφορες περιοχές του συνεχούς δεν αναμένεται να μεταβάλλονται ταυτόχρονα. Η σχεδόν ταυτόχρονη μεταβολή του υπεριώδους και οπτικού συνεχούς στους καλά παρατηρούμενους Seyfert 1 γαλαξίες απαιτεί τα διαφορετικά τμήματα του δίσκου, τα οποία παρέχουν το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας στα αντίστοιχα μήκη κύματος, να είναι συζευγμένα σε τόσο μικρή κλίμακα που η πληροφορία να διαδίδεται δια μέσω του δίσκου με ταχύτητες μεγαλύτερες από $0{,}1c$ και όχι με την ταχύτητα του ήχου, όπως αναμένεται στην περίπτωση ενός ιξώδους δίσκου.

Δεδομένων των διάφορων δυσκολιών στην ερμηνεία του UV/οπτικού συνεχούς βάση μοντέλων λεπτού δίσκου προσαύξησης, προκύπτει το ερώτημα αν υπάρχουν εναλλακτικές ερμηνείες. Μια πιθανή ερμηνεία είναι ότι το UV/οπτικό συνεχές αντιπροσωπεύει μια οπτικά αραιή (ελεύθερη – ελεύθερη εκπομπή ή ακτινοβολία πέδης) και όχι οπτικά πυκνή (μέλανος σώματος ή τροποποιημένη μέλανος σώματος) εκπομπή, μιας και οι δύο μορφές δίνουν ικανοποιητικές προσομοιώσεις των παρατηρούμενων φασματικών κατανομών ενέργειας (SEDs). Το βασικό σημείο των μοντέλων ελεύθερης – ελεύθερης εκπομπής είναι ότι η αποδοτικότητα είναι σχετικά χαμηλή, γεγονός που απαιτεί είτε μεγάλες περιοχές εκπομπής είτε σχετικά υψηλές θερμοκρασίες ($\sim 10^6\ K$). Τα κύρια πλεονεκτήματα αυτής της ερμηνείας είναι αρκετά, με πιο σημαντικά:

www.diavlos.gr

1. Στην UV/οπτική περιοχή, ο φασματικός δείκτης για την ελεύθερη – ελεύθερη εκπομπή είναι σύμφωνος με τις παρατηρούμενες τιμές ($\alpha \approx 0{,}3$),
2. Η πόλωση αναμένεται να είναι χαμηλή, και
3. Η κορυφή Lyman αναμένεται να είναι ασθενής, αρκεί βέβαια η θερμοκρασία να είναι υψηλή ($\sim 10^6\ K$). Οι περιορισμοί στο μέγεθος δεν φαίνεται να έρχονται σε αντίθεση με την UV/οπτική μεταβλητότητα, αλλά η ταχεία, ακτίνων Χ μεταβλητότητα, αποδεικνύεται πως αποτελεί κάτι παραπάνω από πρόβλημα για την ελεύθερη – ελεύθερη ερμηνεία.

3.1.7 Συνεχή Υψηλών Ενεργειών (Ακτίνες Χ και γάμμα)

Στους περισσότερους quasar η απορρόφηση από βαρέα μέταλλα προκαλεί την εξασθένιση των ακτίνων Χ στο πέρας των 6 Å (ενέργειες κάτω από 2 keV). Για ηλιακές αφθονίες των βαρέων μετάλλων, οι αντίστοιχες πυκνότητες στήλης του υδρογόνου είναι $10^{22}\ cm^{-2}$. Η τιμή αυτή είναι επαρκής ώστε να απορροφούνται οι ακτίνες Χ. Στην περίπτωση στοιχείων όπως Fe , Si, S και Mg, η απορρόφηση παράγεται από ηλεκτρόνια της στοιβάδας Κ. Ακόμη και ένα μόνο νέφος πυκνότητας $10^9\ cm^{-3}$και πάχους $10^{13}\ cm$ είναι ικανό να «σταματήσει» της ακτίνες Χ. Ευτυχώς, αυτή η κορυφή απορρόφησης είναι πολύ καλά ορισμένη, και οι ακτίνες Χ προς τα μικρότερα μήκη κύματος των 6 Å επηρεάζονται πολύ λίγο. Στην περίπτωση των κοντινών ενεργών γαλαξιακών πυρήνων υπάρχουν διαθέσιμα φάσματα στο εύρος $25 - 0{,}1$ Å $(0{,}5 - 100\ keV)$. Στα μικρότερα μήκη κύματος της απορρόφησης, αυτά τα φάσματα είναι αξιοσημείωτα ομοιόμορφα για όλους τους quasar που έχουν μελετηθεί (Mushotzky 1982, Petre *et al.* 1984). Είναι γεγονός πως τα φάσματα ακτίνων Χ είναι πιο ομογενή από τα συνεχή φάσματα σε οποιαδήποτε άλλη περιοχή μηκών κύματος. Αυτά τα συνεχή ακτίνων Χ χαρακτηρίζονται από νόμο δύναμης με φασματικό δείκτη $-0{,}7$, ενώ η διασπορά γύρω από αυτή την τιμή είναι πολύ μικρή (Worrall & Marshall 1984, Reichert *et al.* 1985). Βέβαια, τα αποτελέσματα αυτά προέρχονται από παρατηρήσεις των quasar χαμηλής λαμπρότητας. Δεν υπάρχει συστηματική γνώση των φασμάτων ακτίνων Χ από υψηλής λαμπρότητας quasar μεγάλης ερυθρομετάθεσης.

Ο φασματικός δείκτης των ακτίνων Χ είναι πιο επίπεδος από τον δείκτη που απαιτείται για τη σύνδεση των ροών μεταξύ ακτίνων Χ και υπεριώδους α_{OX}. Ο δείκτης α_{OX} $(2.500$ Å $- 2\ keV)$ έχει μέση τιμή $-1{,}3$ (Zamorani et al. 1981, Gioia et al. 1984). Παρόλο που το φάσμα των ακτίνων Χ έχει μια σταθερή μορφή, δεν είναι δυνατόν να γίνει η προέκταση αυτού προς τα μεγαλύτερα μήκη κύματος. Αυτό σημαίνει πως για την παραγωγή του συνεχούς στις ακτίνες Χ και στο υπεριώδες, είναι υπεύθυνοι διαφορετικοί μηχανισμοί. Εν μέρει, το γεγονός αυτό αντικατοπτρίζει τη μεγάλη σημασία του big blue bump που παρατηρείται στο υπεριώδες.

Η ερμηνεία του συνεχούς, νόμου δύναμης, των ακτίνων Χ είναι ότι αυτό είναι μη θερμικό. Βέβαια, το συμπέρασμα αυτό δημιουργεί δύο εναλλακτικές υποθέσεις. Το συνεχές ακτίνων Χ είτε παράγεται μέσω του μηχανισμού σύγχροτρον είτε μέσω του

www.ellinikosbooks.gr

μηχανισμού SSC (Synchro Self Compton) από φωτόνια μεγαλύτερων μηκών κύματος. Η κλίση του νόμου δύναμης στις ακτίνες X είναι ίδια με την κλίση της οπτικά λεπτής σύγχροτρον ακτινοβολίας που εμφανίζεται στα ραδιοκύματα. Το γεγονός αυτό αποτελεί μια πρωταρχική ένδειξη της μη θερμικής προέλευσης του συνεχούς των ακτίνων X. Οι μηχανισμοί επιτάχυνσης πρέπει να παράγουν μια ενεργειακή κατανομή ηλεκτρονίων κατάλληλη για την ράδιο – σύγχροτρον ακτινοβολία, ενώ η ίδια κατανομή αντιπροσωπεύει τις ακτίνες X είτε άμεσα είτε μέσω του μηχανισμού SSC.

Ένα κρίσιμο ερώτημα είναι αν οι ιδιότητες του συνεχούς των quasar αλλάζουν συστηματικά με την λαμπρότητα. Αν αυτό δεν συμβαίνει, τότε τα μοντέλα που περιγράφουν τους βασικούς ενεργειακούς μηχανισμούς που τροφοδοτούν τους quasar, περιορίζονται. Αυτός ο περιορισμός οδηγεί σε μοντέλα τα οποία είναι ικανά να αυξάνουν την ενέργεια του συνεχούς χωρίς να χρειαζόμαστε διαφορετικές φυσικές διαδικασίες για τη μετατροπή άλλων μορφών ενέργειας σε ακτινοβολία.

Μόνο στην περιοχή των ακτίνων X έχουν παρατηρηθεί συστηματικές αλλαγές του συνεχούς συναρτήσει της λαμπρότητας. Διάφορες μελέτες δείχνουν ότι η λαμπρότητα ακτίνων X (L_X) στο ενεργειακό εύρος $0{,}5 - 4\ keV$, δεν κλιμακώνεται γραμμικά με την λαμπρότητα στο οπτικό (L_{opt}). Αντιθέτως, είναι $L_X \propto L_{opt}^{0,7}$ (Avni & Tananbaum 1982, Kriss & Canizares 1985). Ένας άλλος τρόπος με τον οποίο μπορεί να ειπωθεί το ανωτέρω είναι ότι ο δείκτης α_{OX} γίνεται ολοένα και πιο απότομος (μεγαλύτερη κλίση συνεχούς) στις υψηλότερες λαμπρότητες.

Τα φάσματα των quasar δεν μελετώνται μόνο με σκοπό την κατανόηση της φύσης αυτών των ιδιόμορφων κοσμικών αντικειμένων. Είναι γεγονός πως στον ουράνιο θόλο που μας περιβάλλει εκτός από την μικροκυματική ακτινοβολία υποβάθρου, η οποία κυριαρχεί στα $2{,}7\ K$, παρατηρείται και το υπόβαθρο ακτινοβολίας X. Το υπόβαθρο ακτίνων X αποτελεί ένα από τα πιο βασικά ερωτήματα της αστροφυσικής και της κοσμολογίας όχι μόνο λόγο της έντασής του αλλά και εξαιτίας του φάσματός του. Αν λάβουμε υπόψη την, ευρείας ζώνης, συνεισφορά όλων των quasar που έχουν ανακαλυφθεί τότε είναι δυνατόν να ερμηνευθεί ένα κλάσμα του υποβάθρου ακτινοβολίας X. Ενσωματώνοντας και την εξέλιξη των quasar τότε καλύπτεται το μεγαλύτερο μέρος του υποβάθρου αυτού, εκτός από μία μικρή ανωμαλία. Το υπόβαθρο ακτίνων X επιδεικνύει ένα φάσμα με θερμική μορφή, που αντιστοιχεί σε θερμοκρασία περίπου $10^8\ K$. Το φάσμα αυτό είναι διαφορετικό από τα φάσματα νόμου δύναμης των quasar κυρίως ως προς το γεγονός ότι το θερμικό αυτό φάσμα είναι πιο επίπεδο. Αν όλα τα φάσματα των quasar χαρακτηρίζονται από τον ίδιο νόμο δύναμης $(-0{,}7)$, τότε δεν υπάρχει κανένας συνδυασμός των quasar με ή χωρίς την εξέλιξη, που να μπορεί να παραγάγει το υπόβαθρο ακτινοβολίας X. Για να γίνει η σύνθεση αυτού του υποβάθρου από όλους τους quasar, επιβάλλεται αυτοί να χαρακτηρίζονται από νόμους δύναμης με δείκτες $\sim 0{,}4$ (De Zotti et al. 1982). Για την επίλυση αυτού του θέματος απατούνται περισσότερα παρατηρησιακά δεδομένα και όπως είναι εμφανές το υπόβαθρο ακτίνων X αποτελεί ένα ανοιχτό ζήτημα για την αστρονομική κοινότητα.

www.diavlosbooks.gr

Οι παρατηρήσεις του συνεχούς ακτίνων Χ επηρεάζονται δραματικά από την μεταβλητότητα των quasar. Οι quasars εμφανίζουν μεταβολές σε μικρές χρονικές κλίμακες (μικρότερες των ετών). Οι χρονικές κλίμακες αυτές όμως δεν είναι τόσο μικρές όσο θα περίμενε κανείς στην περίπτωση ενός υλικού το οποίο βρίσκεται στην άμεση γειτονιά μιας μαζικής μελανής οπής (Tennant & Mushotzky 1983). Τα μοντέλα που περιγράφουν τον κεντρικό μηχανισμό παραγωγής ενέργειας υπόκεινται σε περιορισμούς εξαιτίας της μεταβλητότητας της ακτινοβολίας Χ

Όταν έχουμε να κάνουμε με παρατηρήσεις σε υψηλές ενέργειες πρέπει να λαμβάνουμε υπόψη ότι σε γενικές γραμμές η φασματική ανάλυση είναι πολύ χαμηλή ($R = \lambda/\Delta\lambda \lesssim 10$). Η μεγαλύτερη ανάλυση που μπορεί να επιτευχθεί στις μέρες μας είναι μέσω του δορυφόρου ακτίνων Χ, ASCA (Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics - $R \lesssim 50$). Ως αποτέλεσμα, χαρακτηριστικά όπως οι γραμμές απορρόφησης ή εκπομπής δεν είναι σαφείς στα φάσματα υψηλών ενεργειών και μελετώνται μόνο μέσω της συσχέτισής τους με κάποιο ένα φασματικό μοντέλο και όχι με απευθείας αναγνώριση πάνω στο παρατηρούμενο φάσμα. Η διαδικασία αυτή είναι κοινή στη μελέτη των υπεριωδών οπτικών και υπέρυθρων φασματικών περιοχών. Επίσης, η ορολογία που χρησιμοποιείται στην περιγραφή των διαφόρων υψηλής ενεργείας περιοχών ($0{,}1 - 2\ keV$ μαλακές ακτίνες Χ, $2 - 100\ keV$ σκληρές ακτίνες Χ, και ενέργειες πάνω από τα $100\ keV$ αντιστοιχούν στις ακτίνες γ) είναι τεχνητές διακρίσεις που επιβάλλονται από την τεχνολογία που χρησιμοποιείται στις παρατηρήσεις. Υπάρχουν βέβαια και άλλοι όροι στην αστρονομία ακτίνων Χ, οι οποίοι είναι πιο συγκεκριμένοι. Για παράδειγμα, το αν ένα αέριο είναι «θερμό» ή «ψυχρό» εξαρτάται από την θερμοκρασία του σε σχέση με την ενέργεια των φωτονίων, στη μπάντα που το μελετάμε. Για ενέργεια φωτονίων $1\ keV$, η ισοδύναμη θερμοκρασία είναι $T = h\nu/k \approx 10^7 K$. Έτσι, ένα θερμικό πλάσμα θερμοκρασίας $10^4\ K$ είναι ένα συγκριτικά κρύο πλάσμα. Μία ακόμη κοινή διαφορά στην αστρονομία ακτίνων Χ είναι ότι οι φασματικές ενεργειακές κατανομές νόμου δύναμης προσομοιάζονται συνήθως σε μονάδες φωτονίων ανά keV και όχι σε ενέργεια να μονάδα συχνότητας. Οι προσομοιώσεις νόμου δύναμης στην αστρονομία ακτίνων Χ είναι της μορφής

$$P_E(photns\ s^{-1}keV^{-1}) \propto E^{-\Gamma} \propto \nu^{-\Gamma}, \quad (3.9)$$

[Όταν η τιμή της μονάδας ενέργεια φωτονίων/sec βρίσκεται πολύ κοντά στην τεχνικά υπολογιζόμενη από τα όργανα παρατήρησης μονάδα counts/sec (count=μονάδα στοιχειώδους ενέργειας που έχει τη δυνατότητα να μετρήσει το όργανο)].
Σε μονάδες ροής ενέργειας (ή λαμπρότητας) έχουμε

$$F_\nu \propto P_E(photns\ s^{-1}keV^{-1}) \times h\nu\ (ergs/photon) \propto \nu^{-\Gamma+1} \propto \nu^{-\alpha} \quad (3.10)$$

Για να μπορεί να γίνεται εύκολα ο διαχωρισμός μεταξύ των δύο δεικτών, ο δείκτης α καλείται «ενεργειακός δείκτης» και ο $\Gamma(=\alpha+1)$ καλείται «φωτονικός δείκτης».

www.dionysosoovs.gr

Μελέτες έχουν δείξει (Mushotzky et al. 1980) ότι στο εύρος των $2-20\ keV$ τα φάσματα είναι δυνατόν να προσομοιωθούν με έναν νόμο δύναμης ενεργειακού δείκτη $\alpha \approx 0{,}7 \pm 0{,}2$, δηλαδή το ποσό της ενέργειας ανά δεκάδα (νF_ν) αυξάνεται με τη συχνότητα. Εντούτοις, πιο πρόσφατα, υψηλότερης ανάλυσης, δεδομένα αποκάλυψαν την παρουσία χαρακτηριστικών στο υψηλότερων ενεργειών κομμάτι αυτής της μπάντας, τα οποία έκαναν το φάσμα να μοιάζει πλατύτερο από ότι πραγματικά είναι. Οι Nandra και Pounds (1994) έδειξαν ότι ένας μόνο νόμος δύναμης δεν μπορεί να περιγράψει ικανοποιητικά ένα τυπικό φάσμα ενεργού γαλαξία ή quasar σε όλο το εύρος των υψηλών ενεργειών. Σε υψηλότερες ενέργειες τα συνεχή των ενεργών γαλαξιών συνήθως αυξάνονται σε σχέση με το φάσμα του νόμου δύναμης των χαμηλότερων ενεργειών. Έτσι η συνιστώσα νόμου δύναμης των χαμηλότερων ενεργειών είναι κάπως πιο απότομη (μεγαλύτερη κλίση) από ότι αναφέρθηκε πιο πριν δηλαδή είναι $\alpha \approx 0{,}9-1$.

Οι παρατηρήσεις αμυδρών πηγών στις ακτίνες γάμμα έγιναν δυνατές έπειτα από την κατασκευή του CGRO (Compton Gamma – Ray Observatory). Οι παρατηρούμενες ροές των ενεργών γαλαξιών στο εύρος των $50-150\ keV$ είναι μικρότερες από αυτές που αναμένονται από την θεωρητική προέκταση του νόμου δύναμης των ακτίνων X. Οι φασματικοί δείκτες των ακτίνων γάμμα έχουν συνήθως τιμές της τάξης $\alpha \simeq 1{,}2 \pm 0{,}2$ (Johnson et al. 1994). Προσομοιώσεις που έχουν γίνει στα φάσματα των Seyfert γαλαξιών στις ακτίνες X και γάμμα καταδεικνύουν την ύπαρξη ενός χαρακτηριστικού σπασίματος στις υψηλές ενέργειες (μερικές εκατοντάδες keV) και μια φασματική κατανομή ενέργειας η οποία είναι συνεπής με αυτή του παρατηρούμενου υποβάθρου ακτίνων γάμμα. (Zdziarski et al. 1995), το οποίο πιθανότατα παράγεται από την ολοκληρωμένη ακτινοβολία αυτών των πηγών. Σε ενέργειες μεγαλύτερες από μερικές εκατοντάδες keV, ανιχνεύονται αντικείμενα τύπου blazar με μόνη εξαίρεση αυτή του NGC 4151 (Maisack et al. 1993).

Τα σχετικά ποσά ενέργειας του υπεριώδους και των ακτίνων X μερικές φορές εκφράζονται συναρτήσει του (ενεργειακού) φασματικού δείκτη ενός νόμου δύναμης ο οποίος ενώνει τις δύο ενεργειακές μπάντες. Πρέπει να γίνει κατανοητό ότι το γεγονός αυτό δεν είναι τίποτα παραπάνω από μια απλή παραμετροποίηση των σχετικών ροών UV/ X – ray, και όχι μια πραγματική προσομοίωση του φάσματος. Είναι επίσης ιδιαίτερα χρήσιμος ο καθορισμός ενός φασματικού δείκτη α_{OX} (οπτικό/ακτίνες X) μεταξύ των 2.500 Å και των $2\ keV$ μέσω της σχέσης (3.10),

$$\alpha_{OX} = -\frac{\log\left[\frac{F_\nu(2\ keV)}{F_\nu(2.500\ \text{Å})}\right]}{\log\left[\frac{\nu(2\ keV)}{\nu(2.500\ keV)}\right]} = -0{,}384\log\left[\frac{F_\nu(2\ keV)}{F_\nu(2.500\ \text{Å})}\right] \qquad (3.11)$$

Εξαιτίας της ανακάλυψης ενεργών γαλαξιακών πυρήνων σε ένα μεγάλο εύρος ερυθρομεταθέσεων, πρέπει να δίνεται ιδιαίτερη προσοχή στις ροές στα $2\ keV$ και 2.500 Å, στο σύστημα ηρεμίας της εκάστοτε πηγής. Κρίνεται λοιπόν αναγκαία η

www.diavlosbooks.gr

διόρθωση των παρατηρούμενων ροών σε κάθε μία από αυτές τις ενέργειες στις τιμές οι οποίες θα υπολογίζονταν στο σύστημα ηρεμίας του ενεργού γαλαξία.[22] Συνήθως υπολογίζεται ότι $\alpha_{OX} \simeq 1{,}4$. Η εξίσωση (3.11) δείχνει ότι μικρές διαφοροποιήσεις στον φασματικό δείκτη α_{OX} μεταφράζονται σε μεγάλες διαφοροποιήσεις στο λόγο ροών X - ray/UV.

Η προέλευση της εκπομπής ακτίνων Χ και γ δεν είναι πλήρως κατανοητή στην περίπτωση των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων και των quasar. Σε πολλά μοντέλα, η εκπομπή ακτίνων Χ παράγεται από τον αντίστροφο σκεδασμό Compton των χαμηλοενεργειακών φωτονίων από πολύ ενεργητικά ηλεκτρόνια, ενώ αξίζει να σημειωθεί πως οι ειδικές λεπτομέρειες του μηχανισμού ποικίλουν από μοντέλο σε μοντέλο. Η βασική ιδέα που είναι κυρίαρχη στα περισσότερα μοντέλα είναι ότι το υπεριώδες/οπτικό συνεχές από τον δίσκο προσαύξησης σκεδάζεται σε υψηλότερες ενέργειες εξαιτίας του αντίστροφου σκεδασμού Compton. Η διαδικασία αυτή λαμβάνει χώρα όταν τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια της κορόνας, που περιβάλλει τον δίσκο, σκεδάζουν τα φωτόνια του υπεριώδους/οπτικού συνεχούς. Η διαδικασία της μεταβολής του φάσματος εξαιτίας της σκέδασης που προκαλείται από ηλεκτρόνια ονομάζεται «Comptonization» (Κομπτονισμός). Σε κάποια μοντέλα, ένα συγκεκριμένο ποσό της ενέργειας προσαύξησης αποθηκεύεται κατευθείαν σε αυτή τη θερμή κορόνα (Haardt και Maraschi 1993), αλλά ο τρόπος με τον οποίο γίνεται αυτό δεν είναι πλήρως κατανοητός. Αξίζει να σημειωθεί στο σημείο αυτό ότι δεν είναι δυνατόν να αποκλειστεί η θερμική προέλευση της εκπομπής των ακτίνων Χ.

Ενώ το μεγαλύτερο μέρος της εκπομπής ακτίνων Χ θωρείται ότι προέρχεται από τον πυρήνα, αρκετοί γαλαξίες Seyfert εμφανίζουν εκτεταμένη δομή εκπομπής όταν παρατηρούνται στις μαλακές ακτίνες Χ (Elvis et al. 1990, Wilson et al. 1992). Η προέλευση της εκτεταμένης εκπομπής ακτίνων Χ δεν είναι ξεκάθαρη. Πιθανές ερμηνείες που έχουν δοθεί επί του φαινομένου περιλαμβάνουν τη σκέδαση της ακτινοβολίας του πυρήνα από ηλεκτρόνια και το θερμικό bremsstrahlung από θερμό αέριο.

Οι διαδικασίες της σκέδασης Compton θεωρούνται εξαιρετικά πιθανές στους ενεργούς πυρήνες και αυτό εξαιτίας του μεγέθους των πηγών και των λαμπροτήτων τους. Η παραγωγή ζεύγους ηλεκτρονίου – ποζιτρονίου ($\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$) ή αλλιώς δίδυμη γένεση, είναι δυνατόν να λάβει χώρα για ενέργειες φωτονίων πάνω από την ενέργεια κατωφλίου $m_e c^2 = 511\, keV$. Το οπτικό βάθος της αλληλεπίδρασης φωτονίου – φωτονίου για μια πηγή ακτίνας R είναι $\tau_{\gamma\gamma} = n_\gamma \sigma R$ όπου n_γ είναι η αριθμητική πυκνότητα των φωτονίων (cm^{-3}) και σ είναι η ενεργός διατομή (cm^2) για την παραγωγή του ζεύγους. Η ενεργός διατομή της δίδυμης γένεσης φθάνει τη μέγιστη τιμή της κοντά στην ενεργό διατομή Thomson σ_e ακριβώς πάνω από το ενεργειακό κατώφλι της αντίδρασης. Η αριθμητική πυκνότητα των φωτονίων με ενέργειες κοντά στο κατώφλι είναι δυνατόν να υπολογιστεί μέσω της πυκνότητας ενέργειας ($ergs\, cm^{-3}$) των φωτονίων, $U_{rad} \approx L_\gamma / 4\pi R^2 c$, αν η τελευταία διαιρεθεί με την ενέργεια ανά φωτόνιο

[22] Η διόρθωση αυτή καλείται K – correction.

www.diavgeia.gr

($\sim m_e c^2$). Το μέγεθος L_γ είναι η λαμπρότητα ακτίνων γάμμα της πηγής. Η πηγή θα είναι οπτικά πυκνή στις αντιδράσεις της δίδυμης γένεσης με την προϋπόθεση ότι

$$\tau_{\gamma\gamma} = \left(\frac{L_\gamma}{4\pi R^2 m_e c^3}\right)\sigma_e R \gtrsim 1. \quad (3.12)$$

Στο σημείο αυτό εισάγεται η αδιάστατη παράμετρος, «συμπαγότητα» (compactness) ℓ (Guilbert, Fabian και Rees 1983) και έτσι η συνθήκη για την παραγωγή ζεύγους ηλεκτρονίου – ποζιτρονίου γίνεται:

$$\ell \equiv \frac{L_\gamma}{R}\frac{\sigma_e}{m_e c^3} \gtrsim 4\pi. \quad (3.13)$$

Εκφράζοντας την λαμπρότητα σε μονάδες λαμπρότητας Eddington (εξίσωση 3.31) και το μέγεθος της πηγής σε μονάδες ακτίνας Schwarzschild (εξίσωση3.37) η συμπαγότητα εκφραζεται:

$$\ell = \frac{L_\gamma}{L_E}\left(\frac{4\pi G c m_p M}{\sigma_e}\right)\frac{R_S}{R}\left(\frac{c^2}{2GM}\right)\frac{\sigma_e}{m_e c^3} = 2\pi\left(\frac{L_\gamma}{L_E}\right)\left(\frac{R_S}{R}\right)\left(\frac{m_p}{m_e}\right). \quad (3.14)$$

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (3.13) και (3.14) προκύπτει η συνθήκη:

$$\frac{L_\gamma}{L_E} \gtrsim \frac{2m_e}{m_p}\left(\frac{R}{R_S}\right) \approx 1{,}1 \times 10^{-3}\left(\frac{R}{R_S}\right). \quad (3.15)$$

Επειδή το μέγεθος της περιοχής που εκπέμπει τις ακτίνες X είναι της τάξης των $10R_S$, η συνθήκη αυτή μπορεί να ισχύει στην περίπτωση των ενεργών γαλαξιών (Done και Fabian 1989) και η παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίου – ποζιτρονίου είναι αναμενόμενη. Η ιδιαίτερη σημασία αυτού του γεγονότος είναι διττή. Πρωτίστως, η παρατηρούμενη, νόμου δύναμης, κλίση ($\alpha \approx 0{,}9$) είναι συνεπής με τις προβλέψεις των κορεσμένων (saturated)[23] μοντέλων δίδυμης γένεσης (Svensson 1987, Zdziarski et al. 1990), γεγονός που παρέχει κάποια αξιοπιστία στο γενικό μοντέλο. Δευτερευόντως, αυτά τα μοντέλα δίδυμης γένεσης προβλέπουν ότι οι ενεργοί γαλαξίες είναι ασθενέστερες πηγές ακτίνων γ από ότι προκύπτει μέσω παρεκτάσεων του νόμου δύναμης, γεγονός το οποίο είναι σύμφωνο με τις παρατηρήσεις.

Εκτός από την βασική μορφή νόμου δύναμης των AGN φασμάτων στις ακτίνες X, έχουν αναγνωριστεί και άλλες ανεξάρτητες συνιστώσες μέσω φασματικών προσομοιώσεων. Σε χαμηλές ενέργειες ($h\nu \lesssim 2\ keV$) ανιχνεύεται η απορρόφηση από βαρέα μέταλλα (Reichert et al. 1985). Παρατηρούνται λοιπόν κορυφές ιονισμού (K και L

[23] Ο όρος «κορεσμένα - saturated» σημαίνει ότι το οπτικό βάθος των ακτίνων γ είναι αρκούντως υψηλό που επί της ουσίας όλες οι ακτίνες γ μετατρέπονται σε ζεύγη ηλεκτρονίων – ποζιτρονίων.

www.siavosbooks.gr

στοιβάδων[24]) των στοιχείων Fe, Mg, Si και S. Θεωρώντας ηλιακές χημικές αφθονίες, οι ισοδύναμες πυκνότητες στήλης του υδρογόνου που είναι απαραίτητες για την δημιουργία της παρατηρούμενης απορρόφησης είναι της τάξης $\sim 10^{22}\, cm^{-2}$. Η ένταση της απορρόφησης είναι δυνατόν να μεταβάλλεται συναρτήσει του χρόνου, γεγονός που οδηγεί στο συμπέρασμα ότι έχουμε «θερμούς απορροφητές», που σημαίνει ότι αυτοί έχουν μέτωπα ιονισμού τα οποία μεταβάλλουν τη θέση τους εντός του απορροφητή και εξαρτώνται από την προσπίπτουσα συνεχή ροή (Halpern 1984). Πολλοί ενεργοί γαλαξίες χαμηλότερης λαμπρότητας (γαλαξίες Seyfert) εμφανίζουν χαρακτηριστικά απορρόφησης στην υπεριώδη και οπτική περιοχή του φάσματός τους (Ulrich 1988). Υπάρχουν στοιχεία που καταδεικνύουν ότι η απορρόφηση στο υπεριώδες και τις ακτίνες X προέρχεται από τα ίδια νέφη (Mathur, Elvis και Wilkes 1995), παρόλο που τα νέφη αυτά φαίνεται πως είναι τόσο υψηλά ιονισμένα που είναι εξαιρετικά δύσκολος ο διαχωρισμός τους από τα συνήθη νέφη που προκαλούν τις πλατιές γραμμές εκπομπής. Τα χαρακτηριστικά απορρόφησης, των γαλαξιών Seyfert, στο υπεριώδες εμφανίζονται πάντοτε στη μεριά των μικρότερων μηκών κύματος (σχετικά μετατοπισμένα προς το μπλε) των πλατιών γραμμών εκπομπής. Το γεγονός αυτό καταδεικνύει ότι το απορροφόν αέριο ρέει εξερχόμενο από τον πυρήνα. Το αέριο αυτό ενδέχεται να έχει στενή σχέση με τα πλατιά χαρακτηριστικά απορρόφησης (BAL) που παρατηρούνται σε ορισμένους quasar.

Στις μαλακές ακτίνες X παρατηρείται μια απότομη αύξηση στα φάσματα των AGN η οποία λαμβάνει χώρα προς τις χαμηλότερες ενέργειες (Arnaud et al. 1985, Turner και Pounds 1989). Το φαινόμενο αυτό συνήθως καλείται «soft excess». Ενώ η προέλευση του φαινομένου είναι άγνωστη, γενικά θεωρείται ότι στην ουσία το χαρακτηριστικό αυτό είναι η Κομπτονισμένη Wien ουρά του big blue bump (Εικόνα 3.2). Η ερμηνεία αυτή απαιτεί η θερμοκρασία του big blue bump να είναι της τάξης των $2 \times 10^5\, K$, μια θερμοκρασία η οποία είναι ιδιαίτερα υψηλή για έναν δίσκο προσαύξησης. Σε κάποιες περιπτώσεις, το «soft excess» αποδίδεται τουλάχιστον κατά ένα μέρος σε αναμεμειγμένη (blended) γραμμική εκπομπή ακτίνων X (Turner et al. 1991).

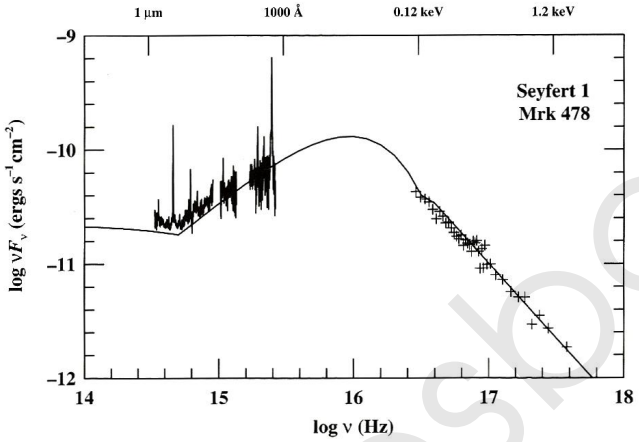
Σε υψηλότερες ενέργειες ($h\nu \gtrsim 10\, keV$) τα AGN φάσματα ακτίνων X ανυψώνονται πάνω από το φάσμα νόμου δύναμης με αποτέλεσμα να παρατηρείται το ονομαζόμενο «hard tail» το οποίο και αποδίδεται στην Compton ανάκλαση που προκαλείται από ψυχρό αέριο (ανελαστικός σκεδασμός φωτονίων υψηλής ενέργειας από χαμηλοενεργειακά ηλεκτρόνια). Η γεωμετρία ενός τέτοιου μοντέλου απαιτεί οι αρχικές ακτίνες X να προσπίπτουν κάθετα πάνω στο δίσκο προσαύξησης.

Εκτός από αυτά τα πλατιά χαρακτηριστικά απορρόφησης, στα φάσματα ακτίνων X των ενεργών γαλαξιών και των quasar, έχει παρατηρηθεί τουλάχιστον μία γραμμή εκπομπής, αυτή του Fe Κα κοντά στα $6{,}4\, keV$. Τα παρατηρούμενα ισοδύναμα πλάτη αυτών των γραμμών βρίσκονται στο εύρος $50 - 300\, keV$ (Mushotzky, Done και Pounds 1993). Η ακριβής ενέργεια ηρεμίας στην οποία η γραμμή αυτή αναμένεται εξαρτάται από

[24] Ο ιονισμός της K – στοιβάδας είναι η διαδικασία της απόσπασης ενός ηλεκτρονίου από την ενδότερη (n=1) ηλεκτρονική στοιβάδα του ατόμου. Ο ιονισμός της L – στοιβάδα αναφέρεται στην n=2.

www.diavlosbooks.gr

την κατάσταση ιονισμού του Fe, και η εγγύτητα της μέσης ενέργειας με την τιμή που αναμένεται για τον ουδέτερο σίδηρο υποδεικνύει ότι η γραμμή εκπομπής προέρχεται από υλικό χαμηλού ιονισμού (ψυχρό). Τα παρατηρούμενα πλάτη της γραμμής Κα συνήθως αντιστοιχούν σε ταχύτητες της τάξης ορισμένων δεκάδων χιλιάδων χιλιομέτρων ανά δευτερόλεπτο (Mushotzky et al. 1995). Σε μια πολύ ιδιαίτερη περίπτωση, αυτή του MCG-6-30-15 η γραμμή Κα έχει πλάτος $100.000\, km\, s^{-1}$ και είναι βαρυτικά ερυθρομετατοπισμένη γεγονός που καταδεικνύει ότι προέρχεται από περιοχή η οποία βρίσκεται κοντά σε μια υπερμαζική μελανή οπή (Tanaka et al. 1995).



Εικόνα 3.2. Η υψηλών ενεργειών φασματική κατανομή ενέργειας του Mrk 478. Τα δεδομένα στο UV προέρχονται από τον IUE ενώ τα δεδομένα στις ακτίνες Χ από τον ROSAT. Η συνεχής γραμμή παριστά την προσομοίωση του μοντέλου το οποίο αναπαράγει τις εντάσεις των γραμμών εκπομπής. Τα δεδομένα και το μοντέλο καταδεικνύουν ότι το «big blue bump» εμφανίζει μέγιστο γύρω στα $10^{16}\ Hz$ (~ 300 Å) και ότι το «soft X – ray excess» (η αύξηση στο φάσμα ακτίνων Χ μειούμενης της συχνότητας) είναι η υψηλών ενεργειών Κομπτονισμένη (Wien) ουρά της κατανομής. (Gondhalekar et al. 1994).

Ένα απλό μοντέλο το οποίο αναπαράγει πολλά από τα χαρακτηριστικά τα οποία παρατηρούνται στα φάσματα των ενεργών γαλαξιών αποτελείται από μια ψυχρή, παχιά φέτα αερίου η οποία ακτινοβολείται από πάνω (πιθανότατα από τη θερμή κορόνα) της οποία το φάσμα ακτίνων Χ χαρακτηρίζεται από έναν νόμο δύναμης. Το προβλεπόμενο φάσμα ενός τέτοιου μοντέλου φαίνεται στην Εικόνα 3.3. Για $h\nu \gtrsim 10\ keV$, φαίνεται το φάσμα της ανάκλασης Compton. Το χαρακτηριστικό αυτό μεγιστοποιείται στο εύρος $30 - 50\ keV$. Το μοντέλο ανάκλασης παράγει επίσης έντονη εκπομπής Fe Κα, καθώς επίσης και ασθενέστερες γραμμές. Εντούτοις, σε αυτό το μοντέλο η φέτα ανάκλασης πρέπει να καλύπτει το μισό κομμάτι του ουρανού όπως αυτό φαίνεται από την πηγή ακτίνων Χ έτσι ώστε να είναι δυνατή η παραγωγή του παρατηρούμενου ισοδύναμου πλάτους της Κα γραμμής. Οι Krolik, Madau και Zycki (1994) επισημαίνουν ότι, τουλάχιστον ένα μέρος της συνιστώσας ανάκλασης πρέπει να προέρχεται από την εσωτερική όψη του πυκνού νεφελώδους τόρου ο οποίος περιβάλλει τον ενεργό γαλαξία.

www.diavlosbooks.gr

Οι ενεργοί γαλαξίες εμφανίζουν έντονες μεταβολές στις ακτίνες Χ (McHardy 1988). Οι ταχείες μεταβολές της ακτινοβολίας ακτίνων Χ είναι εξαιρετικά σημαντικές καθώς μπορούν να παρέχουν έναν μηχανισμό μελέτης των ενδότερων περιοχών του δίσκου προσαύξησης. Σε μεγάλες χρονικές κλίμακες (ημέρες ή περισσότερο) οι μεταβολές στο συνεχές ακτίνων Χ σχετίζονται προφανώς με τις μεταβολές στα οπτικά/υπεριώδη μήκη κύματος. Βέβαια τα σημερινά δεδομένα είναι ανεπαρκή ώστε να εξακριβωθεί αν οι μεταβολές στα συνεχή των ακτίνων Χ και του οπτικού/υπεριώδους συμβαίνουν ταυτόχρονα ή αν οι μεταβολές στη μια περιοχή συχνοτήτων προηγούνται των μεταβολών στην άλλη περιοχή, γεγονός το οποίο θα καταδείκνυε προς ποια κατεύθυνση θα πρέπει να αναζητήσουμε την βασική αιτιώδη σχέση. Τα ήδη υπάρχοντα παρατηρησιακά δεδομένα καταδεικνύουν ότι οι μεταβολές είναι ταυτόχρονες εντός μερικών ημερών ή λιγότερο.

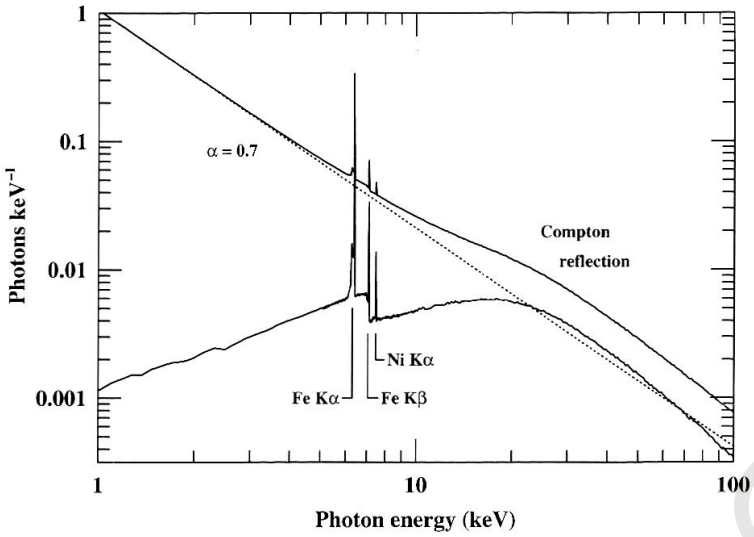
Όπως και στην περίπτωση του συνεχούς στο οπτικό/υπεριώδες, έτσι και στις ακτίνες Χ δεν εμφανίζονται στοιχεία περιοδικής μεταβλητότητας, τα οποία θα ήταν ενδεικτικά μια τροχιακής κίνησης. Μία ενδιαφέρουσα περίπτωση βέβαια είναι αυτή του Seyfert 1 γαλαξία NGC 6814, για τον οποίο έχει παρατηρηθεί περίοδος 3,4 ωρών στην ροή ακτίνων Χ (Mitaz και Branduardi – Raymont 1989).

Η κλίση του φάσματος νόμου δύναμης είναι αρκούντος απότομη ώστε η συνολική ισχύς δεν αποκλίνει στις υψηλές χρονικές συχνότητες έτσι οι εκτιμήσεις της συνολικής ισχύος δεν απαιτούν ένα απότομο «γύρισμα» στις μεγάλες συχνότητες. Στα μοντέλα δίσκου προσαύξησης, οι υψηλότερες συχνότητες στις οποίες αναμένεται μια συγκεκριμένη ισχύς αντιστοιχούν στο χρόνο διάδοσης του φωτός (light - travel time) για μια απόσταση $\sim 5 - 10\, R_S$ ο οποίος είναι $t \approx 50 - 100\, (M/M_{\odot}) sec$. Για τους περισσότερους μεταβλητούς ενεργούς γαλαξίες που έχουν παρατηρηθεί, οι πιο ταχείς παρατηρήσιμες χρονικές κλίμακες μεταβολής είναι λίγο μεγαλύτερες από την προαναφερθείσα.

Παρατηρησιακά δεδομένα της μεταβλητότητας των ενεργών γαλαξιών και των quasar στις ακτίνες Χ για μεγαλύτερες χρονικές κλίμακες είναι εξαιρετικά περιορισμένα. Ο McHardy (1990) εκτίμησε το φάσμα νόμου δύναμης των μεταβολών των ακτίνων Χ στην περίπτωση του Seyfert 2 γαλαξία NGC 5506 σε ένα μεγάλο εύρος συχνοτήτων. Αυτό που βρήκε ήταν ότι το $1/f$ φάσμα που απαντάται στις μεγάλες συχνότητες ($\gtrsim 10^{-5}\, Hz$) γίνεται σχεδόν πεπλατυσμένο στις μικρές συχνότητες ($\lesssim 10^{-7}\, Hz$), δηλαδή $P(f) \propto f^0$.

Ο φαινομενικός συντονισμός των συνεχών στις ακτίνες Χ και στο UV/οπτικό καθώς επίσης και το γεγονός ότι τα νόμου δύναμης φάσματα των μεταβολών στο UV/οπτικό, είναι πιο απότομα καταδεικνύει το γεγονός ότι το UV/οπτικό φάσμα μπορεί να είναι επανεπεξεργασμένη εκδοχή του φάσματος των ακτίνων Χ.

www.diavlosbooks.gr



Εικόνα 3.3. Μοντέλο ανάκλασης ακτίνων X (George και Fabian 1991). Στο μοντέλο έχει υιοθετηθεί ένα συνεχές νόμου δύναμης, με δείκτη $\alpha = 0{,}7$ (διακεκομμένη γραμμή) το οποίο ακτινοβολεί μια επίπεδη (plane parallel) φέτα ψυχρού ($T \lesssim 10^6\ K$) αερίου. Στο κατώτερο μέρος του φάσματος είναι ορατό το ανακλώμενο φάσμα ακτίνων X, το οποίο περιέχει τις φθορίζουσες γραμμές Fe Kα ($6{,}4\ keV$), Fe Kβ ($7{,}06\ keV$) και Ni Kα ($7{,}48\ keV$) μαζί με την κορυφή απορρόφησης της στοιβάδας K του Fe στα $\sim 7{,}11\ keV$. Η αντίστοιχη απορρόφηση Ni K – στοιβάδας ($8{,}34\ keV$) είναι πολύ ασθενής για να παρατηρηθεί. Τα αποτελέσματα της σκέδασης Compton στο εσωτερικό της φέτας (όπου τα φωτόνια αλληλεπιδρώντας με τα ηλεκτρόνια χάνουν ενέργεια) φαίνονται από την πτώση του ανακλώμενου συνεχούς φάσματος στις υψηλές ενέργειες Ο συνδυασμός της σκέδασης Compton των φωτονίων υψηλής ενέργειας από τη μια πλευρά με την φωτοηλεκτρική απορρόφηση των φωτονίων χαμηλότερης ενέργειας από την άλλη δημιουργούν ένα πλατύ bump στο ανακλώμενο συνεχές στο εύρος $\sim 20 - 100\ keV$. (I. M. George 1991).

3.1.8 Ράδιο Συνεχή

Το μόνο κομμάτι του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος που θεωρείται, σχεδόν με βεβαιότητα, ότι δεν έχει θερμική προέλευση είναι αυτό των ραδιοκυμάτων. Ιστορικά, η ράδιο εκπομπή αποτέλεσε τον παράγοντα κλειδί στην ανακάλυψη και αναγνώριση των ενεργών γαλαξιών. Στους ράδιο – ηχηρούς QSOs το φάσμα των ραδιοκυμάτων συνεισφέρει πολύ λίγο στην βολομετρική λαμπρότητα. Η ενέργεια των ράδιο – ηχηρών QSOs, ανά δεκάδα συχνοτήτων, στα ραδιοκύματα είναι κατά 3 τάξεις μεγέθους μικρότερη από την αντίστοιχη στο υπεριώδες/οπτικό. Αξίζει επίσης να αναφερθεί βέβαια ότι, η ενέργεια αυτή είναι κατά 5 – 6 τάξεις μεγέθους μικρότερη από την αντίστοιχη στο υπεριώδες/οπτικό στην περίπτωση των ράδιο – ήσυχων QSOs. Παρόλα αυτά, οι μελέτες των QSOs στα ράδιο κύματα είναι εξαιρετικά σημαντικές γιατί παρέχουν πληροφορίες για τις διαδικασίες επιτάχυνσης σωματιδίων κοντά στις κεντρικές πηγές.

www.diavlos.gr books

Συμπαγείς Ράδιο Πηγές

Τα ράδιο φάσματα των κεντρικών συμπαγών πηγών των ενεργών γαλαξιών είναι επίπεδα, και έτσι η ακτινοβολία τους θεωρείται ότι είναι μη θερμικής προέλευσης. Τα στοιχεία που καταδεικνύουν τη μη θερμική εκπομπή είναι διττά.

Η μορφή του φάσματος: Οι φασματικοί δείκτες των συμπαγών πηγών είναι επίπεδοι ($\alpha \approx 0$) και σταδιακά γίνονται πιο απότομοι στα μικρότερα μήκη κύματος, γεγονός το οποίο είναι χαρακτηριστικό των οπτικά πυκνών πηγών οι οποίες υπόκεινται σε συνεχή έγχυση ηλεκτρονίων υψηλότερων ενεργειών. Το γεγονός ότι το ράδιο φάσμα είναι επίπεδο, αποδίδεται στην σύνθετη δομή της πηγής· όπου, αξίζει να σημειωθεί ότι το χαρακτηριστικό σπάσιμο (cut – off) στις χαμηλές συχνότητες είναι διαφορετικό για διαφορετικές περιοχές της πηγής. Τα, χαμηλών συχνοτήτων, χαρακτηριστικά σπασίματα, που αποδίδονται στην σύγχροτρον αυτο – απορρόφηση, ανιχνεύονται σε κάποιες των πηγών, αλλά η εξάρτηση από τη συχνότητα δεν είναι συνήθως τόσο ισχυρή όσο το αναμενόμενο $F_\nu \propto \nu^{5/2}$ φάσμα και αυτό επειδή η δομή της πηγής είναι σύνθετη που σημαίνει ότι διαφορετικές περιοχές γίνονται οπτικά πυκνές σε διαφορετικές συχνότητες.

Θερμοκρασία Λαμπρότητας: Η ειδική ένταση μιας ράδιο πηγής σε δεδομένη συχνότητα μπορεί να καθοριστεί μέσω της μέτρησης της ροής και του γωνιακού μεγέθους της πηγής. Είναι δυνατόν να υπολογιστεί μια ισοδύναμη θερμοκρασία η οποία αντιστοιχεί στην υποτιθέμενη θερμοκρασία που θα είχε η πηγή αν ακτινοβολούσε ως μέλαν σώμα. Στα ράδιο κύματα βρισκόμαστε στο όριο Reyleigh – Jeans για οποιαδήποτε θερμοκρασία ($T \gtrsim 3\ K$) και έτσι για μια οπτικά πυκνή θερμή πηγή η ένταση δίνεται από τη συνάρτηση Planck για $h\nu \ll KT$,

$$I_\nu = \frac{F_\nu}{\pi\theta^2} = B_\nu = \frac{2kT_B(\nu)}{\lambda^2}, \quad (3.16)$$

όπου F_ν είναι η παρατηρούμενη ροή σε μήκος κύματος $\lambda = c/\nu$ και θ είναι η γωνιακή ακτίνα της πηγής. Το μέγεθος T_B καλείται «θερμοκρασία λαμπρότητας» της πηγής και ισοδυναμεί με την κινητική θερμοκρασία μιας οπτικά πυκνής θερμικής πηγής[25]. Για οπτικά λεπτή θερμική εκπομπή, η θερμοκρασία λαμπρότητας είναι μικρότερη από την κινητική θερμοκρασία. Μετρήσεις των τιμών των F_ν και θ για εξωγαλαξιακές συμπαγείς πηγές δίνουν ως αποτέλεσμα την εμφάνιση ενός μεγίστου για την θερμοκρασία λαμπρότητας στο εύρος $10^{11} - 10^{12}\ K$, γεγονός το οποίο καταδεικνύει πως η ράδιο εκπομπή είναι μη θερμικής προέλευσης.

Τα μέγιστα της θερμοκρασίας λαμπρότητας των συμπαγών πηγών είναι πάντοτε πολύ ψηλά, αλλά σπάνια ξεπερνούν την τιμή $T_B \approx 10^{12}\ K$, εκτός βέβαια από την περίπτωση των blazars. Υπάρχει ένας θεμελιώδης λόγος που αυτό συμβαίνει και έχει να

[25] Η θερμοκρασία λαμπρότητας είναι συνάρτηση της συχνότητας ν.

www.ziovlosbooks.gr

κάνει με την πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου $U_{mag} = B^2/8\pi$, η οποία ελέγχει το ρυθμό των σύγχροτρον ενεργειακών απωλειών, σε σχέση με την πυκνότητα ενέργειας της ακτινοβολίας $U_{rad} = 4\pi J/c$, η οποία ελέγχει τον ρυθμό του αντίστροφου σκεδασμού Compton. Όταν η ποσότητα U_{rad} αυξάνεται μέσω της ακτινοβολίας σύγχροτρον, μέχρι το σημείο που ξεπερνά την U_{mag} , τότε τα ηλεκτρόνια αρχίζουν να σκεδάζουν τα σύγχροτρον φωτόνια. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την περεταίρω αύξηση της ενέργειας των φωτονίων με ρυθμό $\sim \gamma^4 U_{rad}$, όπου γ είναι ο παράγοντας Lorentz των ηλεκτρονίων (η συνολική ενέργεια ανά σωματίδιο είναι $\gamma m_e c^2$). Η διαδικασία αυτή τελειώνει πολύ γρήγορα εξαιτίας της ύπαρξης της κβαντικής ενεργού διατομής Klein – Nishina cross – section. Το γεγονός ότι οι συμπαγείς πηγές δεν είναι ιδιαίτερα ισχυρές στις ακτίνες γάμμα καταδεικνύει ότι $U_{rad}/U_{mag} < 1$, σε αυτές τις πηγές. Το άνω όριο στη σύγχροτρον λαμπρότητα επιβάλλεται από την έναρξη του αντίστροφου σκεδασμού Compton, και η θερμοκρασία λαμπρότητας μιας τέτοιας πηγής είναι $\sim 10^{12}\ K$ για ένα μεγάλο εύρος φυσικών συνθηκών (Kellermann και Pauliny – Toth 1969).

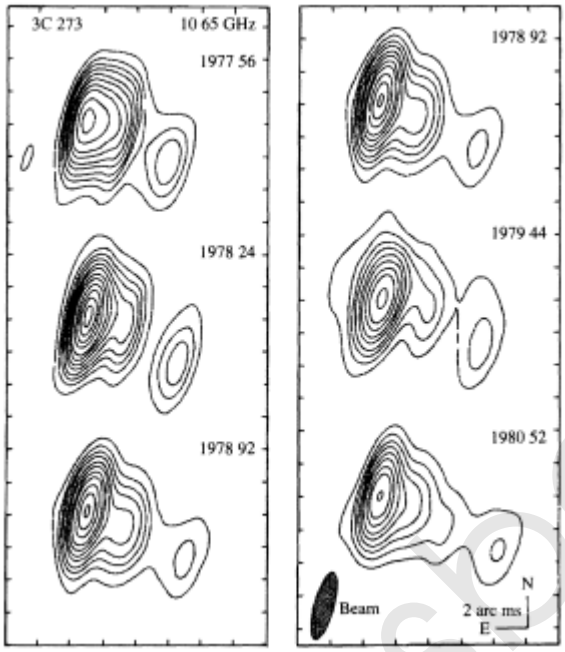
3.1.9 Υπέρφωτη Κίνηση

Τα επίπεδα ($\alpha \approx 0$) ράδιο φάσματα και η ταχεία μεταβλητότητα της ροής καταδεικνύουν το γεγονός ότι οι συμπαγείς ράδιο πηγές εμφανίζουν μικρής κλίμακας δομές. Το γεγονός αυτό αποτέλεσε το κίνητρο για την ανάπτυξη της VLBI συμβολομετρίας η οποία δύναται να παρέχει γωνιακή ανάλυση στο milliarcsecond επίπεδο. Οι VLBI παρατηρήσεις των συμπαγών πηγών στους ενεργού γαλαξίες έχει αναδείξει την παρουσία πολλαπλών συνιστωσών και την σύνθετη δομή αυτών των πηγών. Τα χαρακτηριστικά αυτά παρατηρούνται συνήθως σε πηγές οι οποίες φέρουν πολύ λαμπρού κεντρικούς πυρήνες. Επαναλαμβανόμενες παρατηρήσεις αυτών των πολλαπλών πηγών έχουν δείξει ιδίες κινήσεις ενός ή περισσοτέρων πηγών, υπό την έννοια ότι αυτές απομακρύνονται μεταξύ τους. (Εικόνα 3.4). Οι προβαλλόμενες αποστάσεις των πηγών είναι της τάξεως των δεκάδων parsec, και οι ιδίες κινήσεις που παρατηρούνται σε πολυετείς χρονικές κλίμακες καταδεικνύουν εγκάρσιες ταχύτητες της τάξεως των $u_T \approx 10c$! Στην περίπτωση πολύ καλά παρατηρούμενων πηγών, είναι δυνατή η παρέκταση (extrapolation) των ιδίων κινήσεων πίσω στο χρόνο και ο χρόνος στον οποίο αντιστοιχεί ο μηδενικός διαχωρισμός αυτών των πηγών συνήθως συμπίπτει με μια έκλαμψη του συνεχούς το οποίο παρατηρείται σε ένα μεγάλο εύρος συχνοτήτων.

Πολλές είναι οι ερμηνείες που έχουν δοθεί επί του φαινομένου οι οποίες προσπαθούν να εξηγήσουν την ύπαρξη αυτών των «υπέρφωτων» ($u > c$) κινήσεων που παρατηρούνται στις ραδιοπηγές, οι οποίες περιλαμβάνουν μη – κοσμολογικές ερυθρομετατοπίσεις και πραγματικές ταχυονικές κινήσεις. Εντούτοις, η μόνη ερμηνεία η οποία φαίνεται πως δεν εγείρει περαιτέρω προβλήματα από αυτά που επιλύει είναι ότι αυτές οι φαινόμενες υπέρφωτες ταχύτητες αποδίδονται στην bulk σχετικιστική κίνηση κατά μήκος της γραμμής παρατήρησης της συνεχούς πηγής. Για την καλύτερη

www.diavlosbooks.gr

κατανόηση του τρόπου που αυτό το φαινόμενο λειτουργεί, παρουσιάζεται το μοντέλο των Blandforf, McKee και Rees (1977), το διάγραμμα του οποίου φαίνεται στην Εικόνα 3.5.



Εικόνα 3.4. Χάρτες VLBI σε συχνότητα 10,65 GHz του QSO 3C 273 ($z = 0{,}158$) για πέντε διαφορετικές περιόδους, οι οποίο καταδεικνύουν την φαινόμενη υπέρφωτη διαστολή της πηγής (Pearson et al. 1981).

Ας θεωρήσουμε δύο πηγές οι οποίες βρίσκονται αρχικά στη θέση B, την χρονική στιγμή t_1. Το φως από αυτές τις πηγές φθάνει έναν παρατηρητή στη θέση A τη χρονική στιγμή $t_1{}'$, αφού πρώτα έχει διανύσει απόσταση AB. απόσταση μεταξύ A και B είναι $D + u\delta t cos\theta$. Σε μια μετέπειτα χρονική στιγμή $t_2 = t_1 + \delta t$, μία από αυτές τις πηγές έχει διανύσει απόσταση $u\delta t$ και θα έχει φθάσει στο σημείο B΄. Όταν η πηγή έχει φθάσει στο σημείο B΄ πραγματοποιείται δεύτερη παρατήρηση και ο χρόνος που χρειάζεται η ακτινοβολία για να φθάσει από το σημείο B΄ στον παρατηρητή είναι $t_2{}'$ ενώ η απόσταση μεταξύ του σημείου B΄ και του A είναι κατά προσέγγιση D. Η γωνία μεταξύ των σημείων B και B΄ είναι

$$\Delta\Phi = \frac{u\delta t sin\theta}{D}. \quad (3.17)$$

Ο χρόνος μεταξύ των δύο παρατηρήσεων θα προκύπτει αν θεωρήσουμε ότι

$$t_1' = t_1 + \frac{D + u\delta t cos\theta}{c} \quad (3.18)$$

και

www.ziziosbooks.gr

$$t_2' = t_2 + \frac{D}{c} \quad (3.19)$$

με αποτέλεσμα το χρονικό διάστημα μεταξύ των δύο παρατηρήσεων να προκύπτει

$$\Delta t = t_2' - t_1' = t_2 - t_1 - \frac{u\delta t cos\theta}{c} = \delta t(1 - \beta cos\theta) \quad (3.20)$$

όπου $\beta = u/c$. Έτσι, η εγκάρσια ταχύτητα την οποία μετρά ο παρατηρητής θα είναι

$$\beta_T = \frac{u_T}{c} = \frac{D}{c}\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = \frac{usin\theta}{c(1 - \beta cos\theta)} = \frac{\beta sin\theta}{1 - \beta cos\theta}. \quad (3.21)$$

Στην Εικόνα 3.6 παρουσιάζεται η μετρούμενη εγκάρσια ταχύτητα β_T συναρτήσει της γωνίας παρατήρησης θ για διάφορες τιμές του παράγοντα Lorentz $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$.

Σε κάποια γωνία θ το μέγεθος β_T μεγιστοποιείται. Η γωνία αυτή μπορεί να βρεθεί εξισώνοντας την πρώτη παράγωγο του β_T με το μηδέν. Έτσι έχουμε:

$$\frac{\vartheta\beta_T}{\vartheta\theta} = \frac{\beta cos\theta}{1 - \beta cos\theta} - \frac{(\beta sin\theta)(\beta sin\theta)}{(1 - \beta cos\theta)^2} = 0 \quad (3.22)$$

οπότε

$$\beta cos\theta(1 - \beta cos\theta) = \beta^2 \sin^2\theta = \beta^2 - \beta^2 \cos^2\theta, \quad (3.23)$$

Από τη σχέση αυτή προκύπτει:

$$\theta_{max} = \cos^{-1}\beta. \quad (3.24)$$

Με την εισαγωγή της σχέσης αυτής στην εξίσωση 3.21, και λαμβάνοντας υπόψη ότι

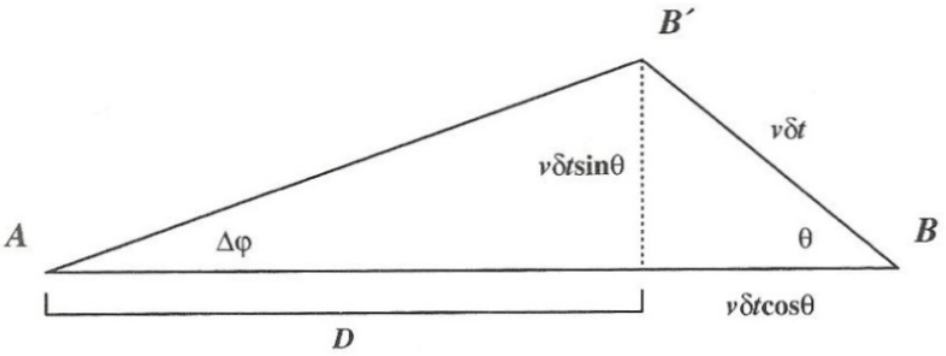
$$\sin(\cos^{-1}\beta) = (1 - \beta^2)^{1/2} \quad (3.25)$$

παίρνουμε

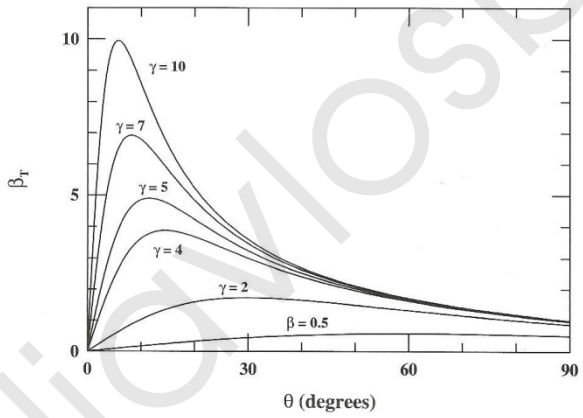
$$\beta_T^{max} = \frac{\beta(1 - \beta^2)^{1/2}}{(1 - \beta^2)} = \beta\gamma. \quad (3.26)$$

Έτσι, καθώς $\beta \to 1$, $\beta_T^{max} \approx \gamma$ μια τιμή η οποία είναι εξαιρετικά υψηλή. Για σχετικιστικές κινήσεις ακόμα πιο κοντά στη γραμμή παρατήρησης ($\theta \approx \cos^{-1}\beta$) ο παρατηρητής είναι δυνατόν να ανιχνεύσει προβαλλόμενες εγκάρσιες ταχύτητες της τάξης του γc.

www.diavlosbooks.gr



Εικόνα 3.5. Η γεωμετρία που υιοθετήθηκε για την ερμηνεία της φαινόμενης υπέρφωτης κίνησης των ράδιο πηγών. Ο παρατηρητής στη θέση Α βλέπει τη ράδιο πηγή να κινείται από το Β στο Β΄ με ταχύτητα η οποία φαινομενικά υπερβαίνει την ταχύτητα του φωτός. Το φαινόμενο αυτό μπορεί να συμβεί καθώς $u \to c$ αν όμως η γωνία παρατήρησης θ είναι πολύ μικρή, αλλά όχι μηδενική.



Εικόνα 3.6. Η φαινόμενη εγκάρσια ταχύτητα $\beta_T = u_T/c$ μια πηγής η οποία κινείται υπό γωνία θ ως προς τη γραμμή παρατήρησης, συναρτήσει του παράγοντα Lorentz $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$. Για $\gamma \gg 1$, η φαινόμενη εγκάρσια ταχύτητα μπορεί να υπερβεί την ταχύτητα του φωτός. (Peterson. B.M., - An introduction to Active Galactic Nuclei).

3.2 Η Μορφολογία των Quasars

3.2.1 Το Παράδειγμα της Μελανής Οπής

Το θεμελιώδες ερώτημα όσον αφορά τους ενεργούς γαλαξίες είναι ο τρόπος παραγωγής της ενέργειας η οποία παρατηρείται υπό μορφή ακτινοβολίας. Επί της ουσίας το

www.diavlosbooks.gr

πρόβλημα που προκύπτει είναι ότι ένας ενεργός γαλαξίας παράγει τόσο μεγάλα ποσά ακτινοβολίας, όσο τρισεκατομμύρια αστέρες, εντός ενός όγκου ο οποίος είναι αρκετά μικρότερος από ένα κυβικό parsec. Το μοντέλο που θα συζητηθεί για το AGN φαινόμενο περιλαμβάνει μια κεντρική πηγή η οποία αποτελείται από ένα δίσκο προσαύξησης ο οποίος περιβάλλει μια υπερμεγέθη μελανή οπή. Η ενέργεια παράγεται από τη βαρυτική κατάρρευση ύλης η οποία θερμαίνεται σε πολύ υψηλές θερμοκρασίες στον δίσκο προσαύξησης. Τα φυσικά επιχειρήματα τα οποία αποτελούν τη βάση αυτού του μοντέλου είναι πολύ βασικά και χρονολογούνται από το 1964 (Zel'dovich, Novikov και Salpeter).

3.2.2 Η Μάζα του Κεντρικού Αντικειμένου

Η μάζα του κεντρικού αντικειμένου μπορεί να εκτιμηθεί με έναν απλό τρόπο, θεωρώντας ισοτροπία και το γεγονός ότι η πηγή είναι ευσταθής. Για λόγους απλότητας θεωρούμε την περίπτωση ενός πλήρως ιονισμένου αερίου που αποτελείται από υδρογόνο. Για να αποφύγουμε τη διάλυση του αντικειμένου υποθέτουμε πως η προς τα έξω δύναμης της πίεσης ακτινοβολίας εξισορροπείται από την προς τα μέσα βαρυτική δύναμη. Η εξερχόμενη ενεργειακή ροή σε κάποια απόσταση r από το κέντρο είναι $F = L/4\pi r^2$, όπου L είναι η λαμπρότητα ($ergs\ s^{-1}$) της πηγής. Σημειώνουμε πως η ορμή την οποία φέρει ένα φωτόνιο (ενέργειας $E = h\nu$) είναι $\vec{p} = E/c$. Έτσι, η εξερχόμενη ροή ορμής ή πίεσης θα είναι

$$P_{rad} = \frac{F}{c}\frac{L}{4\pi r^2 c} \quad (3.27)$$

και η εξερχόμενη δύναμη ακτινοβολίας σε ένα ηλεκτρόνιο προκύπτει με πολλαπλασιασμό επί της ενεργού διατομής για αλληλεπίδραση με ένα φωτόνιο:

$$F_{rad} = \sigma_T \frac{L}{4\pi r^2 c}\hat{r} \quad (3.28)$$

όπου σ_T είναι η ενεργός διατομή σκέδασης Thomson[26] και $\hat{r}$ είναι το μοναδιαίο διάνυσμα στην ακτινική διεύθυνση.

Η βαρυτική δύναμη που ενεργεί σε ένα ζεύγος ηλεκτρονίου – πρωτονίου (μάζες m_e και m_p αντίστοιχα) από μια κεντρική μάζα M είναι φυσικά

---

[26] Η ενεργός διατομή Thomson είναι:

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 = 6{,}65 \times 10^{-25} cm^2$$

Παρά το γεγονός ότι η πίεση ακτινοβολίας δρα και στα πρωτόνια, η δύναμη σε αυτά είναι μικρότερη κατά έναν παράγοντα $(m_p/m_e)^2 \approx 3 \times 10^6$ εξαιτίας της μεγάλης αδράνειας των πρωτονίων. Τα πρωτόνια και τα ηλεκτρόνια είναι ηλεκτρομαγνητικά συζευγμένα, συνεπώς δεν συμβαίνει διαχωρισμός φορτίου.

www.diavlosbooks.gr

$$F_{grav} = -G\frac{M(m_p + m_e)}{r^2}\hat{r} \approx -G\frac{Mm_p}{r^2}\hat{r} \quad (3.29)$$

Η προς τα μέσα βαρυτική δύναμη, που ασκείται στο αέριο πρέπει να είναι ίση ή να ξεπερνά την δύναμη ακτινοβολίας ώστε η πηγή να παραμένει ανέπαφη, έτσι απαιτείται ότι

$$|F_{rad}| \leq |F_{grav}|$$

$$\frac{\sigma_T L}{4\pi c r^2} \leq \frac{GMm_p}{r^2}$$

$$L \leq \frac{4\pi G c m_p}{\sigma_T} M \approx 6{,}31 \times 10^4\, M\ ergs\ s^{-1} \approx 1{,}26 \times 10^{38}\,(M/M_\odot) ergs\ s^{-1} \quad (3.30)$$

Η εξίσωση (3.30) είναι γνωστή ως το όριο Eddington και μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον καθορισμό της ελάχιστης μάζας, μάζας Eddington M_E, για μια πηγή λαμπρότητας L. Καθώς η μελανή οπή συσσωρεύει μάζα, τόσο η μάζα της όσο και ο ρυθμός συσσώρευσης αυξάνονται. Βέβαια, αυτό δεν είναι δυνατόν αν συνεχιστεί επ' άπειρον, καθώς υπάρχει ένα άνω όριο στον ρυθμό συσσώρευσης, το όριο Eddington. Το όριο Eddington είναι το σημείο στο οποίο η λαμπρότητα του αντικειμένου που ακτινοβολεί είναι τόσο μεγάλη που η προς τα έξω ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολιακή πίεση εξισορροπεί τη βαρυτική έλξη του αντικειμένου. Το υλικό συσσώρευσης παραμένει σε απόσταση «ασφαλείας» εξαιτίας της τεράστιας ακτινοβολιακής πίεσης, η οποία ασκείται προς τα έξω, με αποτέλεσμα η συσσώρευση ύλης να φθάνει σε ευσταθή κατάσταση. Αυτό που λαμβάνει χώρα είναι μια κατάσταση ισορροπίας μεταξύ ακτινοβολίας και συσσώρευσης ύλης καθώς αν ο ρυθμός συσσώρευσης μειωθεί τότε η λαμπρότητα πέφτει και η συσσώρευση αρχίζει πάλι από την αρχή. Με αυτόν τον τρόπο οι ρυθμοί συσσώρευσης ύλης μπορούν να βρίσκονται κοντά στο όριο Eddington αλλά ποτέ να μην το ξεπερνούν.

Στο όριο Eddington η ακτινοβολιακή πίεση σε ένα σωματίδιο από το εσωτερικό θερμό χείλος του δίσκου προσαύξησης εξισορροπεί επακριβώς την βαρυτική έλξη από τη μελανή οπή. Η ακτινοβολιακή πίεση εξαρτάται ευθέως από την λαμπρότητα και πέφτει αντιστρόφως ανάλογα με το τετράγωνο της απόστασης από τη μελανή οπή. Η βαρυτική έλξη επίσης είναι αντιστρόφως ανάλογη με το τετράγωνο της απόστασης. Ως αποτέλεσμα οι αποστάσεις απαλείφονται και μένει η λαμπρότητα Eddington να εξαρτάται από μία μόνο παράμετρο, τη μάζα του έλκοντος αντικειμένου. Για μια σφαιρική πηγή μάζας, Μ, η οποία συσσωρεύεται σφαιρικά συμμετρικά με σταθερό ρυθμό, η λαμπρότητα Eddington είναι

$$L_{Ed} = \frac{4\pi G m_p c}{\sigma_T} M = 1{,}3 \times 10^{31}\frac{M}{M_\odot}\ \ watt \quad (3.31)$$

www.openbooks.gr

όπου m_p είναι η μάζα του πρωτονίου, c η ταχύτητα του φωτός, σ_T η ενεργός διατομή Thompson και G η σταθερά της παγκόσμιας έλξης. Η μάζα μιας μελανής οπής για έναν ιδιαίτερα λαμπρό quasar με $L{\sim}10^{12}\ L_{\odot}$ ο οποίος ακτινοβολεί στο όριο Eddington είναι $2{,}9 \times 10^7\ M_{\odot}$. Συνεπώς η μελανή οπή πρέπει να είναι υπερμαζική. Στο σημείο αυτό πρέπει να σημειωθεί ότι αν η μελανή οπή δεν ακτινοβολεί στον ρυθμό Eddington, τότε η μάζα θα είναι ακόμη πιο μεγάλη.

Η μάζα Eddington σε μονάδες κατάλληλές για τη μελέτη των ενεργών γαλαξιών, είναι

$$M_E = 8 \times 10^5 L_{44} M_{\odot} \quad (3.32)$$

όπου L_{44} είναι η λαμπρότητα της κεντρικής πηγής[27] σε μονάδες $10^{44}\ ergs\ s^{-1}$, όπου αυτή είναι η χαρακτηριστική λαμπρότητα ενός λαμπρού γαλαξία Seyfert. Για μια τυπική λαμπρότητα ενός quasar $L_{QSO} \approx 10^{46}\ ergs\ s^{-1}$, απαιτείται μάζα ${\sim}10^8 M_{\odot}$.

Η μάζα της κεντρικής πηγής μπορεί να υπολογιστεί και μέσω μιας εφαρμογής του θεωρήματος Virial. Μέσω της μεθόδου του reverberation mapping (§ 3.4.10) των περιοχών των πλατιών γραμμών εκπομπής των ενεργών γαλαξιών μπορούμε να εξάγουμε πληροφορίες για την χωρική έκταση και το πεδίο ταχυτήτων του αερίου που παράγει τις γραμμές εκπομπής. Θεωρώντας ότι οι γραμμές είναι πεπλατυσμένες κατά Doppler εξαιτίας των κινήσεως στο βαρυτικό πεδίο, είναι δυνατόν να εξάγουμε την μάζα της κεντρικής πηγής. Οι τιμές που υπολογίζονται είναι σε γενικές γραμμές κατά μία τάξη μεγέθους μεγαλύτερες από την M_E.

3.2.3 Η Ενεργειακή Τροφοδότηση των Quasar

Για τους μηχανισμούς παραγωγής ενέργειας θα πρέπει να αποτανθούμε στην μελανή οπή που βρίσκεται στο κέντρο του ενεργού γαλαξιακού πυρήνα. Μια υπερμεγέθης μελανή οπή είναι μια ιδιομορφία του χωρόχρονου, «κρυμμένη» μέσα στον ορίζοντα γεγονότων (αγνοώντας την εργόσφαιρα) και πιθανότατα περιβάλλεται από ένα δίσκο προσαύξησης. Το θέμα που προκύπτει στο σημείο αυτό είναι πως προκύπτει η παρατηρούμενη λαμπρότητα από αυτή την κεντρική «μηχανή», δηλαδή ποιος είναι ο ρυθμός παραγωγής ενέργειας αλλά και οι χρονικές κλίμακες της ενεργειακής τροφοδότησης. Είναι γεγονός πως η θεμελιώδης πηγή ενέργειας είναι η βαρυτική. Τι όμως σημαίνει αυτό ακριβώς; Πως η βαρυτική δυναμική ενέργεια μετατρέπεται σε φωτόνια τα οποία παρατηρούν οι αστρονόμοι;

Στην περίπτωση της προσαύξησης, ο πιο προφανής τρόπος απελευθέρωσης της βαρυτική δυναμικής ενέργειας, είναι μέσω των αλληλεπιδράσεων του ιξώδους εντός του δίσκου. Η αργή προς τα μέσα κίνηση της μεταφοράς μάζας παράγει θερμότητα μέσω της τριβής καθώς η μάζα κυριολεκτικά σέρνεται. Η θερμότητα αυτή ακτινοβολεί και είναι

[27] Η λαμπρότητα αυτή είναι βολομετρική μιας και η ενεργός διατομή της σκέδασης ηλεκτρονίων εξαρτάται από τη συχνότητα κάτω από το όριο Klein – Nishina (${\sim}0{,}5\ MeV$).

www.glavlosbooks.gr

ανιχνεύσιμη. Θα μπορούσε κανείς αφελέστατα να υποθέσει ότι η θέρμανση θα είναι μεγαλύτερη όσο μεγαλύτερο είναι το βαρυτικό πεδίο. Παρόλα αυτά, λαμβάνουν χώρα αδιαμφισβήτητα πολύ πιο σύνθετες διαδικασίες οι οποίες περιλαμβάνουν μαγνητικές επιδράσεις καθώς επίσης και την δίδυμη γένεση (photon - pair production) στις εσωτερικές περιοχές. Όπως και να έχει, η βασική παράμετρος είναι η κεντρική βαρυτική μάζα και η απαίτηση ώστε συγκεκριμένη ποσότητα μάζας να έλκεται προς την μελανή οπή. Ο αριθμός κλειδί είναι η αποδοτικότητα της ενεργειακής μετατροπής της μάζας προσαύξησης σε φωτόνια. Γνωρίζοντας αυτό, προκύπτει άμεσα ο ρυθμός συσσώρευσης μάζας που απαιτείται για την παραγωγή της παρατηρούμενης λαμπρότητας. Θεωρείται πως το «καύσιμο» για τη λειτουργία αυτού του μηχανισμού είναι το αέριο (το οποίο περιλαμβάνει και άστρα) του περιβάλλοντος μέσου.

Υπολογισμοί αυτής της απόδοσης είναι εξαιρετικά δύσκολο να γίνουν εξαιτίας των πολλών αγνώστων παραμέτρων. Οι θεωρητικοί πιστεύουν ότι πιθανώς επιτυγχάνεται αποδοτικότητα της τάξεως του 10% της ενέργειας της μάζας ηρεμίας των σωματιδίων που μετατρέπονται σε φωτόνια. Στο σημείο αυτό πρέπει να σημειωθεί ότι η ενέργεια που απελευθερώνεται κατά την πυρηνική σύντηξη είναι μόλις το 0,7% της ενέργειας της μάζας ηρεμίας. Είναι γεγονός λοιπόν πως η ανακάλυψη των quasars, οι οποίοι απαιτούν μεγάλη απόδοση στην μετατροπή ενέργειας οδήγησε απ' ευθείας στις μελανές οπές ως την πιθανότερη ερμηνεία για τις παρατηρούμενες, μεγάλης χρονικής κλίμακας, λαμπρότητες των quasars.

Όπως και στα άστρα, η θεμελιώδης διαδικασία στους ενεργούς πυρήνες είναι η μετατροπή μάζας σε ενέργεια. Η διαδικασία αυτή λαμβάνει χώρα με κάποια απόδοση η, έτσι η διαθέσιμη ενέργεια από μια μάζα M είναι $E = \eta Mc^2$. Ο ρυθμός με τον οποίο η ενέργεια εκπέμπεται από τον πυρήνα είναι $L = dE/dt$ και μας δίνει το ρυθμό με τον οποίο η ενέργεια πρέπει να παρέχεται στην πυρηνική πηγή μέσω προσαύξησης,

$$L = \eta \dot{M} c^2 \quad (3.33)$$

όπου $\dot{M} = dM/dt$ είναι ο ρυθμός αύξησης της μάζας. Αν υποθέσουμε ότι η απόδοση της μετατροπής, n, είναι 5%, τότε για έναν quasar λαμπρότητας $10^{12}\ L_{\odot}$, ο ρυθμός προσαύξησης, $\dot{M}$, είναι

$$\dot{M} = \frac{L}{\eta c^2} = \frac{10^{12} L_{\odot}}{n c^2} \quad (3.34)$$

Αριθμητικά, έχουμε

$$\dot{M} = \frac{10^{12} \times (3{,}8 \times 10^{26})}{0{,}05 \times (3 \times 10^{8})^2} = 8{,}44 \times 10^{22}\ kg\ s^{-1}. \quad (3.35)$$

Η μεταβλητότητα της προσαύξησης, ως πηγής ενέργειας, (δηλαδή μετατροπή της βαρυτικής δυναμικής ενέργειας σε ακτινοβολία) σε σχέση με άλλους μηχανισμούς

www.diavlosbooks.gr

(πυρηνικές διαδικασίες) εξαρτάται από το πόσο μεγάλος είναι ο παράγοντας αποδοτικότητας η. Η δυναμική ενέργεια μάζας m σε απόσταση r από την κεντρική πηγή μάζας M είναι $U = GMm/r$. Ο ρυθμός με τον οποίο η δυναμική ενέργεια του προσπίπτοντος υλικού μετατρέπεται σε ακτινοβολία δίδεται από τη σχέση

$$L \approx \frac{dU}{dt} = \frac{GM}{r}\frac{dm}{dt} = \frac{GM\dot{M}}{r}, \quad (3.36)$$

όπου $\dot{M}$ είναι ο ρυθμός αύξησης μάζας (i.e. mass crossing radius r per unit time). Οι εξισώσεις (3.33) και (3.36) δείχνουν ότι $\eta \propto M/r$, το οποίο είναι ένα μέτρο της συμπαγότητας του συστήματος. Η συμπαγότητα μεγιστοποιείται στην περίπτωση μιας μελανής οπής, της οποίας το μέγεθος μπορεί να υπολογιστεί βάση της ακτίνας Schwarzchild R_s, η οποία αποτελεί τον ορίζοντα γεγονότων μιας μη περιστρεφόμενης μελανής οπής. Με τον τρόπο αυτό βρίσκουμε μια χαρακτηριστική κλίμακα για το αντικείμενο

$$R_s = \frac{2GM}{c^2} \approx 3 \times 10^{13} M_8\, cm \approx 10^{-2} M_8\, light\ days \quad (3.37)$$

όπου M_8 είναι η μάζα της μελανής οπής σε μονάδες $10^8\ M_\odot$.

Αν αγνοήσουμε σχετικιστικά φαινόμενα, η διαθέσιμη ενέργεια από ένα σωματίδιο μάζας m το οποίο πέφτει εντός, ας πούμε $5R_s$ (ακτίνα από την οποία θεωρείται ότι προέρχεται το μεγαλύτερο μέρος της οπτικής/υπεριώδους συνεχούς ακτινοβολίας[28]), είναι

$$U = \frac{GMm}{5R_s} = \frac{GMm}{10GM/c^2} = 0{,}1mc^2. \quad (3.38)$$

Αυτός ο υπεραπλουστευμένος υπολογισμός καταδεικνύει πως, $\eta \approx 0{,}1$. Η απόδοση αυτή είναι κατά μία τάξη μεγέθους μεγαλύτερη από την αντίστοιχη της σύντηξης υδρογόνου σε ήλιο, η οποία είναι $\eta = 0{,}007$. Για $\eta = 0{,}1$ από την εξίσωση (3.34) προκύπτει ότι ο ρυθμός προσαύξησης για σχετικά υψηλής λαμπρότητας πηγές ($L_{QSO} \approx 10^{46}\ ergs\ s^{-1}$) είναι μόλις $\dot{M} \approx 2M_\odot\ yr^{-1}$. Η τιμή του παράγοντα αποδοτικότητας η είναι αρκετά αβέβαιη και εξαρτάται από τις λεπτομέρειες με τις οποίες η προσαύξηση λαμβάνει χώρα. Βέβαια, η τιμή $\eta \approx 0{,}1$ είναι της σωστής τάξης μεγέθους και ικανοποιητική για τους παρόντες υπολογισμούς.

Στο σημείο αυτό προσδιορίζουμε τον ρυθμό προσαύξησης Eddington, ο οποίος είναι ο αναγκαίος ρυθμός για να διατηρηθεί η λαμπρότητα Eddington L_E

$$\dot{M}_E = \frac{L_E}{\eta c^2} \approx 1{,}4 \times 10^{18} \left(\frac{M}{M_\odot}\right) gr\ s^{-1} \approx 2{,}2 M_8 M_\odot\ yr^{-1} \quad (3.39)$$

[28] Η εσώτερη ευσταθής ακτίνα γύρω από μία μη περιστρεφόμενη μελανή οπή είναι $3R_s$.

www.diavlosbooks.gr

Σε αυτό το απλοποιημένο μοντέλο σφαιρικής προσαύξησης το μέγεθος $\dot{M}_E$ αντιπροσωπεύει τον μέγιστο πιθανό ρυθμό προσαύξησης για τη μάζα M. Ο κρίσιμος αυτός ρυθμός μπορεί εύκολα να ξεπεραστεί στην περίπτωση μοντέλων τα οποία δεν είναι σφαιρικά συμμετρικά. Για παράδειγμα, ο ρυθμός Eddington μπορεί να ξεπεραστεί αν η προσαύξηση μάζας συμβαίνει πρωτίστως στο ισημερινό επίπεδο του δίσκου αλλά η ακτινοβολία εξέρχεται πρωταρχικώς κατά μήκος του άξονα του δίσκου.

Το κύριο πρόβλημα που προκύπτει με το φαινόμενο της τροφοδότησης ενός QSO μέσω βαρυτικής προσαύξησης δεν είναι οι ενεργειακές απαιτήσεις, αλλά οι εκτιμήσεις της στροφορμής, καθώς ο δίσκος προσαύξησης είναι πολύ μικρός. Βέβαια, το γεγονός ότι τόσο οι ράδιο, όσο και οι εκτεταμένες γραμμικής εκπομπής δομές, καταδεικνύουν αξονική και όχι σφαιρική συμμετρία που σημαίνει ότι η περιστροφή είναι σημαντική μέχρι ένα βαθμό. Το προσπίπτον αέριο πρέπει να χάνει το μεγαλύτερο μέρος της στροφορμής του πριν φτάσει τον δίσκο προσαύξησης, όπου μπορεί να συμβεί περεταίρω μεταφορά στροφορμής μέσω του ιξώδους. Για να γίνει αυτό πιο κατανοητό, ας θεωρήσουμε ένα σωματίδιο σε κυκλική τροχιά στον ηλιακό κύκλο γύρω από το Γαλαξιακό κέντρο. Η στροφορμή ανά μονάδα μάζας είναι $|\vec{L}|/m = (GMr)^{1/2}$, όπου M είναι η μάζα που περικλείεται εντός της r, δηλαδή, $M = 10^{11} M_{\odot}$ και $r = 10\ kpc$. Αν αυτό το σωματίδιο μετακινηθεί σε απόσταση $\sim 0{,}01\ pc$ από μια κεντρική μελανή οπή μάζας $10^7\ M_{\odot}$, όπου το ιξώδες γίνεται σημαντικό (δηλαδή στην γειτονιά των περιοχών που παράγουν τις γραμμές εκπομπής), τότε η στροφορμή του ανά μονάδα μάζας θα πρέπει να μειωθεί κατά $[(10^7 \times 0{,}01\, pc)/(10^{11} \times 10^4 pc)]^{1/2} \approx 10^{-5}$ της αρχικής της τιμής. Για το λόγο αυτό οι βαρυτικές αλληλεπιδράσεις κάποιες φορές θεωρείται ότι παίζουν σημαντικό ρόλο στην τροφοδότηση των ενεργών γαλαξιών, καθώς οι αλληλεπιδράσεις αυτές παρέχουν ένα μηχανισμό αφαίρεσης στροφορμής από το αέριο του ενεργού γαλαξία.

Είναι βέβαια δυνατόν το αέριο που τροφοδοτεί το δίσκο προσαύξησης να παρέχεται από αστέρες. Προκειμένου να γίνει χρήση του αερίου που παρέχεται με αυτό τον τρόπο, το άστρο πρέπει να διαταράσσεται παλιρροιακά και όχι να «καταπίνεται ολόκληρο» από τη μελανή οπή. Με τον τρόπο αυτό μπορούμε να εκτιμήσουμε ένα άνω όριο της μάζας της μελανής οπής. Ένα άστρο πυκνότητας μάζας $\rho_{\star}$, που βρίσκεται κοντά σε ένα μαζικό αντικείμενο πυκνότητας ρ_{BH} και ακτίνας R, δεν μπορεί να πλησιάσει το μαζικό αντικείμενο σε απόσταση μικρότερη της ακτίνας Roche (όριο Roche)

$$r_R = 2{,}4 \left(\frac{\rho_{BH}}{\rho_{\star}}\right)^{1/3} R \quad (3.40)$$

Χωρίς να διαταραχθεί παλιρροιακά. Έτσι, για να διαταραχθεί ένα άστρο παλιρροιακά πριν διασχίζει τον ορίζοντα γεγονότων απαιτείται ότι $r_R > R_S$. Γράφοντας την πυκνότητα μάζας της μελανής οπής συναρτήσει της συνολικής μάζας M εντός της ακτίνας Schwarzschild R_S, η εξίσωση (3.40) παίρνει τη μορφή

$$\frac{r_R}{R_S} = 2{,}4\left(\frac{3M}{4\pi R_S^3 \rho_\star}\right)^{1/3} > 1, \quad (3.41)$$

η οποία μέσω της εξίσωσης (3.37) γίνεται

$$M < 0{,}64\left(\frac{c^6}{G^3 \rho_\star}\right)^{1/2} \approx 5 \times 10^8 \rho_\star^{-1/2} M_\odot. \quad (3.42)$$

Έτσι, αντικείμενα αστρικής πυκνότητας ($\rho_\star \approx 1\ gcm^{-3}$) διαταράσσονται παλιρροιακά εκτός της ακτίνας Schwarzschild από μελανές οπές μάζας $M \lesssim 10^8\ M_\odot$. Για πιο μαζικές μελανές οπές το όριο Roche είναι μικρότερο από την R_S και τα άστρα μπορούν να διασχίσουν τον ορίζοντα γεγονότων χωρίς να καταστραφούν εξαιτίας των παλιρροιακών διαταραχών. Στην περίπτωση αυτή, η μάζα της μελανής οπής αυξάνεται μέσω προσαύξησης με ταυτόχρονη παραγωγή βαρυτικής ακτινοβολίας, χωρίς να παράγονται σημαντικά ποσά ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας.

Πιθανότατα, το αέριο που χάνεται από τα παλιρροιακά διαταραγμένα άστρα διαχέει ενέργεια μέσω κρουστικών κυμάτων και ακτινοβολίας, αλλά διατηρεί τη στροφορμή, γεγονός που οδηγεί στο σχηματισμό δίσκου προσαύξησης.

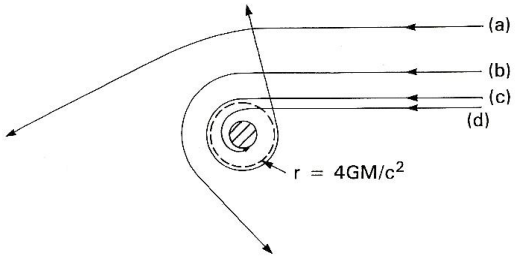
3.3 Δίσκος Προσαύξησης

3.3.1 Εισαγωγή

Όπως είναι μέχρι στιγμής κοινώς αποδεκτό, η συσσώρευση μάζας στον δίσκο που περιβάλλει την υπερμεγέθη μελανή οπή, είναι ο βασικός μηχανισμός που τροφοδοτεί με ενέργεια τους ενεργούς γαλαξιακούς πυρήνες. Το βαρυτικό πεδίο της υπερμεγέθους μελανής οπής έλκει τα αέρια νέφη, του ενεργού γαλαξία, στην περιοχή του κεντρικού parsec. Σε γενικές γραμμές μπορούμε να πούμε ότι το αέριο επιταχύνεται προς τη μελανή οπή από ένα μεγάλο εύρος διευθύνσεων. Τελικά, θα υπάρχουν τόσα πολλά νέφη, στην γειτονιά της μελανής οπής, τα οποία καθώς πλησιάζουν στην πλησιέστερη τροχιά, θα συγκρούονται μεταξύ τους (Εικόνα 3.7). Κατά την διαδικασία αυτή, τα νέφη χάνουν κινητική ενέργεια η οποία μετατρέπεται σε θερμότητα λόγω της τριβής Καθώς τα σωματίδια του αερίου συνεχίζουν να χάνουν ενέργεια και ταχύτητα μέσω της τριβής, θα καταλήξουν να μην έχουν αρκετή ενέργεια για να διαφύγουν από αυτή τη ζώνη. Στο σημείο αυτό «αιχμαλωτίζονται», κινούμενα σε εξαιρετικά ελλειπτικές τροχιές. Αν το αρχικό αέριο ξεκίνησε από ένα πεπλατυσμένο περιστρεφόμενο σύστημα, το οποίο και ήταν πολύ μεγαλύτερο από την μελανή οπή, τότε το αέριο θα τείνει να διατηρήσει αυτή την περιστροφή. Καθώς οι συγκρούσεις και η αύξηση του ιξώδους συνεχίζονται, οι τροχιές του αερίου γίνονται όλο και πιο κυκλικές και το σύστημα θα τείνει να γίνει πιο

www.diavlosbooks.gr

πεπλατυσμένο. Σε αυτή τη διαδικασία η στροφορμή διατηρείται, και η κατακόρυφη συνιστώσα της ταχύτητας εξουδετερώνεται κατά την μετατροπή κινητικής ενέργειας σε δυναμική ενέργεια και πλήρη θέρμανση.



Εικόνα 3.7. Τροχιές δοκιμαστικού σωματιδίου το οποίο αλληλεπιδρά με μια μελανή οπή. Στις δύο πρώτες περιπτώσεις (a, b) το σωματίδιο αποκλίνει και διαφεύγει, στην περίπτωση (c) το σωματίδιο προσεγγίζει την τελευταία ευσταθή τροχιά (capture radius $6\,GM/c^2$) και περιστρέφεται γύρω από τη μελανή οπή αρκετές φορές προτού διαφύγει, στην περίπτωση (d) το σωματίδιο αιχμαλωτίζεται και κινείται σπειροειδώς προς τον ορίζοντα γεγονότων $(2GM/c^2)$. (Robson, I., Active Galactic Nuclei, Wiley – Praxis in Astronomy and Astrophysics, 1996)

Αυτός ο περιστρεφόμενος δίσκος υλικού καλείται δίσκος προσαύξησης. Τα διακριτά αέρια νέφη ή σωματίδια εντός του δίσκου συνεχίζουν να αλληλεπιδρούν, με αποτέλεσμα ο δίσκος προσαύξησης να γίνεται όλο και πιο θερμός εμφανίζοντας μια βαθμίδα θερμοκρασία από το εσωτερικό προς το εξωτερικό χείλος του. Αυτή η διαδικασία συνεχούς αλληλεπίδρασης των σωματιδίων καλείται «viscous drag– αντίσταση τριβών». Αυτό που λαμβάνει χώρα είναι ότι, σε ένα κεπλεριανό σύστημα το αέριο στο εσώτερα μέρη του δίσκου προσαύξησης περιστρέφεται ταχύτερα από τα εξωτερικά μέρη. Όμως επειδή τα σωματίδια του δίσκου αλληλεπιδρούν μεταξύ τους, τα σωματίδια των εσωτερικών ζωνών του δίσκου «σύρονται» βίαια από τα σωματίδια της επόμενης εξωτερικής ακτινικής ζώνης τα οποία περιφέρονται με μικρότερη ταχύτητα. Αυτό το σύρσιμο έχει ως αποτέλεσμα τα εσωτερικά σωματίδια να επιβραδύνονται και να περιφέρονται με μικρότερη ταχύτητα από την απαιτούμενη τροχιακή κεπλεριανή ταχύτητα της τροχιάς που βρίσκονται. Έτσι, τα σωματίδια αυτά είτε πρέπει να αυξήσουν την ταχύτητά τους, είτε πρέπει να αλλάξουν τροχιά, έτσι ώστε να αποκτήσουν ξανά την ευσταθή τροχιά.. Χωρίς όμως κάποια πηγή ενέργειας, ώστε τα σωματίδια να επιτύχουν αύξηση της ταχύτητάς τους, η μόνη τους εναλλακτική είναι να αλλάξουν τροχιά και το επιτυγχάνουν αυτό χρησιμοποιώντας το βαρυτικό πεδίο για να κερδίσουν ενέργεια, κινούνται έτσι προς τα μέσα και γίνονται ξανά ευσταθή. Το «viscous drag» είναι μια συνεχής διαδικασία που έχει ως αποτέλεσμα την μικρή πρόσπτωση ύλης στο εσωτερικό καθώς η στροφορμή μεταφέρεται προς τα έξω. Είναι γνωστό πως η πλησιέστερη ευσταθής τροχιά για μία μη περιστρεφόμενη μελανή οπή είναι $3\,R_S$ ενώ αυτή η απόσταση μικραίνει στην περίπτωση περιστρεφόμενη μελανής οπής στα $1{,}5\,R_S$.

www.ziovlosbooks.gr

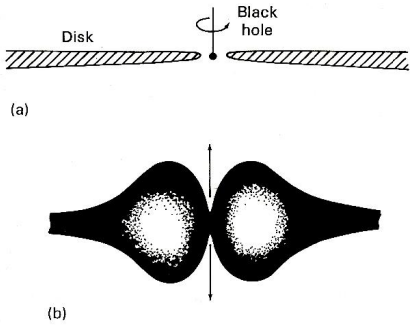
Το προφανές αποτέλεσμα του «viscous drag» εντός του δίσκου προσαύξησης είναι η θέρμανση του δίσκου, και μάλιστα κυρίως των εσωτερικών περιοχών αυτού, οι οποίες μετατρέπονται σε μια εξαιρετικά θερμή πηγή εκπομπής. Η ενέργεια ενός σωματιδίου σε αυτή την τελευταία ευσταθή τροχιά, μπορεί να υπολογιστεί αν θεωρηθεί ότι η κινητική ενέργεια που έχει κερδίσει το σωματίδιο εξαιτίας της βαρυτικής πρόπτωσης εκδηλώνεται πλήρως ως θερμική ενέργεια (θέρμανση). Οι θερμοκρασίες που αποκτούν τα σωματίδια είναι μεγαλύτερες από $10^5\ K$.

Τι ακριβώς συμβαίνει όμως με την απώλεια στροφορμής στον δίσκο προσαύξησης; Η στροφορμή αυτή κάπου πρέπει να πηγαίνει. Αν απουσιάζει κάποιο μέσο σύζευξης, τότε ο δίσκος αρχίζει να απλώνει, εξαιτίας της μεταφοράς στροφορμής προς τις εξωτερικές περιοχές. Είναι επίσης πιθανό να υπάρχει κάποιου είδους σύζευξης με κάποιο εξωτερικό μέσο, όπως είναι τα μαγνητικά πεδία. Πράγματι, είναι δυνατόν η μαγνητική σύζευξη να παράγει μια ροπή στο δίσκο παρόμοια με αυτή που παρατηρείται στο ηλιακό σύστημα.

Το θέμα που πρέπει να διερευνηθεί είναι η εσωτερική φυσική του δίσκου προσαύξησης. Οι δίσκοι προσαύξησης εμφανίζονται σε δύο μορφές: λεπτού δίσκου ή φουσκωμένου τόρου. Η απλούστερη περίπτωση είναι αυτή ενός λεπτού δίσκου ο οποίος αποκτά την υποστήριξη της πίεσης από την πίεση του αερίου στην εξώτερη ακτίνα και από την ακτινοβολιακή πίεση η οποία ασκείται προς ενδότερο σύνορο. Ο λεπτός δίσκος είναι βασικά η χαμηλής ενέργειας περίπτωση όπου το υλικό του δίσκου βρίσκεται σε σχετικά χαμηλή θερμοκρασία, της τάξης των $10^4\ K$, και η ταχύτητα του ήχου στο αέριο είναι αρκετά μικρότερη από την ταχύτητα περιστροφής του δίσκου. Το γεγονός αυτό επιτρέπει στο δίσκο να επανα - προσαρμόζεται συνεχώς εξαιτίας της ροής υλικού προς τις εσωτερικές περιοχές του δίσκου. Το αποτέλεσμα είναι ένας δίσκος, όπως αυτός της Εικόνας 3.8 (a) με αναλογία διαμέτρου προς πάχος, η οποία εξαρτάται από την αναλογία της ταχύτητας περιστροφής προς την ταχύτητα του ήχου. Ο δίσκος προσαύξησης μπορεί να εκτείνεται εσωτερικά όχι σε απόσταση μικρότερη από $3\ R_S$.

Το απλούστερο προβλεπόμενο συνεχές φάσμα ακτινοβολίας από έναν λεπτό δίσκο προσαύξησης είναι η υπέρθεση της ακτινοβολίας από τα μέλανα σώματα ενός εύρους θερμοκρασιών εντός του δίσκου. Αυτή η υπέρθεση παράγει έναν νόμο δύναμης της μορφής $S(\nu) \propto \nu^{1/3}$. Παρόλα αυτά, αν ληφθεί υπόψη η σκέδαση των ηλεκτρονίων για μεγαλύτερες ροές συσσώρευσης, τότε το παραγόμενο φάσμα τροποποιείται στο πέρας των υψηλών ενεργειών πριν από την έναρξη του Wien cut – off. Αξίζει να σημειωθεί στο σημείο αυτό πως οι θεωρητικά προβλεπόμενοι φασματικοί δείκτες δεν ταιριάζουν απόλυτα με τις παρατηρήσεις, ενώ η έλλειψη ποιοτικών φασμάτων μεταξύ των περιοχών υψηλών ενεργειών του υπεριώδους και των χαμηλών ενεργειών των ακτίνων Χ, αποτελεί ένα πρόβλημα ως προς την στατιστική μελέτη του φαινομένου. Εξαιτίας της επίπεδης μορφής του οπτικού – UV μέρους του φάσματος ορισμένων ενεργών γαλαξιών, μπορεί να θεωρηθεί ότι ο λεπτός δίσκος προσαύξησης είναι υπεύθυνος για το big blue bump.

www.diavlos.gr



Εικόνα 3.8. Σχηματική αναπαράσταση (a) ενός λεπτού δίσκου προσαύξησης και (b) ενός παχέως τόρου προσαύξησης που περιβάλλει τη μελανή οπή. (Robson, I., Active Galactic Nuclei, Wiley – Praxis in Astronomy and Astrophysics, 1996).

Η δεύτερη και πολύ πιο περίπλοκη εικόνα είναι αυτή του παχέως δίσκου προσαύξησης. Ο ορισμός του «παχέως» έχει να κάνει με το γεγονός ότι η αναλογία διάμετρος προς πάχος προσεγγίζει τη μονάδα, δηλαδή το πάχος του δίσκο τείνει να είναι ίδιο με τη διάμετρό του. Σε αυτή την περίπτωση ο δίσκος προσδιορίζεται και ως «τόρος» προσαύξησης. Ο όρος «τόρος ακτινοβολίας» χρησιμοποιείται ορισμένες φορές επειδή είναι η ακτινοβολία που παρέχει την πηγή της τεράστιας εσωτερικής πίεσης η οποία και προκαλεί το υλικό του δίσκου να «φουσκώσει». Μία άλλη παραλλαγή σε αυτή την περίπτωση είναι ο ιοντικά υποστηριζόμενος τόρος (Rees, M. J., et al. 1982 και Ford, H.A., et al. 1994).

Σε πολύ μεγάλες αποστάσεις από τη μελανή οπή, και ανάλογα με τις συνθήκες, ο δίσκος μπορεί να παραμείνει παχύς ή είναι δυνατόν να ψυχθεί και να καταρρεύσει και να επανέλθει στην κατάσταση λεπτού δίσκου. Και στις δύο περιπτώσεις η λαμπρότητα του δίσκου προσαύξησης κυριαρχείται από τον εξαιρετικά θερμό εσωτερικό τόρο του οποίου η θερμοκρασία ξεπερνά τα $10^5\ K$.

Το μοντέλο του παχέως δίσκου σπάει σε δύο περιπτώσεις ανάλογα με την πηγή της πίεσης, η οποία είναι είτε ακτινοβολιακή είτε ιοντική πίεση. Στην περίπτωση του παχέως δίσκου έχουμε να κάνουμε με πολύ υψηλότερες ενέργειες από ότι στην περίπτωση του λεπτού δίσκου. Στην προκειμένη περίπτωση ο δίσκος δεν μπορεί να προσαρμοστεί εκ νέου, αρκετά γρήγορα με την προς τα έξω μεταφορά στροφορμής. Το γεγονός αυτό είναι που τον κάνει να φουσκώνει και μάλιστα αυτό συμβαίνει σε τέτοια έκταση με αποτέλεσμα να σχηματίζεται ένας τόρος με απότομα τοιχώματα (steep – walled) ο οποίος περιβάλλει τη μελανή οπή (Εικόνα 3.8 (b)). Στον ακτινοβολιακά υποστηριζόμενο (radiation – supported) τόρο η ακτινοβολιακή πίεση είναι πραγματικά τεράστια (αγγίζει το όριο Eddington). Οι θεωρίες των παχέων δίσκων είναι εξαιρετικά περίπλοκες και μέχρι του παρόντος δεν έχει προκύψει μια θεωρία που να συμφωνεί επακριβώς με τις παρατηρήσεις. Παρόλα αυτά τα διάφορα θεωρητικά μοντέλα παρέχουν πιθανές εξηγήσεις για την παραγωγή του EUV και των ακτίνων X από την εσωτερική steep –

www.diovlosbooks.gr

walled ζώνη. Επίσης εξαιτίας της κωνικής γεωμετρίας που σχηματίζεται είναι δυνατόν να ερμηνευθεί κατά κάποιο τρόπο η ευθυγράμμιση των ενδότερων περιοχών του πυρηνικού πίδακα.

Στον ακτινοβολιακά υποστηριζόμενο τόρο, η ακτινοβολιακή πίεση εξαιτίας της εσωτερικής αδιαφάνειας παρέχει την συνολική ενίσχυση στη διαμόρφωση του τόρου. Στον ιοντικά υποστηριζόμενο (ion – supported) τόρο, η πίεση προέρχεται από τα ιόντα του αερίου. Αυτή είναι μια κάπως ασυνήθιστη κατάσταση και προκύπτει εξαιτίας σχετικιστικών και άλλων φαινομένων τα οποία διατηρούν τα ηλεκτρόνια ψυχρά σε σχέση με τα ιόντα, τα οποία θερμαίνονται στην θερμοκρασία Virial. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία μιας κατάστασης δύο θερμοκρασιών. Παρόλο που τα ηλεκτρόνια ακτινοβολούν, μπορούν να το κάνουν αυτό μόνο κάτω από την επίδραση συγκεκριμένων μηχανισμών και μόνο σε περιοχές συγκεκριμένης θερμοκρασίας και πυκνότητας. Επί τοις πράγμασι, η ακτινοβολία των ηλεκτρονίων είναι ανεπαρκής ώστε να εκμηδενίσει την ενέργεια του τόρου αρκετά γρήγορα και να προκαλέσει την κατάρρευσή του. Σε αντίθεση, ο τόρος παραμένει φουσκωμένος, υποστηριζόμενος ουσιαστικά από την πίεση του αερίου των ιόντων του πλάσματος. Οι φυσικές διαδικασίες είναι απλές, αλλά το να αναμιχθούν όλες μαζί σε ένα μοντέλο είναι κάτι το εξαιρετικά δύσκολο το οποίο όμως πραγματοποιήθηκε από τους Rees, Begelman, Blandford και Phinney 1982.

Στην εργασία τους οι ερευνητές εκτός των άλλων σημειώνουν και τους λόγους για τους οποίους δημιουργήθηκε αυτό το μοντέλο, δηλαδή για πιο λόγο επινοήθηκε θεωρητικά ένας ιοντικό τόρος. Ένα σημαντικό παράδειγμα είναι η τροφοδότηση των ράδιο λοβών των ραδιογαλαξιών από τους πίδακες.

Η ιοντική περίπτωση μπορεί να οδηγήσει και σε ενδιαφέροντα φαινόμενα παραγωγής ηλεκτρικού φορτίου, φαινόμενα δυναμό καθώς επίσης και σε μηχανισμούς ψύξης μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον.

Τα χωνοειδούς σχήματος εσωτερικά τοιχώματα του τόρου φαίνεται ότι παρέχουν έναν προφανή μηχανισμό για την, τουλάχιστον, μεγάλης γωνίας ευθυγράμμιση των εκροών. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την δημιουργία ενός πεδίου ακτινοβολίας με κατεύθυνση προς τα έξω, το οποίο δεν είναι πλέον ισοτροπικό, αλλά έχει σχήμα κώνου με άνοιγμα γωνίας μερικών δεκάδων μοιρών. Το γεγονός αυτό μπορεί πιθανότατα να ερμηνεύσει τις παρατηρήσεις ανισότροπης ιονίζουσας ακτινοβολίας που εκπέμπουν κάποιοι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες. Βέβαια είναι πιο πιθανό αυτή η ακτινοβολία να παράγεται από τον μοριακό τόρο που εκτείνεται πιο μακριά από το δίσκο. Όσον αφορά την ευθυγράμμιση, η κατάσταση εξελίσσεται ακόμη περισσότερο στην περίπτωση ενός μαγνητισμένου ιοντικού τόρου. Όπως δείχνουν οι υπολογισμοί τα μαγνητικά επαγόμενα ρεύματα, τα οποία ρέουν εντός του χωνοειδούς σχηματισμού, μπορούν να οδηγήσουν σε μεγαλύτερο βαθμό ευθυγράμμισης της εκροής.

www.didaktorikes.gr

3.3.2 Δομή του Δίσκου Προσαύξησης

Η λεπτομερής δομή του δίσκου προσαύξησης εξαρτάται από ένα πλήθος παραμέτρων, όπως είναι η ισχύς του μαγνητικού πεδίου, ο ρυθμός προσαύξησης, και η παρουσία ή η απουσία δισκοειδούς κορόνας ή η ύπαρξη πιδάκων. Επιπροσθέτως, η φύση του ιξώδους δεν έχει γίνει πλήρως κατανοητή καθώς επίσης ο ρόλος των θερμικών ασταθειών δεν είναι ξεκάθαρος. Λεπτομερείς μελέτες επί της βασικής δομής του δίσκου προσαύξησης των ενεργών γαλαξιών παρέχονται από τους Blandford (1985) και Begelman (1985) και Frank, King και Raine (1992) καθώς επίσης και από τους Treves, Maraschi και Abramowicz (1988).

Στην παρούσα φάση θα θεωρήσουμε μερικές από τις βασικές ιδιότητες ενός λεπτού δίσκου προσαύξησης, και πιο συγκεκριμένα εκείνες που οδηγούν σε μια απλή πρόβλεψη του εκπεμπόμενου φάσματος και δεν εξαρτώνται από το ιξώδες.

Θεωρούμε την παραδοχή ότι η ενέργεια που εκπέμπεται υπό μορφή ακτινοβολίας από έναν ενεργό γαλαξία προέρχεται από την προσαύξησης, θεωρούμε επίσης ότι η ενέργεια ενός σωματιδίου σε απόσταση r από την κεντρική πηγή διαχέεται τοπικά και ότι το μέσο είναι οπτικά πυκνό. Στην περίπτωση αυτή είναι δυνατόν να προσεγγίσουμε την τοπική εκπομπή με την εκπομπή μέλανος σώματος. Η βαρυτική δυναμική ενέργεια απελευθερώνεται με ρυθμό $GM\dot{M}/r$ και η μισή από αυτή καταναλώνεται στη θέρμανση του αερίου ενώ η υπόλοιπη ακτινοβολείται με ρυθμό L. Έτσι προκύπτει

$$L = \frac{1}{2}\frac{GM\dot{M}}{r} 2\pi r^2 \sigma T^4 \qquad (3.43)$$

όπου σT^4 είναι η ενέργεια που ακτινοβολείται ανά μονάδα επιφάνειας, πr^2 είναι η επιφάνεια του δίσκου και ο παράγοντας $1/2$ αντιπροσωπεύει το γεγονός ότι ο δίσκος έχει δύο πλευρές. Λύνοντας ως προς τη θερμοκρασία, έχουμε

$$T = \left(\frac{GM\dot{M}}{4\pi\sigma r^3}\right)^{1/4}. \qquad (3.44)$$

Ένας πιο ορθός υπολογισμός λαμβάνει υπόψη το ποσό της ενέργειας που διαχέεται στο δίσκο εξαιτίας του ιξώδους, το οποίο αποτελεί συνέπεια του έργου που παράγεται λόγω της ιξώδους ροπής. Έτσι προκύπτει

$$T(r) = \left[\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r^3}\left\{1 - \left(\frac{R_{in}}{r}\right)^{1/2}\right\}\right]^{1/4} \qquad (3.45)$$

όπου R_{in} είναι το εσωτερικό άκρο του δίσκου. Για $r \gg R_{in}$, η σχέση αυτή μπορεί να απλοποιηθεί και να γραφεί συναρτήσει του R_S (το οποίο είναι σίγουρα το χαμηλότερο όριο του R_{in}),

www.diavlosbooks.gr

$$T(r) \approx \left[\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma R_S^3}\right]^{1/4} \left(\frac{r}{R_S}\right)^{-3/4}. \quad (3.46)$$

Χρησιμοποιώντας την Εξίσωση (3.37) η τελευταία εξίσωση παίρνει τη μορφή

$$T(r) \approx \left[\frac{3c^6}{64\pi\sigma G^2}\right]^{1/4} \dot{M}^{1/4} M^{-1/2} \left(\frac{r}{R_S}\right)^{-3/4}. \quad (3.47)$$

Η σχέση αυτή μπορεί να ξαναγραφεί βάση του ρυθμού προσαύξησης Eddington για μάζες κατάλληλες προς την περίπτωση των ενεργών γαλαξιών, ως

$$T(r) \approx 6{,}3 \times 10^5 \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_E}\right)^{1/4} M_8^{-1/4} \left(\frac{r}{R_S}\right)^{-3/4} K. \quad (3.48)$$

Για έναν δίσκο ο οποίος περιβάλει μια μελανή οπή, μάζας $10^8\ M_\odot$, και προσλαμβάνει μάζα στον ρυθμό Eddington, η εκπομπή από το εσώτερο μέρος του δίσκου μεγιστοποιείται για συχνότητα

$$\nu_{max} = \frac{2{,}8kT}{h} \approx 3{,}6 \times 10^{16} Hz. \quad (3.49)$$

Η συχνότητα αυτή αντιστοιχεί σε μήκος κύματος ~ 100 Å ή σε ενέργεια φωτονίων $\sim 100\ eV$, δηλαδή αντιστοιχεί στο extreme UV ή τις μαλακές ακτίνες X. Έτσι η θερμική εκπομπή από το δίσκο προσαύξησης ενός ενεργού γαλαξία αναμένεται να είναι κυρίαρχη στο υπεριώδες φάσμα. Η μέγιστη θερμοκρασία που μπορεί κάποιος να περιμένει μεταβάλλεται ανάλογα του $M^{-1/4}$, από όπου μπορεί να προκύψει η αφελής πρόβλεψη ότι αν όλοι οι ενεργοί γαλαξίες συσσωρεύουν μάζα με τον ίδιο ρυθμό (κοντά στο ρυθμό Eddington), τότε η μέγιστη θερμοκρασία του δίσκου προσαύξησης θα είναι χαμηλότερη για πιο μαζικές μελανές οπές. Στην περίπτωση μελανών οπών αστρικής μάζας ($M \approx 1\ M_\odot$) οι Εξισώσεις (3.48) και (3.49) καταδεικνύουν ότι το φάσμα θα έχει μέγιστο γύρω στα $10^{18}\ Hz$, γεγονός το οποίο υποδεικνύει το λόγο που οι Γαλαξιακές μελανές οπές είναι ισχυρές πηγές ακτίνων X.

Η ακριβής τιμή του ρυθμού προσαύξησης ως προς $\dot{M}_E$ και η αδιαφάνεια του υλικού προσαύξησης καθορίζουν τη βασική δομή του δίσκου προσαύξησης. Για μικρούς ρυθμούς προσαύξησης, $\dot{M}/\dot{M}_E \lesssim 1$, και υψηλές τιμές αδιαφάνειας, ο δίσκος προσαύξησης είναι λεπτός, δηλαδή το φυσικό ύψος του δίσκου είναι μικρό εν συγκρίσει με τη διάμετρό του, και ο δίσκος ακτινοβολεί με υψηλή απόδοση ($\eta \approx 0{,}1$). Λεπτή δομή δίσκου σημαίνει ότι ο ρυθμός που η θερμότητα μεταφέρεται προς το εσωτερικό είναι αμελητέος συγκρινόμενος με το ρυθμό με τον οποίο η θερμότητα ακτινοβολείται μακριά στην κάθετη διεύθυνση. Έτσι, το εκπεμπόμενο φάσμα είναι μία σύνθεση οπτικά πυκνών θερμικών φασμάτων εκπομπής σε όλο το εύρος των θερμοκρασιών που υφίστανται σε

www.aiavlosbooks.gr

όλη την έκταση του δίσκου. Η ακτινοβολία ακτίνων Χ προέρχεται πρωτίστως από τα θερμότερα και εσώτερα μέρη του δίσκου, ενώ τα υπεριώδη και οπτικά συνεχή κυριαρχούνται από την εκπομπή των πιο εξωτερικών περιοχών του δίσκου.

Για υψηλούς ρυθμούς προσαύξησης, $\dot{M}/\dot{M}_E \gg 1$, η προς τα πάνω ρέουσα ακτινοβολία παγιδεύεται μερικώς από το υλικό προσαύξησης και ο δίσκος διαστέλλεται κάθετα προς σχηματισμό ενός τόρου ακτινοβολίας ή ενός παχέως δίσκου, ο οποίος ακτινοβολεί αρκετά αποδοτικά, περίπου ως $\left(\dot{M}/\dot{M}_E\right)^{-1} \ll 1$. Σε αυτή την περίπτωση, η ενέργεια μεταφέρεται στο εσωτερικό γρηγορότερα από ότι ο δίσκος μπορεί να ψυχθεί ακτινοβολιακά. Η δομή ενός τέτοιου δίσκου ομοιάζει σε πολύ μεγάλο βαθμό με αυτόν ενός αστέρα προγενέστερου φασματικού τύπου, με την αδιαφάνεια να οφείλεται κυρίως στη σκέδαση ηλεκτρονίων. Επειδή η μεταφορά θερμότητας στην ακτινική διεύθυνση δεν είναι αμελητέα, το εκπεμπόμενο φάσμα τείνει στο φάσμα μέλανος σώματος μίας θερμοκρασίας με θερμοκρασία της τάξεως των $10^4\ K$.

Στην περίπτωση πολύ χαμηλών ρυθμών προσαύξησης $\dot{M}/\dot{M}_E \lesssim 0{,}1$, ο δίσκος γίνεται οπτικά λεπτός με αποτέλεσμα να είναι δυνατός ο σχηματισμός μιας σταθερής, δύο θερμοκρασιών, δομής, δηλαδή ενός ιοντικού τόρου. Το γεγονός αυτό οφείλεται στην αδυναμία αποτελεσματικής ψύξης των εσωτερικών περιοχών αν τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα είναι θερμικά αποσυζευγμένα. Σε αυτή την περίπτωση η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων μπορεί να φθάσει σε μια συγκεκριμένη τιμή η οποία δίδεται από το θεώρημα Virial $(2K + U = 0, \text{όπου } T = 3kT/2)$. Ορίζουμε λοιπόν τη θερμοκρασία Virial μέσω της εξίσωσης

$$kT_{vir} = \frac{GMm_p}{3r} = \frac{m_p c^2}{6}\left(\frac{r}{R_S}\right)^{-1} \approx 160\left(\frac{r}{R_S}\right)^{-1} MeV \approx 2\times 10^{12}\left(\frac{r}{R_S}\right)^{-1} K, \quad (3.50)$$

Οι ιοντικοί τόροι θεωρείται ότι παίζουν σημαντικό ρόλο στη δημιουργία πιδάκων, καθώς το μαγνητικό πεδίο της κεντρικής πηγής παγώνει στο εσωτερικό του ιονισμένου τόρου δημιουργώντας ένα ταχύτατα περιστρεφόμενο πεδίο με έναν άξονα παράλληλο στο διάνυσμα της στροφορμής του δίσκου. Το ισχυρό πεδίο μπορεί να ευθυγραμμίσει την εκροή των φορτισμένων σωματιδίων, γεγονός το οποίο μπορεί να οδηγήσει στη δημιουργία δομών πιδάκων.

Το κύριο πρόβλημα στην σύνδεση των θεωρητικών μοντέλων προσαύξησης με τις παρατηρήσεις είναι ότι το προκύπτον φάσμα εξαρτάται από τις λεπτομέρειες της δομής του δίσκου προσαύξησης, με αποτέλεσμα να υπάρχουν πολλοί ελεύθεροι παράγοντες, όπως η ισχύς του μαγνητικού πεδίου, η κλίση του δίσκου, και η έκταση στην οποία, η θερμή κορόνα που θεωρητικά υπάρχει πάνω από το δίσκο, επανεπεξεργάζεται την ακτινοβολία.

Όσον αφορά όλα τα προηγούμενα, δεν πρέπει κανείς να ξεχνά ότι ο δίσκος προσαύξησης είναι ένα ιδιαίτερα μικρό φαινόμενο συγκρινόμενο με τις κλίμακες μεγέθους των parsec και kiloparsec του γαλαξιακού πυρήνα. Η εσωτερική ακτίνα του δίσκου προσαύξησης κυμαίνεται από ένα έως μερικά R_S ανάλογα με το είδος του δίσκου,

www.ebooks.gr

όπου για παράδειγμα στην περίπτωση των λεπτών δίσκων η εσωτερική ακτίνα είναι $5 - 10\ R_S$. Έτσι ο δίσκος προσαύξησης για μια μελανή οπή μάζας $10^8\ M_\odot$ έχει εσωτερική ακτίνα $1 - 20\ AU$. Τι συμβαίνει όμως με την εξωτερική ακτίνα; Στην περίπτωση που επικρατούν οι κατάλληλες συνθήκες θερμοκρασίας και πυκνότητας ο τόρος προσαύξησης παραμένει παχύς και τελικά καταρρέει σε λεπτό δίσκο γύρω στα 50 με $100\ R_S$. Ο ιοντικός τόρος μπορεί να συνεχίσει να βρίσκεται στην «φουσκωμένη» κατάσταση σε πολύ μεγαλύτερες ακτίνες, αλλά τελικά, πιθανότατα σε απόσταση χιλιάδων R_S, ο δίσκος θα επιστρέψει στην λεπτή κατάσταση. Είναι πιθανό ένας λεπτός δίσκος να εκτείνεται σε απόσταση $10^4\ R_S$, απόσταση η οποία εξαρτάται από το ρυθμό προσαύξησης και την λαμπρότητα της μελανής οπής. Εντούτοις, παρόλο που δίσκοι προσαύξησης μπορεί να είναι πολύ εκτεταμένοι, η λαμπρότητά τους κυριαρχείται από την εξαιρετικά θερμή ενδότερη ζώνη. Αξίζει να σημειωθεί πως ακόμη και ακραία απόσταση των $10^4\ R_S$, είναι μόλις της τάξης των $0{,}05\ pc$, απόσταση η οποία μπορεί τώρα να συγκριθεί με το μέγεθος της BLR περιοχής. Υπάρχει λοιπόν η πιθανότητα να λαμβάνει χώρα αλληλοεπικάλυψη μεταξύ δίσκου και BLR περιοχής. Έτσι, οι γραμμές χαμηλού βαθμού ιονισμού (LIL: Low Ionization Lines) ενδέχεται να προέρχονται από την επιφάνεια του εκτεταμένου δίσκου προσαύξησης.

3.3.2.1 Μοντέλο Σχετικιστικού Κεπλεριανού Δίσκου

Η θεωρία ότι οι περιστρεφόμενοι δίσκοι προσαύξησης είναι υπεύθυνοι για τις πλατιές γραμμές εκπομπής των Quasar είναι μια αρκετά παλιά ιδέα. Η προσομοίωση του ευρέως συνεχούς των ενεργών γαλαξιών με το μοντέλο δίσκου (Shields 1978; Malkan & Sargent 1982; Sun and Malkan 1988; Czerny and Elvis 1987) παρέχει ενδείξεις της περιστροφής, όπως ακριβώς και η ευθυγράμμιση των ράδιο – πιδάκων, η οποία απαιτεί έναν σταθερό άξονα (e.g. Begelman, Blandford, and Rees 1984). Το εμπόδιο στην προσομοίωση των γραμμών εκπομπής μέσο μοντέλου δίσκου είναι ότι οι προβλεπόμενες ασυμμετρίες αλλά και τα προφίλ των γραμμών εκπομπής με τις δύο κορυφές, συνήθως δεν ταιριάζουν με τις παρατηρήσεις των QSOs (Mathews 1982) οι οποίες μάλιστα ευνοούν την ακτινική εισροή ή εκροή των νεφών. Από την άλλη πλευρά βέβαια ο van Groningen (1983) έδειξε ότι οι πτέρυγες των γραμμών ορισμένων γαλαξιών Seyfert έρχονται σε απόλυτη συμφωνία με την κεπλεριανή περιστροφή. Στο σημείο αυτό αξίζει να σημειωθεί πως σύμφωνα με τους Kwan & Krolik 1981 ο μηχανισμός παραγωγής των γραμμών εκπομπής θεωρείται πως είναι ο φωτοϊονισμός των νεφών με μικρό συντελεστή πληρότητας (filling factor). Σε αντίθεση, οι Collin – Souffrin et al. 1980 και Collin – Souffrin, 1987 πιστεύουν πως είναι αναγκαία η ύπαρξη υλικού μεγάλης πυκνότητας στον δίσκο προσαύξησης έτσι ώστε να ερμηνεύεται η εμφάνιση των ιδιαίτερα έντονων γραμμών Fe II που παρατηρούνται σε ορισμένα φάσματα.

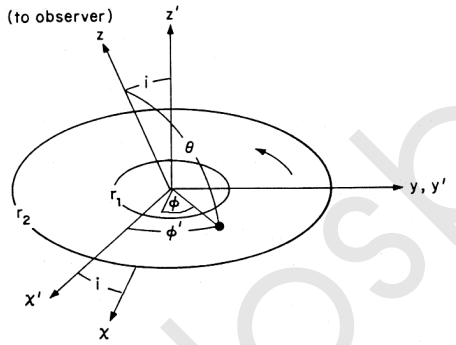
www.olympiosbooks.gr

- **Το προφίλ των γραμμών εκπομπής ενός Κεπλεριανού δίσκου**

Οι Chen et al. (1989) στο μοντέλο τους, θεωρούν έναν γεωμετρικά λεπτό, Κεπλεριανό δίσκο με εσωτερική και εξωτερική ακτίνα r_1 και r_2 αντίστοιχα, ο οποίος περιστρέφεται γύρω από μια μελανή οπή μάζας M. Η γεωμετρία αυτή παρουσιάζεται στην Εικόνα 3.9. Στο μοντέλο γίνεται χρήση των πολικών συντεταγμένων (r, θ, φ) με τον παρατηρητή στον θετικό άξονα z στη θέση $z = \infty$. Ο άξονας περιστροφής του δίσκου, z΄, εμφανίζει κλίση «i» ως προς το επίπεδο x, z. Οι αζιμουθιακές γωνίες φ και φ' μετρώνται ως προς τους άξονες x και x' αντίστοιχα. Ο δίσκος περιστρέφεται στην κατεύθυνση που αυξάνεται η γωνία φ'. Η σχέση μεταξύ των γωνιών είναι

$$sin\varphi' = sin\theta\ sin\varphi \quad (3.51)$$

$$cos\theta = sini\ cos\varphi' \quad (3.52)$$



Εικόνα 3.9. Γεωμετρία λεπτού Κεπλεριανού δίσκου [Chen et al. (1989)].

Η μετατροπή συστήματος αναφοράς, από το σύστημα ηρεμίας του σωματιδίου που εκπέμπει στο σύστημα του παρατηρητή γίνεται με χρήση της μετρικής Schwarzschild. Για τον υπολογισμό της παρατηρούμενης συχνότητας ενός φωτονίου, το οποίο προέρχεται από ακτίνα r, γίνεται χρήση της τετραορμής p^{α} (Misner, Thorne and Wheeler 1973 - Misner, C. W., Thorne, K. S., Wheeler, J. A. 1973, Gravitation (San Francisco: Freeman), p. 674)

$$p^{\alpha} = h\nu \left\{ \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1}, -\left[1 - b^2\left(1 - \frac{2M}{r}\right)r^{-2}\right]^{\frac{1}{2}}, -br^{-2}, 0 \right\} \quad (3.53)$$

όπου $h\nu$ είναι η παρατηρούμενη ενέργεια του φωτονίου και b είναι η παράμετρος πρόσκρουσης (impact parameter) στο άπειρο. Στην εν λόγω ανάλυση έχει υποτεθεί ότι $c = G = 1$. Η τετραταχύτητα του σωματιδίου εκπομπής που βρίσκεται σε θέση r είναι

www.ellinosbooks.gr

$$u_\alpha = \gamma\left\{\left(1-\frac{2M}{r}\right)^{\frac{1}{2}}, 0, \frac{-M^{\frac{1}{2}}r^{\frac{1}{2}}}{(1-2M/r)^{\frac{1}{2}}} sini\, sin\varphi, \frac{M^{\frac{1}{2}}r^{\frac{1}{2}}\, sin\theta}{(1-2M/r)^{\frac{1}{2}}}(1 - \sin^2 i \sin^2\varphi)^{\frac{1}{2}}\right\} \quad (3.544)$$

όπου γ είναι ο παράγοντας Lorentz ($\gamma = (1-u^2)^{-1/2} = [1-M/(r-2M)]^{-1/2}$. Έτσι, η ενέργεια του εκπεμπόμενου φωτονίου $h\nu_e$, στο σύστημα ηρεμίας του σωματιδίου που εκπέμπει, είναι

$$h\nu_e = p^\alpha u_\alpha = h\nu\left(1-\frac{3M}{r}\right)^{-1/2}\left(1+\frac{bM^{1/2}}{r^{3/2}} sini\, sin\varphi\right). \quad (3.55)$$

Η συνολική παρατηρούμενη ροή της γραμμής F είναι το ολοκλήρωμα της ειδικής έντασης I_ν πάνω σε όλες τις συχνότητες και σε όλη τη στερεά γωνία $d\Omega$ την οποία «βλέπει» ο παρατηρητής,

$$F = \iiint I_\nu d\nu d\Omega. \quad (3.56)$$

Εξαιτίας της καμπύλωσης του φωτός, η στερεά γωνία στο σύστημα αναφοράς της εκπομπής δεν είναι ίδια με τη στερεά γωνία στο σύστημα αναφοράς του παρατηρητή. Για το λόγο αυτό εκφράζουμε τη στερεά γωνία, στο σύστημα του παρατηρητή, συναρτήσει της παραμέτρου πρόσκρουσης b,

$$d\Omega = \frac{b\, db\, d\varphi}{d^2} \quad (3.57)$$

όπου d είναι η απόσταση μεταξύ ενεργού γαλαξία και παρατηρητή. Κρίνεται επίσης αναγκαίο, να εκφραστεί η ειδική ένταση ακτινοβολίας μιας γραμμής, στο σύστημα αναφοράς της εκπομπής, μέσω μιας συναρτήσεως δ στη συχνότητα ηρεμίας της εκπομπής ν_0:

$$I_{\nu e} = \epsilon(\xi)\delta(\nu_e - \nu_0) ergs\, cm^{-2}\, s^{-1}\, Hz^{-1}\, sr^{-1}. \quad (3.58)$$

Στη σχέση αυτή, $\xi = r/M$ είναι η αδιάστατη ακτίνα, και $\epsilon(\xi)$ είναι ο επιφανειακός συντελεστής εκπομπής, ο οποίος θεωρείται ότι μεταβάλλεται συναρτήσει της ακτίνας. Ως νόμος δύναμης με εκθέτη q,

$$\epsilon(\xi) = \frac{\epsilon_0}{4\pi}\xi^{-q}\, ergs\, cm^{-2}\, s^{-1}\, sr^{-1} \quad (3.59)$$

www.ziovlosbooks.gr

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (3.56) και (3.58), και λαμβάνοντας υπόψη ότι $I_\nu/\nu^3 = I_{\nu_e}/\nu_e^3$ (αμετάβλητο κατά Lorentz) τότε η συνολική παρατηρούμενη ροή στη γραμμή εκπομπής είναι

$$F = \iint \epsilon(\xi)\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^4 d\Omega. \quad (3.60)$$

Στο σημείο αυτό εισάγονται οι ποσότητες X και F_X έτσι ώστε $1 + X = \nu/\nu_0$ και $F = \int F_X dX$. Από τις εξισώσεις (3.57) και (3.60) προκύπτει ότι

$$F_X = \frac{1}{d^2}\int \epsilon(\xi)\,(1+X)^4 b\, db \frac{d\varphi}{dX}. \quad (3.61)$$

Μέχρι το σημείο αυτό, οι εξισώσεις προέκυψαν ορθά, βάση της μετρικής Schwarzschild χωρίς να χρειαστεί καμία προσέγγιση. Βάση όμως της προσέγγισης ασθενούς πεδίου (weak – filed approximation) πρώτης τάξης ως προς M/r, η παράμετρος πρόσκρουσης b μπορεί να γραφεί ως (Adler, Bazin and Schiffer p 218)

$$b \approx r\,sin\theta + \frac{M}{2sin\theta}(3 - 4cos\theta + cos2\theta). \quad (3.62)$$

Η έκφραση αυτή ισχύει όταν ο δεύτερος όρος είναι πολύ μικρότερος από τον πρώτο όρο, το οποίο ισχύει στην εν λόγω περίπτωση του λεπτού δίσκου. Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (3.55) και (3.62) μαζί με τις (3.51) και (3.52), προκύπτει ότι

$$1 + X = (1 - 3/\xi)^{\frac{1}{2}}\left(1 + \xi^{-1/2}\,sini\,sin\varphi'\right)^{-1} \quad (3.63)$$

Στο σημείο αυτό σημειώνεται ότι τα φωτόνια που εκπέμπονται υπό γωνία φ' και $\pi - \varphi'$ έχουν το ίδιο X στην προσέγγιση ασθενούς πεδίου. Βάσει των εξισώσεων (3.51), (3.52), (3.59) και (3.62), η εξίσωση (3.61) γίνεται

$$F_X = \frac{2\epsilon_0 M^2\,cosi}{4\pi d^2}\int_{\xi_\alpha}^{\xi_b} \frac{\alpha(1+X)^3\xi^{3/2-q}}{[(1+X)^2\sin^2 i - \beta]^{1/2}} d\xi \times\left\{1 + \xi^{-1}\left[\frac{2(1+X)^2}{(1+X)^2\cos^2 i + \beta} - 1\right]\right\}. \quad (3.64)$$

Σημειώνεται πως έχει οριστεί $\alpha = (1 - 3/\xi)^{1/2}$ και $\beta = \xi(1 + X - \alpha)^2$. Τα όρια της ολοκλήρωσης είναι $\xi_\alpha = \max(\xi_1, \xi_{c1})$ και $\xi_b = \min(\xi_2, \xi_{c2})$. Τα ξ_{c1} και ξ_{c2} είναι οι ρίζες της εξίσωσης (3.63) όταν $sin\varphi' = -1$ και 1, αντίστοιχα, για δεδομένο X. Η εξίσωση (3.64) αντιπροσωπεύει το αδιάστατο προφίλ γραμμής ενός οπτικά πυκνού δίσκου, μιας και ο συντελεστής εκπομπής θεωρείται ανεξάρτητος της γωνίας σε σχέση με

www.diavlosbooks.gr

την κάθετο στο δίσκο. Ο δεύτερος όρος στις παρενθέσεις, της τάξης του ξ^{-1}, είναι εξαιτίας της καμπύλωσης του φωτός.

Για να μπορέσει τώρα να γίνει σύγκριση με ένα παρατηρούμενο φάσμα, f_ν, σε μονάδες ροής, πρέπει να γίνει η αντικατάσταση του M^2 στην εξίσωση (3.64) με τον όρο $(GM/c^2)^2$ και να ληφθεί υπόψη ότι $F_X dX = f_\nu d\nu$. Τότε προκύπτει ότι:

$$f_\nu = \frac{G^2}{\nu_0 c^4} F_X \; ergs \; cm^{-1} \; s^{-1} \; Hz^{-1}. \quad (3.65)$$

Όταν γίνεται προσομοίωση σε μια παρατηρούμενη φασματική γραμμή, οι παράμετροι ξ_1, ξ_2, i και q, μπορούν να υπολογιστούν από τη μορφή της γραμμής, ενώ η κανονικοποίηση διορθώνει το γινόμενο $\epsilon_0 M^2$. Επειδή το μοντέλο εμπεριέχει μόνο την αδιάστατη ακτίνα $\xi = r/M$, δεν είναι δυνατόν να υπολογιστεί η μάζα ή ο απόλυτο συντελεστής εκπομπής μόνο από το προφίλ της γραμμής.

Στην περίπτωση ενός οπτικά λεπτού δίσκου, ο συντελεστής εκπομπής της εξίσωσης (3.59) θα αυξάνεται κατά έναν παράγοντα $1/\mu$ όπου μ είναι το συνημίτονο της γωνίας μεταξύ του εκπεμπόμενου φωτονίου και της κάθετης στον δίσκο. Η τετραταχύτητα ενός φωτονίου το οποίο εκπέμπεται κάθετα στο δίσκο είναι

$$n_\alpha = \left\{ 1, 0, \frac{r(1-\sin^2 i \sin^2\varphi)^{\frac{1}{2}}}{\left(1-\frac{2M}{r}\right)^{\frac{1}{2}}}, \frac{rsin\theta \; sini \; sin\varphi}{\left(1-\frac{2M}{r}\right)^{\frac{1}{2}}} \right\}, \quad (3.66)$$

και $p^\alpha n_\alpha = p^0 n_0 (1-\mu)$. Έτσι, προκύπτει ότι:

$$\mu = (b/r)(1-2M/r)^{1/2}(1-\sin^2 i \sin^2\varphi)^{1/2} \quad (3.67)$$

Μέσω των εξισώσεων (3.51), (3.52) και (3.62), η εξίσωση (3.67) παίρνει τη μορφή:

$$\mu = \left(1-\frac{2}{\xi}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{3-4cos\theta+cos2\theta}{2\xi \sin^2\theta}\right) cosi. \quad (3.68)$$

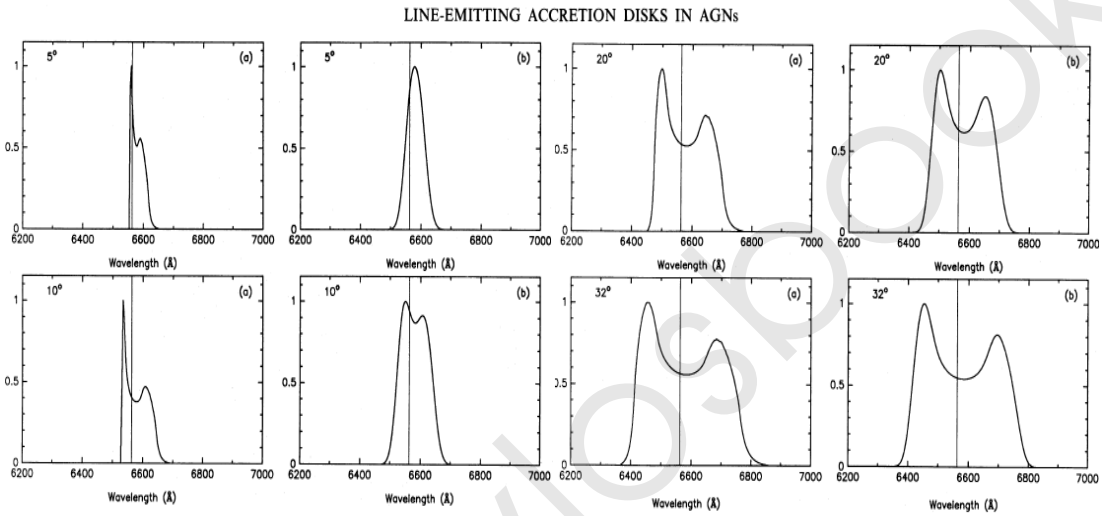
Προσοχή πρέπει να δοθεί στο γεγονός ότι $\mu \to cosi$ καθώς $\xi \to \infty$. Όταν ο παράγοντας $1/\mu$ συμπεριλαμβάνεται στον συντελεστή εκπομπής, τότε το προφίλ γραμμής για τον οπτικά λεπτό δίσκο στο όριο της προσέγγισης ασθενούς πεδίου είναι:

$$F_X = \frac{2\epsilon_0 M^2}{4\pi d^2} \int_{\xi_\alpha}^{\xi_b} \frac{\alpha \left(1-\frac{2}{\xi}\right)^{-1/2} (1+X)^3 \, \xi^{3/2-q}}{[(1+X)^2 \sin^2 i - \beta]^{1/2}} d\xi \, . \quad (3.69)$$

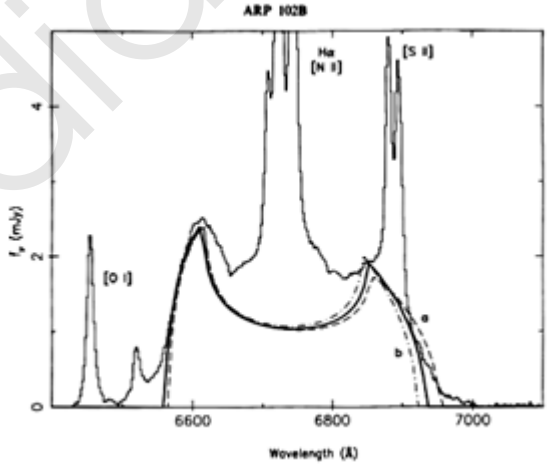
www.diavlosbooks.gr

Στο σημείο αυτό αξίζει να σημειωθεί ότι επειδή οι εξισώσεις (3.64) και (3.69) προέκυψαν υπό τη σκέπη της προσέγγισης ασθενούς πεδίου, έπεται ότι είναι ανεξάρτητες της μετρικής που επιλέχθηκε. Για παράδειγμα, η μετρική Kerr θα δώσει το ίδιο αποτέλεσμα αρκεί η εξίσωση (3.62) να είναι έγκυρη. Έτσι, οι παρατηρήσεις γραμμών εκπομπής στο οπτικό δεν είναι δυνατόν, σε γενικές γραμμές, να αποκαλύπτουν πληροφορίες για την περιστροφή της μελανής οπής μιας και $\xi \gg 1$.

Στις εικόνες που ακολουθούν παρουσιάζονται τα θεωρητικά προφίλ που παράγει το μοντέλο για διαφορετικές γωνίες κλίσης ενός γαλαξία (Εικόνα 3.10) καθώς επίσης και η προσομοίωση της γραμμής Hα του Arp 102B (Εικόνα 3.11).



Εικόνα 3.10. Θεωρητικά προφίλ γραμμών ενός λεπτού δίσκου για διαφορετικές γωνίες κλίσης (Chen, K. & Halpern, J. P. 1989)



Εικόνα 3.11. Προσομοίωση της γραμμής Hα του Arp 102B. Το θεωρητικό (μαύρη καμπύλη) προφίλ αντιστοιχεί σε $i = 33{,}5^o, \xi_1 = 400, \xi_2 = 1000$ και $q = 3{,}1$. Η καμπύλη (α) αντιστοιχεί

www.diavlosbooks.gr

σε $i = 28^o, \xi_1 = 270, \xi_2 = 720, q = 3{,}2$. Η καμπύλη (b) αντιστοιχεί σε $i = 39^o, \xi_1 = 550, \xi_2 = 1400, q = 3{,}0$ [Chen et al. (1989)].

- **Προέκταση του Μοντέλου**

Οι Corbett at al. (1998) βασίστηκαν στο μοντέλο δίσκου των Chen et al. (1989) και προσπάθησαν να το βελτιώσουν. Οι Corbett at al. εισήγαγαν έναν γκαουσιανό όρο στην εξίσωση (14) με σκοπό το αναπαραγόμενο θεωρητικό προφίλ να έχει ομαλότερες κορυφές και να είναι πιο ευρύ. Έτσι το προφίλ, F_ν για γωνία i σε παρατηρούμενη συχνότητα ν είναι:

$$F_\nu = \frac{2\epsilon_0 M^2 \nu_0 \, cosi}{4\pi d^2 \sqrt{2\pi\sigma}} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \int_{-\infty}^{\infty} dj d\nu_e \, e^{-\frac{(\nu_e - \nu_0)^2}{2\sigma^2}} D^3 \xi^{1-q} GV \qquad (3.70)$$

όπου

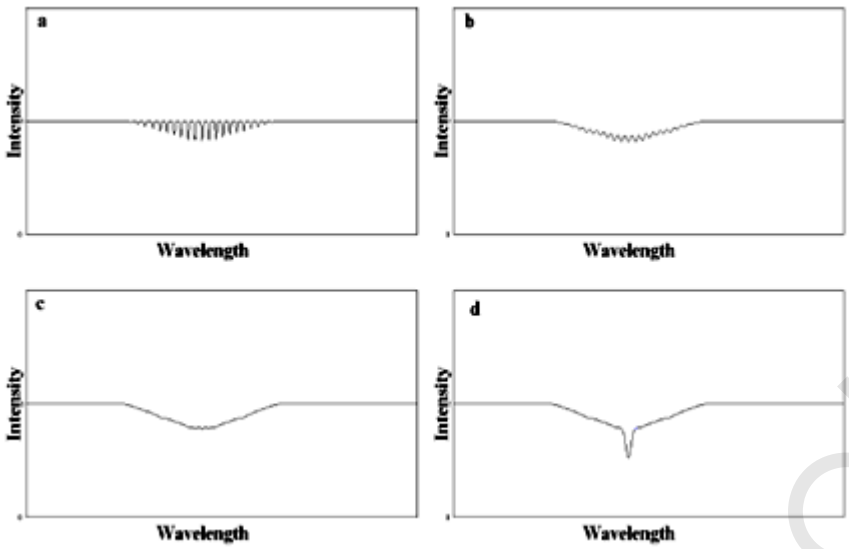
$$D = \nu/\nu_e$$

$$G = 1 + \xi^{-1}\left\{\frac{2D^2}{D^2 \cos^2 i + \xi[D - (1 - 3/\xi)^{1/2}]^2} - 1\right\}$$

$$V = \frac{(1 - 3/\xi)^{1/2} \xi^{1/2}}{\nu_e [D^2 \sin^2 i - \xi[D - (1 - 3/\xi)^{1/2}]^2]^{1/2}}$$

και σ το πλάτος της γκαουσιανής. Στην εξίσωση (3.70), ν_0 είναι η συχνότητα ηρεμίας, ν_e είναι η εκπεμπόμενη συχνότητα ($\neq \nu_0$ εξαιτίας της διασποράς της γκαουσιανή στις ταχύτητες), ξ είναι η αδιάστατη ακτίνα ($\xi = r/M$, όπου M είναι η μάζα της μελανής οπής), ξ_1 και ξ_2 το εσωτερικό και εξωτερικό όριο του δίσκου αντίστοιχα. Επίσης, q είναι ο εκθέτης του νόμου δύναμης του επιφανειακού συντελεστή εκπομπής, $\epsilon = (\epsilon_0/4\pi)\xi^{-q}$. Τέλος, οι Corbett at al. (1998) θεωρούν ότι η φυσική προέλευση του όρου που περιγράφει την πλάτυνση, οφείλεται στις τοπικές περιδινήσεις. Η άποψη αυτή περί της πλάτυνσης των γραμμών έρχεται σε άμεση συμφωνία με τις προβλέψεις του μοντέλου των Danezis et al. 2006a, και Danezis et al. 2007a, σύμφωνα με το οποίο ένας λόγος πλάτυνση των φασματικών γραμμών είναι οι περιστροφικές κινήσεις πυκνών περιοχών πλάσματος. Μάλιστα, αξίζει να σημειωθεί ότι σύμφωνα με το εν λόγω μοντέλο η πλάτυνση των φασματικών γραμμών περιγράφεται από μια νέα κατανομή, την κατανομή «Rotation» για την οποία θα μιλήσουμε αναλυτικότερα στο Κεφάλαιο 4. Ο τρόπος με τον οποίο ένας αριθμός γραμμών μπορεί να δημιουργήσει μια φαινομενικά πλατιά γραμμή φαίνεται στην Εικόνα 3.1

www.diavlosbooks.gr



Εικόνα 3.12. Από το (a) στο (c) φαίνεται πως μια ακολουθία γραμμών μπορούν να δημιουργήσουν μια φαινομενικά πλατιά γραμμή απορρόφησης, ως αποτέλεσμα του φαινομένου SAC. Αυτό σημαίνει ότι όταν το πλάτος κάθε μίας από τις στενές γραμμές αυξάνεται (από το a στο c), το τελικό παρατηρούμενο προφίλ μοιάζει σαν μία και μοναδική πολύ πλατιά γραμμή απορρόφησης. Στην περίπτωση (d) σημειώνεται ο συνδυασμός μιας πλατιάς γραμμής με μια κλασική φασματική γραμμή απορρόφησης (Danezis et al. 2006a, Danezis et al. 2008a).

Εναλλακτικές Απόψεις Επί των Μελανών Οπών

Παρά το γεγονός ότι το μοντέλο της μελανής οπής για την τροφοδότηση των ενεργών γαλαξιών είναι αρκετά αληθοφανές, εντούτοις παραμένει αναπόδεικτο. Το γεγονός ότι αυτό το μοντέλο είναι ευρέως αποδεκτό οφείλεται κυρίως στο ότι δεν υπάρχουν κάποιο μοντέλο το οποίο να αποτελεί το αντίπαλο δέος. Κατά τις πρώτες περιόδους της έρευνας στο πεδίο των ενεργών γαλαξιών παράχθηκε ένας μεγάλος αριθμός μοντέλων τα οποία σχεδιάστηκαν με βάση την τεράστια ενεργειακή παραγωγή των QSOs υψηλής λαμπρότητας. Τα μοντέλα αυτά δεν αποδείχτηκαν ικανοποιητικά είτε επειδή δεν μπόρεσαν να περιγράψουν τα διάφορα χαρακτηριστικά των ενεργών γαλαξιών είτε επειδή αποδείχτηκαν αβάσιμα ως προς τη φυσικής τους. Τα τελευταία χρόνια όμως πρόεκυψαν ισχυρότατα στοιχεία τα οποία ενισχύουν την άποψή της ύπαρξης υπερμαζικών ($M > 10^7 M_{\odot}$) αντικειμένων στα κέντρα των γαλαξιών. Τα δεδομένα αυτά προέκυψαν μέσω :

(α) δυναμικών μελετών του αερίου στον πυρήνα του γαλαξία M87 (Ford et al. 1994),
(β) megamaser kinematics στον γαλαξία M106 (Miyoshi et al 1995),
(γ) της ανίχνευσης πολύ πλατιών γραμμών εκπομπής στον MCG-6-30-15 Γαλαξία η πλάτυνση των οποίων οφείλεται σε βαρυτική ερυθρομετάθεση (Tanaka et al. 1995), και
(δ) reverberation mapping των BLR περιοχών ενεργών γαλαξιών (Korista et al. 1995).

www.ziziosbooks.gr

Πιθανότατα το μόνο εναλλακτικό μοντέλο το οποίο δεν έχει απορριφθεί είναι αυτό της έντονης πυρηνικής αστρικής δημιουργίας του Terlevich. Στο μοντέλο αυτό, η ακτινοβολούμενη ενέργεια παρέχεται από νεαρά άστρα ενός πυρηνικού αστρικού συμπλέγματος, ενώ η οπτική/υπεριώδης μεταβλητότητα και οι πλατιές γραμμές εκπομπής αποδίδονται σε συχνές εκρήξεις υπερκαινοφανών. Βέβαια, υπάρχουν αρκετές δυσκολίες όσον αφορά αυτό το μοντέλο όπως είναι η αδυναμία να συμπεριλάβει την ταχεία μεταβλητότητα των ακτίνων X και τα ράδιο ηχηρά αντικείμενα. Επιπροσθέτως, ένα αστρικό σύμπλεγμα θα πρέπει να είναι ασυνήθιστα συμπαγές, καθώς μελέτες που έχουν πραγματοποιηθεί με το τηλεσκόπιο Hubble καταδεικνύουν ότι οι εικόνες των ενεργών γαλαξιών δεν είναι δυνατόν να μας δώσουν ικανοποιητικά αποτελέσματα παραμένουν ακόμη και στην υψηλότερη χωρική ανάλυση, 0΄΄.05. Στην περίπτωση του κοντινότερου AGN, του NGC 4395, το προηγούμενο γεγονός οδηγεί σε αν άνω όριο του μεγέθους του πυρήνα της τάξεως των 0,7 $pc \sim 2 \times 10^{18}\ cm$ (Filippenko, Ho and Sargent 1993).

3.4 Η Περιοχή των Πλατιών Φασματικών Γραμμών - (Broad Line Region – BLR)

3.4.1 Εισαγωγή

Ένα από τα κυρίαρχα φασματικά χαρακτηριστικά των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων και των quasar είναι οι πλατιές γραμμές εκπομπής και απορρόφησης. Η περιοχή των πλατιών γραμμών (BLR: Broad Line Region) παίζει έναν ιδιαίτερα σημαντικό ρόλο στην κατανόηση των ενεργών πυρήνων εξαιτίας της εγγύτητάς της στην κεντρική πηγή που τροφοδοτεί τα ιδιόμορφα αυτά κοσμολογικά αντικείμενα. Οι BLR περιοχές μπορούν εν δυνάμει να μας παρέχουν ένα πολύ καλό ερευνητικό εργαλείο της κεντρικής περιοχής, για τουλάχιστον δύο λόγους. Πρωτίστως, οι κινήσεις υποβάθρου (bulk motions) στην BLR περιοχή καθορίζονται σχεδόν αποκλειστικά από την βαρύτητα και την πίεση ακτινοβολίας της κεντρικής πηγής. Δευτερευόντως, οι BLR περιοχές επανεπεξεργάζονται την ενέργεια η οποία εκπέμπεται από την πηγή συνεχούς ακτινοβολίας με αποτέλεσμα την εκπομπή ιονισμένης υπεριώδους ακτινοβολίας η οποία δεν είναι δυνατόν να παρατηρηθεί άμεσα. Έτσι, οι γραμμές εκπομπής παρέχουν έμμεσες πληροφορίες για αυτό το σημαντικό μέρος του συνεχούς.

Στο κεφάλαιο αυτό θα εμβαθύνουμε στην καρδιά της δραστηριότητας των ενεργών γαλαξιών, δηλαδή στις φυσικές διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα στο κεντρικό kiloparsec. Τα παρατηρησιακά δεδομένα καταδεικνύουν ότι η περιοχή αυτή φωτοϊονίζεται από μια πολύ θερμή και εξαιρετικά φωτεινή κεντρική πηγή. Αυτή η κεντρική πηγή είναι υπεύθυνη για τις παρατηρούμενες γραμμές υψηλού ιονισμού που απαντώνται στα φάσματα των BLR, και NLR περιοχών και του παρατηρούμενου UV και

www.gavlospoovs.gr

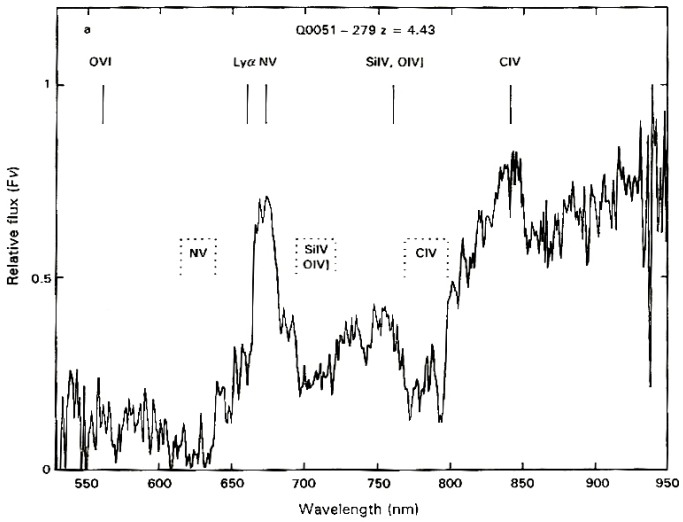
X – ray συνεχούς. Στο κεφάλαιο αυτό θα δούμε με λεπτομέρεια πως μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την BLR περιοχή ώστε να αποκτήσουμε πληροφορίες για την κεντρική πηγή. Οι φασματοσκοπικές παρατηρήσεις έχουν επιτρέψει στους αστροφυσικούς την κατασκευή μοντέλων που περιγράφουν τις φυσικές συνθήκες του ιονισμένου αερίου που βρίσκεται στο κεντρικό kiloparsec. Τα μοντέλα αυτά περιγράφουν τη γεωμετρία, τις παραμέτρους ιονισμού και την πυκνότητα του αερίου. Οι διεξοδικές μελέτες έχουν οδηγήσει στην αποδοχή του λεγόμενου «καθιερωμένου μοντέλου», το οποίο περιγράφει τον ιονισμό της κεντρικής ζώνης. Στη συνέχεια θα περιγραφεί το καθιερωμένο μοντέλο όπως επίσης οι επιτυχίες του αλλά και οι αδυναμίες του. Το εξωτερικό όριο της κεντρικής ιονισμένης περιοχής είναι γνωστό με την ονομασία NLR περιοχή. Η περιοχή αυτή εκτείνεται σε ακτινική απόσταση περίπου 1 kpc από το κέντρο.

3.4.2 Η BLR Περιοχή

Η BLR περιοχή σχετίζεται με πλατιές και έντονες γραμμές εκπομπής και απορρόφησης με ταχύτητες που ξεπερνούν τις $10.000\ km\ s^{-1}$. Τα διάφορα μοντέλα, που περιγράφουν τη φυσική των BLR περιοχών, θα πρέπει να είναι σε θέση να αναπαράγουν τα παρατηρησιακά δεδομένα όπως αυτά που φαίνονται στην Εικόνα 3.13. Ένα τέτοιο μοντέλο είναι και το μοντέλο GR (Danezis et al. 2006a, Danezis et al. 2007a, Lyratzi et al. 2009) με βάση το οποίο οι Lyratzi et al. 2010a, Lyratzi et al. 2011 μπόρεσα να αναπαράγουν τα BALR και BELR φάσματα 30 QSOs και να υπολογίσουν μια σειρά φυσικών παραμέτρων αυτών των περιοχών.

Ας θεωρήσουμε αρχικά τις βασικές διαδικασίες στις οποίες βασίζεται η έρευνα για την κατανόηση των φυσικών συνθηκών στο εσωτερικό της BLR περιοχής. Το πρώτο και βασικό στοιχείο είναι ο καθορισμός της ερυθρομετάθεσης του εκάστοτε quasar για τον υπολογισμό της λαμπρότητας των γραμμών κλπ. Για να επιτευχθεί αυτό απαιτείται η αναγνώριση ενός αριθμού γραμμών που αντιστοιχούν σε κάποια συγκεκριμένα χημικά στοιχεία. Στην περίπτωση των quasar μέτριας έως μεγάλης ερυθρομετάθεσης, οι πλατιές γραμμές του υδρογόνου Lyα ($L\alpha,\ level\ 2-1,\ \lambda_0 = 121{,}6\ nm$), του C IV ($\lambda_0 = 154{,}9\ nm$) και οι ημι – απαγορευμένη του C III] ($\lambda_0 190{,}9$) είναι οι γραμμές που αναγνωρίζονται σε πρώτη φάση καθώς είναι οι πιο έντονες και ευδιάκριτες γραμμές του ορατού φάσματος οι οποίες έχουν υποστεί ερυθρομετάθεση. Οι έντονες γραμμές $H\beta$ ($level\ 4-2,\ \lambda_0 = 482{,}1\ nm$) και Ha ($level\ 3-2,\ \lambda_0 = 656{,}3\ nm$) συνήθως μετατίθενται εκτός της ορατής ζώνης του φάσματος προς το κοντινό υπέρυθρο. Το γεγονός αυτό συμβαίνει σε όλους τους quasar πλην αυτών που χαρακτηρίζονται από μικρή ερυθρομετάθεση. Μία εξίσου σημαντική γραμμή του υδρογόνου είναι η υπέρυθρη γραμμή Paschen alpha ($Pa, level\ 4-3,\ \lambda_0 = 1{,}87\ \mu m$). Στην περίπτωση των quasar μικρού z, η απαγορευμένη μετάβαση του [O III] ($\lambda_0 = 500{,}7\ nm$) είναι συνήθως πολύ έντονη στο ορατό φάσμα.

www.diavlosbooks.gr



Εικόνα 3.13. Φάσμα εκπομπής του quasar 0051 – 279. Παρά το γεγονός ότι αυτό το φάσμα ήταν αρκετά αμυδρό όταν λήφθηκε, η σύγχρονες τεχνολογίες επέτρεψαν την αναγνώριση των γραμμών εκπομπής για ερυθρομετάθεση $z = 4{,}43$. Το φάσμα πάρθηκε μέσω του τηλεσκοπίου Kitt Peak. (NOAO).

Στο σημείο αυτό οφείλουμε να σημειώσουμε τις δύο ειδών μεταβάσεις: επιτρεπόμενες και απαγορευμένες. Οι γραμμές του υδρογόνου, που σημειώθηκαν ανωτέρω, είναι όλες επιτρεπόμενες και προέρχονται από επανασυνδέσεις με φωτοϊονισμένες καταστάσεις. Στις μελέτες της BLR περιοχής των ενεργών γαλαξιών και κυρίως στα μοντέλα φωτοϊονισμού, οι αστροφυσικοί αναφέρονται στις γραμμές του υδρογόνου ως επιτρεπόμενες γραμμές ενώ όλες οι άλλες θεωρούνται απαγορευμένες. Αυτό βέβαια δεν είναι απόλυτα ακριβές για τον απλούστατο λόγο ότι στα φάσματα των quasar παρατηρούνται και άλλες επιτρεπόμενες μεταβάσεις πλην του υδρογόνου.

Ο υπολογισμός της ερυθρομετάθεσης επιτρέπει την αναγνώριση των υπόλοιπων φασματικών γραμμών. Έτσι, προκύπτει μία λίστα χημικών στοιχείων με τις αντίστοιχες εντάσεις γραμμών, πλάτη γραμμών και καταστάσεις διέγερσης/ιονισμού. Οι γραμμές αυτές διαχωρίζονται σε γραμμές BLR και NLR. Ένα αντιπροσωπευτικό σύνολο των γραμμών μεγάλης έντασης της BLR περιοχής φαίνεται στον Πίνακα 3.2. Στο σημείο αυτό μπορεί να γίνει ο καθορισμός των χημικών αφθονιών των ατομικών στοιχείων και των καταστάσεων ιονισμού. Η διαδικασία αυτή όμως δεν είναι απλή στην περίπτωση των ασθενών ή των μη αναμενόμενων γραμμών. Βέβαια η διαδικασία αυτή είναι αναπόφευκτη μιας και οι γραμμές αυτές είναι σημαντικά διαγνωστικά εργαλεία.

www.diavlosbooks.gr

Πίνακας 3.2		
Μήκος Κύματος (nm)	Χημικό Στοιχείο	Μέση Παρατηρούμενη Σχετική Ένταση
103,4	O VI	20
121,6	H I (Lyα)	100
124,0	N V	20
140,7	O IV]	10
154,9	C IV	50
164,0	He II	5
190,9	C III]	20
279,8	Mg II	20
486,1	H I (Hβ)	20
656,3	H I (Hα)	100
1875,1	H I (Pα)	6

Πίνακας 3.2. Οι κυρίαρχες γραμμές εκπομπής των BLR περιοχών, και οι σχετικές εντάσεις τους. Άλλες γραμμές με εντάσεις μικρότερες από 5% προέρχονται από τα N IV] (λ148,8), O III] (λ166,3), He II (λ468,6) και He I (λ587,6).

Είναι γεγονός πως παρόμοιες λίστες έχουν χρησιμοποιηθεί από τους αστρονόμους οι οποίοι μελετούν φωτοϊονισμένα νεφελώματα γραμμικής εκπομπής, όπως περιοχές H II, αλλά και πλανητικά νεφελώματα του Γαλαξία μας. Ενώ θεωρείτε πως η βασική φυσική είναι σε γενικές γραμμές η ίδια και στους ενεργούς γαλαξίες, οι λεπτομέρειες της γενικής εικόνας αυτών είναι ιδιαίτερα πολύπλοκες. Είναι γεγονός πως οι ενεργοί γαλαξίες είναι εξαιρετικά σύνθετες οντότητες οι οποίες έχουν στο εσωτερικό τους ιδιαιτέρως ενεργητικές πηγές ιονισμού. Σε γενικές γραμμές θεωρείτο σχεδόν βέβαιο πως οι γραμμές εκπομπής των ενεργών γαλαξιών θα επέτρεπαν τον καθορισμό της συνολικής εικόνας των εσωτερικών περιοχών των AGN. Η άποψη αυτή βασίστηκε στο γεγονός ότι οι γαλαξιακές περιοχές H II ήταν πολύ καλά μελετημένες. Οι πυκνότητες των αερίων, η χημική σύνθεση και οι λαμπρότητες των H II περιοχών ήταν επιτυχώς μελετημένες και τα βασικά φαινόμενα που τις διέπουν είχαν ερμηνευθεί μέσω των φασματικών τους γραμμών. Πρωτοπόροι σε αυτό το πεδίο ήταν οι Don Osterbrock και Lyman Spitzer. Δεδομένης αυτής τη επιτυχίας, θα περίμενε κανείς πως και στην περίπτωση των ενεργών γαλαξιών θα ήταν άμεσοι οι υπολογισμοί των ατομικών μεταβάσεων, των πιθανοτήτων των μεταβάσεων, καθώς επίσης και η επίλυση της εξίσωσης διάδοσης ακτινοβολίας ώστε να προκύψουν οι φυσικές παράμετροι του αερίου εκπομπής μέσω του εκπεμπόμενου φάσματος αυτού, και τέλος να καταστεί δυνατός ο καθορισμός της φυσικής των κεντρικών πηγών που πυροδοτούν τους ενεργούς γαλαξίες. Η πραγματικότητα όμως είναι διαφορετική.

www.ziziosbooks.gr

Τα εύρη των πλατιών γραμμών εμφανίζουν σημαντικές διαφορές μεταξύ των διάφορων ενεργών γαλαξιών και quasar. Θεωρείται ότι το πλάτος των γραμμών οφείλεται στο μηχανισμό Doppler[29], με αποτέλεσμα τα πλάτη γραμμών να μετρώνται συνήθως σε μονάδες ταχύτητας, συνήθως όσον αφορά, είτε την ένταση του FWHM ή την FW στην βάση της φασματικής γραμμής (στο επίπεδο του συνεχούς) όπου η ένταση είναι μηδενική (Full Width at Zero Intensity FWZI). Παρόλο που το FWZI αντανακλά το πραγματικό εύρος των ταχυτήτων στην γραμμή παρατήρησης, υπόκειται εντούτοις σε αβεβαιότητες που έχουν να κάνουν (α) με το αν η γραμμή πράγματι εκτείνεται μέχρι το επίπεδο του συνεχούς και, (β) σε περιπτώσεις πολύ υψηλών ταχυτήτων, παρατηρείται η μίξη μεταξύ των πτερύγων διαφορετικών γραμμών.

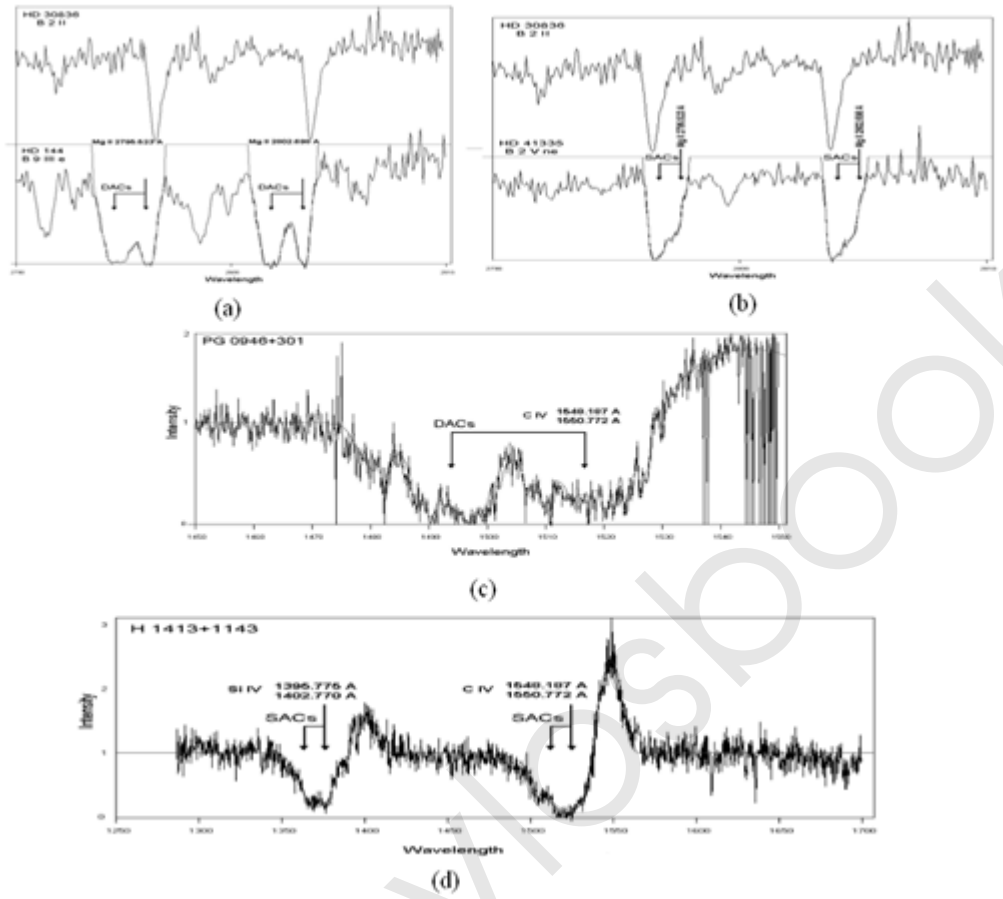
Η μίξη μεταξύ των πτερύγων διαφορετικών γραμμών ως αίτιο της διεύρυνσης των φασματικών γραμμών αναπτύχθηκε σε μια σειρά από εργασίες (Danezis et al. 2003 και Danezis et al. 2005). Σύμφωνα με τις ανωτέρω εργασίες, στα φάσματα αστέρων εκπομπής προγενέστερων φασματικών τύπων (Be και Oe) καθώς επίσης και στα φάσματα των BALQSOs παρατηρούνται φασματικές γραμμές απορρόφησης μετατοπισμένες προς το μπλε ή το ερυθρό μιας κεντρικής φασματικής γραμμής. Οι γραμμές αυτές ονομάζονται «διακριτές φασματικές γραμμές απορρόφησης – (Discrete Absorption Components - DACs)». Οι γραμμές αυτές είναι φασματικές γραμμές του ίδιου ιόντος και το ίδιου μήκους κύματος με την κύρια φασματική γραμμή, αλλά είναι μετατοπισμένες κατά διαφορετικό $\Delta\lambda$ επειδή παράγονται από ανεξάρτητα και διακριτά πυκνώματα ύλης τα οποία περιστρέφονται και κινούνται ακτινικά με διαφορετικές ταχύτητες. Εντούτοις, αν οι περιοχές που παράγουν αυτού του είδους τις γραμμές χαρακτηρίζονται από μεγάλες ταχύτητες περιστροφής και κινούνται ακτινικά με μικρές ταχύτητες, τότε οι παραγόμενες φασματικές γραμμές φέρουν μεγάλα εύρη και χαρακτηρίζονται από μικρές μετατοπίσεις ($\Delta\lambda$) σε σχέση με την κύρια φασματική γραμμή. Το αποτέλεσμα αυτού του φαινομένου είναι οι φασματικές γραμμές να «μπλέκονται μεταξύ τους» (μίξη γραμμών) και μαζί με την κύρια φασματική γραμμή. Ως συνέπεια, οι γραμμές αυτές δεν χαρακτηρίζονται ως διακριτές αλλά, ως «δορυφορικές συνιστώσες απορρόφησης» (Satellite Absorption Components – SACs). Οι Danezis et al. 2006b) μέσω του μοντέλου GR προσομοίωσαν τα φάσματα πλατιών γραμμών αστέρων εκπομπής και QSOs (Εικόνα 3.14).

Τα εύρη των πλατιών γραμμών κυμαίνονται από ένα ελάχιστο $\Delta u_{FWHM} \approx 500\ km\ s^{-1}$ (λίγο πλατύτερες από τις στενές γραμμές) μέχρι $\Delta u_{FWHM} \gtrsim 10^4\ km\ s^{-1}$, με τυπικές τιμές της τάξης των $\Delta u_{FWHM} \approx 5.000\ km\ s^{-1}$. Σε κάποιες περιπτώσεις το εύρος μπορεί να ξεπεράσει τα $30.000\ km\ s^{-1}$. Αξίζει επίσης να σημειωθεί πως ακόμη και στο ίδιο φάσμα, διαφορετικές γραμμές εκπομπής μπορεί να έχουν διαφορετικά πλάτη. Ένα χαρακτηριστικό φαινόμενο που παρατηρείται στα οπτικά φάσματα είναι αυτό των

[29] Στο Κεφάλαιο 4 θα αναπτυχθούν νέες απόψεις όσον αφορά την πλάτυνση των φασματικών γραμμών των quasar.

www.ebooks.gr

γραμμών ηλίου He II λ4686 και He I λ5876 οι οποίες είναι ευρύτερες από τις γραμμές Balmer του υδρογόνου σε οποιοδήποτε σχετικό επίπεδο έντασης

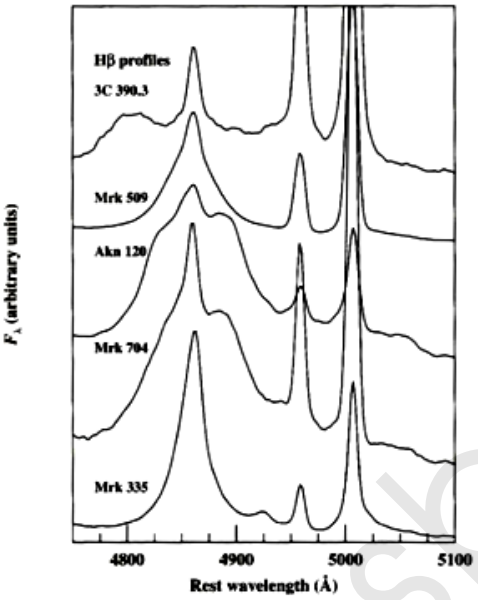


Εικόνα 3.14. (a), (b): Προσομοίωση των φασματικών γραμμών του Mg II δύο Be αστέρων, μέσω του μοντέλου GR (Danezis et al. 2006, AIPC, 848, 380, Danezis et al. 2007, PASJ, 59, 827; Lyratzi et al. 2009, NewAR, 53, 179). Οι αστέρες εμφανίζουν διακριτές συνιστώσες (DACs) και δορυφορικές συνιστώσες απορρόφησης (SACs) αντίστοιχα. (c): Προσομοίωση των γραμμών συντονισμού του C IV του BALQSO PG 0946+301. Στο φάσμα του εν λόγω γαλαξία εμφανίζεται το φαινόμενο DAC. (d): Προσομοίωση των γραμμών συντονισμού του Si IV και του C IV που εμφανίζονται στο φάσμα του BALQSO H 1413+1143. Το φάσμα αυτό εμφανίζει το φαινόμενο SAC (E. Danezis, L. C. Popovic, E. Lyratzi, M. S. Dimitrijevic, AIPC, 876, 373D (2006)

Τα προφίλ των γραμμών επίσης ποικίλλουν. Σε προσέγγιση χαμηλής τάξης, τα προφίλ των γραμμών εκπομπής των ενεργών γαλαξιών περιγράφονται ως «λογαριθμικά», αυτό επειδή η ροή σε ακτινική ταχύτητα Δu από το κέντρο της γραμμής είναι $F_\lambda(\Delta u) \propto -\ln(\Delta u)$ (§5.4). Όπως φαίνεται και στην Εικόνα 3.15, αυτή είναι μια λογική περιγραφή σε κάποιες των περιπτώσεων, αλλά σε κάποιες άλλες περιπτώσεις τα προφίλ γραμμών εμφανίζουν πολύπλοκη και μεταβλητή δομή. Ξανά, η δομή της γραμμής

www.kallipos.gr

μπορεί να ποικίλλει σημαντικά μεταξύ των διαφορετικών γραμμών ενός φάσματος. Από αυτό το γεγονός και μόνο μπορούμε να συμπεράνουμε ότι οι σχετικές εντάσεις των γραμμών (π.χ. the Balmer decrement) μεταβάλλονται συναρτήσει της ταχύτητας στην γραμμή παρατήρησης, γεγονός που απαιτεί κάποιου είδους δομής της BLR περιοχής.



Εικόνα 3.15. Τα προφίλ της γραμμής εκπομπής Hβ στην περίπτωση πέντε ενεργών γαλαξιών καταδεικνύουν την ποικιλομορφία που παρατηρείται στις πλατιές γραμμές εκπομπής. Κάθε ένα από αυτά τα φάσματα αντιπροσωπεύει το μέσο φάσμα ενός μεγάλου αριθμού ξεχωριστών φασμάτων που λήφθηκαν σε διάρκεια πολλών μηνών. Ενώ οι συνολικές ροές των γραμμών εκπομπής μεταβάλλονται σε μικρές χρονικές κλίμακες, τα χαρακτηριστικά των προφίλ των γραμμών διατηρούνται για μήνες ή και χρόνια. Η πηγή 3C 390.3, η οποία εμφανίζει ένα προφίλ με δυο κορυφές (η κόκκινη κορυφή επισκιάζεται λόγω της πρόσμιξής της με την γραμμή [O III] λ4959), είναι ένας BL ράδιο γαλαξίας ενώ οι άλλες πηγές είναι γαλαξίες Seyfert 1.

Πίνακας 3.3
Αναμεμιγμένες Πλατιές Γραμμές

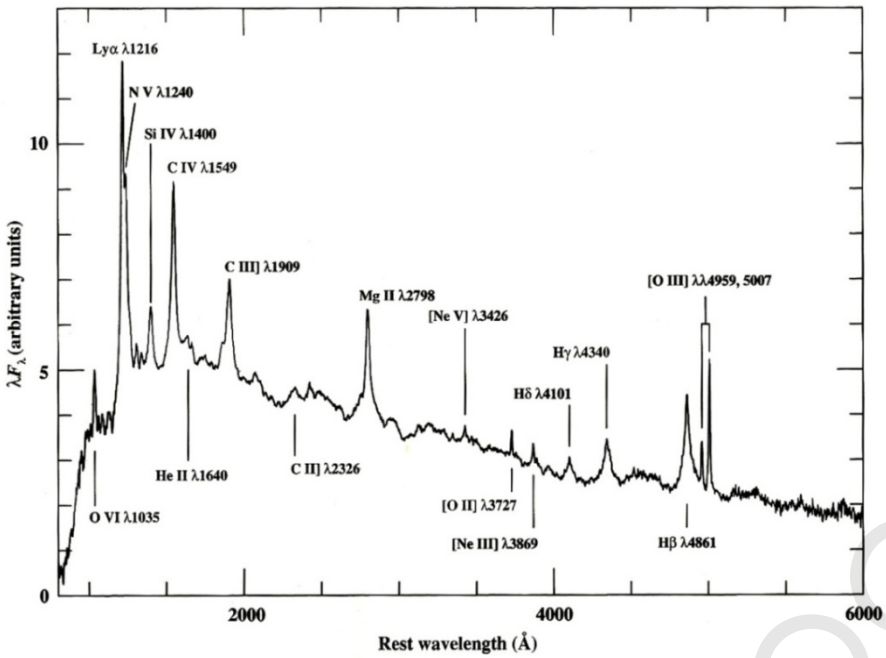
Χαρακτηριστικό	**Συμβάλλουσες Γραμμές**
$Ly\beta + O\ VI\ \lambda 1035$	$Ly\beta\ \lambda 1026$ $O\ VI\ \lambda\lambda 1032, 1038$
$Ly\alpha + N\ V$	$Ly\alpha\ \lambda 1216$ $N\ V\ \lambda\lambda 1239, 1243$
$Si\ IV + O\ IV]$	$Si\ IV\ \lambda\lambda 1394, 1403$ $O\ IV]\ \lambda 1402$
$C\ IV\ \lambda 1549$	$C\ IV\ \lambda\lambda\ 1548, 1551$

www.ziovlosbooks.gr

$He\ II + O\ III]$	$He\ II\ \lambda 1640$ $O\ III]\ \lambda 1663$
$C\ III] + Si\ III]$	$Al\ III\ \lambda 1857$ $Si\ III]\ \lambda 1892$ $C\ III]\ \lambda 1909$
$Small\ Blue\ Bump$	$Balmer\ Continuum\ (\lambda < 3646\ \AA)$ $Fe\ II\ (Πολλές\ γραμμές)$
$Mg\ II\ \lambda 2798$	$Mg\ II\ \lambda\lambda 2796, 2803$
$Fe\ II\ \lambda 4570 + He\ II$	$Fe\ II\ (multiplets\ 37, 38\ \&\ 43)$ $He\ II\ \lambda 4686$
$H\beta$	$H\beta\ \lambda 4861$ $Fe\ II\ \lambda\lambda\ 4924, 5018\ (multiplet\ 42)$
$Fe\ II\ \lambda\lambda 5190, 5320$	$Fe\ II\ (multiplets\ 42, 48, 49\ \&\ 55)$

Οι γραμμές ηλίου He II λ4686 και He I λ5876 είναι συνήθως παρούσες, παρόλο που αρκετές φορές είναι δύσκολο να απομονωθούν επειδή παρουσιάζουν πολύ μεγάλα εύρη και χαμηλά μέγιστα. Επιπροσθέτως, το He II λ4686 είναι συνήθως αναμεμειγμένο με ένα ευρύ φάσμα άλλων φασματικών γραμμών το οποίο καλύπτει το μεγαλύτερο μέρος της περιοχής μεταξύ $H\gamma$ και $H\beta$. Οι ενδιάμεσες αυτές αναμεμιγμένες φασματικές γραμμές έχει βρεθεί πως προέρχεται από ένα μεγάλο αριθμό γραμμών Fe II. Μια παρόμοια μίξη Fe II παρατηρείται σε μεγάλα μήκη κύματος της $H\beta$ (Εικόνα 3.16). Σύμφωνα με τον Osterbrock (1977), οι φασματικές γραμμές του Fe II οι οποίες αναμιγνύονται σε μικρότερα ή μεγαλύτερα μήκη κύματος από την $H\beta$ είναι οι Fe II λ4570 and Fe II λλ5190, 5320, αντίστοιχα. Εν τέλει, υπάρχει μια έντονη μίξη από αναμεμειγμένες Fe II γραμμές εκπομπής και Balmer συνεχή εκπομπή που εκτείνεται από ~2.000 Å μέχρι ~4.000 Å (Wills, Netzer και Wills 1985). Το χαρακτηριστικό αυτό, γνωστό ως «small blue bump» φαίνεται στην Εικόνα 3.17.

www.dionysopoulos.gr



Εικόνα 3.16. Μέσο φάσμα το οποίο έχει προκύψει από 700 quasar τα φάσματα των οποίων ελήφθησαν μέσω της αποστολής Large British Quasar Survey (Francis et al. 1991). Στην εικόνα διακρίνεται η μίξη των γραμμών του Fe II προς τα μεγαλύτερα μήκη κύματος της γραμμής $H\beta\ \lambda 4861$. (Peterson, B. M., An Introduction to Active Galactic Nuclei).

Στην περίπτωση αντικειμένων μεγάλης ερυθρομετάθεσης, εντοπίζονται επιπρόσθετες, μακρινού υπεριώδους, γραμμές όπως αυτή του O VI λ1035. Στο υπέρυθρο παρατηρούνται επίσης γραμμές υδρογόνου των σειρών Paschen καθώς επίσης και άλλα χαρακτηριστικά εκπομπής.

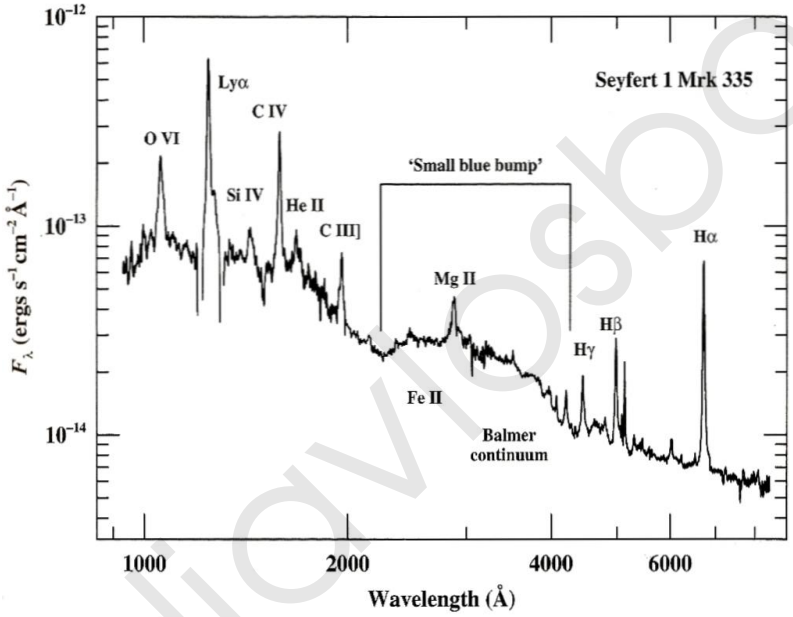
Τυπικές τιμές του λόγου μεταξύ των ροών ακτινοβολίας, όπως οι $Ly\alpha/H\beta \approx 5-15$ και $H\alpha/H\beta \approx 4-6$ διαφέρουν πολύ από τις αντίστοιχες τιμές που προσδιόρισαν οι Menzel – Baker μέσω της Β επανασύνδεσης[30] (όπως, $Ly\alpha/H\beta \gtrsim 30$ και $H\alpha/H\beta \approx 2{,}8$). Μέρος της διαφοράς μπορεί να αποδοθεί στο φαινόμενο της ερυθρίωσης εντός του Γαλαξία και εντός της γειτονιάς του AGN (τυπικά $E(B-V) \lesssim 0{,}3$), όμως φαινόμενα

[30] Οι Baker και Menzel (1938) θεώρησαν το εκπεμπόμενο φάσμα εξαιτίας επανασύνδεσης σε ένα νεφέλωμα που αποτελείται αποκλειστικά από υδρογόνο. Στην περίπτωση Α, όλες οι γραμμές θεωρούνται οπτικά αραιές, έτσι που η κάθε μετάβαση, η οποία συνοδεύεται από ακτινοβολία, παράγει ένα φωτόνιο το οποίο δραπετεύει από το νεφέλωμα. Στην περίπτωση Β, θεωρείται ότι οι γραμμές της σειράς Lyman είναι οπτικά πυκνές. Σε αυτή την περίπτωση, τα φωτόνια της σειράς Lyman που παράγονται από ακτινοβολούσες μεταβάσεις προς την βασική στάθμη, επαναπορροφούνται. Τα Lyα φωτόνια σταδιακά διαχέονται εκτός του νεφελώματος, συνήθως μέσω διάχυσης στον χώρο των ταχυτήτων. Μέσω διαδοχικών εκπομπών και απορροφήσεων, οι ανώτερης τάξης γραμμές Lyman, τελικώς υποβαθμίζονται σε χαμηλότερης ενέργειας φωτόνια σε άλλες σειρές (που αποδρούν) συν ένα Lyα φωτόνιο. Για παράδειγμα, ένα Lyγ $(n=3 \rightarrow n=1)$ φωτόνιο γίνεται ένα $H\alpha$ $(n=3 \rightarrow n=2)$ φωτόνιο συν ένα Lyα $(n=2 \rightarrow n=1)$ φωτόνιο. Οι προβλέψεις της περίπτωσης Β για τις σχετικές εντάσεις των $n \geq 2$ γραμμών των σειρών αποτελούν μία καλή, πρώτης τάξης προσέγγιση, για τις παρατηρούμενες τιμές στην περίπτωση νεφελωμάτων μικρής πυκνότητας.

www.diavlosbooks.gr

διάδοσης ακτινοβολίας [31] στην BLR προκαλούν σημαντικές αποκλίσεις από την επανασύνδεση τύπου B σε αυτό το υψηλής πυκνότητας νεφελοειδές περιβάλλον.

Οι ροές των γραμμών εκπομπής ποικίλλουν με το χρόνο με έναν τρόπο ο οποίος σχετίζεται άμεσα με τις συνεχείς ροές, γεγονός το οποίο υποστηρίζει πολύ πειστικά ότι ο φωτοϊονισμός από την κεντρική πηγή δημιουργεί βασικά τις γραμμές εκπομπής και ότι ένα μεγάλο κλάσμα της εκπομπής επανασύνδεσης πηγάζει από νέφη τα οποία είναι οπτικά πυκνά στο συνεχές ιονισμού. Οι μεταβολές στο συνεχές και στις γραμμές εκπομπής μπορεί να είναι πολύ μεγάλες. Σε μερικές περιπτώσεις, οι Seyfert 1 γαλαξίες γίνονται τόσο αμυδροί που οι ευρείες συνιστώσες των γραμμών εκπομπής σχεδόν εξαφανίζονται



Εικόνα 3.17. Το «small blue bump» καθώς επίσης και η μίξη του συνεχούς Balmer με γραμμές εκπομπής Fe II στην περίπτωση του Seyfert 1 γαλαξία Mrk 335 (Zheng et al. 1995a).

3.4.3 Βασικές Παράμετροι

Σε αντίθεση με τις απλές H II περιοχές, τα πλανητικά νεφελώματα, και τις NLR περιοχές των ενεργών γαλαξιών δεν υπάρχουν απλά διαγνωστικά εργαλεία προκειμένου να διαπιστώσουμε τη θερμοκρασία και την πυκνότητα της BLR περιοχής. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι οι πυκνότητες των ηλεκτρονίων των BLR περιοχών είναι επαρκώς υψηλές. που πρακτικώς όλες οι απαγορευμένες γραμμές συμπιέζονται συγκρουσιακά και

[31] Τα φαινόμενα διάδοσης ακτινοβολίας προκύπτουν από μη το αμελητέο οπτικό βάθος στις $n \geq 2$ σειρές γραμμών εξαιτίας της συγκρουσιακής αποδιέγερσης των διεγερμένων σταθμών.

www.diavlosbooks.gr

ο συντελεστής εκπομπής j $(ergs\, s^{-1} cm^{-3} ster^{-1})$ (συντελεστής αυθόρμητης εκπομπής j[32]) όλων αυτών των γραμμών είναι στο όριο υψηλών πυκνοτήτων όπου $j \propto n$ (δες § NLR). Εντούτοις, η ομοιότητα των σχετικών εντάσεων των πλατιών γραμμών με αυτές άλλων ιονισμένων αερίων, καταδεικνύει ότι η θερμοκρασία του BLR αερίου είναι της τάξης των $10^4\ K$. Η διασπορά της ταχύτητας στη γραμμή παρατήρησης για ένα αέριο θερμοκρασίας $10^4\ K$ είναι

$$u \approx \left(\frac{kT}{m_p}\right)^{1/2} \approx 10\ km\, s^{-1} \quad (3.71)$$

αλλά όπως σημειώθηκε και προηγουμένως τα τυπικά εύρη των πλατιών γραμμών είναι $\sim 5.000\ km\, s^{-1}$. Αν τα εύρη των πλατιών γραμμών εκφράζουν καθαρά τις θερμικές κινήσεις, τότε η θερμοκρασία του αερίου η οποία προκύπτει από την εξίσωση (3.71) θα είναι $T \gtrsim 10^9\ K$! Είναι ξεκάθαρο λοιπόν πως κάποιος άλλος μηχανισμός πλάτυνσης απαιτείται, και αυτό συνήθως αποδίδεται στις διαφορικές μετατοπίσεις Doppler εξαιτίας της bulk motion των μεμονωμένων νεφών που παράγουν τις παρατηρούμενες γραμμές.

Οι γραμμές του [O III] λλ4363, 4959, 5007 είναι συνήθως έντονες στα πολύ ιονισμένα αέρια, αλλά απουσιάζουν ή είναι εξαιρετικά ασθενείς στα φάσματα των πλατιών γραμμών. Η κρίσιμη πυκνότητα για την συγκρουσιακή αποδιέγερση του $^1S_0$ επιπέδου στο O^{++} (το ανώτερο επίπεδο για την λ4363 μετάβαση) είναι $\sim 10^8\ cm^{-3}$, και έτσι αυτό παρέχει ένα κατώτερο όριο για την ηλεκτρονιακή πυκνότητα της BLR περιοχής. Η μόνη, μεγάλης έντασης, μη επιτρεπτή γραμμή στα UV/οπτικά φάσματα πλατιών γραμμών είναι η γραμμή δια - συνδυασμού (intercombination line) του C III] λ1909. Η κρίσιμη πυκνότητα για την αποδιέγερση του $^3P_1$ επιπέδου στον C^{++}, από την οποία αυτή η γραμμή προκύπτει, είναι $\sim 10^{10}\ cm^{-3}$. Έτσι, η παρουσία της γραμμής εκπομπής του C III] στα φάσματα των ενεργών γαλαξιών έχει συχνά χρησιμοποιηθεί για τον καθορισμό ενός άνω ορίου της πυκνότητας ηλεκτρονίων της BLR περιοχής. Εντούτοις, τα reverberation mapping (δες παρακάτω) πειράματα υποδεικνύουν ότι το μεγαλύτερο μέρος της εκπομπής του C III] προκύπτει από διαφορετικό μέρος της BLR περιοχής από ότι η εκπομπές Lyα και C IV. Η πυκνότητα ηλεκτρονίων στο κομμάτι της BLR περιοχής που παράγει αυτές τις μεγάλης έντασης γραμμές εκπομπής είναι περίπου $10^{11}\ cm^{-3}$ (Ferland et al. 1992), την οποία και θα υιοθετήσουμε ως βασική τιμή για το κομμάτι εκπομπής του C IV της BLR περιοχής.

Με εκτιμήσεις της θερμοκρασίας και της ηλεκτρονιακής πυκνότητας, είναι δυνατόν να καθοριστεί η μάζα του αερίου εκπομπής. Ο συντελεστής εκπομπής j $(ergs\, s^{-1} cm^{-3} ster^{-1})$ στην συγκρουσιακά διεγερμένη γραμμή του C IV λ1549 είναι απλά

[32] Ο συντελεστής αυθόρμητης εκπομπής j ορίζεται ως η ενέργεια που εκπέμπεται ανά μονάδα χρόνου, ανά μονάδα στερεάς γωνίας και ανά μονάδα όγκου: $j = dE/dV\ d\Omega\ dt$ $(ergs\, s^{-1} cm^{-3} ster^{-1})$.

www.diavlos.gr

$$j(C\ IV) = n_e n_{C^{3+}} q(2s^2S, 2p^2P)\frac{h\nu}{4\pi} \quad (3.72)$$

όπου $q(2s^2S, 2p^2P)$ είναι ο ρυθμός συγκρουσιακής διέγερσης και $h\nu$ είναι η ενέργεια ανά φωτόνιο για την γραμμή 1549 Å. Για $T_e \approx 20.000\ K$, προκύπτει ότι $q \approx 2{,}6 \times 10^{-9}\ cm^{-3}s^{-1}$, αλλά επειδή ο ρυθμός αυτός είναι πολύ ευαίσθητος ως προς τη θερμοκρασία μάλλον ο υπολογισμός είναι σχετικά ανακριβής. Η συνολική λαμπρότητα στην γραμμή του C IV προκύπτει με την ολοκλήρωση του συντελεστή εκπομπής πάνω σε όλο τον όγκο που εκπέμπει, και πάνω σε όλες τις κατευθύνσεις:

$$L(C\ IV) = \iint j(C\ IV)d\Omega dV$$

$$\Leftrightarrow \quad L(C\ IV) = \frac{4\pi r^3}{3}\epsilon n_e n_{C^{3+}} q(2s^2S, 2p^2P)h\nu$$

$$\Leftrightarrow L(C\ IV) = \epsilon r^3 n_e^2 4{,}6 \times 10^{-23}\ ergs\ s^{-1} \quad (3.73)$$

Όπου ϵ είναι ένας «filling factor» (συντελεστής πληρότητας) ο οποίος καταδεικνύει πόσος από τον όγκο που εκπέμπει περιέχει υλικό το οποίο παράγει γραμμές εκπομπής (μπορούμε να υποθέσουμε πως ο υπόλοιπος όγκος είναι απλά ένα κενός). Για λόγους απλότητας, έχει υποτεθεί μια κοσμική αφθονία άνθρακα ($log[C/H] = -3{,}48$) και ότι όλος ο άνθρακας είναι τριπλά ιονισμένος. Για σφαιρικά νέφη ακτίνας ℓ σε μία σφαιρική BLR περιοχή ακτίνας r, ο filling factor είναι

$$\epsilon = \frac{N_c(4\pi\ell^3/3)}{(4\pi r^3/3)} = \frac{N_C\ell^3}{r^3} \quad (3.74)$$

όπου N_C είναι ο αριθμός των νεφών εντός της BLR περιοχής. Η Εξίσωση 3.73 μπορεί να λυθεί ως προς ϵ, δεδομένου ότι όλες οι άλλες παράμετροι μπορούν να υπολογιστούν. Για να τεθεί αυτό σε μονάδες κατάλληλες για τους λαμπρούς Seyfert 1 γαλαξίες, η λαμπρότητα του C IV μπορεί να γραφεί ως

$$L(C\ IV) = L_{42}(C\ IV) \times 10^{42} ergs\ s^{-1} \quad (3.75)$$

και

$$r = 8h_0 L_{42}^{1/2}(C\ IV)\ light\ days = 2 \times 10^{16} h_0 L_{42}^{1/2}(C\ IV)\ cm \quad (3.76)$$

όπου το μέγεθος της BLR, r, υπολογίζεται μέσω reverberation mapping (§ 4.3.10).
Έτσι προκύπτει ότι,

$$\epsilon = 2{,}7 \times 10^{-7} h_0^{-3} L_{42}^{-1/2}(C\ IV) \quad (3.77)$$

www.ellinikosbooks.gr

όπου έχει θεωρηθεί πυκνότητα ηλεκτρονίων $n_e = 10^{11}\ cm^{-3}$. Η μικρή τιμή του filling factor καταδεικνύει ότι η δομή της BLR είναι νηματώδης (filamentary) ή χονδροειδείς (clumpy) (Peterson, B. M., An Introduction to Active Galactic Nuclei). Μετά από αυτό είναι πολύ φυσικό, τα πλάτη των γραμμών εκπομπής να ερμηνεύονται βάση των bulk motions των μεμονωμένων νεφών, από τα οποία το κάθε ένα ακτινοβολεί στο θερμικό του πλάτος (εξίσωση 3.71).

Η συνολική μάζα της BLR περιοχής μπορεί επίσης να υπολογιστεί. Με το συνδυασμό των εξισώσεων (3.73) και (3.75) έχουμε

$$\epsilon r^3 = 2{,}2 \times \frac{10^{64}}{n_e^2} L_{42}(C\ IV). \quad (3.78)$$

Η μάζα της BLR δίνεται από το γινόμενο της πυκνότητας μάζας του νέφους $n_e m_p$, του όγκου του κάθε νέφους $4\pi\ell^3/3$, και τον συνολικό αριθμό νεφών N_c, δηλαδή

$$M_{BLR} = \frac{4}{3}\pi\ell^3 N_c n_e m_p$$

$$\Leftrightarrow M_{BLR} = \frac{4}{3}\pi\epsilon r^3 n_e m_p$$

$$\Leftrightarrow M_{BLR} \approx 1{,}5 \times \frac{10^{41}}{n_e} L_{42}(C\ IV) g$$

$$\Leftrightarrow M_{BLR} \approx 10^{-3} L_{42}(C\ IV) M_\odot \quad (3.79)$$

όπου έχει γίνει χρήση της εξίσωσης (3.74) και στο τελευταίο βήμα έχει θεωρηθεί ότι $n_e = 10^{11}\ cm^{-3}$, όπως και προηγουμένως. Η μάζα της BLR περιοχής είναι ασήμαντη συγκρινόμενη με τη μάζα της κεντρικής πηγής[33]. Ακόμη και για τον πιο λαμπρό ενεργό γαλαξία, το πλάσμα γραμμικής εκπομπής της BLR είναι πολύ λιγότερο από 10 $M_\odot$.

Μία ακόμη σημαντική ποσότητα που μπορεί να υπολογιστεί είναι το ποσό της συνεχούς ακτινοβολίας το οποίο απορροφάται από την BLR περιοχή. Οι γραμμές επανασύνδεσης ποικίλλουν έντονα ως αποτέλεσμα των μεταβολών του συνεχούς, γεγονός το οποίο καταδεικνύει ότι μεγάλο μέρος της BLR εκπομπής προκύπτει από νέφη τα οποία είναι οπτικά πυκνά στο συνεχές ιονισμού. Στην περίπτωση οπτικά πυκνών νεφών, το κλάσμα της ιονίζουσας συνεχούς εκπομπής που απορροφάται από τα BLR νέφη δίνεται από κλάσμα του ουρανού που καλύπτεται από BLR νέφη όπως αυτό φαίνεται από την κεντρική πηγή, $f = \Omega/4\pi$ ο οποίος είναι γνωστός ως ο παράγοντας κάλυψης (covering factor).

[33] Η τιμή αυτή για το αέριο που εκπέμπει είναι λίγο μικρότερη από αυτή που δίνεται στη βιβλιογραφία εξαιτίας της υψηλής πυκνότητας που χρησιμοποιήθηκε, μιας και ο συντελεστής εκπομπής είναι ανάλογος του n_e^2.

www.ziovlosbooks.gr

Ένας απλός τρόπος υπολογισμού του παράγοντα κάλυψης μπορεί να γίνει αν αναλογιστούμε ότι σε ένα οπτικά πυκνό υδρογεονοειδές νεφέλωμα, κάθε φωτοϊονισμός οδηγεί στην παραγωγή ενός Lyα φωτονίου.[34] Αν όλα τα φωτόνια ιονισμού απορροφώνται, τότε υπάρχει μία απλή συσχέτιση μεταξύ της ολικής Lyα ροής και της έντασης του συνεχούς, και αυτή είναι το ισοδύναμο πλάτος της γραμμής Lyα. Θέτοντας τη συχνότητα που αντιστοιχεί σε μήκος κύματος $1216\,\text{Å}$ ως ν_0, την συνεχή ροή στα $1216\,\text{Å}$ ως $F_\nu(1216\,\text{Å})$ $(ergs\,s^{-1}cm^{-2}Hz^{-1})$, και προσεγγίζοντας το συνεχές ιονισμού με ένα νόμο δύναμης φασματικού δείκτη α_{ox} (Εξ 4.10), η ροή των φωτονίων ιονισμού που εκπέμπονται από την πηγή $(photons\,s^{-1}cm^{-2})$ προκύπτει ολοκληρώνοντας πάνω σε όλες τις συχνότητες ιονισμού (δηλαδή πάνω από την ν_1 που είναι η συχνότητα της κορυφής Lyman στα 912 Å). Έτσι έχουμε

$$\Phi(H) = \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{F_\nu}{h\nu} d\nu$$

$$\Leftrightarrow \quad \Phi(H) = \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{F_\nu(1216\,\text{Å})}{h\nu} \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-\alpha_{ox}} d\nu$$

$$\Leftrightarrow \quad \Phi(H) = \frac{F_\nu(1216\,\text{Å})\nu_0^{\alpha_{ox}}}{h} \int_{\nu_1}^{\infty} \nu^{-1-\alpha_{ox}} d\nu$$

$$\Leftrightarrow \quad \Phi(H) = \frac{F_\nu(1216\,\text{Å})}{h\alpha_{ox}} \left(\frac{\nu_0}{\nu_1}\right)^{\alpha_{ox}}$$

$$\Leftrightarrow \quad \Phi(H) = \frac{F_\nu(1216\,\text{Å})}{h\alpha_{ox}} \left(\frac{912}{1216}\right)^{\alpha_{ox}}. \quad (3.80)$$

Επειδή ο αριθμός των φωτονίων ιονισμού ισοδυναμεί με το αριθμό των Lyα φωτονίων, η ροή στην γραμμή εκπομπής Lyα είναι

$$F(Ly\alpha) = \Phi(H) h\nu_0 = \frac{F_\nu(1216\,\text{Å})}{\alpha_{ox}} \left(\frac{912}{1216}\right)^{\alpha_{ox}} \frac{c}{1216\,\text{Å}} \quad (3.81)$$

έτσι το ισοδύναμο πλάτος της γραμμής εκπομπής Lyα είναι

$$W(Ly\alpha) = \frac{F(Ly\alpha)}{F_\lambda(1216\,\text{Å})}. \quad (3.82)$$

[34] Το γεγονός αυτό παραμένει κατά προσέγγιση αληθές ακόμη και στα πιο εξελιγμένα οπτικά πυκνά μοντέλα τα οποία θεωρούν πιο ρεαλιστικές χημικές αφθονίες.

www.diavlospooks.gr

Χρησιμοποιώντας την εξίσωση $F_\nu = \lambda^2 F_\lambda / c$ μαζί με την (3.81) έχουμε:

$$W(Ly\alpha) = \frac{1216}{\alpha_{ox}} \left(\frac{912}{1216}\right)^{\alpha_{ox}} \text{ Å.} \quad (3.83)$$

Για $\alpha_{ox} = 1{,}4$ (§4.2), το προβλεπόμενο ισοδύναμο πλάτος της Lyα είναι 580 Å, αν όλη η συνεχής ακτινοβολία απορροφάται. Αυτή τη τιμή είναι περίπου μία τάξη μεγέθους μεγαλύτερη από το παρατηρούμενο ισοδύναμο πλάτος της Lyα γεγονός το οποίο καταδεικνύει πως μόλις $\sim 10\%$ του συνεχούς ιονισμού απορροφάται από την BLR περιοχή. Έτσι ο συντελεστής κάλυψης της BLR είναι πιθανότατα της τάξης του $f \approx 0{,}1$.

Για τον καθορισμό του κλάσματος των πηγών στις οποίες δεν ανιχνεύονται καθόλου φωτόνια στα μικρότερα μήκη κύματος του ορίου Lyman κανείς θα μπορούσε να ερευνήσει το συνεχές σε αυτά τα μήκη κύματος για ένα μεγάλο αριθμό ενεργών γαλαξιών. Το κλάσμα αυτό ισοδυναμεί με τον μέσο συντελεστή κάλυψης του δείγματος των AGN. Ένα ισοδύναμο τεστ θα ήταν να αναζητήσουμε γραμμές απορρόφησης οι οποίες μπορεί να παράγονται από ένα BLR νέφος κατά μήκος της γραμμής παρατήρησης της πηγής συνεχούς ακτινοβολίας. Επί του πρακτέου, τέτοιου είδους έλεγχοι δεν έχουν αποβεί επιτυχείς καθώς υπάρχει ένα μεγάλος αριθμός θεμελιωδών προβλημάτων. Ακόμη πιο σημαντικό είναι το γεγονός ότι αυτοί οι έλεγχοι δεν είναι πολύ ευαίσθητοι αν τα προβαλλόμενα μεγέθη των εκάστοτε BLR νεφών είναι μικρότερα από τα προβαλλόμενο μέγεθος της πηγής συνεχούς ακτινοβολίας. Αν ένα BLR νέφος βρίσκεται ακριβώς στη γραμμή παρατήρησης της πηγής συνεχούς ακτινοβολίας, τότε αυτό θα απορροφά ένα κλάσμα του συνεχούς το οποίο δίνεται από την αναλογία των προβαλλόμενων επιφανειών. Επίσης, η ανίχνευση της ακριβούς έντασης μιας γραμμής απορρόφησης απαιτεί το συνεχές, σε αυτά τα μήκη κύματος, να είναι οπτικά λεπτό γεγονός όμως που μπορεί να μην συμβαίνει οπότε δεν είναι ορθό να τεθεί ως αρχική συνθήκη. Τέλος, στην περίπτωση ανίχνευσης μιας κορυφής (edge) απορρόφησης δεν είναι ξεκάθαρο αν αυτή οφείλεται στα BLR νέφη, ή την κορυφή Lyman ενός φάσματος δίσκου προσαύξησης ή σε παρεμβαλλόμενο αέριο. Αξίζει να σημειωθεί ότι ο τελευταίος μηχανισμός απορρόφησης γίνεται σταδιακά όλο και πιο σημαντικός στην περίπτωση των quasar μεγαλύτερης ερυθρομετάθεσης, όπου κατά έναν περίεργο τρόπο η δυνατότητα παρατήρησης της κορυφής Lyman γίνεται καλύτερη.

3.4.4 Ο Φωτοϊονισμός της BLR Περιοχής

Μία εναλλακτική μέθοδος υπολογισμού της λαμπρότητας του συνεχούς ιονισμού είναι μέσω της χρήσης διαφορετικών γραμμών και της παραμέτρου ιονισμού. Το μέγεθος αυτό ορίζεται με διάφορους τρόπους, αλλά εδώ θα γίνει χρήση του πιο συνήθη από αυτούς. Οφείλουμε να σημειώσουμε πως η παράμετρος ιονισμού U, είναι ένα αδιάστατο μέγεθος το οποίο περιγράφει πόσα φωτόνια ιονισμού υπάρχουν ανά άτομο. Έτσι, έχουμε:

www.crowdbooks.gr

$$U = \frac{Q}{4\pi r^2 c n_e}, \quad (3.84)$$

όπου r είναι η απόσταση μεταξύ της πηγής των φωτονίων ιονισμού και των ατόμων του αερίου, c είναι η ταχύτητα του φωτός, n_e είναι η αριθμητική πυκνότητα των ελεύθερων ηλεκτρονίων και Q είναι ο ρυθμός ιονισμού, δηλαδή ο αριθμός των φωτονίων που εκπέμπονται από την κεντρική πηγή ανά δευτερόλεπτο, ο οποίος και δίδεται από τη σχέση

$$Q = \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu, \quad (3.85)$$

όπου L_ν είναι η λαμπρότητα της πηγής σε συχνότητα ν και το ολοκλήρωμα είναι πάνω σε όλες τις συχνότητες που είναι μεγαλύτερες από την συχνότητα ιονισμού. Παρατηρούμε ότι η παράμετρος ιονισμού εξαρτάται από την λαμπρότητα της πηγής, την απόσταση του νέφους από την πηγή, και την αριθμητική πυκνότητα των ηλεκτρονίων. Η λαμπρότητα είναι το αποτέλεσμα της ένταση του συνεχούς ιονισμού και της μορφής του φάσματος. Αν το συνεχές φάσμα περιγράφεται από φασματικό δείκτη πιο επίπεδο από -1, τότε η λαμπρότητα κυριαρχείται από τα φωτόνια υψηλότερων ενεργειών και είναι αυτά τα φωτόνια τα οποία παρέχουν το μεγαλύτερο μέρος του ιονισμού. Κατά την μοντελοποίηση της παραμέτρου ιονισμού, είναι επιτρεπόμενη η χρήση ενός εύρους τιμών εξαιτίας της αβεβαιότητας που προκύπτει μέσω των παρατηρήσεων ως προς τον καθορισμό της ακριβούς τιμής. Η δυνατότητα της κατά βούληση μεταβολής αυτής της τιμής είναι ένα πλεονέκτημα για τους θεωρητικούς που κατασκευάζουν μοντέλα. Ο καθορισμός της μορφής και της έντασης του συνεχούς ιονισμού είναι ένα από τα σημαντικότερα βήματα για την κατανόηση των φυσικών διεργασιών της BLR περιοχής. Είναι γεγονός πως αν αυτό επιτευχθεί τότε ευθέως περιορίζονται τα διάφορα μοντέλα που προσπαθούν να ερμηνεύσουν αυτή την τόσο μυστηριώδη εσωτερική περιοχή των ενεργών γαλαξιακών πηγών. Σύμφωνα με αρκετές μελέτες η παράμετρος ιονισμού παίρνει τιμές $U \approx 2 \times 10^{-3}$.

Η πηγή ενέργειας που «καθορίζει» τις πλατιές γραμμές εκπομπής στα φάσματα των ενεργών γαλαξιών είναι ο φωτοϊονισμός από την συνεχή ακτινοβολία της κεντρικής πηγής, μιας και οι ροές των γραμμών εκπομπής μεταβάλλονται έντονα ως αποτέλεσμα των μεταβολών της συνεχούς ροής. Επειδή οι γραμμές επανασύνδεσης μεταβάλλονται έντονα, προκύπτει το συμπέρασμα ότι ένα σημαντικό κλάσμα της BLR εκπομπής προκύπτει σε νέφη τα οποία είναι οπτικά πυκνά ως προς τα φωτόνια ιονισμού με ενέργειες $h\nu \geq 13{,}6\ eV$. Υπάρχουν βέβαια ενδείξεις για έναν πληθυσμό BLR νεφών στα οποία το υδρογόνο είναι πλήρως ιονισμένο με αποτέλεσμα τα νέφη αυτά να είναι οπτικά λεπτά στο συνεχές Lyman.

Ο αριθμός των φωτονίων που εκπέμπονται από την κεντρική πηγή ανά δευτερόλεπτο και τα οποία είναι ικανά να ιονίσουν το υδρογόνο, είναι

www.diavlosbooks.gr

$$Q(H) = \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu, \quad (3.86)$$

όπου L_ν είναι η ειδική λαμπρότητα της κεντρικής πηγής και το ολοκλήρωμα είναι πάνω σε όλα τα φωτόνια που ιονίζουν το υδρογόνο. Έτσι, η παράμετρος ιονισμού U είναι ο λόγος της αριθμητικής πυκνότητας φωτονίων προς την πυκνότητα των σωματιδίων στην επιφάνεια του νέφους πάνω στην οποία προσπίπτουν

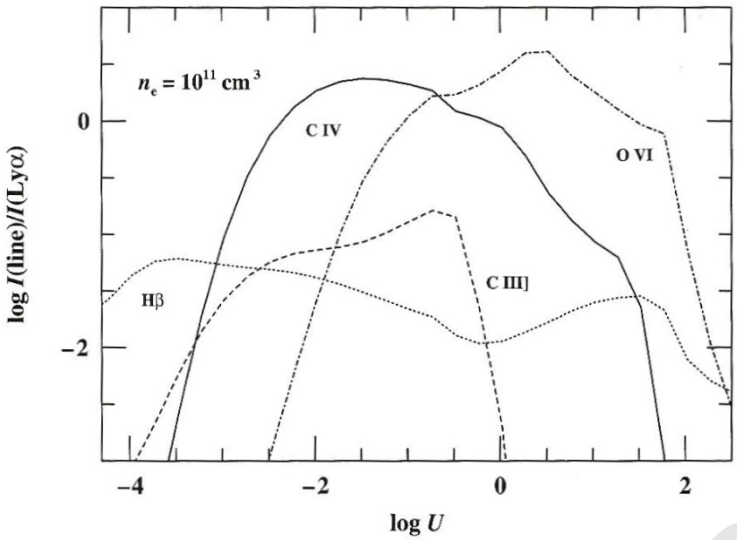
$$U = \frac{Q(H)}{4\pi r^2 c n_H}. \quad (3.87)$$

Τα σύγχρονα μοντέλα φωτοϊονισμού εξαρτώνται από (α) τη μορφή του συνεχούς ιονισμού (β) τις χημικές αφθονίες (συνήθως υιοθετούνται οι ηλιακές ή οι κοσμικές), (γ) την πυκνότητα των σωματιδίων του νέφους (η οποία καθορίζεται από την παρουσία ή απουσία διαφόρων γραμμών), (δ) την πυκνότητα στήλης του νέφους (ελεύθερη παράμετρος η οποία κάποιες φορές περιορίζεται από τις παρατηρήσεις), (ε) την παράμετρο ιονισμού. Η εξάρτηση των διαφόρων αναλογιών των γραμμών από αυτές τις παραμέτρους παρουσιάζεται στην Εικόνα 3.18.

Μέχρι πρόσφατα, τα μοντέλα φωτοϊονισμού της BLR περιοχής ήταν μοντέλα μίας ζώνης, στα οποία η γραμμική εκπομπή του ενός νέφους χαρακτηρίζει όλα τα νέφη της περιοχής. Στα μοντέλα αυτά, ο λόγος ροών $C\ III]/C\ IV$ χρησιμοποιείται ως δείκτης των τιμών του U επειδή εξαρτάται ενόντα από την τιμή του U και καθόλου από τις χημικές αφθονίες. Η παρουσία των γραμμών $C\ III]\ \lambda 1909$ και η απουσία των γραμμών $[O\ III]$ υποτέθηκε ώστε να συνεπάγεται πυκνότητα σωματιδίων της τάξης του $10^{9,5}\ cm^{-3}$. Εντούτοις, οι τιμές αυτές σε συνδυασμό με την εξίσωση (3.87) καταδεικνύουν ότι το μέγεθος της BLR περιοχής είναι μεγαλύτερο κατά μία τάξη μεγέθους από τις παρατηρούμενες τιμές. Πιο σύγχρονα μοντέλα, βασισμένα σε αποτελέσματα του reverberation mapping, καταδεικνύουν ότι η BLR περιοχή εμφανίζει ακτινική δομή ιονισμού και ότι η εκπομπή του $C\ III]\ \lambda 1909$ συμπιέζεται συγκρουσιακά στη ζώνη η οποία και παράγει το μεγαλύτερο μέρος της εκπομπής του C IV.

Αξίζει να σημειωθεί πως μόνο μέσω του λόγου ροών $C\ III]/C\ IV$ δεν είναι δυνατόν να εξαχθούν ασφαλή συμπεράσματα όσον αφορά την παράμετρο ιονισμού U ή την πυκνότητα των σωματιδίων. Απατούνται λοιπόν πιο λεπτομερείς υπολογισμοί οι οποίο οδηγούν στις βασικές τιμές $n_e \approx 10^{11}\ cm^{-3}$ και $U \approx 0{,}04\ h_0^{-2}$ που ισχύουν στην περίπτωση του, πολύ καλά μελετημένου γαλαξία Seyfert, NGC 5548 (Ferland et al. 1992).

www.diovolosbooks.gr



Εικόνα 3.18. Υπολογισμοί μέσω μοντέλου της ισορροπίας φωτοϊονισμού για συνθήκες που θεωρείται ότι αντιπροσωπεύουν τα BLR νέφη. Σε αυτούς τους υπολογισμούς, η συνολική πυκνότητα στήλης των νεφών θεωρείται ότι έχει σταθερή τιμή $10^{23}\ cm^{-3}$, οι χημικές αφθονίες θεωρούνται ηλιακές και ως συνεχές θεωρείται ένα κλασικό φάσμα ενεργού γαλαξία. Στο συγκεκριμένο μοντέλο, η πυκνότητα των ηλεκτρονίων έχει θεωρηθεί ότι είναι $10^{11}\ cm^{-3}$, και η παράμετρος ιονισμού U μπορεί να μεταβάλλεται. Οι προβλεπόμενες εντάσεις των συγκρουσιακά διεγερμένων γραμμών C IV λ1549 (συνεχής γραμμή), C III] λ1909 (διακεκομμένη γραμμή), O VI λ1035 (διακεκομμένη γραμμή με τελείες) και η γραμμή επανασύνδεσης Hβ λ4861 (γραμμή με τελείες), σε κάθε περίπτωση σε σχέση με την ένταση της Lyα λ 1216, παριστάνονται συναρτήσει της παραμέτρου ιονισμού U. Η δομή ιονισμού του νέφους είναι διαστρωματωμένη. Εντός του νέφους τα σχετικά κλάσματα των ιόντων X^{n+1}/X^n μειώνονται αυξανομένου του βάθους μέσα στο νέφος. Στην περίπτωση των H και He, οι περιοχές μετάβασης είναι σχετικά «απότομα» μέτωπα ιονισμού . Η σύγκριση των σχετικών εντάσεων των C IV και C III] δείχνει ότι ο C IV γίνεται σχετικά πιο ισχυρός όσο η ιονίζουσα ροή (η οποία είναι ανάλογη του U) αυξάνεται. Η απότομη πτώση στην ένταση του C III] για $\log U \approx -0{,}5$ συμβαίνει όταν σε όλο το νέφος ο άνθρακας είναι τουλάχιστον τριπλά ιονισμένος. Αυτό συνήθως συμβαίνει περίπου στην ίδια τιμή του U για την οποία όλο το νέφος γίνεται οπτικά λεπτό στο H – ionizing continuum. Παρόμοια φαινόμενα λαμβάνουν χώρα για $\log U \approx 1{,}5$ όταν η αφθονία του C^{3+} γίνεται αμελητέα και για $\log U \approx 2$ όταν συμβαίνει ακριβώς το ίδιο για το O^{5+}. Οι υπολογισμοί έχουν γίνει από τους K. T. Korista και G. J. Ferland με τη χρήση του κώδικα ισορροπίας ιονισμού CLOUDY.

Η απαίτηση τα νέφη να είναι οπτικά πυκνά στην κορυφή Lyman επιτρέπει τον υπολογισμό ενός ελαχίστου πάχους για τα νέφη που προκαλούν την γραμμική εκπομπή και αυτό μπορεί να επιτευχθεί απλά υποθέτοντας ισορροπία φωτοϊονισμού. Αυτό σημαίνει ότι σε όλη την ιονισμένη περιοχή ο ρυθμός φωτοϊονισμού ισοδυναμεί με τον ρυθμό επανασύνδεσης. Ο αριθμός τον φωτοϊονισμών ανά δευτερόλεπτο, στο νέφος,

www.diavlosbooks.gr

ισοδυναμεί με τον αριθμό των φωτονίων ιονισμού που ανά δευτερόλεπτο προσπίπτουν πάνω στο νέφος. Αν η ενεργός διατομή του BLR νέφους είναι A_c, τότε ο αριθμός των φωτονίων που χτυπούν το νέφος ανά δευτερόλεπτο είναι

$$A_c \frac{Q(H)}{4\pi r^2} = A_c U c n_e, \quad (3.88)$$

όπου έχει χρησιμοποιηθεί η εξίσωση (3.87). Ο αριθμός των επανασυνδέσεων ανά δευτερόλεπτο ανά μονάδα όγκου είναι $n_e \alpha_B$, όπου α_B είναι η σταθερά επανασύνδεσης του υδρογόνου «Case B» ($\alpha_B = 2{,}52 \times 10^{-13}\ cm^3\ s^{-1}$ για $T = 20.000\ K$, Osterbrock 1989). Μέσα στη ζώνη ιονισμού, ο αριθμός των φωτοϊονισμών ανά δευτερόλεπτο ισοδυναμεί με τον αριθμό των επανασυνδέσεων, έτσι

$$A_c U c n_e = n_e^2 \alpha_B V_c \quad (3.89)$$

όπου V_c είναι ο ιονισμένος όγκος του νέφους. Μπορούμε στο σημείο αυτό να προσδιορίσουμε το βάθος Stromgren $r_1 = V_c / A_c$, το οποίο θα είναι

$$r_1 = \frac{Uc}{n_e \alpha_B}. \quad (3.90)$$

Για τις βασικές τιμές των U και n_e προκύπτει

$$r_1 \approx 4{,}8 \times 10^{10}\ cm \approx 0{,}7 R_\odot. \quad (3.91)$$

Ένα βασικό χαρακτηριστικό για τα μοντέλα φωτοϊονισμού των ενεργών γαλαξιών είναι ότι αυτοί φέρουν μια εκτεταμένη, μερικώς ιονισμένη ζώνη (Partially Ionized Zone – PIZ) η οποία εκτείνεται πέραν του βάθους Stromgren εντός του νέφους (Kwan και Krolik 1981). Η ύπαρξη της ζώνης αυτής είναι συνέπεια του σχετικά επίπεδου φάσματος ιονισμού. Η ενεργός διατομή για τον ιονισμό του υδρογόνου πέφτει απότομα αυξανομένης της συχνότητας πάνω από το όριο Lyman ($\sigma(H) \propto (\nu/\nu_1)^{-3}$), με αποτέλεσμα το αέριο να απορροφά με μεγαλύτερη αποτελεσματικότητα τα φωτόνια που βρίσκονται πιο κοντά στο Lyman edge. Σε ένα αέριο το οποίο ιονίζεται από ένα θερμικό φάσμα, η συντριπτική πλειοψηφία των φωτονίων ιονισμού βρίσκεται πολύ κοντά στο όριο Lyman, και όταν αυτά τα φωτόνια απορροφηθούν εντελώς, το αέριο σχεδόν απότομα γίνεται ουδέτερο. Σε αντίθεση, στην περίπτωση ενός φάσματος νόμου δύναμης, υπάρχουν ακόμη αρκετά φωτόνια διαθέσιμα σε υψηλές ενέργειες, ακόμη και μετά την απορρόφηση όλων των φωτονίων που βρίσκονται κοντά στο όριο Lyman. Το γεγονός αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία μιας μεγάλης μερικώς ιονισμένης ζώνης (PIZ), στην οποία $H^+/H^0 \approx 0{,}1$. Because Lyα photons are trapped in this zone, there is a significant population of the $n = 2$ level, and higher $-n$ states are populated by collisions of electrons with neutral H in excited states. Το γεγονός αυτό έχει σαν

www.diavlosbooks.gr

αποτέλεσμα την ενισχυμένη Balmer εκπομπή και φαινομενικά εξηγεί τις ανώμαλα χαμηλές τιμές το λόγου ροών Lya/Ha που παρατηρούνται στα φάσματα των BLR.

Ενώ το μεγαλύτερο μέρος της BLR εκπομπής φαίνεται πως προέρχεται από οπτικά πυκνά νέφη, υπάρχουν στοιχεία που υποστηρίζουν την ύπαρξη οπτικά λεπτών BLR συνιστωσών.

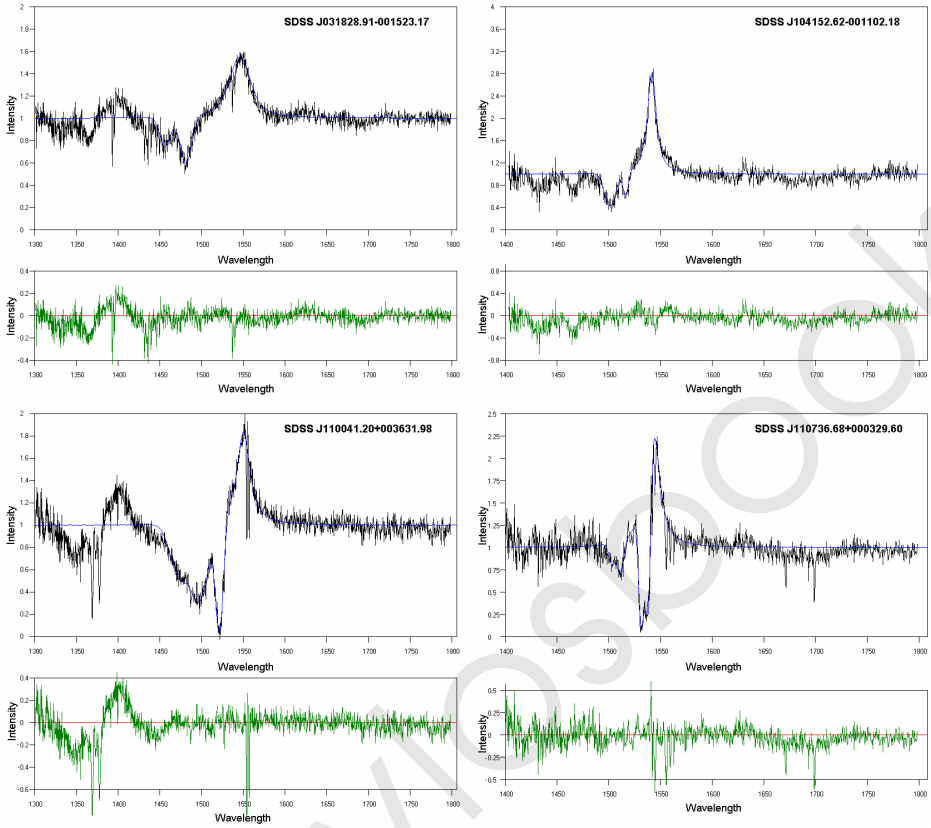
1. Σε κάποιους γαλαξίες Seyfert, παρατηρούνται διαφορές μεταξύ των προφίλ των γραμμών που αναμένονται να είναι έντονες σε οπτικά πυκνά νέφη και εκείνων των γραμμών που ενδέχεται να είναι έντονες σε οπτικά λεπτά νέφη (Morris και Ward 1989).
2. Ενώ ο πυρήνας της πλατιάς γραμμής εκπομπής Hβ, στο φάσμα του Seyfert 1 Mrk 590, μεταβάλλεται με το συνεχές, οι υψηλών ταχυτήτων πτέρυγες της γραμμής παραμένουν σταθερές, γεγονός που καταδεικνύει ότι το αέριο υψηλών ακτινικών ταχυτήτων είναι οπτικά λεπτό. (Ferland, Korista και Peterson 1990).
3. Η συμπεριφορά συγκεκριμένων λόγων ροών ανάλογα με το επίπεδο του συνεχούς μπορεί να αναπαραχθεί ικανοποιητικά από τα BLR μοντέλα τα οποία περιλαμβάνουν μια οπτικά λεπτή συνιστώσα (Shields, Ferland και Peterson 1995).

Στη συνέχεια θα δούμε πως μπορούμε να εξάγουμε την γενική εικόνα της ιονισμένης περιοχής από τους υπολογισμούς των διαφόρων μοντέλων. Οι υπολογισμοί των μοντέλων είναι πράγματι πολλοί και σύνθετοι που σημαίνει ότι πρέπει να λυθούν πολλές εξισώσεις ταυτόχρονα, μέσω υπολογιστικών προγραμμάτων, ώστε να καθοριστούν οι απαιτούμενες παράμετροι. Τα διάφορα υπολογιστικά μοντέλα επικεντρώνονται είτε στην ατομική φυσική και την ενεργειακή ισορροπία εντός της περιοχής, είτε στην επίλυση της, εξαιρετικά σύνθετης, εξίσωσης διάδοσης ακτινοβολίας. Οι Danezis et al. 2003, έλυσαν για πρώτη φορά την εξίσωση διάδοσης ακτινοβολίας στην περίπτωση μιας σύνθετης ατμόσφαιρας η οποία παρουσιάζει πολλά ανεξάρτητα πυκνώματα υλικού απορρόφησης ή εκπομπής. Ως αποτέλεσμα, η εν λόγω ερευνητική ομάδα κατάφερε να εξάγει τη συνάρτηση γραμμής η οποία είναι σε θέση να προσομοιώνει τις απλές αλλά και σύνθετες φασματικές γραμμές εκπομπής και απορρόφησης. Ως συνέπεια, είναι πλέον εφικτός ο υπολογισμός των φυσικών παραμέτρων των περιοχών που παράγουν τις παρατηρούμενες φασματικές γραμμές. Χαρακτηριστικά παραδείγματα προσομοιώσεων σε QSO φάσματα φαίνονται στην Εικόνα 3.19.

Οι φυσικές παράμετροι που υπολογίζονται μέσω του μοντέλου GR είναι η ακτινικές και περιστροφικές ταχύτητες των νεφών, οι τυχαίες ταχύτητες των ιόντων που συνιστούν τα BLR νέφη, η απορροφούμενη και εκπεμπόμενη ενέργεια, το οπτικό βάθος στο κέντρο της φασματικής γραμμής, το FWHM, η πυκνότητα στήλης κ.α. (στο Κεφάλαιο 4 θα αναπτυχθεί ο τρόπος με τον οποίο υπολογίζονται οι φυσικές παράμετροι μέσω του μοντέλου GR ενώ θα γίνει αναφορά και στο υπολογιστικό μοντέλο που δημιούργησε η εν λόγω ερευνητική ομάδα).

www.gravitybooks.gr

Στη συνέχεια θα εξετάσουμε το αποκαλούμενο «καθιερωμένο μοντέλο» όσον αφορά την αινιγματική περιοχή των πλατιών γραμμών εκπομπής και απορρόφησης.



Εικόνα
3.19. Παραδείγματα προσομοιώσεων σε QSO φάσματα. Η μαύρη γραμμή αντιστοιχεί στο παρατηρούμενο φάσμα ενώ η μπλε γραμμή αντιστοιχεί στο θεωρητικό προφίλ που αναπαράγει το μοντέλο GR. Κάτω από το φάσμα διακρίνεται η πράσινη γραμμή η οποία αντιπροσωπεύει τη διαφορά μεταξύ παρατηρούμενου και θεωρητικού φάσματος (E. Lyratzi, E. Danezis, L. C. Popovic, A. Antoniou. M. S. Dimitrijevic, D. Stathopoulos, BaltA, 20, 448L (2011)).

3.4.5 Τα Προφίλ των Πλατιών Γραμμών

Λογαριθμικά Προφίλ

Τα προφίλ των γραμμών εκπομπής παρέχουν σημαντικά στοιχεία για τη δυναμική της BLR περιοχής, με την προϋπόθεση βέβαια ότι ο βασικός μηχανισμός πλάτυνσης οφείλεται στις κινήσεις Doppler των νεφών. Τα προφίλ των πλατιών γραμμών εκπομπής στα φάσματα των ενεργών γαλαξιών είναι λογαριθμικά, δηλαδή η ροή σε μετατόπιση μήκους κύματος $\Delta\lambda$ από το κέντρο της γραμμής είναι ανάλογη του $\log \Delta\lambda$. Οι Capriotti, Foltz και Byard (1980) έδειξαν ότι αυτά τα προφίλ είναι δυνατόν να αναπαραχθούν μέσω του υπολογισμού του αναμενόμενου προφίλ της γραμμικής εκπομπής ενός συνόλου

www.diavlos.gr

οπτικά πυκνών (ως προς το συνεχές ιονισμού) νεφών τα οποία υπόκεινται σε μια, σταθερής κατάστασης, ακτινοβολιακά καθοδηγούμενη εκροή. Ο τρόπος αυτός παραγωγής των λογαριθμικών προφίλ δεν είναι μοναδικός.

Η βασική υπόθεση αυτού του μοντέλου είναι ότι το προφίλ της γραμμικής εκπομπής που παράγεται από κάθε νέφος καθορίζεται από την θερμική διεύρυνση (εξίσωση 3.71). Το προφίλ αυτό είναι πολύ στενότερο από τη φασματική ανάλυση (resolution) που συνήθως χρησιμοποιείται στις μελέτες των ενεργών γαλαξιών (συνήθως εκατοντάδες χιλιόμετρα ανά δευτερόλεπτο) και έτσι είναι δυνατόν να γίνει προσομοίωση των γραμμών με μια δ - συνάρτηση. Το προφίλ της γραμμικής εκπομπής για ένα σύνολο νεφών περιγράφεται από την εξίσωση

$$L(\lambda) = 2\pi \int_{r_{min}}^{r_{max}} \int_{-1}^{1} n_c j_c r^2 \delta \left[\lambda - \lambda_0 \left(1 + \frac{u\mu}{c}\right)\right] d\mu dr \quad (3.92)$$

όπου

- n_c είναι η αριθμητική πυκνότητα των νεφών στην BLR
- j_c είναι ο συντελεστής εκπομπής του κάθε νέφους
- λ_0 είναι το μήκος κύματος στο κέντρο της γραμμής
- r_{min} και r_{max} είναι αντίστοιχα η εσωτερική και εξωτερική ακτίνα της BLR περιοχής ($u(r_{min})$ και $u(r_{max})$ θα είναι οι ακτινικές ταχύτητες σε αυτές τις δύο θέσεις)
- $\mu = cos\theta$, όπου θ είναι η γωνία μεταξύ ενός νέφους της περιοχής και ενός σημείου στο κέλυφος το οποίο είναι το πιο απομακρυσμένο από τον παρατηρητή όπως μετράται από το κέντρο της BLR περιοχής (Εικόνα 3.20).

Ο παρατηρητής μετράει μετατόπιση Doppler (ως προς το κέντρο της BLR) για ένα νέφος στη θέση (r, θ) που δίνεται από τη σχέση

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0 u(r)\mu}{c} \quad (3.93)$$

Η προς τα έξω δύναμη σε κάθε νέφος δίνεται από τη σχέση

$$M_c \alpha_{rad} = A_c \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{L_\nu d\nu}{4\pi r^2 c} = \frac{A_c L_{UV}}{4\pi r^2 c}, \quad (3.94)$$

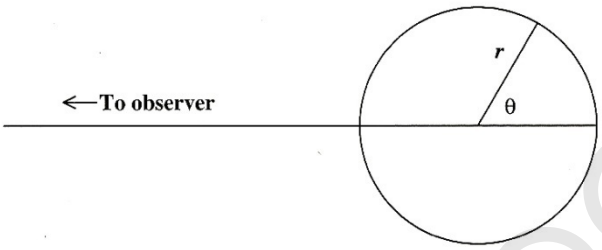
όπου M_c και A_c είναι η μάζα και η ενεργός διατομή ενός νέφους και το ολοκλήρωμα είναι επάνω σε όλο το συνεχές ιονισμού, του οποίου η ορμή απορροφάται από το νέφος. Η επιτάχυνση ακτινοβολίας μπορεί να γραφεί ως

www.diavlospooks.gr

$$\alpha_{rad} = \frac{dr}{dt}\frac{du}{dr} = u\frac{du}{dr}, \quad (3.95)$$

άρα

$$dr = \frac{udu}{\alpha_{rad}} = \frac{4\pi r^2 c M_c}{A_c L_{UV}} udu. \quad (3.96)$$



Εικόνα 3.20. Τα BLR νέφη βρίσκονται σε απόσταση r από την κεντρική πηγή, υπό γωνία θ ως προς τη γραμμή παρατήρησης της κεντρικής πηγής.

Η ποσότητα $A_c L_{UV}$ μπορεί να απαλειφθεί από την εξίσωση θεωρώντας την εξίσωση για την ισορροπία φωτοϊονισμού σε ένα μεμονωμένο νέφος. Ο αριθμός των φωτοϊονισμών ανά δευτερόλεπτο εντός του νέφους ισοδυναμεί με τον αριθμό των φωτονίων ιονισμού που φθάνουν στο νέφος, δηλαδή

$$\frac{A_c}{4\pi r^2}\int_{\nu_1}^{\infty}\frac{L_\nu d\nu}{h\nu} = \frac{A_c}{4\pi r^2}Q(H), \quad (3.97)$$

και η ποσότητα αυτή πρέπει να ισοδυναμεί με τον συνολικό αριθμό επανασυνδέσεων ανά δευτερόλεπτο, $n_e^2 \alpha_B V_c$, όπου V_c είναι ο ιονισμένος όγκος του νέφους. Ορίζεται ως μέση ενέργεια ανά φωτόνιο

$$\langle h\nu \rangle = \frac{L_{UV}}{Q(H)} = \frac{L_{UV} A_c}{4\pi r^2 n_e^2 \alpha_\beta V_c}, \quad (3.98)$$

Οπότε η εξίσωση (3.96) γίνεται

$$dr = \frac{cM_c}{\langle h\nu \rangle n_e^2 \alpha_B V_c} udu. \quad (3.99)$$

Η εξίσωση συνέχειας για την εκροή μάζας είναι

www.ellinikabooks.gr

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi r^2 u M_c n_c \quad (3.100)$$

όπου $M_c n_c$ είναι η πυκνότητα μάζας της BL περιοχής υπό τη μορφή νεφών. Ο συντελεστής εκπομπής ενός νέφους προκύπτει με ολοκλήρωση του συντελεστή εκπομπής της γραμμής σε όλο τον ιονισμένο όγκο του νέφους, δηλαδή

$$j_c = \int\int j_{line} d\Omega dV = h\nu_{line} n_e^2 a_{eff} V_c, \quad (3.101)$$

όπου ν_{line} είναι η συχνότητα της εκπεμπόμενης γραμμής και a_{eff} είναι ο ενεργός συντελεστής επανασύνδεσης για την γραμμή.

Με συνδυασμό των εξισώσεων (3.99), (3.100) και (3.101) προκύπτει

$$n_c j_c r^2 dr = \left[\frac{dM/dt}{4\pi r^2 u M_c}\right]\left(h\nu_{line} a_{eff} n_e^2 V_c\right) r^2 \left[\frac{c M_c}{\langle h\nu\rangle n_e^2 a_B V_c} u du\right]$$

$$= \frac{h\nu_{line}}{\langle h\nu\rangle}\frac{a_{eff}}{a_B}\frac{c}{4\pi}\frac{dM}{dt}\, du = K du, \quad (3.102)$$

όπου K είναι μια σταθερά. Εισάγοντας την εξίσωση αυτή στην εξίσωση (3.92) προκύπτει

$$L(\lambda) = 2\pi K \int_{u(r_{min})}^{u(r_{max})} \int_{-1}^{1} \delta\left[\lambda - \lambda_0\left(1 + \frac{u\mu}{c}\right)\right] d\mu du$$

$$= \frac{2\pi c}{\lambda_0} K \int_{u(r_{min})}^{u(r_{max})} \int_{-u\lambda_0/c}^{u\lambda_0/c} \delta[(\lambda - \lambda_0) - x] \frac{dx du}{u} = \frac{2\pi c}{\lambda_0} K \int_{\alpha}^{u(r_{max})} \frac{du}{u}. \quad (3.103)$$

Το ολοκλήρωμα είναι μη μηδενικό μόνο όταν ισχύει $\lambda - \lambda_0 = \lambda_0 \mu / c$, δηλαδή για τιμές

$$\mu = \frac{(\lambda - \lambda_0)c}{\lambda_0 u}. \quad (3.104)$$

Αν η ολοκλήρωση γίνει στο εύρος $-1 \le \mu \le 1$, υπάρχουν δύο τιμές του μ για τις οποίες η ολοκληρωτέα συνάρτηση είναι μη μηδενική. Οι τιμές είναι $\pm(\lambda - \lambda_0)c/u\lambda_0$ δηλαδή $|(\lambda - \lambda_0)c/u\lambda_0|$. Στο σημείο αυτό πρέπει να σημειωθεί ότι στο ολοκλήρωμα των ταχυτήτων το κάτω όριο πρέπει να αλλαχθεί στην περίπτωση των νεφών με ταχύτητες μικρότερες από $c|\lambda - \lambda_0/|\lambda_0$ μιας και αυτά τα νέφη δεν συνεισφέρουν στο προφίλ της γραμμικής εκπομπής σε μήκος κύματος λ. Έτσι, το κάτω όριο γίνεται $\alpha = u(r_{min})$ ή $|\lambda - \lambda_0|c/\lambda_0$ ανάλογα με το πιο είναι μεγαλύτερο. Θεωρώντας $u(r_{min}) = 0$ προκύπτει

www.diavlosbooks.gr

$$L(\lambda) = \frac{2\pi c}{\lambda_0} K \ln\left(\frac{u(r_{max})\lambda_0}{|\lambda - \lambda_0|}\right), \quad (3.105)$$

δηλαδή προκύπτει ένα λογαριθμικό προφίλ.

Δυστυχώς, τα προφίλ γραμμών από μόνα τους παρέχουν περιορισμένες πληροφορίες για το πεδίο ταχυτήτων της περιοχής των πλατιών γραμμών, καθώς υπάρχει ένας αριθμός από διαφορετικά μοντέλα, τα οποία περιλαμβάνουν ακτινικές ταχύτητες (και προς τις δύο κατευθύνσεις), τα οποία μπορούν να παράγουν λογαριθμικά προφίλ (Capriotii, Foltz και Byard 1980). Τα προφίλ γραμμών από μόνα τους είναι σίγουρο πως αυτό που παρέχουν είναι ένας περιορισμός τον οποίο πρέπει να τηρούν όλα τα μοντέλα.

3.4.6 Ασυμμετρίες Γραμμών και Μετατοπίσεις Μηκών Κύματος

Η γενική λογαριθμική μορφή των προφίλ γραμμών είναι μια υπεραπλούστευση, όπως υπεραπλούστευση είναι και η χρήση νόμου δύναμης για την περιγραφή της φασματικής κατανομής ενέργειας των ενεργών γαλαξιών. Τα πραγματικά προφίλ γραμμών συνήθως εμφανίζουν ασυμμετρίες, η οποίες μπορεί να είναι ιδιαίτερα έντονες. Για παράδειγμα, ένα ασύμμετρο προφίλ, προς τα ερυθρά μήκη κύματος της γραμμής, μπορεί να αποδοθεί σε (α) εισροή νεφών σε ένα εξασθενημένο μέσω (β) εκροή νεφών στα οποία το μεγαλύτερο μέρος της γραμμικής εκπομπής προέρχεται από την εσωτερική πρόσοψη των νεφών της BLR περιοχής. Δυστυχώς, η όλη κατάσταση είναι ιδιαιτέρως περίπλοκη καθώς τα πραγματικά προφίλ γραμμών εμφανίζουν ασυμμετρίες τόσο προς την μπλε πλευρά του φάσματος όσο και προς την ερυθρή (διαφορετικού είδους ασυμμετρίες παρατηρούνται σε διαφορετικές πηγές). Επίσης τα προφίλ γραμμών εμφανίζουν δομές που καταδεικνύουν ότι η BLR περιοχή μπορεί να αποτελείται από έναν αριθμό διακριτών φυσικών συνιστωσών.. Επιπροσθέτως, τα προφίλ γραμμών μπορεί να μεταβάλλονται με το χρόνο και να αλλάζουν το είδος της ασυμμετρίας τους με το πέρασμα του χρόνου. Υπήρχε η υπόθεση ότι η μεταβλητότητα των προφίλ οφείλονταν διεγερσιακές ανομοιογένειες εντός της BLR περιοχής εξαιτίας της μεταβλητότητας του συνεχούς, αλλά πλέον θεωρείται σχεδόν βέβαιο πως οι πιο ειδοποιείς αλλαγές των προφίλ συμβαίνουν σε χρονικές κλίμακες μεγαλύτερες από τον χρόνο διάδοσης του φωτός διαμέσου της BLR περιοχής. Η φύση της μεταβλητότητας των προφίλ δεν είναι πλήρως κατανοητή.

Τα προφίλ διαφόρων γραμμών, στο φάσμα ενός ενεργού γαλαξία, μπορεί να διαφέρουν σημαντικά μεταξύ τους. Για παράδειγμα, σε γενικές γραμμές η γραμμή He II λ4686 είναι σημαντικά πλατύτερη από τις γραμμές Balmer (έως και 50%). Ακόμη και οι γραμμές Balmer εμφανίζουν διαφορετικά προφίλ, με την Hβ να είναι πλατύτερη από την Hα. Για παράδειγμα ο λόγος $H\beta/H\alpha$ αυξάνεται με το Δu από τιμές ~ 5 στο κέντρο της γραμμής μέχρι ~ 2 στις πτέρυγες της γραμμής (Creansaw 1986, Stirpe 1991). Μια σημαντική παρατήρηση είναι ότι οι κορυφές των διαφόρων γραμμών εκπομπής

www.diovibooks.gr

λαμβάνουν χώρα για διαφορετικές ακτινικές ταχύτητες, δηλαδή οι ερυθρομεταθέσεις που μετρώνται για διάφορες γραμμές δεν είναι ίδιες (Gaskell 1982, Wilkes 1984, Corbin 1990, Tytler και Fan 1992). Η γενική έννοια αυτών των μετατοπίσεων των μηκών κύματος είναι ότι οι γραμμές υψηλού ιονισμού (όπως αυτή του C IV λ1549) μετατοπίζονται προς την μπλε περιοχή του φάσματος σε σχέση με τις γραμμές χαμηλού ιονισμού (όπως αυτή του Mg II λ2798) οι οποίες με τη σειρά τους ακολουθούν τη συστημική ερυθρομετάθεση του ενεργού γαλαξία, όπως αυτή μετράται από τις απαγορευμένες γραμμές και/ή από τις γραμμές απορρόφησης στον φιλοξενών γαλαξία. Το μέγεθος αυτών των μετατοπίσεων στα μήκη κύματος είναι συνήθως αρκετές εκατοντάδες χιλιόμετρα ανά δευτερόλεπτο, ενώ κάποιες μετατοπίσεις αγγίζουν τα $10^3\ km\ s^{-1}$ ή και περισσότερο. Η ύπαρξη τέτοιων διαφορών φαίνεται πως συνεπάγεται (α) ότι τα προφίλ γραμμών επηρεάζονται από έναν συνδυασμό ακτινικής κίνησης και απόσβεσης της γραμμής (line attenuation) και (β) ότι οι ακτινική κίνηση και η απόσβεση δεν είναι ίδιες για κάθε γραμμή εκπομπής, γεγονός το οποίο καταδεικνύει ότι η δομή της BL περιοχής δεν είναι ομογενής αλλά διαστρωματωμένη. Το τελευταίο συμπέρασμα υποστηρίζεται από τα αποτελέσματα μελετών μέσω reverberation mapping.

3.4.7 Το Καθιερωμένο Μοντέλο και τα Στοιχεία που το Στηρίζουν

Το καθιερωμένο μοντέλο εισήχθη στα τέλη της δεκαετίας του 1970, ενώ αξίζει να σημειωθεί πως πολλοί από αυτούς που συνέβαλαν στην κατασκευή του εργαζόντουσαν στο παρελθόν πάνω σε πλανητικά νεφελώματα του Γαλαξία μας. Τα σώματα αυτά θεωρούνταν ως φυσικά συστήματα τα οποία έμοιαζαν με τις περιοχές της γραμμικής εκπομπής των ενεργών γαλαξιών. Κάποιοι περιορισμοί στην διαδικασία μοντελοποίησης αναφέρθηκαν στην προηγούμενη παράγραφο με βάση της οποίες το καθιερωμένο μοντέλο θεωρείτε ως προσέγγιση μηδενικής τάξης. Παρόλα αυτά, έχει αποτελέσει ένα σημαντικό εργαλείο για την κατανόηση των φυσικών διαδικασιών που συμβαίνουν εντός του κεντρικού kiloparsec των ενεργών γαλαξιών. Ενώ έχουν γίνει διάφορες τροποποιήσεις στο καθιερωμένο μοντέλο, αυτές είναι μικρής φύσεως συγκρινόμενες με την συνολική εικόνα η οποία και έχει διατηρηθεί μέχρι σήμερα.

Αρκετά βιβλία έχουν γραφεί και πολύ περισσότερα συνέδρια έχουν αφιερωθεί πάνω στο καθιερωμένο μοντέλο και την κεντρική ζώνη των ενεργών γαλαξιών. Δυστυχώς, τα αποτελέσματα των μοντέλων βρίσκονται πολύ μακριά από αυτό που οι αστρονόμοι θα επιθυμούσαν ενώ αξίζει να σημειωθεί πως κατά την άποψη ορισμένων ερευνητών το καθιερωμένο μοντέλο έχει «ξεθωριάσει» εξαιτίας μοντέλων που περιλαμβάνουν δίσκους προσαύξησης και εκροές αερίων. Σε αυτή την ενότητα θα κάνουμε μια ανασκόπηση του καθιερωμένου μοντέλου, θα εντοπίσουμε τις αδυναμίες του αλλά θα αναδείξουμε και τα επιτεύγματά του. Δεν υπάρχει καμία αμφιβολία ότι η διαδικασία του συνεχούς ελέγχου του καθιερωμένου μοντέλου έδωσε ώθηση στην πραγματοποίηση πιο λεπτομερών και

www.oriavlosbooks.gr

καλύτερων παρατηρήσεων. Συνάμα οι θεωρητικοί αναγκάστηκαν να βελτιώσουν και να επεκτείνουν τις υποθέσεις του μοντέλου και αυτό γιατί πολλές φορές οι προβλέψεις του δεν επιβεβαιώνονταν από τις παρατηρήσεις. Εκτός αυτού δεν πρέπει να αγνοήσουμε τα υπολογιστικά μοντέλα τα οποία αναπαράγουν συνθετικά φάσματα και έρχονται με τη σειρά τους να επιβεβαιωθούν από τα παρατηρησιακά δεδομένα.

3.4.7.1 Το Πλαίσιο του Καθιερωμένου Μοντέλου

Το σημείο εκκίνησης του καθιερωμένου μοντέλου είναι ότι οι φυσικές διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό της BLR περιοχής, καθοδηγούνται από τον φωτοϊονισμό που προκαλείται εξαιτίας του κεντρικού, εξαιρετικά λαμπρού, πυρήνα. Αυτή η κεντρική πηγή ιονισμού είναι κατά πολύ πιο ενεργητική από την αστρική ακτινοβολία από την άποψη ότι η ακτινοβολία ιονισμού αποτελείται από φωτόνια υψηλότερων ενεργειών. Μπορούμε να θεωρήσουμε ότι αυτή η υπόθεση είναι σωστή καθώς σύμφωνα με τις παρατηρήσεις, οι ενεργοί γαλαξίες που φέρουν περίοπτες BLR περιοχές, εμφανίζουν εξαιρετικά μεγάλη ποικιλία καταστάσεων ιονισμού, ένα γεγονός το οποίο δεν συμβαίνει στην περίπτωση της αστρικής ακτινοβολίας. Τα αποδεικτικά στοιχεία για τον φωτοϊονισμό, ο οποίος παρέχεται από την κεντρική πηγή είναι κυρίως τρία:

(α) Οι παρατηρήσεις των απαγορευμένων γραμμών οδηγούν σε θερμοκρασίες ηλεκτρονίων της τάξεως των $15.000 - 20.000\,K$. Το γεγονός αυτό καταδεικνύει την ύπαρξη αερίου το οποίο υπόκειται σε φωτοϊονισμό.
(β) Η λαμπρότητα στις επιτρεπόμενες γραμμές είναι πολύ καλά συσχετισμένη με την λαμπρότητα της συνεχούς ακτινοβολίας.
(γ) οι λόγοι των εντάσεων των γραμμών καταδεικνύουν τον φωτοϊονισμό και όχι την διέγερση λόγο κάποιου σοκ.

Ο ακριβής καθορισμός των φυσικών παραμέτρων της περιοχής μέσω των φασματικών γραμμών είναι εξαιρετικά δύσκολος. Οι Danezis et al. 2006b, Danezis et al. 2007b, Lyratzi et al. 2009 Lyratzi et al. 2011, χρησιμοποιώντας το μοντέλο GR (Danezis et al. 2007a,); (Danezis, et al. 2009) υπολόγισαν τις φυσικές παραμέτρους 30 QSOs. Οι φυσικές παράμετροι που υπολόγισε η εν λόγω ερευνητική ομάδα είναι οι ακτινικές και περιστροφικές ταχύτητες των νεφών, οι τυχαίες ταχύτητες των ιόντων που συνιστούν τα BLR νέφη, η απορροφούμενη και εκπεμπόμενη ενέργεια, το οπτικό βάθος στο κέντρο της φασματικής γραμμής, το FWHM, η πυκνότητα στήλης κ.α.

Είναι γεγονός πως το καθιερωμένο μοντέλο έχει βελτιωθεί πολύ από τη μορφή που είχε όταν πρωτοεισήχθη μέσω της καλύτερης κατανόησης των ατομικών ενεργών διατομών και των πιο λεπτομερών μηχανισμών παγίδευσης του πλάσματος που δημιουργεί τις φασματικές περιοχές. Η δυνατότητα να συμπεριληφθεί η σκόνη στο καθιερωμένο μοντέλο ώστε αυτή να παρέχει ένα βαθμό ερυθρίωσης των γραμμών έχει βοηθήσει σημαντικά στη βελτίωση του μοντέλου. Βέβαια, οι τροποποιήσεις αυτές δεν

www.diavlosbooks.gr

έχουν αλλάξει δραματικά τις προβλεπόμενες εντάσεις των ισχυρών γραμμών. Αυτό δεν θα πρέπει να αποτελεί έκπληξη καθώς αυτές οι έντονες γραμμές παρέχουν τον βασικό τρόπο ψύξης του θερμού αερίου με αποτέλεσμα να μην είναι εξαρτώμενες από τις περίπλοκες λεπτομέρειες του μοντέλου. Πράγματι, οι έντονες γραμμές ήταν αυτές που πρωτοπαρατηρήθηκαν στα πρώτα φάσματα των ενεργών γαλαξιών με αποτέλεσμα το γενικό πλαίσιο του μοντέλου να χτιστεί γύρω από αυτές. Οι ασθενέστερες γραμμές, απεναντίας είναι πολύ πιο ευαίσθητες ως προς το μοντέλο. Πάνω στις εντάσεις, τον αριθμό και τους λόγους των ασθενών γραμμών, έγιναν και συνεχίζουν να γίνονται οι διάφορες τροποποιήσεις του αρχικού μοντέλου που χτίστηκε από τους Davidson, Netzer, MacAlpine και Baldwin.

Η κεντρική πηγής της συνεχούς ακτινοβολίας ιονίζει μια σειρά συνιστωσών του περιβάλλοντος αερίου, οι οποίες συνιστώσες με τη σειρά τους υπόκεινται σε κάποιους περιορισμούς. Εντός αυτού του πλαισίου το μοντέλο θα πρέπει να είναι ικανό να αναπαράγει το παρατηρούμενο φάσμα (λαμβάνοντας υπόψη τους όποιους εξωτερικούς παράγοντες όπως η σκόνη μεταξύ της BLR περιοχής και του παρατηρητή). Το μοντέλο θα πρέπει να είναι σε θέση να εξάγει την ένταση και τη μορφή της πηγής της συνεχούς ακτινοβολίας, τη γεωμετρία της περιοχής, καθώς επίσης και τις μεταβολές της πυκνότητας και άλλων παραμέτρων συναρτήσει της ακτίνας από την κεντρική πηγή.

Το ερώτημα που προκύπτει στο σημείο αυτό είναι σε ποιο παρατηρούμενο φάσμα πρέπει να γίνει η προσομοίωση μέσω των μοντέλων. Αν αναλογιστούμε ότι όλα τα φάσματα των quasar και των Seyfert 1 γαλαξιών διαφέρουν μεταξύ τους ως προς τις λεπτομέρειες, τότε μήπως υπάρχει ένα «μέσο» φάσμα το οποίο να μπορεί να θεωρηθεί ως αντιπροσωπευτικό της BLR περιοχής; Αυτό θα μπορούσε να επιτευχθεί με δύο τρόπους, πρώτον λαμβάνοντας ένα μεγάλο δείγμα, πολύ προσεχτικά επιλεγμένων, αντικειμένων και παίρνοντας το μέσο φάσμα τους, ή εναλλακτικά επιλέγοντας ένα πραγματικά «μέσο» αντικείμενο και κάνοντας χρήση του φάσματός του. Αυτή η διαδικασία δεν είναι καθόλου τετριμμένη καθώς οι διάφοροι ενεργοί γαλαξίες εμφανίζουν ένα πολύ μεγάλο εύρος ερυθρομεταθέσεων με αποτέλεσμα να περιμένει κανείς ότι τα εξελικτικά φαινόμενα επιφέρουν σημαντικές επιδράσεις όπως για παράδειγμα στις χημικές αφθονίες των βαρέων μετάλλων. Ευτυχώς όμως αυτό δεν συμβαίνει. Είναι γεγονός πως από τους quasar μεγάλης ερυθρομετάθεσης μέχρι και τους πιο κοντινούς φαίνεται πως υπάρχουν πολύ λίγα στοιχεία που να καταδεικνύουν την χημική εξέλιξη (γεγονός που υποδηλώνει ότι η αστρική δημιουργία συνέβη για $z \lesssim 4$).

Μία ακόμη δυσκολία στον καθορισμό ενός μέσου φάσματος γραμμικής εκπομπής είναι ο βαθμός με τον οποίο οι γειτονικές γραμμές συγχωνεύονται εξαιτίας των πολύ πλατιών τους προφίλ. Το γεγονός αυτό είναι γνωστό με την τεχνική ορολογία «blending». Το φαινόμενο αυτό είναι ιδιαίτερα σημαντικό στην περίπτωση των ασθενών γραμμών καθώς αυτές συνήθως καλύπτονται από τις πλατιές πτέρυγες τον ισχυρών γειτονικών γραμμών. Άλλο ένα λεπτό σημείο είναι η ανάμειξη πολλών γραμμών από ένα μόνο χημικό στοιχείο. Το φαινόμενο αυτό παρατηρήθηκε το 1985 με την ανακάλυψη του

www.klironomos.gr

«δάσους γραμμών Fe» (iron forest) όπου η εκπομπή από τον απλά ιονισμένο σίδηρο (Fe II) παρήγαγε ένα πυκνό δάσος γραμμών που προέρχονταν από την BLR περιοχή. Όταν αυτές οι γραμμές πάρθηκαν όλες μαζί παρατηρήθηκε ότι συνεισέφεραν τόση ενέργεια στην ψύξη όση και η ροή της Lya γραμμής. Αυτή η ροή του σιδήρου παρατηρείται σε διάφορες περιοχές μηκών κύματος, με την πιο βασική να βρίσκεται μεταξύ $200 - 300\ nm$, η οποία και συνεισφέρει στο «small blue bump» που παρατηρείται σε αυτή την περιοχή του φάσματος.

Μία ακόμη σημαντική λεπτομέρεια του μοντέλου έχει να κάνει με το εύρος μηκών κύματος στο οποίο το συνεχές φάσμα πρέπει να προσομοιωθεί. Το εύρος αυτό δεν είναι άλλο από το οπτικό παράθυρο. Παρόλο που είναι γνωστό πως τα υπέρυθρα μήκη κύματος μεταφέρουν λίγη ενέργεια, είναι πολύ σημαντικά επειδή είναι σχετικά απρόσβλητα από τις επιδράσεις της απορρόφησης από τη σκόνη[35]. Σε αντίθεση η υπεριώδης είναι μια σημαντική περιοχή υψηλών ενεργειών η οποία αποκαλύπτει τους μετασχηματισμούς της ενέργειας της περιοχής. Όμως παραδόξως, οι γραμμές σε αυτή την περιοχή επηρεάζονται σφοδρά από την απορρόφηση που προκαλεί η σκόνη. Άλλο ένα πρόβλημα με τις γραμμές του υπεριώδους είναι ότι υπάρχουν πολύ λίγα τηλεσκόπια (με βασικά τα IUE και HST) με τα οποία μπορούν να γίνουν παρατηρήσεις στην υπεριώδη περιοχή του φάσματος. Αυτός είναι και ένας από τους βασικότερους λόγους που οι παρατηρήσεις των quasar μέτριας έως υψηλής ερυθρομετάθεσης είναι ευκολότερος, μιας και οι γραμμές τους μετατίθενται προς τα οπτικά μήκη κύματος. Βέβαια στο σημείο αυτό προκύπτει το πρόβλημα της απορρόφησης από τα παρεμβαίνον αέριο (Lyman forest) το οποίο εισάγει δυσκολίες ως προς την μέτρηση και την ερμηνεία.

Σε μια πρώτη προσέγγιση το «μέσο» φάσμα της BLR περιοχής υποδεικνύει ότι οι συνθήκες και οι μηχανισμοί εκπομπής είναι παρόμοιοι για ένα μεγάλο εύρος αντικειμένων. Το μέσο φάσμα επίσης αποκαλύπτει ότι το αέριο της BLR περιοχής χαρακτηρίζεται από μέτρια επίπεδα ιονισμού αλλά και ότι περιέχει ένα μεγάλο εύρος καταστάσεων ιονισμού που σηματοδοτεί την ύπαρξη μεγάλου εύρος χημικών στοιχείων με χημικές αφθονίες παρόμοιες της ηλιακής. Είναι αρκετά δελεαστικό να θεωρηθεί ότι το μέσο φάσμα καταδεικνύει πως οι πυκνότητες έχουν τις ίδια τιμή σε όλους τους ενεργούς γαλαξίες γιατί διαφορετικά θα παρατηρούνταν διαφορετικές απαγορευμένες γραμμές. Εντούτοις, μία άλλη πιθανότητα είναι να υπάρχει ένα μεγάλο εύρος πυκνοτήτων εντός της BLR περιοχής, το οποίο να κυμαίνεται με την ακτίνα, και στην ουσία αυτό που παρατηρείται να είναι η μέση τιμή του εύρους.

Προς το παρόν θα θεωρήσουμε ότι η BLR περιοχή αποτελεί μία ενιαία ζώνη. Η συμβατική άποψη υποστηρίζει ότι η πυκνότητα των ηλεκτρονίων στην BLR περιοχή κυμαίνεται στο εύρος $10^{14} - 10^{16}\ cm^{-3}$. Η άποψη αυτή στηρίζεται κυρίως στην παρουσία της ημι – απαγορευμένης γραμμής του C III] ($190{,}9\ nm$) καθώς επίσης και

[35] Η σκόνη επιταχύνεται πολύ περισσότερο και φθάνει σε μεγάλες ταχύτητες. Με τον τρόπο αυτό οι φασματικές γραμμές που παράγει είναι μετατοπισμένες σε μικρότερα μήκη κύματος, δηλαδή προς την υπεριώδη πτέρυγα και όχι προς την κόκκινη.

www.diavlosbooks.gr

στην απουσία της πλατιάς συνιστώσας της διπλέτας του [O III] ($436{,}32\ nm$) (με κρίσιμη πυκνότητα $10^{12}\ m^{-3}$) εν συγκρίσει με την ένταση της στενότερης συνιστώσας. Ωστόσο, η πυκνότητα πρέπει να παίρνει τιμές κοντά στο άνω όριο αυτού του εύρους και αυτό εξαιτίας των παρατηρούμενων σχετικών εντάσεων των γραμμών C III] και C IV ως προς τη γραμμή Lyα. Αυτά τα αποτελέσματα παράγουν μια τιμή για την παράμετρο ιονισμού η οποία κυμαίνεται μεταξύ 10^{-2} και 10^{-3}, δηλαδή η πυκνότητα των ηλεκτρονίων είναι $100 - 1.000$ φορές μεγαλύτερη από την πυκνότητα των φωτονίων.

Παρόλο που το εύρος τιμών της παραμέτρου ιονισμού είναι γενικά αποδεκτό, υπάρχει μεγάλη ασυμφωνία όσον αφορά το ίδιο το συνεχές ιονισμού. Δύο είναι τα κεντρικά αντικρουόμενα θέματα και έχουν να κάνουν με την μορφή του συνεχούς και την γεωμετρία. Όσον αφορά τη γεωμετρία θεωρείται πως η υπόθεση της σφαιρικής συμμετρίας μπορεί να είναι μη εφαρμόσιμη και ότι διαφορετικά μέρη της BLR περιοχής μπορεί να «βλέπουν» διαφορετικές ενέργειες του συνεχούς ιονισμού. Στο σημείο αυτό αξίζει να σημειωθεί ότι κατά την χρήση του παρατηρούμενου συνεχούς ο λόγος $L\alpha/H\beta$ παραμένει ένα μόνιμο πρόβλημα.

Το συνεχές ιονισμού θεωρείται ότι χαρακτηρίζεται από ένα νόμο δύναμης $S_\nu \propto \nu^\alpha$ με φασματικό δείκτη $\alpha = -1$. Ο δείκτης αυτός παράγει ίση ενέργεια σε όλες τις συχνότητες του φάσματος αλλά ο αριθμός των φωτονίων που εκπέμπονται ανά μονάδα χρόνου στις υψηλότερες ενέργειες είναι σημαντικά μικρότερος από τον αριθμό φωτονίων στις χαμηλότερες ενέργειες. Στην περίπτωση πιο απότομων φασμάτων η μείωση του αριθμού των φωτονίων στις υψηλότερες ενέργειες γίνεται όλο και μεγαλύτερη, ενώ για πιο επίπεδα φάσματα η μείωση του αριθμού των φωτονίων στις υψηλότερες ενέργειες είναι μικρότερη. Ένα πιο επίπεδο φάσμα (πιο ενεργητικό συνεχές ιονισμού) είναι ικανό να παρέχει καλύτερη προσομοίωση στον παρατηρούμενο λόγο $L\alpha/H\beta$. Το συνεχές νόμου δύναμης πρέπει να εκτείνεται σε ενέργειες φωτονίων μερικών εκατοντάδων keV, δηλαδή πρέπει να εκτείνεται μέχρι τις ακτίνες X.

Ένα μεγάλο πρόβλημα που σχετίζεται με την BLR περιοχή και το καθιερωμένο μοντέλο είναι ο περιορισμός (παγίδευση) του αερίου. Το πρόβλημα αυτό έχει δύο πτυχές. Εκτός αν υπάρχει κάποιος εξωτερικός περιορισμός, τα νέφη της BLR περιοχής είναι στο κενό, που σημαίνει ότι διαστέλλονται με την τοπική ταχύτητα του ήχου προτού διαλυθούν πολύ γρήγορα. Ένα περιοριστικό μέσο θα επέτρεπε στα νέφη να «ζουν» μεγαλύτερα χρονικά διαστήματα. Έτσι, τα νέφη πρέπει να αποτελούν μέρος ενός μεγαλύτερου συνόλου από αέρια εντός της περιοχής, και αυτά τα αέρια παρέχουν μια πηγή εξωτερικής πίεσης στα νέφη. Βέβαια ο λόγος που μόνο μερικές συνιστώσες αυτού του αερίου ιονίζονται παραμένει ένα ανεπίλυτο πρόβλημα. Ο εκτεταμένος μοριακός τόρος δεν είναι ικανός να παρέχει αυτόν τον περιορισμό. Η βαρυτική δέσμευση είναι ικανή να διατηρεί τα νέφη εντός της BLR περιοχής αλλά για κανένα λόγο δεν μπορεί να αποτρέψει τη διάλυσή τους. Ως αποτέλεσμα, η κοινή άποψη είναι ότι τα αέρια νέφη είναι παροδικά φαινόμενα, τα οποία αναπληρώνονται από υλικό το οποίο εισρέει στην

www.ellinikabooks.gr

κεντρική περιοχή από το περιβάλλον διαστρικό μέσο. Ο μηχανισμός αυτός επιτρέπει στο νέο αέριο να διατηρεί των πληθυσμό των BLR νεφών.

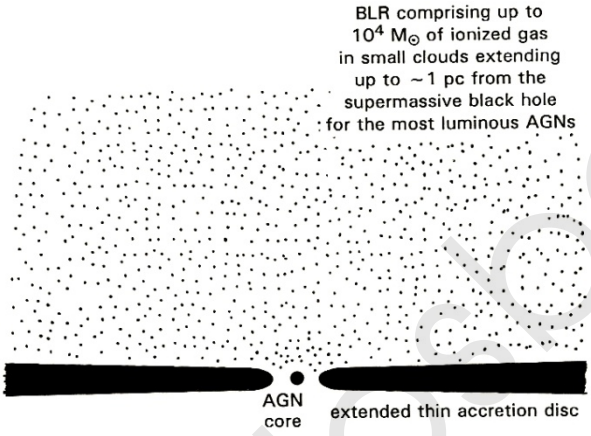
3.4.8 Προβλέψεις για την BLR

Αρχικά, μπορούμε να εκτιμήσουμε το μέγεθος και τη μάζα του αερίου που παράγει την γραμμική εκπομπή. Επιπροσθέτως, μπορούμε να δείξουμε ότι αυτό το αέριο υφίσταται ως διακριτά νέφη και όχι ως ένα ενιαίο μέσο. Η παράμετρος ιονισμού παρέχει μία ένδειξη του αριθμού των φωτονίων ιονισμού, αλλά το άνω όριο του ολοκληρώματος της εξίσωσης (3.65) μπορεί να καθοριστεί μόνο μέσω εικασιών. Μερικές φορές ως άνω όριο θεωρείται το μήκος κύματος στο οποίο τα φωτόνια θα ιονίζουν το ήλιο ($22{,}8\ nm$), μια τιμή που βεβαίως είναι αυθαίρετη. Παρόλα αυτά, θεωρώντας το φάσμα νόμου δύναμης με δείκτη $\alpha = -1$ και τις ενεργειακές διαδικασίες (ροή και μετασχηματισμός της ενέργειας) της περιοχής, είναι δυνατόν να υπολογιστεί ο λόγος της, προβλεπόμενης μέσω του μοντέλου, ροής $H\alpha$ προς τη συνεχή ροή και μετά να συγκριθεί με τις παρατηρήσεις. Ο παρατηρούμενος λόγος έχει βρεθεί πως είναι πολύ μικρότερος από ότι θα ήταν αναμενόμενο αν το αέριο απορροφούσε όλη την συνεχή ενέργεια. Το προφανές συμπέρασμα είναι ότι ένα μέρος της συνεχούς ακτινοβολίας πρέπει να δραπετεύει απευθείας προς το διάστημα χωρίς να αλληλεπιδρά με το αέριο. Έτσι, το αέριο στην BLR δεν μπορεί να είναι ομοιόμορφα κατανεμημένο σε ένα σφαιρικό κέλυφος, αλλά πρέπει να σχηματίζει συμπυκνώματα ή να είναι κατανεμημένο κατά μία μη σφαιρική γεωμετρία όπως είναι ο τόρος (Ian Robson: Active Galactic Nuclei).

Για να προχωρήσουμε παρακάτω, εισάγουμε άλλη μία παράμετρο που είναι γνωστή ως «συντελεστής κάλυψης» (covering factor). Αυτή δεν είναι τίποτε άλλο από το κλάσμα της επιφάνειας μιας σφαίρας που καλύπτεται από τα νέφη απορρόφησης όπως αυτά «φαίνονται» από την πηγή συνεχούς ακτινοβολίας. Αν όλες οι γραμμές παρατήρησης προς τα έξω από την κεντρική περιοχή συναντούν ένα νέφος, τότε ο covering factor είναι μονάδα. Αυτό σημαίνει ότι δεν υπάρχουν κενά μέσα από τα οποία μια γραμμή παρατήρησης μπορεί να περάσει ανεμπόδιστη. Η τιμή του covering factor είναι αβέβαιη, ωστόσο μπορούν να τεθούν κάποια όρια. Για τιμές του covering factor μεγαλύτερες από 20% προκύπτουν παρατηρησιακές ασυνέχειες ως προς το συνεχές στο ερυθρομετατοπισμένο μήκος κύματος της άκρης (edge) απορρόφησης Lyman. Το γεγονός ότι τέτοιου είδους ασυνέχειες δεν έχουν βρεθεί σε ένα μεγάλο αριθμό παρατηρησιακών δεδομένων, συμπεριλαμβανομένων και των παρατηρήσεων του συνεχούς Lyman, στην περίπτωση QSOs μεγάλης ερυθρομετάθεσης, καταδεικνύει το γεγονός ότι ο covering factor πρέπει να παίρνει μικρότερες τιμές από την προαναφερθείσα. Επιπροσθέτως, επειδή σχεδόν όλοι οι Seyfert 1 γαλαξίες ανιχνεύονται στις μαλακές ακτίνες X χωρίς να εμφανίζουν σημαντική ενδογενή απορρόφηση, έπεται πως ο covering factor πρέπει να είναι μικρός. Θεωρείται λοιπόν πως η τιμή του είναι γύρω στο 10% για τους QSOs μεγάλης λαμπρότητας και τους Seyfert 1 αλλά ότι είναι αρκετά μεγαλύτερος για τους χαμηλής λαμπρότητας ενεργούς γαλαξίες.

www.diavlosbooks.gr

Ο μικρός συντελεστής κάλυψης συνεπάγεται ότι ο όγκος κάλυψης πρέπει να είναι πολύ μικρός, μεταξύ $10^{-3} - 10^{-6}$, παρόλο που αυτό το επιχείρημα απαιτεί και άλλες πληροφορίες για να σταθεί όπως είναι η πυκνότητα στήλης. Καταλήξαμε λοιπόν με τον τρόπο αυτό σε ένα πολύ σημαντικό συμπέρασμα. Το αέριο στο εσωτερικό της BLR περιοχής δημιουργεί συμπυκνώματα. Τα συμπυκνώματα αυτά μπορεί να είναι μικρά μεν, αλλά πολλά στον αριθμό και είναι οπτικά πυκνά, απορροφώντας ένα μικρό κλάσμα της συνεχούς ακτινοβολίας. Εναλλακτικά, τα πυκνώματα μπορεί να είναι πολύ περισσότερα από ότι στην προηγούμενη υπόθεση και οπτικά αραιά τα οποία όμως εμφανίζονται οπτικά πυκνά όταν είναι πολλά μαζί στην γραμμή παρατήρησης. Η πρώτη άποψη είναι και η καθιερωμένη και η σχηματική της μορφή παρουσιάζεται στην Εικόνα 3.21.



Εικόνα 3.21. Σχηματική αναπαράσταση της BLR περιοχής. (Robson: Active Galactic Nuclei 1996).

Μελέτες που έχουν πραγματοποιηθεί μέσω του «μέτρου εκπομπής – emission measure» των διαφόρων γραμμών οδηγούν σε έναν αριθμητικό υπολογισμό της μάζας του αερίου εκπομπής. Επειδή η εύρεση της μάζας του αερίου είναι εξαιρετικά σημαντική, θα περάσουμε στο σημείο αυτό στον τρόπο υπολογισμού της. Η λαμπρότητα μιας γραμμής δίνεται από τη σχέση

$$L = jV \qquad (3.106)$$

όπου L είναι η λαμπρότητα της γραμμής η οποία χαρακτηρίζεται από συντελεστή εκπομπής j και καταλαμβάνει όγκο V. Η λαμπρότητα μπορεί να καθοριστεί μέσω των γραμμών του υδρογόνου με πιο συνήθη την Hα. Εντούτοις, δεν γνωρίζουμε τον όγκο επακριβώς και έτσι καταφεύγουμε στην αριθμητική πυκνότητα N και την μάζα των σωματιδίων m. Έτσι, για ένα αέριο το οποίο κυριαρχείται από υδρογόνο, με υποτιθέμενη σταθερή πυκνότητα, έχουμε $V = M/N_p m_p$ όπου M είναι η συνολική μάζα του υδρογόνου, N_p είναι η αριθμητική πυκνότητα των πρωτονίων και m_p είναι η μάζα του πρωτονίου. Τα ηλεκτρόνια μπορούν να αγνοηθούν καθώς η μάζα του ηλεκτρονίου είναι

www.diavlosbooks.gr

εξαιρετικά μικρή σε σύγκριση με τη μάζα του πρωτονίου. Έτσι, η εξίσωση (3.106) γίνεται

$$L(H\alpha) = j(H\alpha)\frac{M(H)}{N_p m_p}. \qquad (3.107)$$

Αριθμητικοί υπολογισμοί καταδεικνύουν ότι $j(H\alpha) = 3{,}6 \times 10^{-38}\, N_p^2\, W\, m^{-3}$. Για ένα αέριο που αποτελείται κυρίως από υδρογόνο η πυκνότητα των πρωτονίων είναι σχεδόν ίση με την πυκνότητα των ηλεκτρονίων, δηλαδή $N_p \sim N_e$, οπότε έχουμε

$$L(H\alpha) = 3{,}6 \times 10^{-38}\, N_e \frac{M(H)}{m_p}\ \ (watts) \qquad (3.108)$$

ή

$$L(H\alpha) = 4{,}3 \times 10^{19}\, N_e M_\odot\ \ (watts). \qquad (3.109)$$

Παρατηρησιακά γνωρίζουμε ότι η λαμπρότητα της γραμμής $H\alpha$, στην περίπτωση των QSOs και των Seyfert 1, κυμαίνεται στο εύρος $10^{31} - 10^{39}\, W$. Θεωρώντας ως άνω όριο για την πυκνότητα των ηλεκτρονίων την τιμή $N_e = 19^{16}\, m^{-3}$ μπορούμε να υπολογίσουμε ότι για τους πιο ισχυρούς quasar απαιτείται μάζα ιονισμένου υδρογόνου περίπου $10^3\, M_\odot$ ώστε να προκύψουν τα ενεργειακά παράγωγα της BLR περιοχής. Αυτό είναι ένα κάπως εκπληκτικό αποτέλεσμα, επειδή οι 1.000 ηλιακές μάζες δεν είναι μια ιδιαίτερα μεγάλη τιμή. Αυτό μπορεί να γίνει πιο κατανοητό αν αναλογιστούμε το γεγονός ότι στην περίπτωση των λιγότερο λαμπρών quasar/Seyfert 1 BLR περιοχών , η ιονισμένη μάζα είναι μικρότερη από 1 $M_\odot$. Παρόλα αυτά, πρέπει να σημειωθεί ότι στην ανωτέρω υπολογισμό θεωρήθηκε ότι το αέριο της BLR περιοχής έχει ομοιόμορφη κατανομή. Αν λάβουμε υπόψη ότι το αέριο εμφανίζει δομές διαστρωμάτωσης ή πυκνωμάτων τότε η μάζα του ιονισμένου υλικού αυξάνεται. Το ερώτημα είναι βέβαια πόσο αυξάνεται αυτή η μάζα; Μετά από υπολογισμούς προκύπτει ότι η αύξηση είναι μία τάξη μεγέθους ή μικρότερη. Έτσι, καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι οι ιονισμένες αέριες μάζες κυμαίνονται μεταξύ $1 - 10^4\, M_\odot$.

Μπορούμε τώρα να περάσουμε στον υπολογισμό του όγκου που καταλαμβάνει αυτή η ποσότητα μάζας. Έχουμε λοιπόν μέσω των εξισώσεων (3.106) και (3.108)

$$V = \frac{L(H\alpha)}{3{,}6 \times 10^{-38} N_e^2}\ (m^3). \qquad (3.110)$$

Για $N_e < 10^{16}$ και για τους πιο ισχυρούς quasar προκύπτει ότι $V = 2{,}8 \times 10^{44}\, m^3$. Υποθέτοντας ομογένεια και ισοτροπία για την περιοχή, προκύπτει ότι η ακτίνα είναι $r = 4 \times 10^{14}\, m \approx 10^{-2}\, pc$. Αυτή βέβαια θα είναι μια ελάχιστη τιμή καθώς θεωρήσαμε ότι η περιοχή είναι ομογενώς γεμισμένη με ιονισμένο αέριο. Μόλις λάβουμε υπόψη τη δομή

www.diavlosbooks.gr

των πυκνωμάτων η ακτίνα της περιοχής αυξάνεται σε $r \leq 1\ pc$. Αξίζει να σημειωθεί πως η ελάχιστη ακτίνα για τους λιγότερο ισχυρούς quasar και Seyfert γαλαξίες με 100% filling factor είναι μόλις $3 \times 10^{-5}\ pc$.

Το μέγεθος της BLR περιοχής είναι δυνατόν να υπολογιστεί και μέσω της παραμέτρου ιονισμού. Αν θεωρήσουμε ότι όλοι οι άλλοι παράγοντες είναι γνωστοί τότε μέσα από την εξίσωση (3.85) μπορούμε να λύσουμε ως προς την ακτίνα r. Οι τιμές των απαιτούμενων παραμέτρων (N_e, U, L) μπορούν να υπολογιστούν μέσα από τις παρατηρήσεις των εντάσεων των διαφόρων γραμμών. Είναι βέβαια γεγονός πως οι περιπτώσεις που γνωρίζουμε όλες τις παραμέτρους είναι εξαιρετικά λίγες. Στην περίπτωση λοιπόν των λαμπρότερων αντικειμένων η ακτίνα της BLR περιοχής είναι περίπου $1\ pc$, ενώ στην περίπτωση των πιο ασθενών πηγών η ακτίνα προκύπτει περίπου $0{,}1\ pc$. Σημειώνουμε ότι η τιμή του $1\ pc$ είναι 100 φορές μεγαλύτερη από την τιμή που υπολογίσαμε ανωτέρω, θεωρώντας αυστηρή ομογένεια. Με τη σειρά της η τιμή αυτή δίνει έναν συντελεστή πληρότητας όγκου (volume filling factor) περίπου 10^{-6}, γεγονός το οποίο στηρίζει την άποψη ότι η δομή της BLR περιοχής δεν είναι ομογενής αλλά αποτελείται από πολυάριθμα πυκνώματα. Αξίζει επίσης να σημειωθεί ότι η τιμή αυτή είναι σε συμφωνία με την υπόθεση ότι ο covering factor είναι 10%.

Τέλος, οφείλουμε να σημειώσουμε τα αποτελέσματα που προκύπτουν μέσω του reverberation mapping και τα οποία συμφωνούν με τα αποτελέσματα αυτής της ενότητας. Βέβαια οι μελέτες μέσω reverberation mapping καταδεικνύουν ότι η BLR περιοχή είναι μικρότερη.

3.4.9 Προεκτάσεις του Καθιερωμένου Μοντέλου

Παρόλη την επιτυχία της περιγραφής των συνολικών ιδιοτήτων της BLR περιοχής, το καθιερωμένο μοντέλο δεν έχει καταφέρει να ερμηνεύσει τις παρατηρούμενες αναλογίες γραμμών. Οι συνεχείς διορθώσεις επί του μοντέλου έχουν καταστήσει δυνατή την καλύτερη προσομοίωση των φασμάτων και την επιβεβαίωση των παρατηρήσεων δίνοντας έτσι μια πιο περιεκτική φυσική ερμηνεία της BLR περιοχής. Μία σημαντική πρόοδος μέσω του μοντέλου είναι η κατανόηση του ότι η BLR περιοχή δεν είναι ομογενής αλλά αποτελείται από πυκνώματα αερίου. Πρέπει βέβαια να σημειωθεί πως οι βελτιώσεις δεν έχουν καταφέρει ακόμη να λύσουν όλα τα προβλήματα του καθιερωμένου μοντέλου.

Για τους σκοπούς της υπολογιστικής μοντελοιοποίησης, η BLR περιοχή έχει χωριστεί σε δύο ζώνες. Οι ζώνες αυτές είναι οι HIL (High Ionization Lines) και LIL (Low Ionization Lines). Η πρώτη ζώνη βρίσκεται πιο κοντά στην κεντρική πηγή και αντιστοιχεί σε περιοχή με πυκνότητα ηλεκτρονίων $n_e \approx 10^{15}\ m^{-3}$. Το άνω όριο στην πυκνότητα προκύπτει μέσω της ημι – απαγορευμένης γραμμής του C III], η οποία διεγείρεται συγκρουσιακά πάνω από πυκνότητες της τάξης των $10^{15}\ m^{-3}$. Η περιοχή αυτή θεωρείται πως έχει μέγεθος $10^{-3} - 10^{-2}\ pc$. Την περιοχή αυτή περιβάλλει μια

www.didaktorikes.gr

δεύτερη περιοχή με πυκνότητα ηλεκτρονίων $n_e \gtrsim 10^{17}\ m^{-3}$, η οποία είναι μερικώς ιονισμένη. Οι δύο αυτές περιοχές μπορούν να ερμηνεύσουν ικανοποιητικά τα προβλήματα που έχουν να κάνουν με τους λόγους των γραμμών. Οι γραμμές υψηλού βαθμού ιονισμού Lα, C III], C IV, He I, He II και N V προέρχονται από την εσωτερική ζώνη, ενώ οι γραμμές χαμηλού βαθμού ιονισμού όπως, οι σειρές Balmer του υδρογόνου, και οι γραμμές Mg II, C II, Fe II, προκύπτουν από την εξωτερική ζώνη. Τα ερωτήματα που προκύπτουν μετά από τον «θεωρητικό» διαχωρισμό της BLR σε δύο ζώνες είναι άμεσα: Πως είναι η εικόνα της BLR περιοχής ενός πραγματικού ενεργού γαλαξία και πως επιτυγχάνονται οι υψηλές πυκνότητες εντός αυτής;

Με βάση αυτά τα ερωτήματα, οι θεωρητικοί προέβησαν σε δύο υποθέσεις, την εισροή αερίου στην BLR περιοχή το οποίο προέρχεται από την γειτονιά της μελανής οπής και σε φαινόμενα που σχετίζονται με το δίσκο προσαύξησης. Τα τελευταία μοντέλα της BLR συνδέουν τα νέφη της περιοχής με την εκπομπή ακτίνων Χ. Ένα σημαντικό αποδεικτικό στοιχείο που επιβεβαιώνει αυτή την άποψη προέρχεται από παρατηρήσεις ενός αριθμού ενεργών γαλαξιών. Σύμφωνα με αυτές, οι γραμμές υψηλού ιονισμού (HIL) εμφανίζονται πάντοτε μετατοπισμένες προς την μπλε περιοχή του φάσματος σε σχέση βέβαια με τις γραμμές χαμηλού ιονισμού (LIL). Αυτό που πρέπει να σημειωθεί είναι ότι οι μετατοπίσεις των γραμμών υψηλού ιονισμού δεν είναι ίδιες για όλες τις γραμμές. Φαίνεται πως η μετατόπισή τους εξαρτάται είτε από την λαμπρότητα είτε από την ερυθρομετάθεση ή και από τα δύο, αλλά ακόμη δεν έχει καταστεί δυνατή η ερμηνεία αυτών των φαινομένων. Στην περίπτωση των λαμπρών QSOs μεγάλης ερυθρομετάθεσης η μετατόπιση των γραμμών προς το μπλε είναι περίπου $1.000\ km\ s^{-1}$ με κάποιους από αυτούς να εμφανίζουν ακόμη μεγαλύτερες ταχύτητες.

Εκ πρώτης όψεως αυτό φαντάζει πολύ αινιγματικό. Μία πιθανή ερμηνεία είναι ότι οι γραμμές χαμηλού ιονισμού είναι σε κατάσταση ηρεμίας όσον αφορά τη δυναμική του συστήματος της γραμμικής εκπομπής. Απεναντίας, οι γραμμές υψηλού ιονισμού κινούνται ακτινικά με ταχύτητες της τάξεως των $10^3\ km\ s^{-1}$. Το προφανές ερώτημα που προκύπτει στο σημείο αυτό είναι, γιατί οι γραμμές αυτές εμφανίζονται μονίμως μετατοπισμένες προς το μπλε και δεν παρατηρούνται καθόλου ερυθρομετατοπίσεις; Μία απάντηση έχει να κάνει με φαινόμενα προσανατολισμού, σύμφωνα με τα οποία ο δίσκος προσαύξησης σχηματίζει μια σημαντική γωνία ως προς την γραμμή παρατήρησης με αποτέλεσμα να φράσει τα απομακρυνόμενα νέφη που βρίσκονται πίσω από αυτόν. Σύμφωνα με μια πρόσφατη άποψη από τον δίσκο προσαύξησης θεωρείται πως πηγάζουν και οι γραμμές χαμηλού συντονισμού.

Παρατηρησιακά δεδομένα που υποστηρίζουν το μοντέλο της διαστρωμάτωσης της BRL περιοχής προέρχονται από τη μέθοδο του reverberation mapping (§ 3.4.10). Οι μελέτες αυτές καταγράφουν την απόκριση ενός αριθμού γραμμών της BLR περιοχής συναρτήσει των μεταβολών του υπεριώδους συνεχούς. Οι γαλαξίες Seyfert 1 NGC 5548 και NGC 3783 αποτελούν δύο πολύ χαρακτηριστικά παραδείγματα στα οποία έχει εφαρμοστεί αυτή η μέθοδος. Τα αποτελέσματα των μελετών καταδεικνύουν ότι οι

www.diovisoobooks.gr

γραμμές υψηλότερου βαθμού ιονισμού εμφανίζουν μεγαλύτερη χρονική καθυστέρηση σε σχέση με τις γραμμές χαμηλού βαθμού ιονισμού. Το γεγονός αυτό αποτελεί μία ακόμη σημαντική ένδειξη ότι η BLR περιοχή δεν είναι ομογενής αλλά, διαστρωματωμένη. Στην περίπτωση του NGC 3783 οι γραμμές He II και N V δεν ήταν δυνατόν να ξεχωριστούν από το συνεχές (καθυστέρηση μικρότερη των 4 ημερών). Οι γραμμές Lyα, C IV, Si IV και O IV αποκρίθηκαν σε χρονικό διάστημα τεσσάρων ημερών, ενώ για την Hβ χρειάστηκε περίπου ο διπλάσιος χρόνος. Επίσης, στάθηκε αδύνατος ο επαρκής διαχωρισμός των γραμμών του Mg II από τις υποκείμενες γραμμές του Fe II και το υπεριώδες συνεχές, με αποτέλεσμα να μην είναι δυνατός ο ακριβής υπολογισμός της χρονικής καθυστέρησης. Εντούτοις, υπολογίστηκε, αν και με πολύ μικρή ακρίβεια, καθυστέρηση περίπου εννιά ημερών η οποία αξίζει να σημειωθεί πως ήταν συνεπής με την αντίστοιχη τιμής της γραμμής Hβ. Μια χρονική καθυστέρηση στην μεταβλητότητα αντιπροσωπεύει μία κλίμακα μεγέθους της τάξης των $0{,}003\ pc$, για το μεσαίο κομμάτι της HIL ζώνης. Στην περίπτωση του NGC 5548, η καθυστέρηση της γραμμής Hβ ήταν 18 μέρες πίσω από το συνεχές. Η πηγή αυτή έχει παρατηρηθεί για ένα μεγάλο χρονικό διάστημα και τα αποτελέσματα της παρατήρησης έδειξαν πως στην περίπτωση της γραμμής Hβ η καθυστέρηση εμφάνιζε μέγιστο γύρω στις 18 ημέρες από όπου προκύπτει ότι το μέγεθος της LIL περιοχής είναι περίπου $0{,}01\ pc$.

Μια ενδιαφέρουσα πτυχή αυτών των μελετών, η οποία με βεβαιότητα παρέχει σημαντικά στοιχεία, για την περιγραφή της BLR περιοχής είναι ότι τα προφίλ των γραμμών και η μεταβλητότητα δεν αποκαλύπτουν ένα καλά διατεταγμένο πεδίο ταχυτήτων αλλά απεναντίας την υπέρθεση ενός τυχαίου συνόλου ταχυτήτων. Πιθανότατα λοιπόν και το μοντέλο διαστρωμάτωσης να κυριαρχείται από κατανομές πυκνωμάτων μέσα σε ένα χαοτικό και ταραχώδες περιβάλλον παρά να εμφανίζει ομογενή κατανομή σε ένα ομαλό πεδίο ταχυτήτων.

3.4.10 Reverberation Mapping

Το μέγεθος και η δομή της BLR περιοχής μπορεί να υπολογιστεί με την παρατήρηση της συμπεριφοράς των γραμμών εκπομπής ως αποτέλεσμα των μεταβολών του συνεχούς. Η «απόκριση» των γραμμών εκπομπής στις αλλαγές του συνεχούς καθυστερείται και «απλώνει» στον χρόνο εξαιτίας φαινομένων του χρόνου διάδοσης του φωτός εντός της BLR περιοχής. Έτσι, η BLR περιοχή φαίνεται σαν να «αντηχεί - reverberate» ως απάντηση των μεταβολών του συνεχούς (Peterson και Horne 2004).

Ας θεωρήσουμε την «απόκριση» ενός λεπτού κελύφους της BLR περιοχής, όπως αυτό της Εικόνας 3.20, σε μια ξαφνική έκλαμψη (συνάρτηση δ στο χρόνο). Ο συνεχής παλμός εντοπίζεται σε ένα σφαιρικό κέλυφος το οποίο διαστέλλεται προς τα έξω από την κεντρική περιοχή με την ταχύτητα του φωτός. Μετά από χρόνο $t = r/c$ ο συνεχής παλμός φθάνει στα νέφη της BLR περιοχής τα οποία απορροφούν την προσπίπτουσα ακτινοβολία και την επανεπεξεργάζονται παράγονταw φωτόνια γραμμική εκπομπής σε μια χρονική κλίμακα η οποία δίνεται από το χρόνο επανασύνδεσης του υδρογόνου

www.kallipos.gr

$$\tau_{rec} = (n_e \alpha_B)^{-1} \approx 40 n_{11}^{-1}\, sec, \quad (3.111)$$

όπου η πυκνότητα των ηλεκτρονίων έχει εκφραστεί ως $n_{11} = (n_e/10^{11})\, cm^{-3}$. Έτσι, τα φωτόνια ιονισμού της έκλαμψης του συνεχούς μετατρέπονται τοπικά σε γραμμικά φωτόνια (line photons) πρακτικά ταυτόχρονα. Η έκλαμψη του συνεχούς θα καταγραφεί από έναν απομακρυσμένο παρατηρητή στην x – διεύθυνση. Η απάντηση της γραμμικής εκπομπής από τα αέρια νέφη στον άξονα – x θα καταγραφεί ταυτοχρόνως. Η απάντηση από άλλα μέρη της BLR περιοχής θα φθάσουν στον παρατηρητή αργότερα καθώς πρέπει να ταξιδέψουν μεγαλύτερες αποστάσεις από το συνεχές στα BLR νέφη και μετά στον παρατηρητή. Σε έναν συγκεκριμένο χρόνο καθυστέρησης τ, από την άφιξη της έκλαμψης του συνεχούς στον παρατηρητή, όλα τα γραμμικά φωτόνια που φθάνουν στον παρατηρητή θα προέρχονται από αέρια νέφη τα οποία βρίσκονται σε μια επιφάνεια σταθερής χρονικής καθυστέρησης (isodelay surface). Η επιφάνεια αυτή πρέπει να είναι ένα παραβολοειδές του οποίου ο άξονα συμπίπτει με την γραμμή παρατήρησης της συνεχούς πηγής. Η απόκριση της BLR περιοχής σε χρονική καθυστέρηση τ δίνεται από τα σημεία τομής μεταξύ του παραβολοειδούς και της κατανομής του αερίου της BLR περιοχής, δηλαδή

$$\tau = \frac{(1 + cos\theta)r}{c}. \quad (3.112)$$

Για ένα λεπτό σφαιρικό κέλυφος ακτίνας r, τα σημεία τομής αυτών των δύο επιφανειών δημιουργούν ένα δακτύλιο ακτίνας $rsin\theta$ με επιφάνεια $2\pi r^2 sin\theta d\theta$, όπως αυτός της Εικόνας 3.22. Αν θεωρήσουμε ότι η «αποκριτικότητα» της γραμμικής εκπομπής όλων των νεφών είναι η ίδια, τότε η «αποκριτικότητα» ανά μονάδα επιφάνειας του κελύφους ζ της BLR περιοχής είναι σταθερή. Η απόκριση της γραμμικής εκπομπής την οποία βλέπει ο παρατηρητής είναι το γινόμενο του ζ με την επιφάνεια του δακτυλίου. Η απόκριση συναρτήσει του θ είναι

$$\Psi(\theta) d\theta = 2\pi\zeta r^2 sin\theta d\theta. \quad (3.113)$$

Από την εξίσωση (3.112), το εύρος των τιμών της γωνίας θ που αντιστοιχεί σε απειροελάχιστες μονάδες χρόνου δίνεται από τη σχέση

$$d\tau = -\left(\frac{r}{c}\right) sin\theta d\theta. \quad (3.114)$$

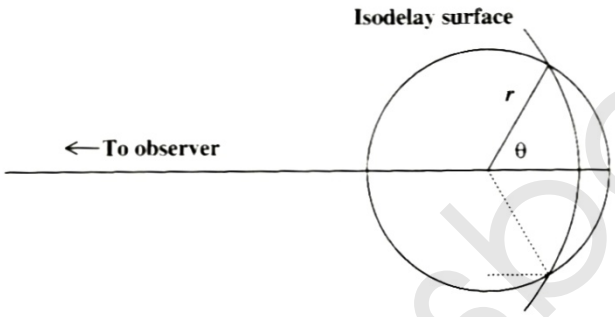
Η σχέση (43) μπορεί να γραφεί τώρα συναρτήσει του χρόνου καθυστέρησης ως

$$\Psi(\tau) d\tau = \Psi(\theta) \left|\frac{d\theta}{d\tau}\right| d\tau = 2\pi\zeta r c d\tau, \quad (3.115)$$

όπου η «απόκριση» γραμμικής εκπομπής σε χρόνο τ δίνεται από την $\Psi(\tau)$, η οποία καλείται «συνάρτηση μεταφοράς – transfer function». Έτσι, η συνάρτηση μεταφοράς για

www.diovlosbooks.gr

ένα λεπτό σφαιρικό κέλυφος είναι ιδιαίτερα απλή, η γραμμική απάντηση είναι σταθερή μεταξύ $\tau = 0$ (ή $\theta = 180°$), που αντιστοιχεί στα νέφη που βρίσκονται στην γραμμή παρατήρησης, και $\tau = 2r/c$ (ή $\theta = 0°$) που αντιστοιχεί στην πιο απομακρυσμένη πλευρά της BLR περιοχής από τον παρατηρητή. Ο λόγος που αυτό συμβαίνει είναι ότι καθώς ο δακτύλιος, που είναι ο κοινός τόπος, έχει τη μεγαλύτερη ακτίνα γύρω από γωνία $\theta = 90°$. Μέσω της εξίσωσης (3.114) ένα σταθερό διάστημα χρόνου $d\tau$ αντιστοιχεί στο μικρότερο εύρος γωνιών $d\theta$ την ίδια χρονική στιγμή. Ο παράγοντας $sin\theta$ ακυρώνεται από την εξίσωση όταν η «απόκριση» εκφράζεται σε μονάδες χρονικής καθυστέρησης. Συναρτήσεις μεταφοράς για άλλες γεωμετρίες δίνονται από τους Blandford και McKee (1982).



Εικόνα 3.22. Στο μοντέλο τα BLR νέφη θεωρείται ότι βρίσκονται σε ένα σφαιρικό κέλυφος ακτίνας r με κέντρο την πηγή συνεχούς ακτινοβολίας. Όπως φαίνεται από έναν απομακρυσμένο παρατηρητή η απόκριση των BLR νεφών σε μια αλλαγή της λαμπρότητας του συνεχούς καθυστερεί λόγο φαινομένων του χρόνου διάδοσης του φωτός. Τα φωτόνια του συνεχούς κινούνται ακτινικά με κατεύθυνση προς τα έξω και αφού ταξιδέψουν απόσταση r φθάνουν στην BLR περιοχή και αμέσως μετατρέπονται σε φωτόνια γραμμικής εκπομπής. Κάποια από αυτά εκπέμπονται προς την κατεύθυνση του παρατηρητή όπως φαίνεται από τη διακεκομμένη γραμμή του σχήματος. Η παρατηρούμενη γραμμική απόκριση καθυστερείται λόγω του χρόνου διάδοσης κατά μήκος της διακεκομμένης διαδρομής του σχήματος, δηλαδή $\tau = (1 + cos\theta)r/c$. Σε ένα συγκεκριμένο χρόνο τ, ο παρατηρητής βλέπει την γραμμική απόκριση από όλα τα νέφη τα οποία βρίσκονται κατά μήκος της isodelay επιφάνειας η οποία είναι παραβολοειδούς σχήματος, όπως φαίνεται και από την εξίσωση.

Η τεχνική του reverberation mapping δεν εξαρτάται από κάποια ιδιαίτερη γεωμετρία της BLR περιοχής. Ο στόχος της μεθόδους αυτής είναι να καθορίσει τη συνάρτηση μεταφοράς μέσω της απόκρισης της γραμμικής εκπομπής στην μεταβολή του συνεχούς και με τον τρόπο να καθορίσει τη γεωμετρία της περιοχής. Οι βασικές υποθέσεις της μεθόδου είναι οι ακόλουθες (Peterson 1993):

1. Το συνεχές προέρχεται από μια κεντρική πηγή η οποία είναι πολύ μικρότερη από την BLR περιοχή.

www.stavrosbooks.gr

2. Τα νέφη της BLR περιοχής καταλαμβάνουν ένα μικρό κλάσμα του συνολικού όγκου της περιοχής και τα φωτόνια διαδίδονται ελεύθερα με την ταχύτητα του φωτός μέσα σε αυτό τον όγκο.
3. Υπάρχει μια απλή, όχι όμως απαραίτητα γραμμική, σχέση μεταξύ της παρατηρούμενης συνεχούς ροής στο υπεριώδες/οπτικό και της συνεχούς ροής ιονισμού η οποία «ελέγχει» τη μεταβλητότητα της γραμμής.
4. Ο χρόνος διάδοσης του φωτός $\tau_{LT} = r/c$ δια μέσω της BLR περιοχής είναι η πιο σημαντική χρονική κλίμακα. Πιο συγκεκριμένα, (α) η αντίδραση των νεφών στις μεταβολές του συνεχούς είναι μικρή σε σύγκριση με το τ_{LT} και (β) ο χρόνος τ_{LT} είναι μικρός συγκρινόμενος με τη χρονική κλίμακα στην οποία είναι δυνατόν να συμβούν σημαντικές γεωμετρικές αλλαγές στη δομή της BLR περιοχής (η δυναμική χρονική κλίμακα της BLR). Η χρονική κλίμακα ώστε ένα νέφος να επεξεργαστεί την ιονίζουσα ακτινοβολία και να την μετατρέψει σε γραμμικά φωτόνια είναι τ_{rec} (εξίσωση 3.111). Ο χρόνος αυτός είναι σχεδόν ακαριαίος. Η δυναμική χρονική κλίμακα μπορεί να προσεγγιστεί από τον χρόνο που χρειάζεται ένα φωτόνιο, το οποίο εκπέμπει γραμμικά, να διασχίσει την BLR, δηλαδή $\tau_{dyn} \approx r/\Delta u_{FWHM}$, οπότε προκύπτει ότι $\tau_{dyn}/\tau_{LT} \approx c/\Delta u_{FWHM} \approx 100$.

Σε μια πραγματική περίπτωση ο παρατηρητής ανιχνεύει σε δεδομένη χρονική στιγμή t γραμμική ακτινοβολία η οποία προέρχεται από όλες τις επιφάνειες ίδιας χρονικής καθυστέρησης, with the response of each surface a function of the continuum level at a different time in the past. Η ροή της γραμμικής εκπομπής σε χρόνο t προκύπτει έπειτα από ολοκλήρωση πάνω σε όλες τις επιφάνειες ίδιας χρονικής καθυστέρησης, δηλαδή

$$L(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(\tau) C(t-\tau) d\tau, \qquad (3.116)$$

Η εξίσωση αυτή είναι γνωστή ως η εξίσωση μεταφοράς. Είναι φανερό πως η συνάρτηση μεταφοράς $\Psi(\tau)$ είναι η γραμμικής εκπομπής αντίδραση – απάντηση σε έναν συνεχή παλμό που περιγράφεται από συνάρτηση – δ. Ο στόχος του reverberation mapping είναι να γίνει χρήση των παρατηρούμενων μεγεθών, της καμπύλης συνεχούς ακτινοβολίας $C(t)$ και της καμπύλης φωτός της γραμμικής εκπομπής $L(t)$, ώστε να λυθεί η εξίσωση μεταφοράς και να βρεθεί η συνάρτηση μεταφοράς $\Psi(\tau)$. Είναι γεγονός πως απαιτούνται δεδομένα υψηλής ποιότητας αλλά και ποσότητας για να επιλυθεί η ολοκληρωτική εξίσωση (3.116). Εντούτοις, ακόμη και με λιγότερα ή χαμηλότερης ποιότητας δεδομένα είναι δυνατόν να υπολογιστεί ένα μέτρο της έκτασης της BLR περιοχής μέσω της ετεροσυχέτισης (cross – correlation) των καμπυλών φωτός του συνεχούς και της γραμμικής εκπομπής.

Ένα από τα σημαντικότερα αποτελέσματα του reverberation mapping είναι ότι οι κατανομές της αντίδρασης είναι διαφορετικές για διαφορετικές γραμμές, δηλαδή διαφορετικές γραμμές εμφανίζουν διαφορετικές καθυστερήσεις. Γραμμές οι οποίες είναι

www.diavlos.gr

ιδιαίτερα ευδιάκριτες σε αέρια υψηλού ιονισμού (όπως, He II λ1640, N V λ1240, C IV λ1549) αποκρίνονται στις μεταβολές του συνεχούς γρηγορότερα από γραμμές οι οποίες είναι έντονες σε χαμηλότερα επίπεδα ιονισμού (όπως οι γραμμές Balmer). Το γεγονός αυτό καταδεικνύει ότι η δομή ιονισμού της BLR είναι ακτινικά διαστρωματωμένη. Πιο συγκεκριμένα, οι κατανομές της αποκριτικής ικανότητας των C III] και C IV είναι διαφορετικές και οι γραμμές αυτές προέρχονται από διαφορετικά μέρη της BL περιοχής.

Σε μια πρώτη προσέγγιση, τα φάσματα, των πλατιών γραμμών, των ενεργών γαλαξιών είναι παρόμοια για αρκετές τάξεις μεγέθους λαμπρότητας, από τους χαμηλής λαμπρότητας Seyfert 1 γαλαξίες, μέχρι τους υψηλής λαμπρότητας quasar. Το γεγονός αυτό καταδεικνύει ότι τα μεγέθη U (παράμετρος ιονισμού) και n_e (αριθμητική πυκνότητα ηλεκτρονίων) είναι σχεδόν ίδια σε όλες τις BLR περιοχές. Αν αυτό αληθεύει τότε οι εξισώσεις (3.86) και (3.87) οδηγούν στην απλοϊκή πρόβλεψη ότι

$$r \propto Q^{1/2} \propto L^{1/2}. \quad (3.117)$$

Κανονικοποιώντας την εξίσωση αυτή ως προς τον C IV στον NGC 5548 προκύπτει

$$r = 10h_0 \left[\frac{L_\lambda(1350\text{Å})}{10^{40} ergs\, s^{-1}\text{Å}^{-1}}\right]^{1/2} ημέρες\ φωτός, \quad (3.118)$$

ή αγνοώντας την εξάρτηση από την λαμπρότητα του C IV (Badwin Effect), προκύπτει η εξίσωση (3.76). Η διασυσχέτιση (cross – correlation) των καμπύλων φωτός του συνεχούς και της γραμμικής εκπομπής για έναν αριθμό διαφορετικών ενεργών γαλαξιών φαίνεται πως είναι συνεπής με αυτή την πρόβλεψη, παρόλο που οι καλά μελετημένες πηγές είναι λίγες και το εύρος λαμπροτήτων που έχει μελετηθεί είναι περιορισμένο.

3.4.11 Το Πεδίο Ταχυτήτων της BLR

Αν το πεδίο ταχυτήτων $u = f(r, \theta, \varphi)$ της BLR περιοχής ήταν γνωστό θα μπορούσε να γίνει μια εκτίμηση της μάζας Virial[36] της περιοχής. Το πεδίο ταχυτήτων της BLR περιοχής θα μπορούσε να περιγραφεί είτε από την ακτινική εκροή ή εισροή, είτε από τις τροχιακές κινήσεις των νεφών οι οποίες θα είναι διατεταγμένες (π.χ. σε ένα δίσκο) ή τυχαίες. Αν η ακτινική εκροή αποκλειστεί, ώστε η μόνη δύναμη που ενεργεί στα νέφη να είναι η βαρύτητα και όχι η πίεση ακτινοβολίας, τότε μπορεί να γίνει μια εκτίμηση της τάξης μεγέθους της μάζας της BLR περιοχής.

Όπως σημειώθηκε και προηγουμένως, τα προφίλ γραμμών δεν αποτελούν ένα μοναδικό χαρακτηριστικό ενός συγκεκριμένου πεδίου ταχυτήτων, με αποτέλεσμα να περιέχουν λίγη πληροφορία. Η μέθοδος του reverberation mapping θα μπορούσε να

[36] Η μάζα Virial, είναι η μάζα που προκύπτει από την καμπύλη περιστροφής (rotation curve) ή τη διασπορά ταχυτήτων των BLR νεφών, αν υποτεθεί ότι ισχύει το θεώρημα Virial.

www.diavlosbooks.gr

γενικευθεί ώστε να περιλαμβάνει και την εξάρτηση από την ταχύτητα και έπειτα να αναζητηθεί η λύση της εξίσωσης:

$$L(u,t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(u,\tau) C(t-\tau) d\tau. \quad (3.119)$$

Οι πλατιές γραμμές εκπομπής μπορούν να χωριστούν σε αρκετά διαφορετικά εύρη ακτινικών ταχυτήτων. Οι προκύπτουσες καμπύλες φωτός μπορούν να διασυσχετιστούν με την καμπύλη φωτός του συνεχούς ή ακόμη και μεταξύ τους ώστε να μετρηθεί η καθυστέρηση της γραμμικής εκπομπής συναρτήσει της ακτινικής ταχύτητας. Η εκτίμηση της μάζας του κεντρικού αντικειμένου, με χρήση των αποτελεσμάτων της γραμμής του C IV, στον γαλαξία NGC 5548 ($r \approx 10\ light\ days, \Delta u_{FWHM} \approx 4500\ km\ s^{-1}$), δίνει:

$$M \approx \frac{ru^2}{G} \approx 8 \times 10^{40}\ g \approx 4 \times 10^7\ M_{\odot}. \quad (3.120)$$

Θα μπορούσε να υποτεθεί ότι οι αλλαγές στα προφίλ των γραμμών εκπομπής ενδέχεται να «κρύβουν» πληροφορίες για το πεδίο ταχυτήτων της BLR. Με βάση αυτή την υπόθεση πραγματοποιήθηκαν κατά το παρελθόν μελέτες της μεταβλητότητας των γραμμών εκπομπής. Από τις μελέτες αυτές προέκυψε το συμπέρασμα ότι οι μεταβολές των γραμμών εκπομπής δεν σχετίζονται με reverberation effects και μάλιστα δεν συσχετίζονται με την μεταβλητότητα του συνεχούς.

3.4.12 Οι Ιδιότητες των Νεφών

Στο σημείο αυτό προκύπτει το θεμελιώδες πρόβλημα της φύσης των νεφών της BLR περιοχής. Είναι λοιπόν ιδιαίτερα χρήσιμο να αναλογιστούμε τι είδους πληροφορίες μπορεί να έχουμε οι οποίες θα μπορούσαν να οδηγήσουν σε εκτιμήσεις του μεγέθους, του αριθμού και των φυσικών συνθηκών των νεφών. Ως ένα παράδειγμα θα γίνουν κάποιοι υπολογισμοί στους οποίους θεωρούμε την λαμπρότητα του C IV ($10^{42}\ ergs\ s^{-1}$) και ως μέγεθος της BLR περιοχής $r \approx 8\ light\ days$. Θα αγνοήσουμε οποιαδήποτε εξάρτηση από τον παράγοντα h_0.

Πρωτίστως, ο υπολογισμός του παράγοντα κάλυψης (covering factor) της περιοχής επιτρέπει εισαγωγή περιορισμών όσον αφορά το μέγεθος και τον αριθμό των νεφών μέσω της εξίσωσης (3.74). Αν υποθέσουμε ότι τα νέφη είναι διατεταγμένα σε ένα σφαιρικό κέλυφος, το οποίο περιβάλλει την κεντρική πηγή, και βρίσκεται σε απόσταση r από αυτή καθώς επίσης ότι η ενεργός διατομή ενός νέφους είναι $\pi\ell^2$, τότε το κλάσμα του ουρανού που καλύπτεται από νέφη (με την προϋπόθεση ότι δεν αλληλεπικαλύπτονται) είναι

$$f \approx \frac{N_c \pi \ell^2}{4\pi r^2} \approx \frac{N_c \ell^2}{1{,}6 \times 10^{33}} \approx 0{,}1 \quad (3.121)$$

www.diavlos.books.gr

ή

$$N_c\left(\frac{\ell}{R_\odot}\right)^2 \approx 3\times 10^{10}. \qquad (3.122)$$

Ένας ανεξάρτητος υπολογισμός μπορεί να γίνει συγκρίνοντας την ολική λαμπρότητα στον C IV με αυτή ενός μεμονωμένου νέφους (εξίσωση 3.73)

$$L_{cloud}(C\ IV) = Vn_e n_{C^{3+}} q(2s^2S, 2p^2P)h\nu \approx Vn_e^2 1{,}1\times 10^{-23} ergs\ s^{-1}$$

όπου V είναι ο όγκος του νέφους. Θεωρούμε πως ο όγκος που εκπέμπει είναι ένα ιονισμένο στρώμα βάθους r_1 (εξίσωση 3.90) ενός μεγάλου νέφους, δηλαδή $V = 2\pi\ell^2 r_1$. Με πυκνότητα ηλεκτρονίων $n_e = 10^{11}\ cm^{-3}$ προκύπτει

$$L_{cloud}(C\ IV) \approx 3{,}7\times 10^{10}\ell^2 ergs\ s^{-1} \qquad (3.123)$$

Όπου έχει γίνει χρήση της εξίσωσης (3.89) για την r_1. Ο αριθμός των νεφών δίνεται από την ολική λαμπρότητα του C IV ($10^{42}\ ergs\ s^{-1}$) αν αυτή διαιρεθεί με την λαμπρότητα του κάθε νέφους, δηλαδή

$$N_c\left(\frac{\ell}{R_\odot}\right)^2 \approx 6\times 10^{9}. \qquad (3.124)$$

Δεδομένης της φύσης των προσεγγίσεων αυτών των υπολογισμών, οι εξισώσεις (3.122) και (3.124) είναι απόλυτα σύμφωνες.

Αξίζει να σημειωθεί πως ο αριθμός των νεφών στην BLR περιοχή μπορεί να υπολογιστεί από το γεγονός ότι τα προφίλ γραμμών είναι συνήθως πολύ ομαλά και δεν εμφανίζουν σχεδόν καθόλου δομή σε υψηλή ανάλυση (ακόμη και οι δομές που παρατηρούνται σε κάποια προφίλ όπως αυτά της Εικόνας 3.15 είναι αρκετά ομαλά και εκτείνονται σε μεγάλο εύρος εικονοστοιχείων). Αυτό σημαίνει ότι οι στατιστικές διακυμάνσεις στον αριθμό των νεφών ανά εικονοστοιχείο (pixel) πρέπει να είναι μικρότερες από τον λόγο σήματος προς θόρυβο. Προσομοιώσεις που έχουν γίνει σε παρατηρήσεις (Atwood, Baldwin και Carswell 1982, Capriotti, Foltz και Byard 1981) βασισμένες στην υπόθεση ότι κάθε μεμονωμένο νέφος φέρει προφίλ γραμμών με θερμικά πλάτη (εξίσωση 3.71) έχουν δείξει ότι ο αριθμός των νεφών πρέπει να είναι τουλάχιστον $N_c \approx 5\times 10^4$, τιμή η οποία αν συνδυαστεί με την εξίσωση (3.122) ή την (3.124) δίνει $\ell \lesssim 400\ R_\odot$.

Τι μπορεί να ειπωθεί όσον αφορά τη φύση των BLR νεφών; Η επικρατούσα άποψη στις αρχές της δεκαετίας του 1980 ήταν ότι τα νέφη αντιπροσωπεύουν πυκνά συμπυκνώματα τα οποία βρίσκονται σε ισορροπία πίεσης ($n_eT = \sigma\tau\alpha\theta$) με το μέσο που τα φιλοξενεί και το οποίο περιορίζει τα νέφη (Krolik, McKee και Tarter 1981). Στο σημείο αυτό απαιτείται ο καθορισμός του τρόπου περιορισμού των νεφών μιας και τα

www.diavlosbooks.gr

ίδια είναι πολύ μικρά ώστε να αλληλεπιδρούν βαρυτικά. Η μάζα Jeans[37] για ένα αέριο θερμοκρασίας $10^4\ K$ και πυκνότητας αντίστοιχης της BLR περιοχής, είναι μεγαλύτερη από $\sim 100\ M_{\odot}$. Η μάζα αυτή είναι κατά πολύ μεγαλύτερη από την μάζα της BLR περιοχής που παράγει τη γραμμική εκπομπή. Αυτό το μοντέλο δεν είναι πλέον κοινώς αποδεκτό κυρίως εξαιτίας της υψηλής θερμοκρασίας που απαιτείται για το μέσο που φιλοξενεί τα νέφη (Mathews και Ferland 1987). Μία άλλη άποψη η οποία έχει προταθεί είναι ο μαγνητικός περιορισμός των νεφών (Rees 1987). Εν πάσει περιπτώσει, κάποιου είδους μηχανισμός περιορισμού ή αναπλήρωσης πρέπει να λειτουργεί γιατί αλλιώς τα νέφη θα υπόκεινται σε ένα πλήθος ασταθειών (συμπεριλαμβανομένης και της θερμικής εξάτμισης) ικανών να τα καταστρέψουν εντός χρονικής κλίμακας μικρότερης από $\tau_{\rm dyn}$ (Mathews και Capriotti 1985).

Μια ενδιαφέρουσα εναλλακτική είναι να θεωρήσουμε την πιθανότητα τα BLR νέφη να σχετίζονται με αστέρες, με την πλατιά γραμμική εκπομπή να προέρχεται από εκτεταμένα αστρικά περιβλήματα ή από υλικό το οποίο αποσπάται από τα άστρα (Penston 1988, Καζάνας 1989 και αναφορές εντός αυτών). Το βασικό πρόβλημα που προκύπτει είναι ότι η διαδικασία αυτή φαίνεται να είναι αποτελεσματική μόνο στην περίπτωση χαμηλής επιφανειακής βαρύτητας γιγαντιαίων αστέρων. Αν τα άστρα αυτά αποτελούν μόλις το 10^{-4} του συνολικού πληθυσμού και ο αριθμός των νεφών που απαιτείται είναι σχετικά μεγάλος, τότε η μάζα των άστρων εντός της BLR περιοχής προκύπτει υπερβολικά μεγάλη. Για παράδειγμα, αν $\ell \approx 100\ \mathrm{R}_{\odot}$, τότε $\mathrm{N_c} \approx 10^6$. Αν κάθε ένα από αυτά τα νέφη αντιπροσωπεύει και από ένα γιγαντιαίο άστρο ενός τυπικού αστρικού πληθυσμού τότε $\mathrm{M_{BLR}} \approx 10^{10}\ \mathrm{M}_{\odot}$.

3.4.13 Σχέση μεταξύ γραμμικού φάσματος και συνεχούς

Η ομοιότητα των BLR φασμάτων σε ένα μεγάλο εύρος λαμπροτήτων καταδεικνύει το γεγονός ότι οι λαμπρότητες των γραμμών εκπομπής σχετίζονται έντονα με τις λαμπρότητες της συνεχούς ακτινοβολίας. Ένας άλλος τρόπος για να γίνει αυτό κατανοητό είναι ότι τα ισοδύναμα πλάτη των γραμμών εκπομπής είναι κατά προσέγγιση ίδια από αντικείμενο σε αντικείμενο.

Οι Γραμμές Blamer

[37] Η μάζα Jeans για ένα ιονισμένο νέφος υδρογόνου είναι:

$$M_J = \frac{\pi^{5/2}}{6}\left(\frac{kT}{Gm_p}\right)^{3/2}\rho^{-1/2}$$

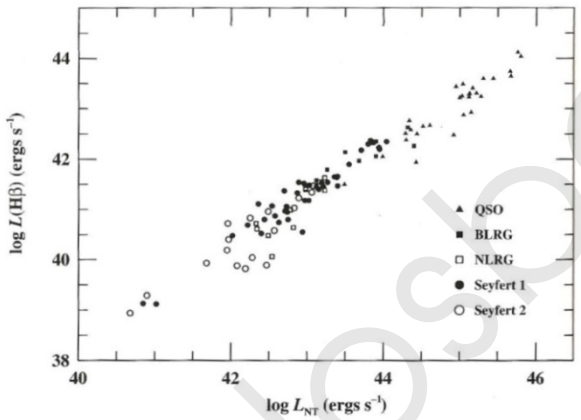
όπου ρ είναι η πυκνότητα μάζας. Αυτή είναι η ελάχιστη μάζα που μπορεί να καταρρεύσει λόγω της ιδιοβαρύτητας.

www.ellinikabooks.gr

Ο συσχετισμός μεταξύ της λαμπρότητας της γραμμής Hβ και της λαμπρότητας του συνεχούς έχει μελετηθεί από πολλούς ερευνητές. Ο Yee (1980) διερεύνησε αυτή τη σχέση και βρήκε ότι το μη – θερμικό συνεχές (μετά την αφαίρεση της αστρικής ακτινοβολίας) στο εύρος μηκών κύματος $\sim 3000 - 9500$ Å έχει λαμπρότητα

$$L_{NT} \approx 80L(H\beta). \quad (3.125)$$

Ο συσχετισμός αυτός, ο οποίος φαίνεται στην Εικόνα 3.23, ήταν αρκετός για σταθούν τα πολύ ισχυρά επιχειρήματα που υποστηρίζουν πως η BLR περιοχή φωτοϊονίζεται από την κεντρική πηγή. Στην Εικόνα 3.23 είναι εμφανής η συνέχεια μεταξύ των γαλαξιών Seyfert και των QSOs, καθώς επίσης και η αλληλοεπικάλυψη των μεταξύ τους λαμπροτήτων.



Εικόνα 3.23. Η συνολική λαμπρότητα της γραμμής Hβ είναι ανάλογη της συνεχούς λαμπρότητας (non – thermal continuum luminosity L_{NT}) του ενεργού γαλαξία σε όλο το εύρος των AGN λαμπροτήτων. (Yee 1980).

Το φαινόμενο Baldwin

Ο Baldwin (Baldwin 1977) έδειξε ότι το ισοδύναμο πλάτος της γραμμής εκπομπής του C IV τείνει να μειώνεται συστηματικά αυξανομένης της λαμπρότητας του συνεχούς. Αυτός ο αντίστροφος συσχετισμός μεταξύ του ισοδύναμου πλάτους του C IV και της λαμπρότητας ονομάζεται φαινόμενο Baldwin. Η προέλευση του φαινομένου αυτού δεν είναι κατανοητή. Υπάρχουν διάφορες προτεινόμενες ερμηνείες όπως (α) μείωση του U (παράμετρος ιονισμού) με την λαμπρότητα (β) μείωση του f (covering factor) με την λαμπρότητα (γ) επιδράσεις που οφείλονται στην κλίση του δίσκου. Στην τελευταία περίπτωση θεωρείται πως το συνεχές προέρχεται από τον δίσκο προσαύξησης, ο οποίος και εμφανίζεται λαμπρότερος όταν παρατηρείται υπό μικρή κλίση, ενώ η ροή της γραμμικής εκπομπής προέρχεται από μια εκτεταμένη περιοχή η οποία ακτινοβολεί ισοτροπικά.

www.diavlosbooks.gr

Το φαινόμενο Baldwin έχει μελετηθεί για έναν μεγάλο αριθμό πηγών που εκτείνονται σε ένα μεγάλο εύρος λαμπροτήτων (Kinney, Rivolo and Koratkar 1990). Ο συσχετισμός περιγράφεται από την εξίσωση

$$\mathrm{W(C\,IV)} \propto \mathrm{L}_{\lambda}^{\beta} \quad (3.126)$$

όπου L_{λ} είναι η ειδική συνεχής λαμπρότητα ($\mathrm{ergs\,s^{-1}\,\AA^{-1}}$) που μετράται σε μήκος κύματος λ κοντά στην γραμμή του C IV. Αυτό είναι ισοδύναμο με

$$\mathrm{L(C\,IV)} \propto \mathrm{L}_{\lambda}^{\gamma} \quad (3.127)$$

όπου $\mathrm{L(C\,IV)}$ είναι η λαμπρότητα ($\mathrm{ergs\,s^{-1}}$) του C IV και $\gamma = \beta + 1$. Το νόημα του φαινομένου Bladwin είναι ότι το ισοδύναμο πλάτος του C IV μειώνεται με την αύξηση της λαμπρότητας, δηλαδή $\beta < 0$ ή $\gamma < 1$. Σε ένα μεγάλο εύρος λαμπροτήτων οι Kinney et al. (1990) βρήκαν ότι $\gamma \approx 0{,}83 \pm 0{,}04$.

Το φαινόμενο Baldwin παρατηρείται επίσης στην γραμμή Lyα, όμως είναι πιο ασθενές από ότι στην περίπτωση του C IV. Τα αποτελέσματα των μελετών για τις γραμμές Ly α και C IV δείχνουν ότι ο λόγος ροών $\mathrm{C\,IV/Ly\alpha}$ μειώνεται με την λαμπρότητα.

3.4.14 Μια τελική σύνοψη ιδεών για τις BLR

Επί του παρόντος, η δομή και η γεωμετρία της BLR περιοχής, των quasar και των υπόλοιπων ενεργών γαλαξιακών πυρήνων, δεν είναι ούτε πλήρως ούτε σαφώς καθορισμένες. Για το λόγο αυτό, είναι προφανές πως δεν είναι δυνατός και ο καθορισμός της φύσης αυτών των περιοχών. Σε γενικές γραμμές θεωρείται πως οι BLR περιοχές αποτελούνται από διακριτά, ταχέως κινούμενα νέφη, υπεύθυνα για τις παρατηρούμενες πλατιές γραμμές εκπομπής. Παράλληλα, θεωρείται ότι η ομαλότητα των παρατηρούμενων προφίλ γραμμών, καταδεικνύει την ύπαρξη μεγάλου αριθμού νεφών. (Arav et al. 1997; Ferland 2004; Laor 2006; Laor et al. 2006).

Είναι κοινώς αποδεκτό πως το εύρος των πλατιών γραμμών εκπομπής (BELs), που προέρχονται από την BLR περιοχή, αντικατοπτρίζει τη διασπορά ταχυτήτων του αερίου της εν λόγω περιοχής (Blandford & Rees 1992).

Οι σχετικές εντάσεις διάφορων πλατιών γραμμών εκπομπής, στο οπτικό και το υπεριώδες, είναι συνεπείς με την ύπαρξη πυκνού και ψυχρού αερίου ($n_e \cong 10^9 - 10^{11}\ cm^{-3}, T_e \cong 2 \times 10^4\ K$) το οποίο φωτοϊονίζεται από την κεντρική πηγή συνεχούς ακτινοβολίας [Ferland & Persson 1989] και [Ferland et al. 1992].

Ο συντελεστής κάλυψης (filling factor) της BLR περιοχής είναι περίπου 10^{-6} (Netzer 1990) μία αρκετά μικρή τιμή η οποία παρακίνησε τη δημιουργία BLR μοντέλων τα οποία θεωρούν ότι το υλικό που παράγει τις γραμμές εκπομπής είναι διευθετημένο σε

www.oriovisbooks.gr

μια κατανομή πολυάριθμων και διακριτών νεφών, τα οποία κινούνται γύρω από τη μελανή οπή (Dietrich, M., et al. 1999).

Ο αριθμός αυτών των νεφών είναι ακόμη άγνωστος καθώς άγνωστη είναι επίσης η φύση και η προέλευσή τους. Η μάζα αυτών των νεφών κυμαίνεται μεταξύ $10^{-7} - 10^{-8}\, M_{\odot}$ (Peterson, B. M. 1997). Η μάζα αυτή είναι πολύ μικρή ώστε τα νέφη να συγκρατούνται μεταξύ τους λόγο των βαρυτικών τους αλληλεπιδράσεων. Έτσι ένα νέφος θα εξατμίζεται σε χρονικές κλίμακες μικρότερες των μερικών εβδομάδων (Krolik 1999) (Krolik J.H., 1999, Active Galactic Nuclei. Princeton Series in Astrophysics). Σύμφωνα λοιπόν με αυτό το δεδομένο θα πρέπει να υπάρχει ένας μηχανισμός περιορισμού των νεφών, ένας μηχανισμός ο οποίος αποτελεί και το κεντρικό πρόβλημα των μοντέλων της BLR περιοχής που αποδέχονται την ύπαρξη διακριτών νεφών.

Οι Lyratzi et al. 2009 και 2010c, 2010a, έδειξαν ότι οι BALRs και οι BELRs αποτελούνται από έναν αριθμό διαδοχικών και ανεξάρτητων πυκνωμάτων απορρόφησης/εκπομπής (προερχόμενα από δισκοειδή άνεμο). Πιο συγκεκριμένα αναφέρουν ότι, οι BALRs χαρακτηρίζονται από τρεις φαινόμενες ταχύτητες, την ταχύτητα της εκροής, τις τυχαίες ταχύτητες εντός της περιοχής, και την ιδιοπεριστροφική ταχύτητα των πυκνωμάτων ύλης. Προσομοιώνοντας τα BALR φάσματα, οι ανωτέρω ερευνητές κατέληξαν στα κάτωθι συμπεράσματα:

- Οι BALR περιοχές των υπό μελέτη ενεργών πυρήνων αποτελούνται από έναν αριθμό υποπεριοχών που χαρακτηρίζονται από διαφορετικές κινηματικές παραμέτρους, όπου ανιχνεύονται και οι τρεις κινηματικές παράμετροι που αναφέρθηκαν προηγουμένως.
- Παρατηρήθηκαν συνιστώσες περιστροφής στα φάσματα των QSOs, που καταδεικνύουν ότι τα BLR νέφη περιστρέφονται με ταχύτητες αρκετών εκατοντάδων χιλιομέτρων το δευτερόλεπτο γύρω από τα κέντρα τους.
- Η BALR περιοχή βρίσκεται σε απόσταση περίπου $10^4\, R_g$ από την μελανή οπή.
- Σε κάποιες περιπτώσεις, ανιχνεύθηκαν πολύ μεγαλύτερες περιστροφικές ταχύτητες γεγονός που σημαίνει ότι οι εν λόγω περιοχές βρίσκονται πιο κοντά στη μελανή οπή. Το σημαντικότερο συμπέρασμα όμως το οποίο οφείλουμε να παρατηρήσουμε είναι ότι ο υπολογισμός των κινηματικών αλλά και άλλων παραμέτρων είναι το αποτέλεσμα της σύνθεσης των φασματικών γραμμών όλων των πυκνωμάτων και όχι κάθε πυκνώματος ξεχωριστά.

Διάφοροι μηχανισμοί περιορισμού των νεφών έχουν προταθεί, οι κυριότεροι από τους οποίους είναι, το θερμό μέσο μεταξύ των νεφών (Krolik et al. 1981), τα μαγνητικά πεδία τα οποία φυλακίζουν τα αέρια πυκνώματα ύλης (Rees 1987), οι μαγνητισμένοι άνεμοι (Emmering et al. 1992) και (Bottorff et al. 1997), οι άνεμοι πάνω από τον δίσκο προσαύξησης (Blandford & Payne 1982), ο ίδιος ο δίσκος (Collin-Souffrin 1987),τα

www.diavlosbooks.gr

νήματα πλάσματος (filaments) όπως αυτά που παρατηρούνται στο νεφέλωμα του Καρκίνου (Davidson & Netzer 1979) ή οι εξωτερικά ακτινοβολούμενες ατμόσφαιρες γιγάντων άστρων του κεντρικού αστρικού συμπλέγματος του ενεργού γαλαξία (Norman & Scoville 1988), (Kazanas 1989), (Alexander & Netzer 1994, 1997).

Υπάρχουν βέβαια και εναλλακτικά σενάρια που δεν βασίζονται σε διακριτά νέφη εκπομπής. Τα σενάρια αυτά περιλαμβάνουν ανέμους που πηγάζουν από τον δίσκο προσαύξησης, υδροδυναμικές ροές, και αλληλεπιδράσεις κρουστικών κυμάτων μεταξύ δισκοειδών ανέμων και ανέμων που προέρχονται από την κεντρική πηγή συνεχούς ακτινοβολίας (Smith & Raine 1985, 1988), (Pelletier & Pudritz 1992), (Cassidy & Raine 1993), (Murray & Chiang 1995, 1997), (Murray et al. 1995). Τα μοντέλα αυτά επιλύουν το πρόβλημα του περιορισμού των νεφών θεωρώντας συνεχή κατανομή υλικού γραμμικής εκπομπής, το οποίο είναι εμβαπτισμένο μέσα σε μια υδροδυναμική ροή.

Στο σημείο αυτό αξίζει να σημειωθεί η ύπαρξη κάποιων υβριδικών μοντέλων τα οποία υιοθετούν την αλληλεπίδραση του πυρηνικού ανέμου με εμπόδια που υπάρχουν στο κοντινό περιβάλλον της κεντρικής μηχανής παραγωγής ακτινοβολίας (Perry & Dyson 1985); (Collin-Souffrin et al. 1988). Τα μοντέλα αυτά λαμβάνουν υπόψη τις διαφορετικές ιδιότητες των γραμμών υψηλού βαθμού ιονισμού (HIL: High Ionization Lines) και των γραμμών χαμηλού βαθμού ιονισμού (LIL: Low Ionization Lines). Οι γραμμές χαμηλού βαθμού ιονισμού αποδίδονται στην εκπομπή του δίσκου προσαύξησης, ενώ οι γραμμές υψηλού βαθμού ιονισμού προέρχονται από ψυχρό αέριο το οποίο βρίσκεται σε μια περιοχή ισχυρού σοκ υψηλής πίεσης) και κινείται γύρω από εμπόδια (περιοχές υψηλής πυκνότητας) που βρίσκονται εντός του ανέμου του quasar (Dietrich, M., et al. 1999).

Ένα ακόμη σενάριο, που προσπαθεί να ερμηνεύσει τη δομή της BLR περιοχής είναι το «Bloated Stars Scenario ή BS». Όπως αναφέρθηκε και ανωτέρω, οι παρατηρούμενες ιδιότητες των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων, οδήγησαν τους ερευνητές στο συμπέρασμα ότι η γραμμική εκπομπή προέρχεται από μικρές, πολυάριθμες, ψυχρές και πυκνές συγκεντρώσεις αερίου, που χαρακτηρίζονται ως νέφη της BLR περιοχές. Οι BLR περιοχές αποτελούνται από περίπου 10^7 νέφη, με σωματιδιακές πυκνότητες της τάξης των $10^8 - 10^{12}\ cm^{-3}$, ενώ το ιονισμένο κλάσμα αυτών έχει διαστάσεις $3 \times 10^{12}\ cm$ σε θερμοκρασία $\sim 10^4\ K$ (Alexander, T.; Netzer, H., 1994, MNRAS 270, 781A). Το μεγαλύτερο πρόβλημα αυτού του μοντέλου είναι ο περιορισμός ή αλλιώς η φυλάκιση των νεφών. Τα νέφη, με εκτιμώμενες μάζες της τάξης των$10^{-9}\ M_{\odot}$, δεν μπορούν να διατηρηθούν μέσω της ιδιοβαρύτητάς τους με αποτέλεσμα να διασπώνται σε χρονικές κλίμακες της τάξης των 0,5 ετών. Αν λοιπόν τα νέφη αυτά δεν δημιουργούνται συνεχώς εκ νέου, τότε θα πρέπει να υπάρχει ένας εξωτερικός μηχανισμός περιορισμού τους. Για τον λόγο αυτό είχε αναπτυχθεί το μοντέλο δύο φάσεων (two – phase model) (Krolik, McKee & Tarter 1981) σύμφωνα με το οποίο, η ισορροπία πίεσης διατηρείται μεταξύ του νέφους (ψυχρή φάση σε $\sim 10^4\ K$) και του θερμού διαστρικού μέσου (θερμή φάση σε $\sim 10^8\ K$). Το μοντέλο όμως αυτό συνάντησε σοβαρές αντιρρήσεις. Η θερμοκρασία

του αερίου, σε αυτού του είδους τα μοντέλα, εξαρτάται από τη μορφή του UV – X – ray συνεχούς. Όμως, ρεαλιστικά μοντέλα, της συνεχούς ακτινοβολίας, προέβλεψαν ότι η θερμοκρασία του θερμού διαστρικού μέσου είναι $10^7\,K$, η οποία βέβαια δεν είναι συμβατή με τις προβλέψεις του μοντέλου των δύο φάσεων (Fabian et al. 1986; Mathews & Ferland 1987). Επιπρόσθετα προβλήματα του μοντέλου των νεφών είναι η διάλυση αυτών εξαιτίας δυνάμεων που εμφανίζονται λόγω της υπερηχητικής κίνησης των νεφών. Σύμφωνα με το «Bloated Stars Scenario», η πλατιά γραμμική εκπομπή των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων προέρχεται από αστρικούς ανέμους ή αστρικά κελύφη (envelopes).

Το σενάριο των αστρικών ανέμων (Edwards 1980; Mathews 1983; Scoville & Norman 1988; Kazanas 1989), προτείνει ότι οι γραμμές εκπέμπονται από τους αστρικούς ανέμους ή τα κελύφη των υπεργιγάντων άστρων. Το σενάριο αυτό βασίζει την υπόστασή του σε τρεις πρωταρχικούς πυλώνες:

(α) Το πρόβλημα του περιορισμού των νεφών, επιλύεται με την εισαγωγή μιας ιδιοβαρυτικής δεξαμενής αερίου – του αστέρα – ο οποίος δύναται να αναπληρώνει διαρκώς το ψυχρό αέριο το οποίο εξατμίζεται στο θερμό διαστρικό μέσο.

(β) Στο γεγονός ότι η ύπαρξη άστρων κοντά στην κεντρική περιοχή του ενεργού πυρήνα είναι αναμενόμενη ενώ παράλληλα εκτιμήσεις καταδεικνύουν ότι οι συνθήκες που επικρατούν στους ανέμους των υπεργιγάντων άστρων είναι παρόμοιες με αυτές που προκύπτουν από την μελέτη του αερίου γραμμικής εκπομπής.

(γ) Η έλλειψη επαρκών δεδομένων που καταδεικνύουν την ακτινική ταχύτητα του BLR αερίου (Maoz, D., et al. 1991, ApJ, 367, 493).

Στο σημείο αυτό οφείλουμε να καταδείξουμε τα αποτελέσματα των ερευνών των Arav et al. (1997, 1998) και Dietrich et al. (1999) οι οποίοι απέκλεισαν το «bloated stars scenario», βασισμένοι στην έλλειψη του αναμενόμενου επιπέδου διακυμάνσεων στα προφίλ των γραμμών. Σύμφωνα με τις μελέτες των εν λόγω ερευνητικών ομάδων, τα προφίλ των γραμμών εκπομπής θα πρέπει να είναι ομαλά μόνο αν ο αριθμός των διακριτών πηγών εκπομπής τείνει στο άπειρο. Αυτό σημαίνει ότι για έναν πεπερασμένο αριθμό, τυχαία κατανεμημένων, νεφών θα πρέπει παρατηρούνται διακυμάνσεις στα προφίλ γραμμών. Ο ι διακυμάνσεις αυτές δεν παρατηρήθηκαν ούτε στη μελέτη του NGC 4151 (Arav et al. 1997, 1998) αλλά ούτε στη μελέτη του 3C 273 (Dietrich et al. 1999). Μάλιστα, οι Arav et al. 1997, 1998 καταλήγουν στο συμπέρασμα ότι οι πλατιές γραμμές εκπομπής, του NGC 4151, δεν προέρχονται από μια κατανομή διακριτών πηγών εκπομπής.

Συνεχίζοντας, οι Laor, A., et al. 2006 μελέτησαν τη γραμμή Hα του ενεργού γαλαξία NGC 4395, ο οποίος φέρει τη μικρότερη γνωστή BLR περιοχή ($\sim 10^{14}\,cm$), για να ελέγξουν το «bloated stars scenario». Στην BLR περιοχή, του NGC 4395, μπορεί να χωρέσει ένας πολύ περιορισμένος αριθμός άστρων (το κάθε ένα με ακτίνα $r_\star \approx 10^{14}\,cm$), όμως η ομαλότητα της γραμμής Hα, καταδεικνύει ότι στην BLR θα περιοχή πρέπει να υπάρχουν τουλάχιστον $10^4 - 10^5$ διακριτά «νέφη». Το συμπέρασμα αυτό αποκλείει οριστικά το «bloated stars scenario», ανεξάρτητα από οποιονδήποτε

www.diavlosbooks.gr

μηχανισμό πλάτυνσης των γραμμών. Το άνω όριο, όσον αφορά το μέγεθος των νεφών, είναι $10^{12}\ cm$, το οποίο και είναι συμβατό με το μέγεθος που προκύπτει από τα μοντέλα φωτοϊονισμού. Έτσι, οι ερευνητές κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι το αέριο της BLR περιοχής, του NGC 4395, εμφανίζει ομαλή δομή (χωρίς πυκνώματα) η οποία επί της ουσίας περιστρέφεται δημιουργώντας ένα δισκοειδή σχηματισμό. Παρόλα αυτά, οι ερευνητές αφήνουν ανοιχτό ένα ερώτημα: πως είναι δυνατόν μια τέτοια ομαλή και βαρυτικά κυριαρχούμενη δομή να παράγει γραμμές εκπομπής, με δυο κορυφές, στην περίπτωση ενός μικρού κλάσματος ενεργών γαλαξιών πυρήνων;

Μεγάλο ενδιαφέρον παρουσιάζει η εργασία των Bottorff, M., Ferland, G., (2001) στην οποία μελετάται αν είναι δυνατόν μια fractal γεωμετρία κατανομής των νεφών, να περιγράφει επαρκώς την κατανομή του αερίου στο κέντρο ενός ενεργού γαλαξίας μεγάλης μάζας. Παρατηρήσεις των νεφών του διαστρικού μέσου (ISM) του Γαλαξία (Elmegreen, B. G. 1997; Elmegreen, B. G., & Falgarone, E., 1996; Heithausen, A., et al. 1998) δείχνουν ότι το αέριο συγκεντρώνεται σε fractal δομές των οποίων η μάζα εκτείνεται μέχρι 9 τάξεις μεγέθους. Θεωρητικές μελέτες καταδεικνύουν ότι ο σχηματισμός fractal δομών είναι μια φυσική συνέπεια της μαγνητοϋδροδυναμικής περιδίνησης (MHD turbulence). Αριθμητικές μέθοδοι οι οποίες προσομοιώνουν τη διάδοση των ΜΥΔ κυμάτων μέσα από ένα αέριο, δείχνουν τη δημιουργία και την διάλυση νεφών μέσα σε καθορισμένα χρονικά διαστήματα (Elmegreen, B. G., 1999).

Συγχωνευόμενες ροές περιδίνησης δημιουργούν προσωρινές περιοχές ενισχυμένης πυκνότητας (νέφη). Επειδή τα νέφη συνεχώς δημιουργούνται και διασπώνται, η παρουσία τους είναι κατά επέκταση βέβαιη, με αποτέλεσμα να μην είναι αναγκαία η ύπαρξη κάποιου μηχανισμού περιορισμού των νεφών. Τα αριθμητικά πειράματα δείχνου επιπλέον ότι υψηλότερα επίπεδα ΜΥΔ περιδινήσεων, παράγουν δομές με ακόμη μεγαλύτερη πυκνότητα σωματιδίων. Παρόλα αυτά, δομές με μικρότερη σωματιδιακή πυκνότητα είναι δυνατόν να υπάρχουν στο ίδιο περιβάλλον.

Ο Rees (1987) υποστηρίζει ότι τα BLR νέφη περιορίζονται από ένα μαγνητικό πεδίο σε ενεργειακή ισοκατανομή ενώ οι Bottorff, M., Ferland, G., 2000 ότι τα ΜΥΔ κύματα μπορούν να ερμηνεύσουν την ομαλότητα που εμφανίζουν τα προφίλ των γραμμών. Η θεωρία που περιγράφηκε ανωτέρω, καταδεικνύει την παρουσία μιας fractal γεωμετρίας.

Οι Bottorff, M., Ferland, G., 2001, εφάρμοσαν τη fractal δομή που παρατηρείται στο διαστρικό μέσο, αλλά με κλίμακες μήκους και πυκνότητες αερίου κατάλληλες για την BLR περιοχή και το ενδότερο κομμάτι της NLR περιοχής των AGN. Η επιλογή της γεωμετρίας fractal σημαίνει ότι, από τις μεγαλύτερες στις μικρότερες κλίμακες, υπάρχουν ομαδοποιήσεις οι οποίες δημιουργούν δομές μέσα σε δομές που είναι αυτοόμοιες. Έτσι, αν δύο οποιεσδήποτε δομές συγκριθούν, οι υπό – δομές σε κάθε μία από αυτές θα είναι όμοιες, ακόμη και αν οι δύο κύριες δομές έχουν διαφορετικά μεγέθη. Η αυτοομοιότητα επαναλαμβάνεται και σε ακόμη μικρότερες κλίμακες, μέχρι το σημείο που το κάθε BLR νέφος δεν είναι τίποτε άλλο από μία συλλογή αλληλεπικαλυπτόμενων σταθερής πυκνότητας πυκνωμάτων (constant density clumps). Αυτά τα μικρότερα

www.olympios.gr

πυκνώματα ύλης καλούνται «cloud elements» και για ευνόητους λόγους θεωρούνται σφαιρικά (Η σφαιρική συμμετρία διευκολύνει την επίλυση μιας σειρές μαθηματικών προβλημάτων και προσεγγίζει με τον καλλίτερο τρόπο τα προφίλ των φασματικών γραμμών).

Τα αποτελέσματα της μοντελοποίησης των BLR νεφών, μέσω fractal γεωμετρίας είναι πολλά υποσχόμενα καθώς οι ερευνητές είναι σε θέση να αναπαράγουν παρατηρούμενες παραμέτρους όπως είναι ο covering factor, η πυκνότητα, η πυκνότητα στήλης, οι εντάσεις των πλατιών γραμμών εκπομπής και οι λόγοι των BLR γραμμών εκπομπής. Οι ιδιότητες απορρόφησης του μοντέλου είναι συνεπείς με τις πυκνότητες στήλης οι οποίες καθορίζονται από παρατηρήσεις της απορρόφησης στις ακτίνες X. Στην περίπτωση γαλαξιών Seyfert, το μοντέλο είναι συνεπές με τον αριθμό των πολλαπλών UV συνιστωσών απορρόφησης που παρατηρούνται.

Ο αριθμός των νεφών, N_{cl}, είναι μια πολύ σημαντική παράμετρος για τα μοντέλα, της BLR περιοχής, που θεωρούν την ύπαρξη διακριτών νεφών. Πρώιμες εκτιμήσεις του αριθμού των BLR νεφών παρέχονται από τους Capriotti et al. 1981 και Atwood et al. 1982. Οι ανωτέρω ερευνητικές ομάδες μελέτησαν τα προφίλ γραμμών γαλαξιών Seyfert και υπολόγισαν αριθμό νεφών μεταξύ $10^4 - 10^5$. Οι Arav et al. (1997, 1998) εκτίμησαν ότι ο αριθμός των διακριτών νεφών της BLR περιοχής είναι της τάξεως του 10^7. Οι Dietrich, M., et al. 1999 μελέτησαν τον quasar 3C 273 καταλήγοντας στα εξής συμπεράσματα:

(α) Τα νέφη κατανέμονταν τυχαία στο χώρο των ταχυτήτων, ακολουθώντας Γκαουσιανή κατανομή. Η Γκαουσιανή κατανομή ταχυτήτων είναι χαρακτηριστική για αντικείμενα τα οποία βρίσκονται βαθιά στον πυρήνα ενός γίγαντα ελλειπτικού γαλαξία (Sargent et al. 1978); (Harms et al. 1994). Η διασπορά ταχυτήτων του συνόλου των νεφών θεωρήθηκε ως $FWHM = 3.000\ km\ s^{-1}$, έτσι ώστε να αντιστοιχεί στο πλάτος των γραμμών εκπομπής Hα και Hβ του 3C 273.

(β) Τα διακριτά νέφη κινούνται σε τυχαία προσανατολισμένες κεπλεριανές τροχιές, γύρω από μια μελανή οπή μεγάλης μάζας, γεμίζοντας μια σφαιρική περιοχή. Οι ερευνητές, βασισμένοι στην ανάλυση των πτερύγων των γραμμών εκπομπής Hα και Hβ, βρήκαν ότι ο αριθμός των BLR νεφών είναι $N_{cl} \cong 10^8$.

Στο σημείο αυτό πρέπει να σημειώσουμε ότι τα περισσότερα μοντέλα θεωρούν ότι το πεδίο ταχυτήτων των BLR νεφών διέπεται από την κατανομή Gauss. Αυτό σημαίνει πως τα μοντέλα δέχονται μόνο την ύπαρξη των κεπλεριανών κινήσεων των νεφών. Οι Danezis et al. (2006), (2007) και (2008), Lyratzi et al. (2009) και (2010), χρησιμοποιώντας το μοντέλο GR και προσομοιώνοντας τα BLR φάσματα 30 QSOs, έδειξαν ότι στα νέφη των BLR περιοχών δεν λαμβάνουν χώρα μόνο αυτές οι κινήσεις. Αυτό που συμβαίνει είναι ένας συνδυασμός κεπλεριανών κινήσεων και ιδιοπεριστροφικών κινήσεων των νεφών. Επίσης, η κατανομή του προφίλ των γραμμών που προκύπτουν από κάθε ένα από τα ανεξάρτητα νέφη δεν είναι συνάρτηση μόνο των

www.didaskalos.gr

τυχαίων κινήσεων των ιόντων που συνιστούν το κάθε νέφος, αλλά και της ιδίας περιστροφής του κάθε νέφους.

Αυτό που δεν πρέπει να παραλείψουμε είναι ότι η εν λόγω ερευνητική ομάδα, περιέγραψε τις περιστροφικές κινήσεις των BLR νεφών μέσω μιας νέας κατανομής της αποκαλούμενης «Rotation». Συνεχίζοντας, οι ερευνητές συνδύασαν τις δύο κατανομές (Gauss και Rotation) προς σχηματισμό μιας νέας κατανομής της «Gauss – Rotation ή GR», ώστε να καταφέρουν να προσομοιώσουν τα παρατηρούμενα QSO φασματικά προφίλ και να υπολογίσουν τις τιμές μιας σειράς φυσικών παραμέτρων που περιγράφουν τις BLR περιοχές. Τέλος, μέσω τις προσομοίωσης των φασμάτων, η ανωτέρω ερευνητική ομάδα κατάφερε να επιβεβαιώσει την ύπαρξη των διακριτών νεφών, ερχόμενοι και αυτοί σε αντίθεση με τις θεωρίες που θέλουν την BLR περιοχή να είναι ομογενής.

Κλείνοντας αυτή την παράγραφο, θα ήταν παράλειψη να μην αναφερθούν κάποια εναλλακτικά σενάρια που προσπαθούν να ερμηνεύσουν την προέλευση των BLR νεφών. Έτσι, υπάρχουν μοντέλα που προτείνουν αέριες ροές που παράγονται από παλιρροιακά διαταρασσόμενα άστρα (Hills 1975; Roos 1992), ή από συγκρούσεις άστρων με το δίσκο προσαύξησης καθώς οι τροχιές των άστρων τέμνουν των δίσκο (Zurek et al. 1994; Vilkoviskij & Czerny 2002), ή από πυκνώματα σε έναν βαρυτικά ασταθή εξωτερικό δίσκο (Collin & Hure 2001). Άλλα σενάρια περιλαμβάνουν ανομοιογένειες πυκνότητας οι οποίες παράγονται από τις αλληλεπιδράσεις των ανέμων με εμπόδια (Perry & Dyson 1985), όπως είναι οι αστρικές ατμόσφαιρες (Torricelli - Ciamponi & Pietrini 2002), τα υπολείμματα υπερκαινοφανών (Pittard et al. 2003), ή η επιφάνεια του δίσκου προσαύξησης (Cassidy & Raine 1996). Εναλλακτικά, έχει προταθεί η άποψη ότι τα νέφη είναι πυκνώματα πλάσματος που παράγονται από κρουστικά κύματα σε ένα αέριο συσσώρευσης (Fromerth & Melia 2001). Βέβαια, η φυσική βιωσιμότητα κάποιων εκ των προτεινόμενων μηχανισμών δεν είναι ξεκάθαρη (e.g., Mathews 1986; Mathews & Doane 1990).

3.5 Μοριακός Τόρος

Το 1943 ο Carl Seyfert (Astrophysical Journal, 97, 28-40) ολοκλήρωσε μια μελέτη του πάνω σε έξι γαλαξίες (NGC 1068, NGC 1275, NGC 3516, NGC 4151 και NGC 7469), οι οποίοι στη συνέχεια ταξινομήθηκαν ως γαλαξίες Seyfert. Η ταξινόμηση του 1974 διαχώρισε τους γαλαξίες Seyfert σε δύο κατηγορίες τους Seyfert 1 και Seyfert 2. Οι επιτρεπόμενες γραμμές των γαλαξιών Seyfert 1 ήταν πολύ πλατιές με FWHM που αντιστοιχούσαν σε ακτινικές ταχύτητες στο εύρος $1 - 10.000\, km\, s^{-1}$. Οι απαγορευμένες γραμμές των Seyfert 1 δεν έφεραν πλατιές πτέρυγες και τα FWHM αυτών αντιστοιχούσαν σε ταχύτητες της τάξης των $1.000\, km\, s^{-1}$. Στην περίπτωση των γαλαξιών Seyfert 2, τόσο οι επιτρεπόμενες όσο και οι απαγορευμένες γραμμές, έφεραν παρόμοια πλάτη με FWHM να αντιστοιχεί σε ταχύτητα $1.000\, km\, s^{-1}$. Οι πολύ πλατιές

www.diavlosbooks.gr

γραμμές με εύρος της τάξεως των χιλιάδων χιλιομέτρων το δευτερόλεπτο οριοθετούν την περιοχή που αργότερα έγινε γνωστή ως περιοχή των πλατιών γραμμών (BLR).

Κατά τα πρώτα χρόνια της μελέτης των γαλαξιών Seyfert θεωρούνταν πως οι Seyfert 2 δεν έφεραν BLR περιοχές. Η πρόοδος όμως της τεχνολογίας επέτρεψε την ανίχνευση BLR περιοχών σε ορισμένους Seyfert 2 γαλαξίες με πρώτο από αυτούς τον NGC 1068. Η συνεχής έρευνα σε αυτό το πεδίο κατέδειξε το γεγονός ότι οι BLR περιοχές των Seyfert 2 γαλαξιών δεν ήταν «ορατές» στον παρατηρητή εξαιτίας της ύπαρξης σκόνης η οποία επισκίαζε την BLR περιοχή. Έτσι, αρχικά θεωρήθηκε η ύπαρξη μιας σφαιρικής ζώνης από σκόνη η οποία βρίσκονταν μεταξύ της BLR και NLR περιοχής με αποτέλεσμα να επισκιάζει την πρώτη περιοχή. Περεταίρω έρευνες, με το πέρασμα των ετών, οδήγησαν στην αντικατάσταση της σφαιρικά συμμετρική ζώνης από σκόνη με ένα μικρό αλλά παχύ τόρο σκόνης ο οποίος περιβάλλει την κεντρική περιοχή ενός ενεργού γαλαξία. Έτσι, είναι πολύ πιθανό οι διαφορές που παρατηρούνται στις διάφορες κατηγορίες ενεργών γαλαξιών να οφείλονται στον προσανατολισμό του τόρου και της κεντρικής πηγής ως προς τον παρατηρητή.

Πιο συγκεκριμένα οι Antonucci και Miller (Antonucci and Miller 1985) βρήκαν ότι αν ο γαλαξίας NGC 1068 παρατηρηθεί μέσω πολωμένου φωτός τότε επιδεικνύει φασματικά χαρακτηριστικά τύπου Seyfert 1 και όχι Seyfert 2. Με άλλα λόγια οι ερευνητές ήταν σε θέση να «δουν» την BLR περιοχή του NGC 1068 μέσω πολωμένη ακτινοβολίας. Το άμεσο ερώτημα που προέκυψε ήταν ποιος μηχανισμός θα μπορούσε να είναι υπεύθυνος για την πόλωση της ακτινοβολίας του NGC 1068. Η πιο απλή απάντηση ήταν μέσω ενός «καθρέφτη» ο οποίος αποτελείται από σκόνη ή από ηλεκτρόνια. Είναι γεγονός πως η πολωμένη συνιστώσα ήταν πολύ ασθενής συγκρινόμενη με το κανονικό φάσμα τύπου Seyfert 2 του NGC 1068, ενώ αυτή η συνιστώσα ερχόταν σε συμφωνία με τις θεωρητικές προβλέψεις μιας συνιστώσας ανάκλασης. Το επόμενο ερώτημα που προέκυψε ήταν γιατί από έναν Seyfert 2 γαλαξία παρατηρείται ένα τύπου 2 (NLR) φάσμα σε μη πολωμένη ακτινοβολία, ενώ παρατηρείται ένα τύπου 1 (BLR) φάσμα σε πολωμένη ακτινοβολία; Η απάντηση είναι ότι η BLR περιοχή είναι κρυμμένη και μπορεί να παρατηρηθεί έμμεσα, μέσω της ανάκλασης εξαιτίας ενός είδους «καθρέφτη». Το επόμενο ερώτημα που προφανώς προκύπτει είναι ποιο υλικό παίζει το ρόλο αυτού του καθρέφτη. Μια απάντηση σε αυτό το ερώτημα ήταν η ύπαρξη ενός παχέως (σε σύγκριση με την κεντρική πηγή και την BLR περιοχή) δίσκου ή τόρου ο οποίος βρίσκεται εντός της NLR περιοχής και περιβάλλει την κεντρική πηγή.

Στο σημείο αυτό θα δούμε κάποιες λεπτομέρειες του μοριακού τόρου, όπως πλέον αυτός αποκαλείται. Το στοιχείο κλειδί του μοριακού τόρου είναι σκόνη η οποία είναι ικανή να προκαλέσει αρκετή εξασθένιση της ακτινοβολίας ώστε τόσο η κεντρική πηγή όσο και η BLR περιοχή να μην είναι παρατηρήσιμες. Ο τόρος θα πρέπει να αποτελείται από αρκετό υλικό, ώστε να είναι αδιαφανείς στις σκληρές ακτίνες X και τα φωτόνια ιονισμού που προέρχονται από τον θερμό δίσκο προσαύξησης ή την κορόνα. Οφείλουμε να σημειώσουμε στο σημείο αυτό ότι σε πολλές περιπτώσεις ο τόρος δεν αποτελείται

www.grbooks.gr

μόνο από σκόνη αλλά και από μοριακό αέριο ενώ και τα δύο υλικά συνυπάρχουν σε νέφη μάζας $10^9\ M_\odot$. Στην περίπτωση του NGC 1068 έχει βρεθεί ότι η κατανομή του μοριακού αερίου έχει τη μορφή ράβδου η οποία περιβάλλεται από έναν μοριακό δακτύλιο που σχετίζεται με την αστρογένεση.

Ο τόρος, ως μοριακός ως προς τη σύσταση, δεν μπορεί να βρίσκεται πολύ κοντά στην κεντρική περιοχή ενός ενεργού γαλαξία, καθώς το ισχυρότατο πεδίο ακτινοβολίας θα διασπούσε τα μόρια, εκτός βέβαια και αν υπάρχει αρκετή σκόνη για να τα θωρακίσει. Ακόμη βέβαια και σε αυτή την περίπτωση, ο τόρος θα πρέπει να βρίσκεται σε τέτοια απόσταση ώστε οι κόκκοι σκόνης να μην εξαχνώνονται. Οι περιορισμοί αυτοί παρέχουν μια εσωτερική ακτίνα για τον τόρο της τάξης του ενός parsec. Αυτός ο εσωτερικός τόρος δεν θα πρέπει να συγχέεται με τις πιο εκτεταμένες ζώνες σκόνης και μοριακού αερίου που απαντώνται στην περίπτωση των γαλαξιών μακρινού υπερύθρου και εκτείνονται σε αποστάσεις χιλιάδων parsec. Ο μοριακός τόρος είναι μια εξαιρετικά συμπαγής δομή.

Η εσωτερική όψη του μοριακού τόρου είναι εμβαπτισμένη στο εξαιρετικά έντονο πεδίο ακτινοβολίας του συνεχούς ιονισμού που πηγάζει από την κεντρική πηγή. Έτσι, η περιοχή αυτή όχι μόνο διασπάται (dissociate) αλλά ιονίζεται επιπροσθέτως και οι κόκκοι σκόνης εξαχνώνονται. Καθώς όμως κάποιος προχωρά προς τις εσωτερικές περιοχές του τόρου, η πυκνότητα ενέργειας των φωτονίων μειώνεται λόγω του νόμου αντιστρόφου τετραγώνου και λόγω της απορρόφησης από τη σκόνη. Έτσι συναντούμε περιοχές που αποτελούνται από μοριακό αέριο και σκόνη. Ο συντελεστής πληρότητας (covering factor) στο ισημερινό επίπεδο πρέπει να είναι ίσος με μονάδα. Στο σημείο αυτό μπορεί να γίνει μια πρόβλεψη του ποσού της ύλης η οποία είναι παρούσα υποθέτοντας ότι όλη η λαμπρότητα των ακτίνων Χ απορροφάται και στη συνέχεια επανεκπέμπεται από τη σκόνη.

Από παρατηρήσεις των σχετικών λαμπροτήτων ενεργών γαλαξιών στις σκληρές ακτίνες Χ και με σύγκριση αυτών με τις λαμπρότητες στο υπέρυθρο ($L_{HX}/L_{IR} \sim 10^{-2}$) έχει βρεθεί ότι η πυκνότητα στήλης είναι της τάξης των $8 \times 10^{24}\ cm^{-2}$. Έτσι, είναι πιθανό πως ο τόρος συγκροτείται από έναν αριθμό νεφών υψηλής πυκνότητας και δεν αποτελεί ένα ενιαίο μέσο. Η ύπαρξη των νεφών απαιτείται έτσι ώστε να ερμηνευθεί η ύπαρξη της σκόνης η οποία σε κάθε άλλη περίπτωση θα καταστρέφονταν από την θέρμανση μέσω τριβής εξαιτίας της περιδίνησης του υλικού για περιστροφικές ταχύτητες μεγαλύτερες από $100\ km\ s^{-1}$, οι οποίες λαμβάνουν χώρα στις κεντρικές γαλαξιακές περιοχές.

Επειδή ο μοριακός τόρος είναι ένα μακρόβιο φαινόμενο, έτσι και τα νέφη θα πρέπει να έχουν μεγάλη διάρκεια ζωής ή τουλάχιστον θα πρέπει να αναπληρώνονται διατηρώντας την ίδια μορφή. Μελέτες έχουν δείξει ότι πρέπει να υπάρχει κάποιου είδους ισορροπία στην κατανομή του μεγέθους των νεφών. Δηλαδή, τα νέφη δεν μπορεί να είναι πολύ μικρά σε μέγεθος καθώς οι δυνάμεις συνάφειας (shear forces) θα τα διέλυαν. Επίσης, τα νέφη δεν μπορεί να είναι ιδιαίτερα μεγάλα επειδή σε αυτή την περίπτωση θα

ενώνονταν μεταξύ προς σχηματισμό ενός ενιαίου νέφους, το οποίο θα ήταν εξαιρετικά θερμό με αποτέλεσμα η σκόνη να εξαχνώνεται.

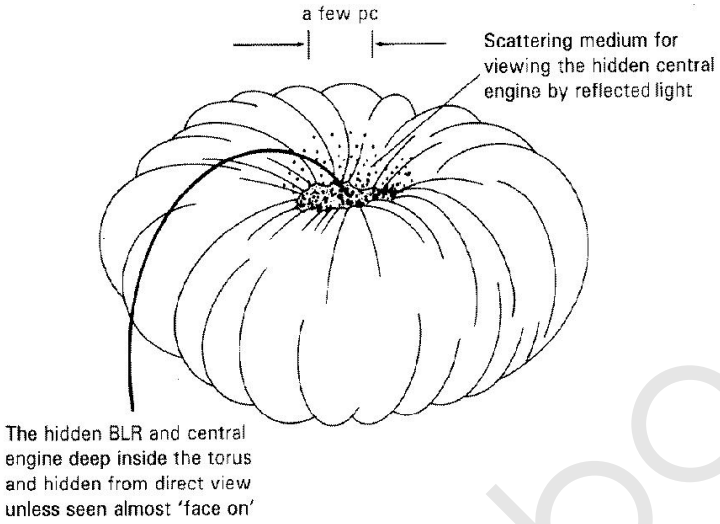
Ένα ακόμη ερώτημα που έρχεται να προστεθεί στο σημείο αυτό είναι γιατί η γεωμετρία είναι τοροειδής και όχι πεπλατυσμένη όπως αυτή ενός δίσκου. Είναι γεγονός πως η παραγωγή ενός παχέως τόρου, με τις συνθήκες που επικρατούν σε απόσταση περίπου $1\,pc$ από το κέντρο ενός ενεργού γαλαξία, είναι μια εξαιρετικά σύνθετη διαδικασία. Απαιτείται μια πηγή πίεσης η οποία θα είναι ικανή να «φουσκώσει» τον τόρο και αυτή η πίεση παρέχεται από αστρικούς ανέμους και αστρικά υπολείμματα. Οι υπερκαινοφανείς παράγουν ταχείς ανέμους και ισχυρά κρουστικά κύματα, αλλά αυτοί είναι πολύ σπάνια φαινόμενα. Τα μαζικά άστρα χαρακτηρίζονται από μεγάλης έκτασης ανέμους ενώ τα πολύ νεαρά άστρα διανύουν φάσεις T – Tauri επιδεικνύοντας πολύ γρήγορους ανέμους. Παρόλα αυτά, είναι πολύ δύσκολο για τα αστέρια οποιασδήποτε μορφής να προκαλέσουν την απαραίτητη διαταραχή του μέσου ώστε στη συνέχεια να προκληθεί το φούσκωμα του τόρου. Η επικρατέστερη, επί του παρόντος, άποψη για το φούσκωμα του τόρου είναι η θέρμανση λόγω τριβής μεταξύ των νεφών εξαιτίας των τροχιακών κινήσεων. Μια σχηματική αναπαράσταση ενός μοριακού τόρου φαίνεται στην Εικόνα 3.24.

Υπολογισμοί της δυναμικής των περιστρεφόμενων νεφών στο κεντρικό parsec, αποκαλύπτουν ότι οι συγκρούσεις μεταξύ των νεφών είναι αρκετά συχνές, πιθανότατα μία σύγκρουση ανά περιστροφή. Η διαδικασία αυτή οδηγεί στην απώλεια ενέργειας καθώς τα νέφη ψύχονται ακτινοβολώντας. Κατά συνέπεια λαμβάνει χώρα εισροή υλικού με κατεύθυνση προς τις εσωτερικές περιοχές του τόρου. Αν αυτό δεν συνέβαινε, η σταθερή εξάχνωση της εσωτερική επιφάνειας του τόρου θα οδηγούσε στη διάλυσή του. Έτσι, όσο υπάρχει παροχή υλικού στις εξωτερικές περιοχές του τόρου, αυτός θα παραμένει ένα μακρόβιο φαινόμενο.

Στη συνέχεια θα δούμε την επίδραση του σχήματος του τόρου στις ροές των αερίων και των ανέμων της κεντρικής ζώνης. Εξαιτίας της πίεσης ακτινοβολίας που επικρατεί στην κεντρική «τρύπα» του τόρου, η εξάχνωση του υλικού της εσωτερικής όψης του τόρου παρέχει την πηγή ενός πολοειδούς και πιθανότατα ημι – ευθυγραμμισμένου ιονισμένου ανέμου μεγάλης γωνίας ο οποίος προκύπτει από την κεντρική περιοχή του ενεργού γαλαξία. Μία ακόμη πιθανότητα είναι ότι το υλικό που βρίσκεται στο ισημερινό επίπεδο της εσωτερικής ζώνης του τόρου καταλήγει ως καύσιμο της κεντρικής μηχανής παραγωγής ενέργειας του ενεργού γαλαξία (Hopkins, P. F. et al. 2012).

Η ύπαρξη του τόρου καταδεικνύει την κυκλική συμμετρία, η οποία με τη σειρά της καταδεικνύει την περιστροφή. Η εικόνα αυτή ταιριάζει απόλυτα με την υπόθεση ύπαρξης μελανής οπής στο κέντρο του ενεργού γαλαξιακού πυρήνα καθώς επίσης και με τα φαινόμενα συσσώρευσης μάζας. Επιπροσθέτως, η ύπαρξη του τόρου υποδεικνύει ότι αυτός σχηματίζεται σε ένα σύστημα το οποίο είναι ικανό να ηρεμεί και να μετατρέπει τη στροφορμή σε μια πεπλατυσμένη δομή. Αυτό ακριβώς συμβαίνει στους σπειροειδείς γαλαξίες όμως στην περίπτωση των ελλειπτικών τα πράγματα δεν είναι τόσο ξεκάθαρα.

Βέβαια, υπάρχουν μελέτες σύμφωνα με τις οποίες παρατηρείται εκπομπή από σκόνη και μοριακό αέριο στις κεντρικές περιοχές ελλειπτικών γαλαξιών. Το γεγονός αυτό πιθανότατα σημαίνει ότι οι κεντρικές πυρηνικές περιοχές ελλειπτικών γαλαξιών φέρουν σπειροειδείς δομές.



Εικόνα 3.24. Σχηματική αναπαράσταση του μοριακού τόρου ο οποίος περιβάλλει την κεντρική περιοχή ενός ενεργού γαλαξιακού πυρήνα. (Blandford, Active Galactic Nuclei, Saas – Fee Advanced Course 20, Springer Verlag, 1990).

Η ύπαρξη του τόρου έχει ως άμεση συνέπεια τα διάφορα φαινόμενα προσανατολισμού τα οποία εμφανίζονται στις παρατηρήσεις των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων. Αν ο τόρος είναι face – on (ο άξονας συμμετρίας είναι κάθετος στο επίπεδο του ουρανού) τότε ο ενεργός γαλαξίας είναι τύπου 1 και μπορούμε να παρατηρήσουμε ευθέως τις BLR και NLR περιοχές καθώς επίσης και την κεντρική πυρηνική περιοχή. Στην αντίθετη περίπτωση όπου ο τόρος είναι edge – on, τότε οι παρατηρητές αντιμετωπίζουν σημαντικά προβλήματα επισκίασης. Η παρουσία της σκόνης παίζει ρόλο κλειδί στην ερμηνεία των παρατηρησιακών δεδομένων. Αν ο τόρος περιέχει μεγάλες ποσότητες σκόνης τότε δεν είναι δυνατόν να παρατηρηθεί η εκπομπή ακτίνων Χ ούτε η εκπομπή στο υπεριώδες που προέρχονται αμφότερες από τον δίσκο προσαύξησης. Επίσης η BLR περιοχή επισκιάζεται πλήρως από τη σκόνη με αποτέλεσμα ούτε αυτή να είναι ορατή. Έτσι, περίμενε κανείς να ανιχνεύσει εκπομπή στο υπέρυθρο και το μακρινό υπέρυθρο από τον θερμό τόρο.

www.ziovlosbooks.gr

3.6 Η Περιοχή των Στενών Φασματικών Γραμμών (Narrow Line Region – NLR)

Παρά το γεγονός ότι η NLR περιοχή θεωρείται λιγότερο «γοητευτική» από την BLR, η σπουδαιότητά της δεν πρέπει να υποτιμάται. Όλοι οι ενεργοί γαλαξίες εμφανίζουν NLR περιοχές, οι οποίες παρέχουν πληροφορίες για τη δραστηριότητα μιας περιοχής που βρίσκεται πολύ πιο μακριά από την κεντρική πηγή από ότι η BLR περιοχή. Πράγματι, η περιοχή αυτή βρίσκεται σε απόσταση $10 - 100\,pc$ από την κεντρική πηγή. Στην παρούσα παράγραφο θα δοθούν πληροφορίες που αφορούν τα κύρια χαρακτηριστικά της NLR περιοχής ενώ στη συνέχεια θα παρουσιαστούν τα στοιχεία που καταδεικνύουν το γεγονός ότι η NLR παίζει ρόλο κλειδί στα σενάρια ενοποίησης.

Η NLR περιοχή των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον για τρεις αλληλένδετους λόγους. Πρωτίστως, η NLR είναι η μεγαλύτερης χωρικής κλίμακας περιοχή όπου η ιονίζουσα ακτινοβολία της κεντρικής πηγής κυριαρχεί πάνω επί των άλλων πηγών. Δεύτερον, η NLR είναι η μόνη περιοχή των ενεργών γαλαξιών την οποία είναι δυνατόν να αναλύσουμε χωρικά στο οπτικά μήκη κύματος. Το γεγονός αυτό είναι ιδιαίτερα σημαντικό καθώς η NLR περιοχή ακτινοβολείται μη ισότροπα από την κεντρική πηγή. Τέλος, η δυναμική της NLR περιοχής μπορεί να μας δώσει χρήσιμες πληροφορίες για τον τρόπο που οι ενεργοί γαλαξίας τροφοδοτούνται με ενέργεια.

3.6.1 Φάσματα Στενών Γραμμών

Όπως και στην περίπτωση της BLR περιοχής, οι σχετικές εντάσεις των γραμμών εκπομπής που παρατηρούνται στα NLR φάσματα επιτρέπουν στους αστροφυσικούς τον καθορισμό κάποιων ιδιοτήτων του συνεχούς ιονισμού. Σε αντίθεση με την BLR, οι πυκνότητες των ηλεκτρονίων της NLR περιοχής είναι τόσο χαμηλές που ορισμένες απαγορευμένες μεταβάσεις δεν καταστέλλονται συγκρουσιακά. Το γεγονός αυτό μας δίνει τη δυνατότητα να χρησιμοποιήσουμε τους λόγους των εντάσεων συγκεκριμένων ζευγών απαγορευμένων γραμμών για τη μέτρηση της πυκνότητας των ηλεκτρονίων και της θερμοκρασίας του αερίου της NLR περιοχής. Σε σύγκριση με την BLR περιοχή, η ανάλυση είναι πιο απλοποιημένη εξαιτίας της μικρής πυκνότητας των ηλεκτρονίων. Παρόλα αυτά, στην περίπτωση της φασματοσκοπικής ανάλυσης της NLR περιοχής, προκύπτει μια δυσκολία η οποία έχει να κάνει με την ύπαρξη μεγάλων ποσοτήτων σκόνης μιας και η εν λόγω περιοχή βρίσκεται εκτός της ακτίνας εξάχνωσης. Είναι γεγονός λοιπόν πως η ακτίνα μέχρι την οποία η σκόνη εξαχνώνεται παρέχει το θεμελιώδες όριο μεταξύ της BLR και NLR περιοχής.

Οι γενικές ιδιότητες της NLR εκπομπής είναι (α) η εκπομπή προέρχεται από μια χωρικά εκτεταμένη περιοχή με αποτέλεσμα κάποιες φυσικές και κινηματικές κατανομές να είναι δυνατόν να καθοριστούν άμεσα (β) η εκπομπή των απαγορευμένων γραμμών είναι ισοτροπική μιας και η αυτο – απορρόφηση στις στενές γραμμές είναι αμελητέα.

www.ellinikabooks.gr

Μόνο η σκόνη σε μεγάλες χωρικές κλίμακες μπορεί να οδηγήσει σε φαινόμενα που εξαρτώνται από τον προσανατολισμό όπως είναι η επίδραση στις ροές των γραμμών εκπομπής.

Στον Πίνακα 3.4 παρουσιάζονται οι γραμμές εκπομπής, που εμφανίζονται στα NLR φάσματα των Seyfert 2 γαλαξιών, μαζί με τις σχετικές εντάσεις τους (Ferland και Osterbrock 1986). Στον πίνακα παρουσιάζονται επίσης και τα δυναμικά ιονισμού των γραμμών. Στην περίπτωση των συγκρουσιακά διεγερμένων γραμμών, το δυναμικό ιονισμού είναι αυτό που απαιτείται ώστε να επιτευχθεί η παρατηρούμενη κατάσταση ιονισμού. Για τις γραμμές επανασύνδεσης, το σχετικό δυναμικό ιονισμού είναι αυτό που απαιτείται ώστε να επιτευχθεί η επόμενη υψηλότερη κατάσταση ιονισμού, επειδή είναι η επανασύνδεση από αυτές τις καταστάσεις που οδηγεί στο σχηματισμό των γραμμών εκπομπής.

Strong Narrow Lines in Seyfert Spectra

Line	Relative Flux	Ionization Potential (eV)	Critical Density n_{crit} (cm^{-3})
Lyα λ1216	55	13.6	...
C IV λ1549	12	47.9	...
C III] λ1909	5.5	24.4	3.0×10^{10}
Mg II λ2798	1.8	7.6	...
[Ne V] λ3426	1.2	97.1	1.6×10^{7}
[O II] λ3727	3.2	13.6	4.5×10^{3}
[Ne III] λ3869	1.4	40.0	9.7×10^{6}
[O III] λ4363	0.21	35.1	3.3×10^{7}
He II λ4686	0.29	54.4	...
Hβ λ4861	1.00	13.6	...
[O III] λ4959	3.6	35.1	7.0×10^{5}
[O III] λ5007	11	35.1	7.0×10^{5}
[N I] λ5199	0.15	0.0	2.0×10^{3}
He I λ5876	0.13	24.6	...
[Fe VII] λ6087	0.10	100	3.6×10^{7}
[O I] λ6300	0.57	0.0	1.8×10^{6}
[Fe X] λ6375	0.04	235	4.8×10^{9}
[N II] λ6548	0.9	14.5	8.7×10^{4}
Hα λ6563	3.1	13.6	...
[N II] λ6583	2.9	14.5	8.7×10^{4}
[S II] λ6716	1.5	10.4	1.5×10^{3}
[S II] λ6731	...	10.4	3.9×10^{3}
[Ar III] λ7136	0.24	27.6	4.8×10^{6}

Πίνακας 3.4. Γραμμές εκπομπής στα NLR φάσματα Seyfert γαλαξιών. (An Introduction to Active Galactic Nuclei, Bradley M. Peterson, Cambridge University Press 1997).

Στα NLR φάσματα εμφανίζεται ένα μεγάλο εύρος καταστάσεων ιονισμού. Τόσο οι χαμηλού ιονισμού ([O I] λ6300) όσο και οι υψηλού ιονισμού ([O III] λλ4959, 5007) γραμμές είναι ισχυρές, ενώ αξίζει να σημειωθεί ότι σε κάποιες περιπτώσεις ανιχνεύονται

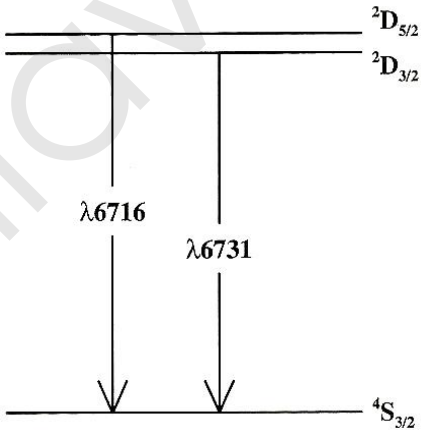
www.ebooks.gr

στοιχεία πολύ υψηλού βαθμού ιονισμού ([Fe VII] λ6087, [Fe X] λ6375, [Fe XI] λ7892 και [Fe XIV] λ5303 (iron coronal lines[38]). Ο λόγος των ροών $[O\ III]\ \lambda 5007/H\beta$ είναι συνήθως μεγαλύτερος του 3. Αυτές οι απλές παρατηρήσεις καθώς επίσης και η μοναδική θέση των λόγων των ροών στα BPT (Baldwin, Philips, Terlevich) διαγράμματα, καταδεικνύουν το γεγονός ότι το NLR αέριο φωτοϊονίζεται από το συνεχές φάσμα του ενεργού γαλαξία και όχι από άστρα τα οποία βρίσκονται στις πυρηνικές περιοχές.

Το FWHM για τις στενές γραμμές εκπομπής παίρνει τιμές οι οποίες κυμαίνονται στο εύρος $200 \lesssim \Delta u_{FWHM} \lesssim 900\ km\ s^{-1}$, με τις περισσότερες τιμές να βρίσκονται γύρω στα $350 - 400\ km\ s^{-1}$. Στην περίπτωση του γνωστού Seyfert 2 γαλαξία NGC 1068, ο οποίος αποτελεί και μια σημαντική εξαίρεση, είναι $\Delta u_{FWHM} \approx 1200\ km\ s^{-1}$.

3.6.2 Φυσικές Συνθήκες Αερίων Χαμηλής Πυκνότητας

Οι πυκνότητες των ηλεκτρονίων είναι δυνατόν να καθοριστούν μετρώντας τον λόγο των εντάσεων δύο γραμμών ενός ιόντος, οι οποίες προκύπτουν όταν δύο πολύ κοντινές, υψηλότερης ενέργειας καταστάσεις αποδιεγείρονται σε μία κοινή χαμηλότερης ενέργειας κατάσταση. Ένα τέτοιο παράδειγμα είναι τα ζεύγη [O II] λλ3726, 3729 και [S II] λλ6717, 6731, τα οποία σε κάθε περίπτωση αντιπροσωπεύουν τις μεταβάσεις $^4S_{3/2} - {}^2D_{5/2}$ και $^4S_{3/2} - {}^2D_{3/2}$. Βέβαια, αξίζει να σημειωθεί πως στην περίπτωση των ενεργών γαλαξιών οι γραμμές του [O II] είναι τόσο κοντά με αποτέλεσμα να μπλέκονται μεταξύ τους εξαιτίας της πλάτυνσης Doppler. Η δομή των επιπέδων του S^+ φαίνεται στην Εικόνα 3.25.



Εικόνα 3.25. Διάγραμμα ενεργειακών επιπέδων για το S^+ στο οποίο παρουσιάζονται οι μεταβάσεις που παράγουν τις γραμμές συντονισμού [S II] λλ6716, 6731. (Osterbrock 1989, p. 132).

[38] Όλες αυτές οι γραμμές έχουν κρίσιμες πυκνότητες στο εύρος $10^7 - 10^{10}\ cm^{-3}$ και ανιχνεύθηκαν γα πρώτη φορά στο ηλιακό στέμμα, γεγονός το οποίο εξηγεί και το όνομά τους.

www.diavlos.gr

Η βασική φυσική που περιγράφει τη διαδικασία είναι σχετικά απλή. Θεωρούμε ένα δισταθμικό άτομο με δυναμικό διέγερσης χ. Ο συντελεστής εκπομπής λόγω της μετάβασης $2 \rightarrow 1$ είναι

$$j_{21} = n_2 A_{21} \frac{h\nu_{21}}{4\pi}\ ergs\ s^{-1}\ cm^{-3}\ ster^{-1} \qquad (3.128)$$

όπου n_2 είναι η αριθμητική πυκνότητα (cm^{-3}) των ατόμων στο επίπεδο $n = 2$, A_{21} είναι ο συντελεστής Einstein για την αυθόρμητη μετάβαση από το επίπεδο $n = 2$ στο επίπεδο $n = 1$ (ανά δευτερόλεπτο) και $h\nu_{21}$ είναι η ενέργεια του φωτονίου που προκύπτει από τη μετάβαση. Σε στατιστική ισορροπία ο ρυθμός με τον οποίο το επίπεδο $n = 2$ γεμίζει μέσω συγκρούσεων (ανά μονάδα όγκου ανά δευτερόλεπτο) είναι $q_{12} \equiv \langle \sigma_{12} u \rangle$, όπου σ_{12} είναι η ενεργός διατομή (εξαρτώμενη από την ταχύτητα) για την συγκρουσιακή διέγερση του επιπέδου $n = 2$ και η μέση τομή είναι πάνω στην κατανομή ταχυτήτων των ηλεκτρονίων[39]. Ο ρυθμός της συγκρουσιακής διέγερσης εξισορροπείται από τον ρυθμό στον οποίο το επίπεδο χάνει τον πληθυσμό του λόγω των συνεχών συγκρούσεων και λόγω των αυθόρμητων ακτινοβολιακών μεταβάσεων προς τη στάθμη $n = 1$, δηλαδή

$$\langle \sigma_{12} u \rangle n_e n_1 = n_2 A_{21} + \langle \sigma_{21} u \rangle n_e n_2, \qquad (3.129)$$

όπου σ_{21} είναι η ενεργός διατομή για τη συγκρουσιακή αποδιέγερση του επιπέδου $n = 2$. Η εξίσωση (3.129) μπορεί να λυθεί ως προς n_2 και μέσω της εξίσωσης (3.128) προκύπτει

$$j_{21} = n_e n_1 \langle \sigma_{12} u \rangle \frac{A_{21}}{A_{21} + n_e \langle \sigma_{21} u \rangle} \frac{h\nu_{21}}{4\pi}. \qquad (3.130)$$

Από την αρχή της ισορροπίας ισχύει ότι:

$$\langle \sigma_{12} u \rangle = \langle \sigma_{21} u \rangle \frac{g_2}{g_1}\ e^{-\chi / kT_e}, \qquad (3.131)$$

όπου g_n είναι τα στατιστικά βάρη των επιπέδων n ($g = 2J + 1$, όπου J είναι ο κβαντικός αριθμός της συνολικής στροφορμής) και T_e είναι η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων. Το

[39] Η μέση ελεύθερη διαδρομή για ένα ηλεκτρόνιο ώστε να συγκρουστεί με ένα ιόν είναι $\ell = 1/n_1\sigma$, όπου n_1 είναι η αριθμητική πυκνότητα των ιόντων και σ η ενεργός διατομή τους (cm^2). Ο μέσος χρόνος μεταξύ των συγκρούσεων είναι $t = \ell/u = 1/n_1\sigma u$ και έτσι ο ρυθμός με τον οποίο οι συγκρούσεις λαμβάνουν χώρα ανά μονάδα όγκου είναι $n_e/t = n_e n_1 \sigma u\ cm^{-3}\ s^{-1}$. Επειδή η ενεργός διατομή για την συγκρουσιακή διέγερση είναι συνάρτηση της ταχύτητας, ο μέσος ρυθμός ανά μονάδα όγκου θα πρέπει ληφθεί πάνω σε όλη την κατανομή ταχυτήτων των ηλεκτρονίων, δηλαδή

$$q(cm^3\ s^{-1}) \equiv \langle \sigma u \rangle = \frac{\int F(u)\sigma(u)u du}{\int F(u) du},$$

όπου $F(u)$ είναι η κατανομή ταχυτήτων των ηλεκτρονίων Maxwell – Boltzmann.

www.diavlos.gr

εκθετικό μέρος στην εξίσωση εμφανίζεται επειδή τα ηλεκτρόνια πρέπει να έχουν μια κινητική ενέργεια κατωφλίου χ έτσι ώστε να διεγείρουν συγκρουσιακά το επίπεδο $n = 2$.

Στη συνέχεια θεωρούμε δύο ξεχωριστές περιπτώσεις οι οποίες εξαρτώνται από το σχετικό μέγεθος των δύο όρων στον παρονομαστή της εξίσωσης (3.130). Η μόνη μεταβλητή σε αυτούς τους δύο όρους είναι η πυκνότητα των ηλεκτρονίων n_e μιας και όλοι οι άλλοι παράμετροι είναι φυσικές σταθερές. Έτσι, ξεχωρίζουμε δύο περιοχές βασισμένες μόνο στην πυκνότητα των ηλεκτρονίων:

Περίπτωση Χαμηλής Πυκνότητας

Αν η πυκνότητα των ηλεκτρονίων είναι μικρή, τότε $n_e\langle\sigma_{21}u\rangle \ll A_{21}$. Σε αυτή την περίπτωση η εξίσωση (3.130) γίνεται

$$j_{21} = n_e n_1 \langle\sigma_{12}u\rangle \frac{h\nu_{21}}{4\pi} = n_e n_1 q_{12} \frac{h\nu_{21}}{4\pi}. \qquad (3.132)$$

Στην περίπτωση της χαμηλής πυκνότητας, η εξίσωση (3.129) δηλώνει ότι ο ρυθμός ακτινοβολιακής αποδιέγερσης είναι πολύ μεγαλύτερος από τον ρυθμό συγκρουσιακής αποδιέγερσης. Με άλλα λόγια, η ακτινοβολιακή διαδικασία είναι συγκριτικά τόσο γρήγορη που επί της ουσίας όλες οι συγκρουσιακές αποδιεγέρσεις οδηγού σε ακτινοβολιακή αποδιέγερση. Από την εξίσωση (3.132), παρατηρούμε ότι στην περίπτωση της χαμηλής πυκνότητας είναι $j \propto n^2$.

Περίπτωση Υψηλής Πυκνότητας

Σε αυτό το όριο ισχύει $n_e\langle\sigma_{21}u\rangle \gg A_{21}$, με αποτέλεσμα η εξίσωση (3.130) να παίρνει τη μορφή

$$j_{21} = n_e n_1 \frac{\langle\sigma_{12}u\rangle}{n_e\langle\sigma_{21}u\rangle} \frac{h\nu_{21}}{4\pi} = n_1 A_{21} \frac{h\nu_{21}}{4\pi} \frac{g_2}{g_1} e^{-\chi/kT_e}. \qquad (3.133)$$

Στο όριο των υψηλών πυκνοτήτων, οι συγκρουσιακές διεγέρσεις είναι πολύ πιο πιθανό να οδηγήσουν σε μια σειρά συνεχόμενων συγκρουσιακών αποδιεγέρσεων παρά σε ακτινοβολιακές μεταβάσεις. Η εξίσωση (3.133) δείχνει ότι σε αυτή την περίπτωση $j \propto n$ καθώς ένα καθορισμένο κλάσμα των συγκρουσιακών διεγέρσεων θα οδηγήσει σε παραγωγή φωτονίων.

Στο σημείο αυτό μπορούμε να ορίσουμε μια «κρίσιμη πυκνότητα» στην οποία η ακτινοβολιακή και συγκρουσιακή αποδιέγερση είναι συγκρίσιμες, δηλαδή

$$n_{crit} = \frac{A_{21}}{\langle\sigma_{21}u\rangle} = \frac{A_{21}}{q_{21}}. \qquad (3.134)$$

Για πυκνότητες γύρω από την κρίσιμη τιμή, ο συντελεστής εκπομπής μιας γραμμής πηγαίνει από την περιοχή $j \propto n^2$ στην περιοχή $j \propto n$. Στην γενική περίπτωση ενός

www.diavlosbooks.gr

πολυσταθμικού ατόμου, η κρίσιμη πυκνότητα προκύπτει έπειτα από την εξίσωση όλων των ακτινοβολιακών αποδιεγέρσεων με τις συγκρουσιακές διεγέρσεις ή αποδιεγέρσεις, δηλαδή

$$n_{crit} = \sum_{j<i} A_{ij} \Big/ \sum_{j \neq i} q_{ij} \qquad (3.135)$$

Οι ηλεκτρικές διπολικές μεταβάσεις χαρακτηρίζονται από ρυθμούς αυθόρμητων ακτινοβολιακών μεταβάσεων της τάξεως των $A \approx 10^8\, s^{-1}$. Οι αντίστοιχες κρίσιμες πυκνότητες είναι μεγαλύτερες από $10^{15}\, cm^{-3}$ για θερμοκρασίες νεφελωμάτων. Οι μη – ηλεκτρικές διπολικές μεταβάσεις, οι οποίες έχουν μικρότερους ρυθμούς μεταβάσεων (απαγορευμένες γραμμές οι οποίες παραβιάζουν έναν από τους κβαντομηχανικούς κανόνες επιλογής) έχουν μεγαλύτερο ενδιαφέρον επειδή η κρίσιμη πυκνότητα για αυτές τις γραμμές βρίσκονται στο εύρος το οποίο παρατηρείται στα νεφελώματα χαμηλής πυκνότητας (περιοχές H II, πλανητικά νεφελώματα, NLR περιοχές ενεργών γαλαξιών). Οι κρίσιμες πυκνότητες για τις ισχυρές απαγορευμένες γραμμές που παρατηρούνται στα φάσματα των ενεργών γαλαξιών δίνονται στον Πίνακα 3.4 (De Robertis και Osterbrock 1986).

Ας θεωρήσουμε το ζεύγος γραμμών του [S II] που φαίνονται στην Εικόνα 3.25, Η κρίσιμη πυκνότητα για την μετάβαση ${}^4S_{3/2} - {}^2D_{5/2}$ η οποία οδηγεί στη γραμμή λ6716 είναι $1{,}5 \times 10^3\, cm^{-3}$, ενώ η κρίσιμη πυκνότητα για την μετάβαση ${}^4S_{3/2} - {}^2D_{3/2}$, που οδηγεί στην γραμμή λ6731 είναι $3{,}9 \times 10^3\, cm^{-3}$. Έτσι, για $n_e \ll 10^3\, cm^{-3}$ η αναλογία των ροών τους δίνεται από την αναλογία των εκπεμπτικοτήτων τους στην περιοχή των χαμηλών πυκνοτήτων (εξίσωση 3.132),

$$\frac{F(\lambda 6716)}{F(\lambda 6731)} \propto \frac{\langle \sigma_{\lambda 6716} u \rangle}{\langle \sigma_{\lambda 6731} u \rangle} \approx \frac{g_{\lambda 6716}}{g_{\lambda 6731}} = \frac{2\left(\frac{5}{2}\right)+1}{2\left(\frac{3}{2}\right)+1} = \frac{6}{4} = 1{,}5 \qquad (3.136)$$

και αυτό επειδή η αναλογία των ρυθμών συγκρουσιακής διέγερσης είναι επί της ουσίας η αναλογία των στατιστικών βαρών των επιπέδων μιας οι ενέργειες αυτών των επιπέδων είναι πολύ κοντά μεταξύ τους. Όμοια, για $n_e \gg 10^3\, cm^{-3}$, και οι δύο γραμμές βρίσκονται στο όριο υψηλών συχνοτήτων, και αναλογία των ροών τους, από την εξίσωση (3.133), είναι

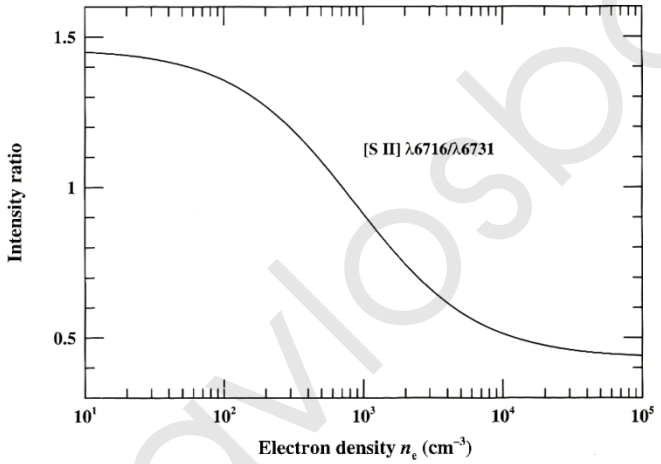
$$\frac{F(\lambda 6716)}{F(\lambda 6731)} \propto \frac{A_{\lambda 6716}}{A_{\lambda 6731}} \frac{g_{\lambda 6716}}{g_{\lambda 6731}} \approx \left(\frac{2{,}6 \times 10^{-4}\, s^{-1}}{8{,}8 \times 10^{-4}\, s^{-1}}\right) \frac{6}{4} \approx 0{,}44. \qquad (3.117)$$

www.diavlos.books.gr

Και στις δύο περιπτώσεις η αναλογία καθορίζεται μόνο από τις ατομικές παραμέτρους[40]. Εντούτοις για ενδιάμεσες τιμές της πυκνότητας ($n_e \approx 10^3\ cm^{-3}$) η γραμμή λ6717 βρίσκεται στο όριο χαμηλής πυκνότητας ενώ η γραμμή λ6713 συμπιέζεται συγκρουσιακά (collisionally supresed). Έτσι, ο λόγος των ροών αυτών των δύο γραμμών, σε αυτό το εύρος, εξαρτάται από την πυκνότητα μιας και ο λόγος των εκπεμπτικοτήτων τους είναι

$$\frac{j_{\lambda 6716}}{j_{\lambda 6731}} \propto \frac{n_e}{n_e^2} \propto n_e^{-1}. \qquad (3.138)$$

Έτσι ο υπολογισμός του λόγου των ροών αυτών των γραμμών παρέχει έναν τρόπο υπολογισμού της πυκνότητας των ηλεκτρονίων n_e.[41] Η θεωρητική συσχέτιση μεταξύ του λόγου εντάσεων [S II] λ6716/[S II] λ6713 και της ηλεκτρονιακής πυκνότητας παρουσιάζεται στην Εικόνα (3.26).



Εικόνα 3.26. Ο λόγος εντάσεων $[S\ II]\ \lambda 6716/[S\ II]\ \lambda 6731$ είναι ιδιαίτερα ευαίσθητη συνάρτηση ως προς την πυκνότητα των ηλεκτρονίων στο εύρος $10^2\ cm^{-3} \lesssim n_e \lesssim 10^4\ cm^{-3}$ καθώς η πληθυσμιακή μείωση των ανωτέρων επιπέδων, η οποία αρχικά είναι ακτινοβολιακή, αλλάζει και γίνεται συγκρουσιακή στις μεγάλες πυκνότητες. Η «κρίσιμη πυκνότητα» που σηματοδοτεί την μετάβαση μεταξύ αυτών των δύο περιοχών είναι συνάρτηση του συντελεστή Einstein A_{21} και της ενεργού διατομής της συγκρουσιακής αποδιέγερσης σ_{21}, η οποία διαφέρει από γραμμή σε γραμμή. Ο λόγος των εντάσεων αυτών των γραμμών μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον καθορισμό της πυκνότητας των ηλεκτρονίων n_e αρκεί και οι δύο γραμμές να μην βρίσκονται ταυτόχρονα στο όριο υψηλών ή χαμηλών πυκνοτήτων. Οι τιμές που παρουσιάζονται είναι για $T_e = 10^4\ K$. (Cai and Pradhan 1993).

[40] Έχει αγνοηθεί η πολύ μικρή εξάρτηση της ενεργού διατομής, της συγκρουσιακής διέγερσης, από την θερμοκρασία στο όριο χαμηλής πυκνότητας.

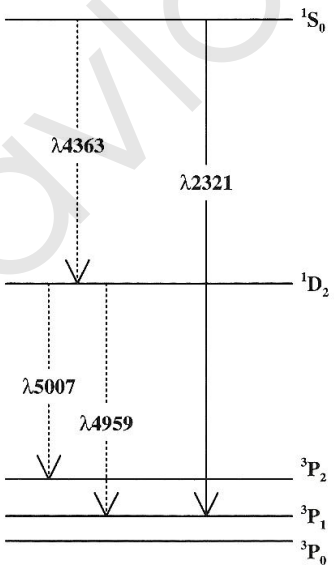
[41] Ο λόγος εντάσεων [S II] λ6716/[S II] λ6713 δεν εξαρτάται έντονα από την θερμοκρασία, ~ $T_e^{1/2}$.

www.ziovlosbooks.gr

Κάνοντας χρήση των ζευγών των απαγορευμένων γραμμών οι οποίες προκύπτουν από διαφορετικά επίπεδα του ίδιου multiplet, είναι δυνατός ο υπολογισμός των πυκνοτήτων μέσω του λόγου των ροών των γραμμών με την προϋπόθεση βέβαια ότι η μία γραμμή βρίσκεται στο όριο χαμηλής πυκνότητας ($j \propto n^2$) και η άλλη στο όριο υψηλής πυκνότητας ($j \propto n$). Για τις NLR περιοχές των γαλαξιών Seyfert οι μετρούμενες πυκνότητες των ηλεκτρονίων, μέσω της διπλέτας του [S II], κυμαίνονται στο εύρος $10^2\ cm^{-3} - 10^4\ cm^{-3}$. Μία μέση NLR πυκνότητα είναι περίπου $2.000\ cm^{-3}$ (Koski 1978).

3.6.3 Θερμοκρασίες Ηλεκτρονίων

Οι θερμοκρασίες των ηλεκτρόνιων είναι δυνατόν να υπολογιστούν μέσω των γραμμών εκπομπής ενός χημικού στοιχείου. Αυτό είναι δυνατόν να πραγματοποιηθεί χρησιμοποιώντας γραμμές οι οποίες έχουν πολύ διαφορετικά δυναμικά διέγερσης χ, με αποτέλεσμα ο ρυθμός με τον οποίο γίνεται η κατάληψη των διαφορετικών ενεργειακών επιπέδων, μέσω συγκρούσεων, να εξαρτάται ισχυρά από τη θερμοκρασία. Κατάλληλες γραμμές για τέτοιους υπολογισμούς είναι οι [O III] λλ4363, 4959, 5007 (Εικόνα 3.27) και [N II] λλ5755, 6548, 6583. Αξίζει βέβαια να σημειωθεί πως η τελευταία ομάδα γραμμών δεν είναι ιδιαίτερα χρήσιμη στην περίπτωση της μελέτης των ενεργών γαλαξιών επειδή η γραμμή [N II] λ5755 είναι αρκετά ασθενής.



Εικόνα 3.27. Διάγραμμα ενεργειακών επιπέδων για το O^{++} στο οποίο παρουσιάζονται οι μεταβάσεις που παράγουν τις γραμμές $O\ III\ \lambda\lambda 4364, 4959, 5007$. Ο σχετικός ρυθμός με τον οποίο τα επίπεδα $^1S_0$ και $^1D_2$ εποικούνται μέσω συγκρούσεων είναι ευαίσθητη συνάρτηση της θερμοκρασίας. (Osterbrock 1989, p. 64).

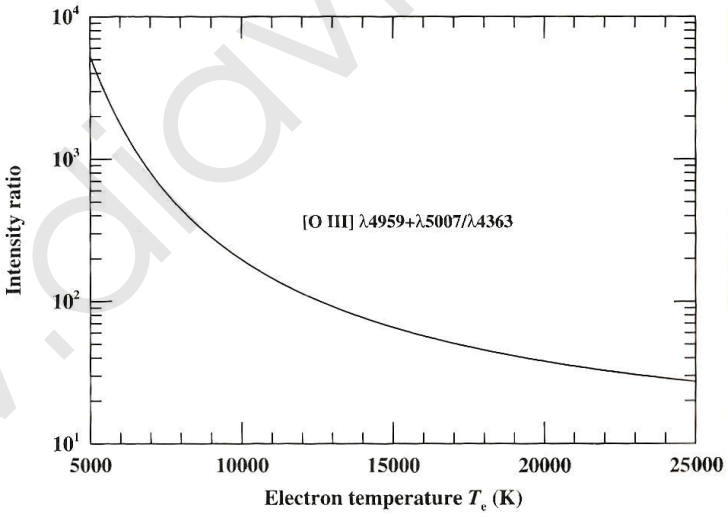
www.diavlos.books.gr

Ο λόγος ροών $F(\lambda 4959 + \lambda 5007)/F(\lambda 4363)$ είναι ιδιαίτερα ευαίσθητος ως προς τους σχετικούς ρυθμούς συγκρουσιακής διέγερσης των επιπέδων $^1S_0$ και $^1D_2$. Ως αποτέλεσμα ο λόγος αυτός είναι ισχυρά εξαρτώμενος από την θερμοκρασία, γεγονός το οποίο φαίνεται και μέσα από τη σχέση (12) (Osterbrock 1989, p.121).

$$\frac{F(\lambda 4959 + \lambda 5007)}{F(\lambda 4363)} \approx \frac{7{,}33\exp\left(3{,}29 \times 10^4/T_e\right)}{1 + 4{,}5 \times 10^{-4}\, n_e T_e^{-1/2}} \qquad (3.139)$$

Η γραφική απεικόνιση της εξίσωσης (3.139) παρουσιάζεται στην Εικόνα 3.28.

Είναι σημαντικό να θυμόμαστε πως η NLR περιοχή χαρακτηρίζεται από ένα μεγάλο εύρος πυκνοτήτων. Οι σχετικές εντάσεις γραμμών εξαρτώνται τόσο από την πυκνότητα των ηλεκτρονίων n_e, όσο και από τη θερμοκρασία αυτών T_e. Έτσι μια μέτρηση της T_e μέσω των γραμμών του [O III] δεν είναι απαραίτητα αντιπροσωπευτική της θερμοκρασίας των νεφών εκπομπής [S II]. Επιπροσθέτως, η εξίσωση (3.139) υποδεικνύει ότι η εκπομπή [O III] λ4363 προέρχεται πρωτίστως από τα πυκνότερα νέφη, τα οποία δεν είναι απαραιτήτως αντιπροσωπευτικά των νεφών που παράγουν το μεγαλύτερο μέρος της εκπομπής του [O III] λλ4959, 5007. Ένας ακόμη σημαντικός περιορισμός αυτών των μεθόδων υπολογισμού των T_e και n_e είναι ότι τα μεγέθη αυτά υπολογίζονται μέσω διαφορετικών καταστάσεων ιονισμού. Έτσι, για παράδειγμα, οι τιμές των T_e και n_e μιας περιοχής όπου η κυρίαρχη κατάσταση ιονισμού του οξυγόνου είναι η O^+ δεν αναμένεται να είναι ίδιες με αυτές που αντιστοιχούν σε μια περιοχή όπου το οξυγόνο είναι στη μορφή O^{++}.



Εικόνα 3.28. Η εξάρτηση του λόγου εντάσεων $[O\ III]\ \lambda\lambda 4959, 5007/[O\ III]\ \lambda 4363$ για θερμοκρασία ηλεκτρονίων T_e, όπως δίνεται από την Εξίσωση 3.139 για αμελητέα πυκνότητα ηλεκτρονίων ($n_e = 0$). (Osterbrock 1989, p. 120).

www.diavlosbooks.gr

3.6.4 Βασικές Παράμετροι

Όπως και στην περίπτωση της BLR περιοχής έτσι και στην NLR είναι δυνατόν να χρησιμοποιηθεί η λαμπρότητα των έντονων γραμμών εκπομπής για την εξαγωγή μερικών βασικών παραμέτρων που χαρακτηρίζουν την περιοχή. Στην περίπτωση της NLR περιοχής η βασική γραμμή που χρησιμοποιείται είναι η γραμμή επανασύνδεσης του υδρογόνου Hβ. Ο λόγος που επιλέγεται αυτή η γραμμή είναι ότι, σε πρώτη προσέγγιση, οι λόγοι των ροών των στενών γραμμών είναι παρόμοιοι με την περίπτωση της επανασύνδεσης Case B, αλλά βέβαια με μια μικρή τροποποίηση του φάσματος του υδρογόνου που οφείλεται στην συγκρουσιακή διέγερση από την βασική στάθμη (Gaskell και Ferland 1984). Το πλεονέκτημα στη χρήση των γραμμών επανασύνδεσης είναι ότι σε αντίθεση με τις συγκρουσιακά διεγερμένες γραμμές, οι εντάσεις των γραμμών επανασύνδεσης δεν εξαρτώνται έντονα από την θερμοκρασία των ηλεκτρονίων T_e. Παρόλα αυτά, οι γραμμές των σειρών Lyman του υδρογόνου είναι οπτικά πυκνές (εξ' ορισμού στην Case B), και έτσι πρέπει να γίνεται χρήση των γραμμών Balmer. Εξετάζεται λοιπόν η γραμμή Hβ αντί της Hα επειδή η πρώτη είναι λιγότερο ευαίσθητη σε φαινόμενα που προκαλούνται από τις συγκρούσεις.

Ο συντελεστής εκπομπής του αερίου στην γραμμή Hβ είναι (Osterbrock 1989, p. 78)

$$j_{H\beta} = n_e n_p \alpha_{H\beta}^{eff} \frac{h\nu_{H\beta}}{4\pi} = n_e^2 \alpha_{H\beta}^{eff} \frac{h\nu_{H\beta}}{4\pi}$$

$$= \frac{n_e^2}{4\pi} 1{,}24 \times 10^{-25} ergs\, s^{-1} cm^{-3} ster^{-1} \qquad (3.140)$$

όπου $\alpha_{H\beta}^{eff}$ είναι ο ενεργός συντελεστής επανασύνδεσης για την γραμμή Hβ[42]. Η προσέγγιση που έχει θεωρηθεί, στο σημείο αυτό, είναι ότι το αέριο αποτελείται μόνο από υδρογόνο και είναι πλήρως ιονισμένο, με αποτέλεσμα ο αριθμός των ιόντων να είναι $n_p \approx n_e$. Η συνολική λαμπρότητα για την γραμμή Hβ προκύπτει ολοκληρώνοντας τον συντελεστή εκπομπής, σε όλο τον όγκο εκπομπής, και σε όλες τις κατευθύνσεις:

$$L(H\beta) = \int\int j_{H\beta} d\Omega dV = \frac{4\pi\epsilon n_e^2}{3} 1{,}24 \times 10^{-25} r^3\, ergs\, s^{-1}, \qquad (3.141)$$

όπου ϵ είναι ο συντελεστής πληρότητας (filling factor). Ο αριθμός των νεφών, N_c, και η ακτίνα ενός νέφους, ℓ, συνδέονται με τον συντελεστή ϵ μέσω της σχέσης $N_c \ell^3 = \epsilon r^3$.

[42] Ο ενεργός συντελεστής επανασύνδεσης αντικατοπτρίζει τον αριθμό των επανασυνδέσεων προς όλα τα επίπεδα $n \geq 4$ τα οποία εν τέλει οδηγούν στη μετάβαση $n = 4 \rightarrow n = 2$. Η τιμή του $\alpha_{H\beta}^{eff}$ ασθενώς από τη θερμοκρασία ($\alpha_{H\beta}^{eff} \propto T_e^{-0,9}$) (Osterbrock 1989, Table 4.2). Για $T_e = 10^4\, K$ είναι $\alpha_{H\beta}^{eff} \approx 3 \times 10^{-14}\, cm^3\, s^{-1}$.

www.dionysosbooks.gr

Χρησιμοποιώντας την εξίσωση (3.141) και μονάδες κατάλληλες για την NLR περιοχή προκύπτει

$$r \approx 19 \left(\frac{L_{41}(H\beta)}{\epsilon n_3^2} \right)^{1/3} pc, \quad (3.142)$$

όπου $L_{41}(H\beta)$ είναι η NLR Hβ λαμπρότητα σε μονάδες $10^{41} ergs\, s^{-1}$, και n_3 είναι η πυκνότητα των ηλεκτρονίων σε μονάδες $10^3\ cm^{-3}$. Τυπικές τιμές της Hβ λαμπρότητας, στην περίπτωση των γαλαξιών Seyfert 2 κυμαίνονται στο εύρος $10^{39} - 10^{42}\ ergs\, s^{-1}$. Στους κοντινούς ενεργούς γαλαξίες, οι αστρονόμοι έχουν καταφέρει να αναλύσουν χωρικά την NLR περιοχή, και α μεγέθη που προκύπτουν είναι σε γενικές γραμμές $r \gtrsim 100\ pc$. Από αυτές τις τιμές προκύπτει ότι

$$\epsilon \lesssim 10^{-2} \quad (16)(3.143)$$

Και σε κάποιες περιπτώσεις ο παράγοντας ϵ πρέπει να είναι αρκετές τάξεις μεγέθους κάτω από αυτό το όριο. Το άμεσο συμπέρασμα που προκύπτει είναι ότι η περιοχή NLR, όπως και η BLR, δεν είναι ομογενής αλλά αποτελείται από πυκνώματα. Το συμπέρασμα αυτό προκύπτει επίσης και από τη δομή των προφίλ γραμμών που παρατηρούνται στα φάσματα υψηλής ανάλυσης. Επιπροσθέτως, έχει παρατηρηθεί πως η δομή των προφίλ μεταβάλλεται συναρτήσει της θέσης, στην περίπτωση των μερικώς αναλυμένων (partially resolved = αναφέρεται σε κοντινούς AGN που μπορούμε να τους δούμε αλλά όχι πλήρως οπότε και γνωρίζουμε περίπου πως είναι η εικόνα των NLR περιοχών.

Στο σημείο αυτό μπορεί να υπολογιστεί η μάζα της NLR περιοχής μέσω της εξίσωσης (3.79),

$$M_{NLR} = \frac{4\pi}{3} \epsilon r^3 n_e m_p \quad (3.144)$$

Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (3.141) και (3.142) προκύπτει

$$\frac{4\pi\epsilon r^3}{3} = \frac{L(H\beta)}{n_e^2\ 1{,}24 \times 10^{-25}} = 8{,}1 \times 10^{59} \frac{L_{41}(H\beta)}{n_3^2}. \quad (3.145)$$

Η εξίσωση (3.144) μέσω της εξίσωσης (3.145) δίνει

$$M_{NLR} = 8{,}1 \times 10^{59} \frac{L_{41}(H\beta)}{n_3^2} n_e m_p$$

$$M_{NLR} = 1{,}4 \times 10^{39} \frac{L_{41}(H\beta)}{n_3} g$$

$$M_{NLR} = 7 \times 10^5 \frac{L_{41}(H\beta)}{n_3} M_{\odot}. \quad (3.146)$$

www.diavlosbooks.gr

Συγκρίνοντας τις εξισώσεις (3.79) και (3.146), παρατηρούμε ότι η NLR περιοχή είναι κατά πολλές τάξεις μεγέθους μαζική από την BLR περιοχή, παρά το γεγονός ότι η γραμμική εκπομπή της πρώτης περιοχής είναι πολλές φορές συγκρίσιμη αυτή της BLR εκπομπής. Ο λόγος που συμβαίνει αυτό είναι επειδή ο συντελεστής εκπομπής των γραμμών επανασύνδεσης είναι ανάλογος του n_e^2 και η πυκνότερη BLR περιοχή εκπέμπει με μεγαλύτερη απόδοση.

Στο σημείο αυτό μπορούμε να εξάγουμε τις ιδιότητες των νεφών γραμμικής εκπομπής. Για παράδειγμα, τα μοντέλα φωτοϊονισμού της NLR περιοχής δίνουν παράμετρο ιονισμού $U \approx 0{,}01$, έτσι το βάθος Stromgren προκύπτει, $r \approx 10^{18} n_3^{-1}\ cm$. Αν η τιμή αυτή θεωρηθεί ως ένα κάτω όριο του μεγέθους των νεφών ℓ, τότε πολύ εύκολα μπορεί να δειχθεί ότι ο αριθμός των NLR νεφών εκπομπής είναι $N_c \lesssim 10^5 n_3^2 L_{41}(H\beta)$. Έτσι, θα πρέπει κανείς να περιμένει πως η περιοχή NLR αποτελείται από πυκνώματα αν όντος ο αριθμός των νεφών είναι μικρός.

Ένας ακόμη απλός υπολογισμός που μπορεί να γίνει, είναι η εκτίμηση του παράγοντα κάλυψης από το ισοδύναμο πλάτος της γραμμής Lyα. Εντούτοις, ο υπολογισμός αυτός συχνά αποτυγχάνει στην περίπτωση της NLR περιοχής, δίνοντας παράγοντα κάλυψης της τάξης των μερικών εκατοστιαίων μονάδων. Ο λόγος συμβαίνει αυτό δεν είναι κανείς άλλος από την ύπαρξη σκόνης (Netzer και Laor 1993). Η υπόθεση, ότι κάθε φωτόνιο ιονισμού οδηγεί στη δημιουργία ενός Lyα φωτονίου, παραβιάζεται αν τα Lyα φωτόνια καταστρέφονται πριν προλάβουν να διαχυθούν εκτός των NLR νεφών. Τα περισσότερα Lyα φωτόνια απορροφώνται προτού διαφύγουν από τα νέφη μέσο της διαδικασίας των τυχαίων βηματισμών. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα το ισοδύναμο πλάτος της Lyα να δίνει το εσφαλμένο αποτέλεσμα ο παράγοντας κάλυψης να είναι μικρότερος από τον πραγματικό. Βέβαια, αξίζει να σημειωθεί ότι υπάρχουν πηγές (όπως η NGC 1068) στις οποίες το παρατηρούμενο συνεχές δεν αποτελεί ένα καλό μέτρο αυτού που παρατηρείται από τα νέφη γραμμικής εκπομπής. Αυτό οφείλεται είτε στο ότι το συνεχές εκπέμπεται ανισοτροπικά, είτε στο γεγονός ότι το συνεχές υπόκειται σε εξασθένιση στη γραμμή παρατήρησης του πυρήνα. Σε αυτές τις περιπτώσεις υπάρχει η περίπτωση να εξαχθεί παράγοντας κάλυψης μεγαλύτερος της μονάδας.

Τέλος, αξίζει να σημειωθεί ότι η μεταβλητότητα των στενών γραμμών, σε γενικές γραμμές δεν είναι αναμενόμενη. Η εξίσωση (3.142) καταδεικνύει ότι ο χρόνος διάδοσης του φωτός κατά μήκος της NLR περιοχής είναι της τάξης του $\tau_{LT} \approx 60(L_{41}(H\beta)/\epsilon n_3^2)^{1/3}\ yr$
που σημαίνει ότι οι μακράς διαρκείας μεταβολές του συνεχούς θα εμφανιστούν ως μεταβολές στις ροές των στενών γραμμών. Επιπροσθέτως, ο μεγάλος χρόνος επανασύνδεσης, $\tau_{rec} \approx 130\, n_3^{-1}\ yr$ εξομαλύνει τις μεταβολές των γραμμών εκπομπής της NLR. Οι συνθήκες για τη μεταβλητότητα των στενών γραμμών είναι (α) υψηλότερη από τη μέση τιμή ηλεκτρονιακή πυκνότητα ($n_e \approx 10^6\, cm^{-3}$) (β) συμπαγής NLR περιοχή και (γ) μια μακρόχρονη σταθερότητα της λαμπρότητας του συνεχούς. Όλες

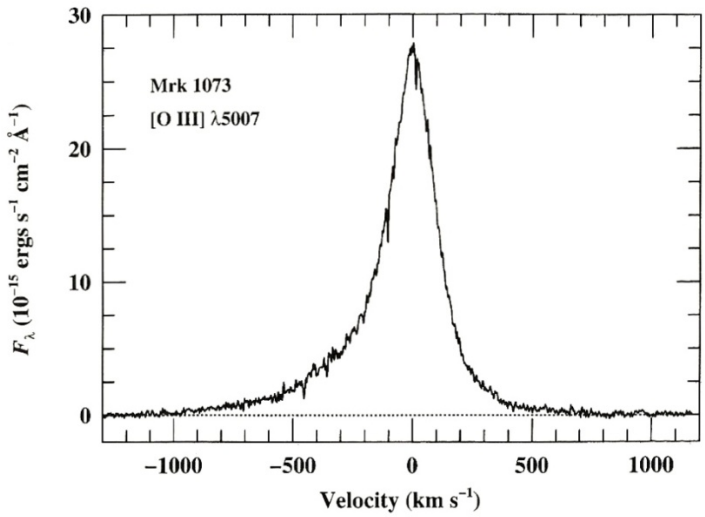
αυτές οι συνθήκες ισχύουν σε τουλάχιστον μία περίπτωση, αυτή του BLRG 3C 390.3 (Zheng et al. 1995b).

3.6.5 Τα προφίλ των στενών γραμμών

Τα προφίλ των στενών γραμμών εκπομπής είναι ξεκάθαρα μη – Γκαουσιανά. Η κατανομή που περιγράφει αυτά τα προφίλ περιγράφεται από πολύ πιο έντονη (ισχυρή) βάση από την κατανομή Γκάους, ενώ επίσης τείνουν να είναι ασύμμετρα (Εικόνα 3.29). Τα προφίλ είναι συνήθως ασύμμετρα προς την μπλε πτέρυγα (blueward), δηλαδή η ροή στην πλευρά των μικρότερων μηκών κύματος είναι μεγαλύτερη (σε σχέση με την κορυφή) από τη ροή στην πλευρά των μεγαλύτερων μηκών κύματος. Το μεγαλύτερο μέρος της περίσσειας της ροής στην μπλε πτέρυγα τείνει να εμφανίζεται στη βάση της γραμμής, έτσι οι πυρήνες των γραμμών είναι σχεδόν πιο συμμετρικοί κοντά στην κορυφή της γραμμής. Το φαινόμενο αυτό είναι πιο έντονο στις γραμμές μεγαλύτερου βαθμού ιονισμού.

Επειδή η αυτοαπορρόφηση δεν είναι σημαντική στις απαγορευμένες γραμμές μεγάλης έντασης, η ασυμμετρία πρέπει να οφείλεται σε ένα συνδυασμό της συνολικής ακτινικής κίνησης των νεφών και μιας ευρείας ζώνης πηγής αδιαφάνειας, όπως είναι η σκόνη. Η γενική έννοια της ασυμμετρίας μπορεί να ερμηνευθεί μέσω (α) της συνολικής εκροής των NLR νεφών δια μέσω μιας περιοχής που περιέχει σκόνη (έτσι ώστε η εκπομπή από τα νέφη στην απομακρυσμένη, ερυθρομετατοπισμένη πλευρά καταστέλλεται σε σχέση με την εκπομπή στην κοντινή, μετατοπισμένη προς το μπλε, πλευρά) ή (β) μέσω της συνολικής εισροής των NLR νεφών τα οποία αποτελούνται από σκόνη. Στην τελευταία περίπτωση, τα νέφη ακτινοβολούν την γραμμική τους εκπομπής ανισοτροπικά ενώ χαρακτηρίζονται από σχετικά μεγαλύτερο συντελεστή εκπομπής από την εσωτερική όψη (πλευρά) του νέφους. Αν γίνει σύγκριση των προφίλ των γραμμών Blamer ενός φάσματος, τότε προκύπτει ότι τα προφίλ αυτά είναι σχεδόν πανομοιότυπα (Veilleux 1991). Το γεγονός αυτό καταδεικνύει ότι η πηγή της αδιαφάνειας πρέπει να έχει πολύ μεγάλο οπτικό βάθος ($\tau \gg 1$) και ότι οι ασυμμετρίες των προφίλ παράγονται από την επισκίαση μεγάλων κομματιών της NLR περιοχής. Αν το οπτικό βάθος ήταν πιο μέτριο ($\tau \approx 1$) τότε τα αποτελέσματα της ερυθρίωσης και της μείωσης της λαμπρότητας θα ήταν συγκρίσιμα και έτσι ο λόγος ροών $H\alpha/H\beta$ θα μεταβάλλονταν με την ακτινική ταχύτητα, σε αντίθεση με ότι παρατηρείται.

www.diavgeiabooks.gr



Εικόνα 3.29. Προφίλ της γραμμής εκπομπής του [O III] λ5007 του Seyfert 2 γαλαξία Mrk 1073 (Veilleux 1991) σε ανάλυση $10\ km\ s^{-1}$. Η γραμμή είναι ασύμμετρη γύρω από την κορυφή με μεγαλύτερη ροή στα μικρότερα από ότι στα μεγαλύτερα μήκη κύματος από το κέντρο της γραμμής (An Introduction to Active Galactic Nuclei, Bradley M. Peterson, Cambridge University Press 1997).

Η σύγκριση των ακτινικών ταχυτήτων των στενών γραμμών με τις συστημικές ταχύτητες των φιλοξενών γαλαξιών (οι οποίες μπορούν να μετρηθούν είτε μέσω της γραμμής εκπομπής H I 21 – cm είτε μέσω των χαρακτηριστικών αστρικής απορρόφησης στο φάσμα του φιλοξενών γαλαξία) δείχνει ότι τα κεντροειδή (centroids) των στενών γραμμών εκπομπής συνήθως μετατοπίζονται προς το μπλε σε σχέση με τις συστημικές ακτινικές ταχύτητες κατά έναν ποσό $50 - 100\ km\ s^{-1}$ (Wilson and Heckman 1985). Το παρατηρούμενο εύρος είναι σχετικά μεγάλο, με τη διαφορά μεταξύ των στενών γραμμών και των συστημικών ακτινικών ταχυτήτων να κυμαίνεται μεταξύ $-250\ km\ s^{-1}$ και $+250\ km\ s^{-1}$. Οι κορυφές των στενών γραμμών εκπομπής, φαίνεται πως είναι κοντά στη συστημική ερυθρομετάθεση του φιλοξενών γαλαξία. Το γεγονός αυτό καταδεικνύει ότι το μεγαλύτερο μέρος της γραμμικής εκπομπής προέρχεται από μια συμμετρική συνιστώσα στη συστημική ερυθομετάθεση και ότι υπάρχει μια δεύτερη συνιστώσα η οποία είναι μετατοπισμένη προς το μπλε σε σχέση με τις συστημικές ταχύτητες.

Τα πλάτη των στενών γραμμών εκπομπής σχετίζονται με την λαμπρότητα της κεντρικής λαμπρής περιοχής (bulge) του φιλοξενών γαλαξία. Μέσω της σχέσης των Faber – Jackson [43] θεωρείται ότι η λαμπρότητα του bulge αποτελεί ένα απευθείας μέτρο

[43] Για σφαιροειδή συστήματα, δηλαδή ελλειπτικούς γαλαξίες ή για σπειροειδή bulge, υπάρχει μια εμπειρική συσχέτιση μεταξύ της λαμπρότητας L και της διασποράς της ταχύτητας σ η οποία έχει τη μορφή

$$L \propto \sigma^4$$

Η σχέση αυτή είναι γνωστή με την ονομασία Faber – Jackson (Faber – Jackson 1976). Η καθιερωμένη ερμηνεία αυτής της σχέσης είναι η ακόλουθη: Η λαμπρότητα είναι ανάλογη της κεντρικής επιφανειακής

www.diavlosbooks.gr

του βαρυτικού δυναμικού του bulge το οποίο αντανακλάται στα πλάτη των γραμμών. Η συσχέτιση μεταξύ της λαμπρότητας του bulge και της γραμμής [O III] λ5007φαίνεται στην Εικόνα 3.30. Αυτό που προκύπτει από τον ανωτέρω συλλογισμό είναι ότι τα πλάτη των στενών γραμμών έχουν Virial προέλευση. Εντούτοις, σε αντίθεση με την BLR περιοχή όπου τα πλάτη των γραμμών αντανακλούν την επίδραση του δυναμικού του κεντρικού αντικειμένου, τα πλάτη γραμμών της NLR περιοχής αντανακλούν το βαρυτικό πεδίο των άστρων. Αξιοσημείωτο είναι το γεγονός ότι αυτή η συσχέτιση καταδεικνύει την ελάχιστη διασπορά στην περίπτωση που οι γαλαξίες με πίδακες παραλείπονται. Οι ενεργοί γαλαξίες με πίδακες βρίσκονται εκτός αυτής της σχέσης, υπό την έννοια ότι οι ταχύτητες είναι μεγαλύτερες από τις αναμενόμενες. Το γεγονός αυτό καταδεικνύει σαφέστατα ότι δεν υπάρχει Virial συνιστώσα στις ταχύτητες που με τη σειρά του υποστηρίζει την σπουδαιότητα των αλληλεπιδράσεων των κρουστικών κυμάτων μεταξύ των πιδάκων και του NLR αερίου.

Τα διάφορα προφίλ των απαγορευμένων γραμμών στα φάσματα συγκεκριμένων ενεργών γαλαξιών είναι ποιοτικά όμοια, παρόλο που έχουν διαφορετικά πλάτη. Αυτό σημαίνει ότι ο συντελεστής εκπομπής διαφορετικών γραμμών μεταβάλλεται με διάφορους τρόπους συναρτήσει της ακτινικής ταχύτητας. Το γεγονός αυτό μεταφράζεται σε διαφορετικές κατανομές του ακτινικού συντελεστή εκπομπής για διαφορετικές γραμμές. Μετρήσεις του εύρους των απαγορευμένων γραμμών (ΔU_{FWHM}) για έναν αριθμό γραμμών ενός φάσματος καταδεικνύουν τη συσχέτιση μεταξύ του εύρους των γραμμών, της κρίσιμης πυκνότητας n_{crit} και του δυναμικού ιονισμού (Pelat, Alloin and Fosbury 1981, Filipenko and Halpern 1984, De Robertis and Osterbrock 1984, Espey et al. 1994). Παρόλο που δεν είναι ξεκάθαρο αν η κρίσιμη πυκνότητα n_{crit} ή το δυναμικό ιονισμού είναι πιο θεμελιώδες, η συσχέτιση με την κρίσιμη πυκνότητα, σε γενικές γραμμές, έχει μεγαλύτερο στατιστικό βάρος. Μιας και το ΔU_{FWHM} έχει Virial προέλευση, αυτοί οι συσχετισμοί καταδεικνύουν την ακτινική διαστρωμάτωση της NLR περιοχής, με την πυκνότητα και το επίπεδο ιονισμού (ή και τα δύο) να αυξάνονται καθώς πηγαίνουμε προς το κέντρο.

λαμπρότητας Σ_0 και του scale length r_s, δηλαδή $L \propto \Sigma_0 r_s^2$. Επειδή ο παράγοντας Σ_0 εμφανίζει πολύ μικρές αποκλίσεις από γαλαξία σε γαλαξία έπεται ότι $r \propto L^{1/2}$. Συνδυάζοντας αυτό με το θεώρημα Virial προκύπτει ότι

$$M\sigma^2 \propto \frac{M^2}{r}$$

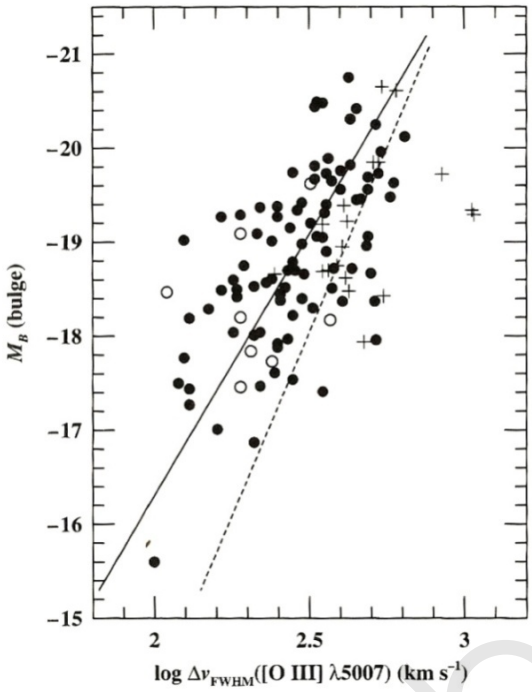
Και θεωρώντας ότι ο λόγος M/L είναι σταθερός προκύπτει ότι

$$\sigma^2 \propto \frac{M}{r} \propto \frac{L}{r} \propto \frac{L}{L^{1/2}} = L^{1/2}$$

ή

$$L \propto \sigma^4.$$

www.dionysosbooks.gr



Εικόνα 3.30. Ο συσχετισμός μεταξύ της λαμπρότητας της κεντρικής περιοχής (bulge) στην B band του πλάτους της γραμμής [O III] λ5007, στην περίπτωση γαλαξιών Seyfert (μαύροι κύκλοι). Οι λευκοί κύκλοι αντιπροσωπεύουν χαμηλής λαμπρότητας ράδιο πηγές ($L_\nu(1415\,MHz) < 10^{29,5}\,ergs\,s^{-1}Hz^{-1}$). Οι σταυροί αντιστοιχούν σε υψηλής λαμπρότητας γραμμικές ράδιο πηγές. (An Introduction to Active Galactic Nuclei, Bradley M. Peterson, Cambridge University Press 1997).

Αν όντως τόσο η πυκνότητα όσο και η διασπορά ταχυτήτων αυξάνονται καθώς πηγαίνουμε προς τον πυρήνα, η NLR περιοχή συγχωνεύεται με την BLR περιοχή. Αυτή την εικόνα ενισχύουν οι συσχετισμοί μεταξύ των πλατών των στενών γραμμών και των πλατών των πλατιών γραμμών στην περίπτωση Seyfert 1 γαλαξιών (Cohen 1983, Whittle 1985b). Οι Espay et al. (1994) έδειξαν ότι σε τουλάχιστον ένα αντικείμενο οι απαγορευμένες ($n_{crit} \lesssim 10^8\,cm^{-3}$) και οι ημι − απαγορευμένες γραμμές $n_{crit} \lesssim 10^9\,cm^{-3}$) φαίνεται πως ακολουθούν μια συσχέτιση μεταξύ του εύρους της γραμμής προς την κρίσιμη πυκνότητα, η οποία με τη σειρά της καταδεικνύει το γεγονός της συνέχειας μεταξύ των NLR και BLR περιοχών.

3.6.6 Η Μορφολογία της NLR περιοχής

Σε γενικές γραμμές η μορφολογία της NLR περιοχής είναι αξισυμμετρικά και όχι σφαιρικά συμμετρική. Ο άξονας της περιοχής συμπίπτει με τον άξονα της ράδιο εκπομπής σε περιπτώσεις που ανιχνεύεται εκτεταμένη ράδιο εκπομπή. Το γεγονός αυτό καταδεικνύει ότι υπάρχει κάποια σχέση μεταξύ του θερμικού αερίου των στενών

www.gavriosbooks.gr

γραμμών και του μη θερμικού πλάσματος. Σε κάποιες πηγές, η ράδιο μορφολογία επιδεικνύει ξεκάθαρες ενδείξεις ύπαρξης μετώπων κρουστικών κυμάτων στην διεπαφή μεταξύ του πλάσματος, που εκπέμπει στα ραδιοκύματα, και του διαστρικού μέσου στον φιλοξενών γαλαξία. Αξίζει να σημειωθεί πως ανιχνεύονται έντονες, στενές γραμμές εκπομπής από τις, μετά του σοκ, περιοχές ψύξης. Η εικόνα η οποία αναδύεται είναι ότι το εκρεόμενο πλάσμα, το οποίο είναι υπεύθυνο για τη ραδιοεκπομπή, δημιουργεί κρουστικά κύματα (bow shock) καθώς συγκρούεται με το αέριο της NLR περιοχής. Ενώ το αέριο μετά του σοκ πιθανότατα είναι ήδη φωτοϊονισμένο από την κεντρική πηγή, ο συγκρουσιακός ιονισμός παίζει επίσης σημαντικό ρόλο ενώ είναι γεγονός πως απαιτούνται σύνθετα μοντέλα φωτοϊονισμού για να γίνει η ακριβής προσομοίωση των NLR φασμάτων (Viegas – Aldrovani and Contini 1989). Τέλος αξίζει να σημειωθεί ότι η ακτινοβολία ιονισμού μπορεί να παραχθεί μέσω σοκ, με αποτέλεσμα τον αυτό – ιονισμό του post – shock αερίου (Sutherland, Bicknell and Dopita 1993) και την παροχή μιας επιπλέον πηγής ενέργειας.

Ποια είναι λοιπόν τα βασικά χαρακτηριστικά του αερίου της NLR περιοχής; Οι γραμμές εκπομπής της εν λόγω περιοχής εμφανίζουν χαμηλότερα επίπεδα φωτοϊονισμού σε σχέση με την HIL περιοχή του BLR αερίου. Αντίστοιχα, τα FWHM των γραμμών της NLR είναι πολύ μικρότερα από αυτά της BLR, με πλάτη τα οποία δεν ξεπερνούν τις μερικές εκατοντάδες χιλιόμετρα το δευτερόλεπτο. Η περιοχή NLR είναι τόσο εκτεταμένη που στην περίπτωση κοντινών ενεργών γαλαξιών είναι δυνατόν να αναλυθεί χωρικά. Οι βασικές γραμμές που μελετώνται είναι συνήθως η απαγορευμένες γραμμές συντονισμού του [O III] $\lambda\lambda\, 500{,}7, 495{,}9$. Θα μπορούσε κανείς να πραγματοποιήσει την ίδια ανάλυση για την BLR και έπειτα να καθορίσει τα εύρη μαζών και τις κλίμακες μεγέθους. Οι πυκνότητες στο εσωτερικό της NLR περιοχής θεωρείται ότι κυμαίνονται στο εύρος $10^{10} - 10^{12}\, m^{-3}$ και έχουν προκύψει από μελέτες των γραμμών [S II] και [O III]. Εντούτοις, πρέπει να σημειωθεί ότι αυτό το εύρος πυκνοτήτων δεν υπολογίζεται σε όλους τους ενεργούς γαλαξίες. Αυτό, δίνει έμφαση στο γεγονός ότι οι NLR περιοχές χαρακτηρίζονται από εκτεταμένη δομή με αποτέλεσμα η πυκνότητα να μεταβάλλεται συναρτήσει της ακτίνας.

Στην δεκαετία του 1970 και στις αρχές του 1980 θεωρούνταν πως υπάρχει ένα πρόβλημα με τον λόγο των γραμμών [O III] ($\lambda\lambda\, 500{,}7 - 495{,}9$) και [O III] ($\lambda = 436{,}3$). Παρατηρήσεις των απαγορευμένων γραμμών του S II κατέδειξαν ότι η πυκνότητα της NLR περιοχής ήταν της τάξεως των $10^8 - 10^9\, m^{-3}$. Σε αυτές τις πυκνότητες, ο λόγος του [O III] εξαρτάται μόνο από την από θερμοκρασία και ότι η παρατηρούμενη αναλογία απαιτεί θερμοκρασία ηλεκτρονίων μεγαλύτερη από $50.000\, K$. Όμως όπως είδαμε πιο πριν, οι θερμοκρασίες των ηλεκτρονίων στην ισορροπία φωτοϊονισμού κυμαίνονται στο εύρος $10.000 - 20.000\, K$, εξ ου και το πρόβλημα των μοντέλων φωτοϊονισμού. Η υπερβολικά μεγάλη θερμοκρασία των ηλεκτρονίων θεωρήθηκε ότι οφείλεται σε θέρμανση από κρουστικά κύματα. Το πρόβλημα όμως λύθηκε με την παρατήρηση επιπλέον διαγνωστικών γραμμών, οι οποίες αποκάλυψαν το

www.olovsbooks.gr

μεγάλο εύρος πυκνοτήτων που εμφανίζονται σε αυτές τις πηγές. Μία χαρακτηριστική μελέτη του 1985 είναι αυτή του Alex Filippenko σύμφωνα με την οποία δείχτηκε ότι εντός της NLR υπάρχουν περιοχές υψηλών τιμών πυκνότητας με τιμές που ξεπερνούν τα $10^{13}\, m^{-3}$. Το γεγονός αυτό εξηγεί ικανοποιητικά τους παρατηρούμενους λόγους γραμμών που προκύπτουν μέσω του φωτοϊονισμού από την κεντρική πηγή. Η έρευνα του Filippenko καταδεικνύει ότι η εκπομπή [O III] προέρχεται από διαφορετική ζώνη της NLR περιοχής απ' ότι η εκπομπή του [S II]. Το γεγονός αυτό υποδηλώνει είτε μια ακτινική βαθμίδα πυκνότητας, είτε την ύπαρξη πυκνωμάτων, είτε κάποιου είδους διαστρωμάτωσης της NLR.

Δεδομένου του εύρους πυκνοτήτων, μπορεί να καθοριστεί το άνω και κάτω όριο της μάζας του ιονισμένου αερίου. Αυτό συνήθως επιτυγχάνεται χρησιμοποιώντας την λαμπρότητα της γραμμής Ηα, η οποία είναι ιδιαίτερα ισχυρή σε μερικά αντικείμενα. Είναι γεγονός πως οι στενές γραμμές μπορεί να φέρουν το ίδιο ποσό ενέργειες με τις πλατιές συνιστώσες. Στην περίπτωση των πιο ισχυρών quasar, η λαμπρότητα της στενής γραμμής Ηα είναι περίπου $10^{39}\, W$ και μέσω της εξίσωσης (3.109) προκύπτει ότι η μάζα του ιονισμένου αερίου είναι της τάξης των $10^{9}\, M_{\odot}$. Υποθέτοντας ομοιογένεια και σφαιρική συμμετρία για λόγους απλότητας, ο όγκος που προκύπτει ξεπερνά τα $10^{56}\, m^3$ από όπου εν συνεχεία προκύπτει ακτίνα $140\, pc$. Στην περίπτωση όμως της πιο φυσικά λογικής εικόνας ενός μη ομογενούς μέσου (είτε με πυκνώματα είτε διαστρωματωμένου) ή μιας μη σφαιρικά συμμετρικής περιοχής, ο υπολογισμός αυτός παρέχει ένα κάτω όριο της ακτίνας η οποία αναμένεται να είναι σημαντικά μεγαλύτερη. Μελέτες που έχουν πραγματοποιηθεί μέσω επίγειων τηλεσκοπίων έχουν δείξει ότι στην περίπτωση κοντινών ενεργών γαλαξιών οι NLR περιοχές έχουν ακτίνες μεγαλύτερες από μερικές εκατοντάδες parsec. Στην περίπτωση βέβαια των περιοχών υψηλής πυκνότητας έχουν βρεθεί ακτίνες μόλις $10\, pc$.

Με τη βοήθεια του τηλεσκοπίου HST έχει πραγματοποιηθεί μεγάλη πρόοδος σε αυτό το πεδίο έρευνας. Ένα πολύ καλό παράδειγμα είναι η περίπτωση του Seyfert 2 γαλαξία NGC 2110, ο οποίος βρίσκεται σε απόσταση 50 Mpc. Το τηλεσκόπιο Hubble ήταν σε θέση να αναλύσει με μεγάλη λεπτομέρεια την NLR περιοχή του εν λόγω γαλαξία. Οι εικόνες που ελήφθησαν, έδειξαν την εμφάνιση κόκκινου χρώματος, γεγονός που είναι σύμφωνο με την ερυθρίωση λόγω σκόνης και όχι τόσο με την ύπαρξη ερυθρών άστρων. Παρόλα αυτά, η προκύπτουσα απόσβεση (extinction) περίπου 5 τάξεων μεγέθους έρχεται σε αντίθεση με την τεράστια απόσβεση (37 magnitudes) που προκύπτει από τις πυκνότητες στήλης στις σκληρές ακτίνες X. Το γεγονός αυτό καταδεικνύει ότι το τηλεσκόπιο Hubble προβλήματα τεχνικής φύσεως. Έχει βρεθεί ότι το αέριο εκπομπής δεν είναι κατανεμημένο ισοτροπικά γύρω από τον πυρήνα και επιπροσθέτως η όλη δομή δεν είναι ομαλή αλλά εμφανίζει μια δομή σχήματος «S» με διάσπαρτα πυκνώματα ύλης. Το γεγονός αυτό είναι ιδιαίτερα εμφανές στην περίπτωση της γραμμής Ηα. Η άποψη ενός παραμορφωμένου μέσου που περιέχει πυκνώματα γίνεται όλο και βάσιμη. Βέβαια απαιτείται λίγη προσοχή ως προς το γεγονός ότι ο NGC 2110 δεν είναι ένας κλασικός

www.diavlosbooks.gr

Seyfert 2 γαλαξίας επειδή φέρει μια ράδιο δομή που μοιάζει με πίδακα. Εντούτοις, υπάρχουν άριστα στοιχεία μέσω παρατηρήσεων, τα οποία υποστηρίζονται από την ενεργειακή ισορροπία, την ιονισμένη εκπομπή και το παρατηρούμενο συνεχές, τα οποία καταδεικνύουν ότι πρέπει να εμφανίζεται ανισοτροπική εκπομπή (κώνοι ιονισμού).

Κάποιες από τις πιο εντυπωσιακές εικόνες που λήφθηκαν μέσω του HST είναι αυτές του Seyfert 2 γαλαξία NGC 1068 οι οποίες και περιέχουν έναν τεράστιο πλούτο πληροφοριών. Η NLR περιοχή που οριοθετείται από την εκπομπή του [O III] εμφανίζει νηματοειδείς δομές και πυκνώματα τα οποία διακόπτονται από σκοτεινές λωρίδες, οι οποίες πιθανότατα οφείλονται στην σκίαση εξαιτίας της σκόνης. Ο κώνος ιονισμού της NLR περιοχής αποκαλύπτεται μέσω της εκπομπής του [O III]. Αυτός είναι ο βόρειος κώνος ιονισμού, ο οποίος παρά το γεγονός ότι είναι ευθυγραμμισμένος με κατεύθυνση προς εμάς, δεν μας επιτρέπει να δούμε απ' ευθείας στο εσωτερικό του μιας και δεν παρατηρείται ούτε η BLR περιοχή ούτε ο πυρήνας. Ο νότιος κώνος ιονισμού θεωρείται ότι είναι ευθυγραμμισμένος μεν με εμάς, αλλά προς την αντίθετη κατεύθυνση από ότι ο βόρειος κώνος. Έτσι παρατηρούμε τον νότιο κώνο μέσα από την σκόνη με αποτέλεσμα να φαίνεται πιο αμυδρός από τον βόρειο κώνο. Η λαμπρή σημειακή πηγή στον πυρήνα της εικόνας δεν είναι ο πυρήνας του ενεργού γαλαξία αλλά θεωρείται πως το σκεδασμένο φως του ενεργού γαλαξιακού πυρήνα το οποίο αλληλεπιδρά με το περιβάλλον υλικό.

Οι εικόνες στα διάφορα φίλτρα δείχνουν ξεκάθαρα ότι η μορφή και ο φαινόμενος προσανατολισμός των κώνων εκπομπής δεν είναι πανομοιότυπος, γεγονός το οποίο καταδεικνύει ότι η εμφάνιση εξαρτάται έντονα από την πυκνότητα του αερίου της περιοχής και από την ύπαρξη σκόνης μεταξύ του αερίου και του συνεχούς ιονισμού.

3.6.7 Η Εκτεταμένη NLR

Στα μέσα του 1980 πραγματοποιήθηκαν πρωτοποριακές μελέτες μέσω φασματογράφων, με μεγάλες σχισμές, σε ένα μεγάλο αριθμό κοντινών και λαμπρών Seyfert γαλαξιών. Οι έρευνες έδειξαν ότι αυτοί οι Seyfert εμφάνιζαν στενές γραμμές εκπομπής οι οποίες εκτείνονταν σε ένα μεγάλο μέρος του κάθε γαλαξία. Η γραμμική εκπομπή εκτείνονταν σε απόσταση μέχρι και $20\ kpc$ από τον πυρήνα, μια απόσταση η οποία ήταν πολύ μεγαλύτερη από αυτή που αποδίδονταν έως τότε στις NLR περιοχές. Για τον λόγο αυτό χρησιμοποιήθηκε ο όρος εκτεταμένη NLR (ENLR) περιοχή ώστε να περιγραφεί το διεγερμένο αέριο το οποίο εκτείνονταν μερικά kpc από τον πυρήνα και θεωρούνταν φυσικά διακριτό από το NLR αέριο.

Πιθανότατα η πιο σημαντική ανακάλυψη όσον αφορά την ENLR περιοχή είναι ότι αυτή είναι ανισοτροπική ως προς τη φύση της. Υπάρχουν επίσης στοιχεία που καταδεικνύουν ότι η ENLR περιοχή εκτείνεται προς την κατεύθυνση οποιασδήποτε πυρηνικής ράδιο εκπομπής. Θεωρείτε πως η ENLR δεν είναι τίποτε άλλο από αέριο στον δίσκο ή την άλω του γαλαξία, που ακτινοβολείται και φωτοϊονίζεται από την κεντρική πηγή. Η έλλειψη συμμετρίας όσον αφορά την εκπομπή αποδίδεται σε ανισοτροπίες της πυρηνικής ακτινοβολίας όπως αυτές φαίνονται από τον μητρικό γαλαξία. Αυτό

www.dbvbooks.gr

πιθανότατα οφείλεται σε κάποιου είδους ευθυγράμμιση (collimation) (όπως η ράδιο εκπομπή) ή εξαιτίας της γεωμετρίας της πυρηνικής περιοχής. Η τελευταία άποψη ταιριάζει πολύ καλά με την ιδέα ότι το μεγαλύτερο μέρος του αερίου του γαλαξία θωρακίζεται από την ιονίζουσα πυρηνική ροή εξαιτίας κάποιου άγνωστου μέσου. Μια πιθανή εξήγηση είναι ότι αυτό το μέσο θωράκισης είναι ο τόρος σκόνης ο οποίος περιβάλλει την κεντρική πηγή.

Περεταίρω υποστήριξη σε αυτή την εικόνα προέρχεται μέσω μιας εκτεταμένης μελέτης των Penston, M. V., et al. 1990. Η ερευνητική ομάδα έδειξε ότι όπως σε ένα μεγάλο αριθμό ENLR περιοχών έτσι και στην περίπτωση του NGC 4151 η ENLR περιοχή ακτινοβολείται από περισσότερα φωτόνια από ότι θα ακτινοβολούνταν στην περίπτωση ενός πυρήνα ισοτροπικής εκπομπής ο οποίος θα φαίνονταν απ' ευθείας από τον παρατηρητή. Παρόλο που αυτή η αντίφαση θα μπορούσε να αντιπροσωπεύει διάφορες μεθόδους, η πιο ελκυστική ήταν να υποτεθεί ένα ισοτροπικό πεδίο ακτινοβολίας ιονισμού. Η ακτινοβολία στη γραμμή μεταξύ παρατηρητή - πηγής υπόκειται σε μεγαλύτερη επισκότιση (obscuration), από ότι η ακτινοβολία μεταξύ της ENLR περιοχής και της πηγής. Αυτό μπορεί να οφείλεται είτε σε μια ενδογενώς ανισοτροπική πηγή, είτε σε ακτινοβολία η οποία αρχικά εκπέμφθηκε ισοτροπικά αλλά η διάδοσή της τροποποιήθηκε από το υλικό που συνάντησε στη διαδρομή της, όπως είναι ο τόρος που περιβάλλει την κεντρική πηγή.

3.7 Ραδιολοβοί και Πίδακες

Υπάρχει ένας βασικός διαχωρισμός των ενεργών γαλαξιών σε πηγές που είναι ράδιο-ενεργές και σε εκείνες που είναι ράδιο ήσυχες. Οι ράδιο ηχηρές πηγές συνήθως αποτελούνται από έναν ράδιο – πυρήνα, έναν ή δύο ανιχνεύσιμους πίδακες, και δύο κυρίαρχους ράδιο λοβούς. Οι ράδιο ήσυχες πηγές είναι λιγότερο λαμπρές στα ραδιοκύματα κατά ένα παράγοντα της τάξης του 10^3 ή 10^4, αποτελούνται από έναν ασθενή ράδιο – πυρήνα και πιθανότατα από έναν ασθενή πίδακα. Τα αυξανόμενα επίπεδα δραστηριότητας των ράδιο ηχηρών AGNs δεν περιορίζονται στα ραδιοκύματα, απεναντίας οι πηγές αυτές τείνουν να είναι τρεις φορές πιο λαμπρές στις ακτίνες X από ότι οι ράδιο ήσυχοι γαλαξίες.

3.7.1 Η Δημιουργία των Πιδάκων

Οι ράδιο λοβοί παράγονται από πίδακες φορτισμένων σωματιδίων που εκτινάσσονται από τον κεντρικό πυρήνα του AGN φέροντας σχετικιστικές ταχύτητες. Τα σωματίδια αυτά επιταχύνονται απομακρυνόμενα από τον πυρήνα προς δύο αντίθετες κατευθύνσεις. Τα σωματίδια ενισχύονται από την ενέργεια της προσαύξησης και/ή από την εξαγωγή περιστροφικής κινητικής ενέργειας από την μελανή οπή μέσω του μηχανισμού Blandford

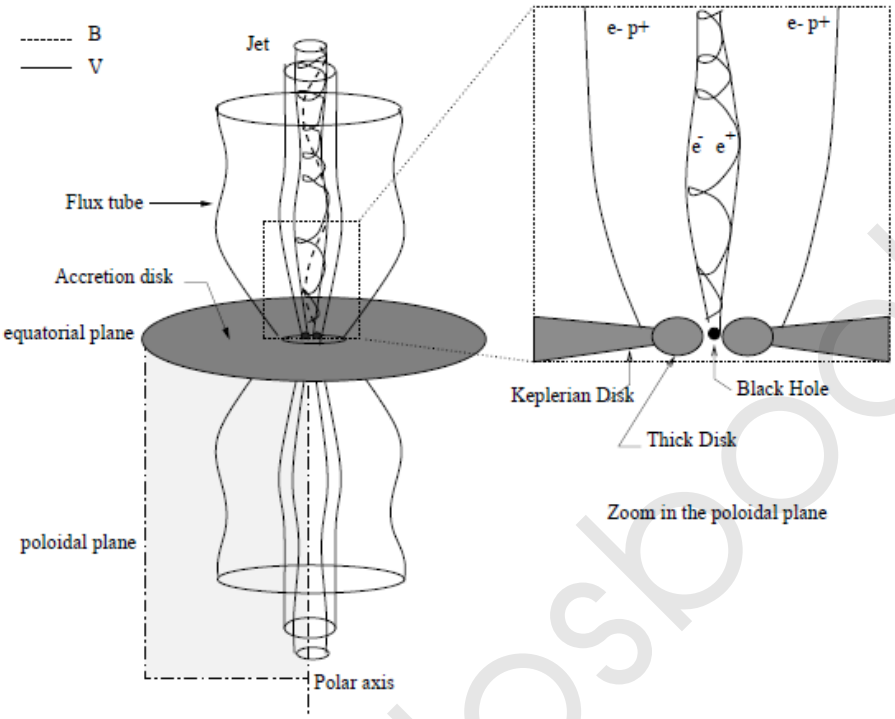
– Znajek. Ο πίδακας πρέπει να είναι ηλεκτρικά ουδέτερος στην ολότητά του, αλλά δεν είναι βέβαιο αν το εκτινασσόμενο υλικό αποτελείται από ηλεκτρόνια και ιόντα ή από ένα πλάσμα ηλεκτρονίων – ποζιτρονίων. Στη δεύτερη περίπτωση, καθώς το υλικό είναι ελαφρύτερο, μπορεί να επιταχυνθεί με μεγαλύτερη ευκολία. Το μαγνητικό πεδίο του δίσκου είναι συζευγμένο («frozen in») με αυτή τη ροή φορτισμένων σωματιδίων. Οι προκύπτουσες μαγνητικές ροπές είναι δυνατόν να αφαιρούν στροφορμή από τον δίσκο, γεγονός το οποίο επιτρέπει στο υλικό προσαύξησης να κινείται προς το εσωτερικό του δίσκου.

Η απίστευτη «λεπτότητα» και ευθυγράμμιση ορισμένων πιδάκων σημαίνει ότι πρέπει να υπάρχει μια διαδικασία ευθυγράμμισης πολύ κοντά στην κεντρική «μηχανή» που τροφοδοτεί τον πίδακα. Ένας παχύς, θερμός δίσκος προσαύξησης γύρω από τη μελανή οπή μπορεί να παρέχει φυσική ευθυγράμμιση συγκεντρώνοντας τα εκρέοντα σωματίδια, όπως φαίνεται στην Εικόνα 3.31. Επειδή το υλικό προσαύξησης διατηρεί κάποια στροφορμή, καθώς κινείται σπειροειδώς προς το εσωτερικό του δίσκου τείνει συσσωρεύεται στην μικρότερη τροχιά η οποία είναι συμβατή με την στροφορμή του. Στο εσωτερικό αυτού του «φυγοκεντρικού φράγματος» είναι δυνατόν να υπάρχει μια σχετικά «άδεια» κοιλότητα η οποία έχει την ικανότητα να συμπεριφέρεται ως ακροφύσιο, το οποίο κατευθύνει τα αέρια προς τα έξω κατά μήκος των τειχών της κοιλότητας. Εντούτοις, η παραγωγή εξαιρετικά σχετικιστικών πιδάκων, με την μεγάλη συχνότητα που παρατηρούνται, φαίνεται πως είναι δύσκολο να επιτευχθεί μέσω του μηχανισμού του ακροφυσίου.

Εναλλακτικά, τα μαγνητοϋδροδυναμικά (MHD) φαινόμενα πιθανότατα παίζουν σημαντικό ρόλο στην επιτάχυνση και ευθυγράμμιση των σχετικιστικών εκροών. Σύμφωνα με τους Sauty et al. 2002 οι εκροές αυτού του τύπου θα πρέπει να θεωρούνται σε πρώτη προσέγγιση ως ιδεατά μαγνητοϋδροδυναμικά πλάσματα τα οποία διαφεύγουν από έναν περιστρεφόμενο και μαγνητισμένο δίσκο ο οποίος περιβάλλεται από μια μαγνητόσφαιρα γύρω από μια κεντρική μελανή οπή. Τα κρουστικά κύματα που δημιουργούνται από την αλληλεπίδραση της ροής με το εξωτερικό μέσο δεν επηρεάζουν την όλη δομή. Καθώς οι εκροές επιταχύνονται, θα διαδίδονται είτε ως ευθυγραμμισμένες δέσμες είτε ως μη – ευθυγραμμισμένοι άνεμοι. Εντούτοις, εκτός από την περίπτωση του ηλιακού ανέμου, οι μη – ευθυγραμμισμένες ροές είναι πολύ δύσκολο να παρατηρηθούν, ενώ οι πίδακες παρατηρούνται σε διάφορα αστροφυσικά περιβάλλοντα, από τις περιοχές όπου δημιουργούνται άστρα μέχρι τους πιο απομακρυσμένους AGN. Αυτό οφείλεται κυρίως στο γεγονός ότι η πυκνότητα της ύλης είναι πολύ μεγαλύτερη μέσα στον πίδακα από ότι στην περίπτωση των ανέμων. Επιπροσθέτως, στην περίπτωση των ράδιο – ηχηρών AGN όπου οι δέσμες κινούνται με σχετικιστικές ταχύτητες, η εκπομπή είναι δυνατόν να ενισχυθεί λόγω του φαινομένου της ενίσχυσης Doppler (Doppler Boosting) στην περίπτωση βέβαια που ο πίδακας είναι στραμμένος προς τον παρατηρητή. Στην περίπτωση όμως των ράδιο – ήσυχων πηγών δεν συμβαίνει το προαναφερθέν. Ας

www.diavlos.gr

αναφέρουμε τους βασικούς μηχανισμούς που είναι υπεύθυνοι για την ευθυγράμμιση που είναι θερμικής ή μαγνητικής προελεύσεως.



Εικόνα 3.31. Σχηματική αναπαράσταση του σχηματισμού των πιδάκων (Christophe Sauty, Kanaris Tsinganos, and Edoardo Trusssoni: arXiv:astro-ph/0108509v1).

Ευθυγράμμιση

- *Περιορισμός εξαιτίας της πίεσης:* Μία εκροή περιορίζεται θερμικά αν το περιβάλλον μέσο έχει υψηλότερη πίεση από την εκροή, κατά έναν τρόπο σαν να υπάρχει μια βαθμίδα πίεσης η οποία εξαναγκάζει την εκροή να ευθυγραμμίζεται κατά μήκος του άξονα εκτόξευσης. Με άλλα λόγια, μόνο εκροές υπό πίεση σε σχέση με το περιβάλλον μέσο μπορούν να περιοριστούν θερμικά. Είναι γεγονός πως μια τέτοια κατάσταση φαίνεται πως λαμβάνει χώρα σε πολλούς εξωγαλαξιακούς πίδακες, όπως προκύπτει από δεδομένα στις ακτίνες X τα οποία καταδεικνύουν ότι θερμό πλάσμα περιβάλλει γαλαξίες πρώιμων τύπων και σμήνη γαλαξιών (Feretti, L., et al. 1995)

Το μοντέλο «twin exhaust» ήταν η πρώτη προσπάθεια για τον θερμικό περιορισμό των πιδάκων (Blandford, R.D., Rees, M.J. 1974). Εντούτοις, αυτός ο μηχανισμός περιορισμού έχει αποκλειστεί επειδή απαιτεί ο λαιμός του ακροφυσίου να βρίσκεται σε μεγάλη απόσταση από το κεντρικό σώμα, καθώς ταυτόχρονα θεωρείται πως ευθυγραμμίζει αλλά και επιταχύνει τη ροή. Προέκυψε τότε η ιδέα ενός εξωτερικού μέσου το οποίο απλά περιορίζει την εκροή (Fabian, A. C., Rees, M. J. 1995). Μεσημβρινά

www.ziovlosbooks.gr

αυτοόμοια μοντέλα (Trussoni, E., Sauty, C., Tsinganos, K. 1997,) και Sauty, C., Tsinganos, K., Trussoni, E. 1999) έδειξαν ότι ο κυλινδρικός περιορισμός μπορεί να προκύψει εκ φύσεως από δυνάμεις πίεσης προς το εσωτερικό μαζί με τη συνεισφορά του μαγνητικού πεδίου. Στην περίπτωση μιας πλήρως θερμικά περιορισμένης ροής σε τελική φάση ο πίδακας θα καταρρεύσει πάνω στον άξονα περιστροφής, εκτός βέβαια αν περιστρέφεται αρκούντως γρήγορα έτσι ώστε η φυγόκεντρος δύναμη να μπορεί να εξουδετερώσει την εξωτερική πίεση. Εντούτοις, η ένταση της περιστροφής μπορεί να σχετίζεται με την ένταση του μαγνητικού πεδίου όπως για παράδειγμα να είναι οι δύο χαμηλές ταυτόχρονα.

Έτσι, ο θερμικός περιορισμός είναι δυνατόν να παίζει ρόλο στους FR I και Seyfert τύπους ενεργών γαλαξιακών πυρήνων, όχι όμως στην περίπτωση των FR II, για τους οποίους είναι γνωστό ότι έχουν ένα πολύ φτωχό περιβάλλον.

- ***Πολοειδής μαγνητικός περιορισμός και υποταχείς ροές:*** Στα tokamak είναι γνωστό πως τα τοροειδή μαγνητικά πεδία είναι ασταθή, έτσι προτάθηκε η άποψη ότι ο τοροειδής περιορισμός και το pinching πρέπει να είναι επίσης ασταθή, έτσι η ευθυγράμμιση μπορεί να επιτυγχάνεται αποκλειστικά και μόνο από τα πολοειδή μαγνητικά πεδία (Spruit, H.C., Cao, X. 1994, A&A, 287, 80-86). Η άποψη αυτή στηρίζεται στην παρατήρηση των παράλληλων μαγνητικών πεδίων σε κλίμακες λίγων parsec στην περίπτωση κάποιων εξωγαλαξιακών πιδάκων (Spruit, H.C., 1996). Παρόλα αυτά, πρόσφατες μελέτες υψηλά οπτικά – πολωμένων συμπαγών ράδιο – ηχηρών quasars (Highly Polarized Quasars – HPQ) έδειξαν ότι τα ηλεκτρικά διανύσματα των πολωμένων 43 GHz ράδιο πυρήνων πολύ δύσκολα ευθυγραμμίζονται με την διεύθυνση του εσωτερικού πίδακα γεγονός που καταδεικνύει ότι τα μαγνητικά πεδία είναι κάθετα στη ροή (Lister, M.L., Smith, P.S. 2000). Τα μαγνητικά πεδία είναι γνωστό ότι σε μεγαλύτερες κλίμακες είναι κάθετα στον άξονα του πίδακα στις FR II πηγές ενώ είναι παράλληλα στον άξονα του πίδακα σε πολλές FR I πηγές.

Τα πολοειδή μαγνητικά πεδία μπορούν να επιφέρουν την ήπια ευθυγράμμιση της ροής στην περιοχή που εκτείνεται από τον δίσκο μέχρι την μετάβαση Alfven (Alfven transition) όπου το πλάσμα κυριαρχείται από τις μαγνητικές δυνάμεις. Πέραν αυτής της απόστασης, ο πίδακας γίνεται υπεραλφενικός και η υδροδυναμική της ροής υπερνικά τις μαγνητικές δυνάμεις με τέτοιο τρόπο που η ευθυγράμμιση θα σταματήσει. Για να συνεχιστεί η πολοειδής ευθυγράμμιση σε μεγάλες αποστάσεις, ο πίδακας πρέπει να παραμείνει υποαλφενικός. Τότε όμως, ο πίδακας θα είναι πολύ ευαίσθητος σε κρουστικά κύματα και αστάθειες που μπορεί να διαδίδονται αντίθετα στη ροή από μεγάλες αποστάσεις και με τον τρόπο αυτό να καταστρέφουν την ισορροπία.

- ***Τοροειδής μαγνητικός περιορισμός και ευστάθεια:*** Άλλος ένας μηχανισμός περιορισμού, ο οποίος και στηρίζεται από τις παρατηρήσεις (Lister, M.L., Smith, P.S. 2000, ApJ, 541, 66-87) είναι ο μαγνητικός περιορισμός της εκροής μέσω ενός τοροειδούς μαγνητικού πεδίου το οποίο τυλίγεται γύρω από τον πίδακα, το αποκαλούμενο hoop –

www.diovibooks.gr

stress (Spruit, H.C., 1996). Ο μηχανισμός αυτός λειτουργεί τόσο σε πίδακες που βρίσκονται σε κατάσταση υποπίεσης όσο και υπερπίεσης. Η κατασκευή του τοροειδούς μαγνητικού πεδίου γίνεται εις βάρος της ροής Poynting. Έτσι σε έναν πλήρως μαγνητικός πίδακα δεν είναι δυνατόν όλη η ροή Poynting να μετατραπεί σε κινητική ενέργεια, αφού ένα μέρος αυτής καταναλώνεται στον περιορισμό του πίδακα. Στην περίπτωση των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων πιθανότατα υπεύθυνος για την επιτάχυνση και τον περιορισμό του πίδακα είναι ο συνδυασμός θερμικών και μαγνητικών διαδικασιών. Στο σημείο αυτό οφείλουμε να αναφέρουμε τον έντονο επιστημονικό διαξιφισμό πάνω στην άποψη αν οι μαγνητικές αστάθειες είναι δυνατόν να διαταράξουν τον πίδακα ή όχι. Για περισσότερες λεπτομέρειες παραπέμπουμε στη δημοσίευση των Sauty C., Tsinganos K., Trussoni E., 2002, LNP, 589, 41S.

3.8 Οι Γραμμές Εκπομπής των Quasar

Οι γραμμές εκπομπής είναι ένα θεμελιώδες χαρακτηριστικό του ενεργού πυρήνα , ενός κβάζαρ. Πράγματι, τα αντικείμενα εκείνα, των οποίων η φωτεινότητα (luminosity) διαφέρει κατά αρκετές τάξεις μεγέθους, έχουν περίπου τις ίδιες αναλογίες εκπεμπόμενης ενέργειας υπό μορφή γραμμών, με το συνεχές Μπορούμε να διακρίνουμε δύο κύριες κατηγορίες γραμμών εκπομπής στα φάσματα των quasar: τις πλατιές επιτρεπόμενες γραμμές και τις στενές απαγορευμένες γραμμές. Αναλύσεις στα προφίλ γραμμών, σχετικών εντάσεων, δίνουν πληροφορίες για την κινηματική του εκπεμπόμενου αερίου και άλλες πολύτιμες πληροφορίες για σημαντικές παραμέτρους όπως η πυκνότητα ή η μάζα.

Επιτρεπόμενες γραμμές. Οι γραμμές που μας ενδιαφέρουν είναι κυρίως αυτές του υδρογόνου (Lyα και οι σειρές Balmer Hα, Hβ και Hγ), καθώς επίσης και οι CIV (ζεύγος στα 1548 Å και 1550 Å) και MgII (ζεύγος στα 2796 Å και 2803 Å). Σε μια πρώτη προσέγγιση το προφίλ εμφανίζεται ως το άθροισμα δύο συνιστωσών: μιας πλατιάς η οποία χαρακτηρίζεται από $\Delta V = c\Delta\lambda_{1/2}/\lambda = 10^3$ έως 10^4 km s^{-1}, όπου $\Delta\lambda_{1/2}$ είναι το width at half maximum, και μιας στενής με ΔV = 300 έως 100 km s^{-1}. Αυτή η δεύτερη συνιστώσα ορίζεται καλύτερα μέσω των απαγορευμένων γραμμών, μιας και εμφανίζεται μόνη της (μας δίνεται η δυνατότητα να υπολογίσουμε με ακρίβεια την ερυθρομετάθεση). Το προφίλ των πλατιών συνιστωσών είναι αρκετές φορές ασύμμετρο και πολύ συχνά διαφέρει από μία μετάβαση σε άλλη. Όπως είναι φανερό, τα στοιχεία αυτά δεν είναι σε θέση να καθορίσουν την κινηματική με μοναδικό τρόπο· παρόλα αυτά τα μοντέλα δείχνουν να ευνοούν την ακτινική ροή έναντι του περιστρεφόμενο δίσκου.

Ο διαχωρισμός μεταξύ πλατιών και στενών γραμμών οδηγεί στον καθορισμό δύο διαφορετικών περιοχών από τις οποίες οι γραμμές παράγονται: την BLR (Broad Line Region) και την NLR (Narrow Line Region). Στην πρώτη περιοχή, η πυκνότητα είναι

www.aiavlosbooks.gr

τόσο ψηλή που οι απαγορευμένες γραμμές είναι αδύνατον να εμφανιστούν. Η απουσία πλατιάς συνιστώσας στο ζεύγος [OIII] λλ4959, 5007 υποδηλώνει ηλεκτρονική πυκνότητα της τάξης του $n_e > 10^8$ cm^{-3}. Απεναντίας, η ημιαπαγορευμένη γραμμή CIII] λ1909 είναι παρούσα εκεί που $n_e \approx 10^9$ cm^{-3}.

Οι γραμμές εκπομπής των quasar είναι σε μεγάλο βαθμό κοινές με αυτές των H II περιοχών. Είναι χαρακτηριστικές ενός φωτοϊνισμένου μέσου σε θερμοκρασία που αγγίζει περίπου τους 10^4 K. Η σύμπτωση αυτή για περιοχές που βρίσκονται σε διαφορετικές συνθήκες δεν είναι απλά θέμα τύχης. Η γραμμή εκπομπής (επιτρεπόμενη και απαγορευμένη από τη στιγμή που η διέγερση οφείλεται τουλάχιστον εν μέρει σε συγκρούσεις) παίζει το ρόλο ενός αποτελεσματικού θερμοστάτη: αν $T \ll 10^4\ K$, η θέρμανση επικρατεί της ψύξης, ενώ το αντίθετο συμβαίνει για $T \gg 10^4\ K$ Έτσι είναι δυνατόν να προσομοιώσει κανείς το BLR αέριο με αυτό των H II περιοχών. Στο σημείο αυτό θα δώσουμε μόνο κάποιες ενδείξεις που αφορούν την αναλογία έντασης των γραμμών υδρογόνου. Η εξίσωση, η οποία εκφράζει την σταθερότητα του πληθυσμού ενός ενεργειακού επιπέδου i (i ≠ 1) είναι

$$n_+ n_e \langle \upsilon \sigma_{\infty,i}(\upsilon) \rangle_\upsilon + \sum_{j=i+1}^{\infty} n_j A_{ji} = n_i \sum_{j=2}^{i-1} A_{ij} \quad (3.147)$$

όπου n_+ είναι η πυκνότητα πρωτονίων, n_i η πυκνότητα ατόμων υδρογόνου στο επίπεδο i, υ η σχετική ταχύτητα των ηλεκτρονίων και πρωτονίων, $\sigma_{\infty,i}$ η effective recombination cross-section στην κατάσταση i, A_{ij} (υποθέτοντας ότι το αέριο είναι οπτικά πυκνό για φωτόνια της σειράς Lyman: για τον λόγο αυτό το επίπεδο j = 1 δεν εμφανίζεται). Για QSOs με μικρό z μπορούμε απλά να συγκρίνουμε τη ροή στις γραμμές Hα (3 → 2) και Hβ (4 → 2). Η αναλογία Balmer ή μείωση είναι

$$\frac{F(H\alpha)}{F(H\beta)} = \frac{n_3 \mathrm{A}_{32} \mathrm{h}\nu_a}{n_4 \mathrm{A}_{42} \mathrm{h}\nu_\beta} \quad (3.148)$$

και εξαρτάται μόνο από το n_3/n_4. Η παράμετρος αυτή προκύπτει από την επίλυση του ανωτέρου τύπου, από τον οποίο προκύπτει η θεωρητική τιμή $F(H\alpha)/F(H\beta) \approx 3$. Η παρατηρούμενη αναλογία είναι προφανώς μεγαλύτερη. Μια πιθανή εξήγηση είναι η επιλεκτική εξαφάνιση η οποία οφείλεται στη σκόνη· εντούτοις, η ίδια ασυμφωνία συμβαίνει για γραμμές των σειρών Paschen και Brackett (στο κοντινό υπέρυθρο), οι οποίες θα πρέπει να είναι λιγότερο ευαίσθητες στο φαινόμενο. Μία εναλλακτική ερμηνεία θεωρεί, πως οι συγκρούσεις συνεισφέρουν στην αύξηση του πληθυσμού των επιπέδων i > 1 καθώς επίσης και ότι το μέσο είναι πυκνό ακόμη και για τις γραμμές των σειρών Balmer (άλλοι όροι πρέπει λοιπόν να εισαχθούν στην εξίσωση για το n_i. Η πυκνότητα στήλης του υδρογόνου πρέπει τότε να είναι της τάξης του $N \approx 10^{23}$ cm^{-2}.

Η ισορροπία ιονισμού δίδεται από την εξίσωση

www.digilospoovs.gr

$$n_+ n_e \langle \upsilon \sigma_r(\upsilon) \rangle = n_H \int_{\nu_0}^{\infty} 4\pi \frac{J(\nu)}{h\nu} \alpha(\nu) d\nu \quad (3.149)$$

όπου σ_r είναι η ενεργός διατομή επανασύνδεσης (effective recombination cross-section), ν_0 η συχνότητα στο όριο Lyman, J(ν) η μέση ένταση της ακτινοβολίας, και $\alpha(\nu)$ ο συντελεστής απορρόφησης. Το κλάσμα του ιονισμένου αερίου, n_+/n_H είναι ανάλογο (για δοσμένη T) με $\Gamma = n_{ph}/n_e$, όπου n_{ph} είναι η αριθμητική πυκνότητα ιονισμένων φωτονίων, ενώ το Γ είναι η «παράμετρος ιονισμού». Η πυκνότητα φωτονίων n_{ph} είναι ανάλογη του LR^{-2} , όπου R είναι η απόσταση από την πηγή και L η λαμπρότητα. Καθώς τα μοντέλα (μέσο της αναλογίας $C\ III]\ \lambda1909/C\ IV\lambda1549$) μας επιτρέπουν να προσδιορίσουμε το $\Gamma \approx 10^{-2}$, μπορεί κανείς να κάνει μια εκτίμηση για την απόσταση R, η οποία προκύπτει ότι είναι της τάξης του parsec (για $L_{ionizing} \approx 10^{47}$erg s^{-1}). Η απόσταση που συνάγεται από την αναλογία N/n είναι εμφανώς μικρότερη, και κυμαίνεται γύρω στα 10^{-6} pc. Αυτή μια ακόμη ένδειξη, μεταξύ άλλων, ότι η BLR δεν είναι μια ομογενής περιοχή αλλά σχηματίζεται από επιμέρους μικρά και πυκνά νέφη τα οποία καταλαμβάνουν ένα μικρό κλάσμα του συνολικού όγκου.

Η ροή στην Lyα γραμμή μας επιτρέπει να υπολογίσουμε το κλάσμα της ιονισμένης ακτινοβολίας που απορροφάται από το αέριο. Είναι γεγονός πως κάθε ιονισμός σχετίζεται (σε σταθερή κατάσταση) με την εκπομπή ενός Lyα φωτονίου. Έτσι βρίσκουμε ότι μόλις το 10% του ιονισμένου συνεχούς που παρατηρούμε, απορροφάται από το αέριο. Η τιμή αυτή αντιπροσωπεύει την τάξη μεγέθους του συντελεστή επιφανειακής κάλυψης (surface covering factor) των BLR νεφών.

Απαγορευμένες Γραμμές. Οι απαγορευμένες γραμμές αντιστοιχούν σε μεταβάσεις για τις οποίες οι πιθανότητες A_{ij} είναι πολύ μικρότερες (για παράδειγμα $A_{ij} \approx 10^{-2}$ s^{-1} σε αντίθεση με τις επιτρεπόμενες μεταβάσεις όπου $A_{ij} \approx 10^8$ s^{-1}). Κάτω από εργαστηριακές συνθήκες η αποδιέγερση λόγω συγκρούσεων (collisional deexcitation) είναι πολύ πιο πιθανή από την διέγερση μέσω ακτινοβολίας εξού και η αδυναμία να παρατηρηθούν τέτοιου είδους μεταβάσεις στο εργαστήριο, και για το λόγο αυτό τους δόθηκε το όνομα «απαγορευμένες» (κατά σύμβαση τα στοιχεία που είναι υπεύθυνα για τις μεταβάσεις γράφονται εντός αγκύλων π.χ. [OIII] λ4959). Οι απαγορευμένες γραμμές, που παρατηρούνται στα φάσματα των QSOs, δεν προέρχονται από επανασυνδέσεις ιόντων – ηλεκτρονίων, αλλά από διεγέρσεις μέσω συγκρούσεων (στις συγκρούσεις οφείλονται σχεδόν όλες οι επιτρεπόμενες γραμμές Mg IIλ2798, και CIV λ1549, επί παραδείγματι). Για ένα δισταθμικό άτομο, η εξίσωση η οποία καθορίζει την αναλογία των πληθυσμών στις καταστάσεις 1 και 2, είναι

$$n_1 n_e \langle u \sigma_{12}(u) \rangle = n_2 A_{21} + n_2 n_e \langle u \sigma_{21}(u) \rangle \quad (3.150)$$

www.astrobooks.gr

όπου σ_{12} και σ_{21} είναι οι ενεργές διατομές της διέγερσης και αποδιέγερσης αντίστοιχα, που οφείλονται σε συγκρούσεις με ηλεκτρόνια. Μπορούμε να παρατηρήσουμε πως όταν το n_e ξεπεράσει την κρίσιμη τιμή πυκνότητας $n_c = A_{12}/\langle \upsilon\sigma_{21}(\upsilon)\rangle$, τότε η αποδιέγερση προκαλείται κυρίως από συγκρούσεις (εργαστηριακές συνθήκες). Σε αντίθεση, η περίπτωση ($n < n_c$) ευνοεί την παρατήρηση της γραμμής. Περιορισμοί στην πυκνότητα στις BLR περιοχές προέρχονται από αυτή την ανάλυση. Για τις NLR περιοχές, οι οποίες εκπέμπουν συνάμα επιτρεπτές και απαγορευμένες γραμμές, καταλήγουμε σε $n_e \approx 10^5$ cm^{-3}.

Σε κάποιους κοντινούς ενεργούς πυρήνες, παρόμοιους με quasar αλλά με μικρότερη φωτεινότητα, είναι δυνατόν οι NLR περιοχές να αναλυθούν χωρικά. Το μέγεθός τους είναι τουλάχιστον της τάξης του 1 kpc. Όσον αφορά τις περιοχές BLR, το αέριο είναι συγκεντρωμένο σε νέφη τα οποία καταλαμβάνουν ένα μικρό κλάσμα του χώρου και είναι οπτικά πυκνές για $\lambda < 912$ Å. Οι διάφορες γραμμές που παρατηρούνται (από το O I έως το Fe X) παρουσιάζουν μια μεγάλη ποικιλία καταστάσεων ιονισμού. Η μάζα εκτιμάται πως είναι της τάξης του 16 $M_\odot$ (ενώ είναι μικρότερη από 10^4 για BLR).

Τα μοντέλα που αφορούν τις περιοχές BLR και NLR οδηγούν σε μια εκτίμηση των σχετικών αφθονιών των βαρέων στοιχείων που τελικά είναι της τάξης των ηλιακών αφθονιών. Αυτό είναι ένα αξιοσημείωτο αποτέλεσμα μιας και αν κοιτάξουμε πίσω στο χρόνο αναζητώντας τους πιο απομακρυσμένους quasar ($z > 4$), αντιλαμβανόμαστε ότι η ηλικία τους είναι το 80% της ηλικίας του Σύμπαντος. Η ύλη την οποία παρατηρούμε εμείς σήμερα, αλλά ανήκει σε αυτές τις χρονικές περιόδους, συμπεραίνουμε ότι έχει περάσει από μια ενεργή φάση πυρηνικής σύνθεσης.

3.9 Οι γραμμές απορρόφησης των QSOs

Οι quasars, όντας κοσμολογικά αντικείμενα, αποτελούν ένα πολύ καλό μέσο για την εξερεύνηση και ενδελεχή έρευνα του πρώιμου Σύμπαντος. Καθώς τα αντικείμενα αυτά βρίσκονται σε κοσμολογικές αποστάσεις, μέσω της μελέτης τους μας δίνεται η δυνατότητα να μελετήσουμε το Σύμπαν κατά την εποχή που θεωρείται πως ξεκίνησε η δημιουργία των γαλαξιών. Οι quasars μπορούν να χρησιμοποιηθούν με έναν ακόμη τρόπο, ήτοι σαν κοσμολογικά εργαστήρια τα οποία αποτελούν το υπόβαθρο για τη μελέτη άλλων συμπαντικών αντικειμένων τα οποία βρίσκονται μεταξύ του παρατηρητή και του QSO. Εξαιτίας του γεγονότος ότι οι αποστάσεις μεταξύ παρατηρητή και quasars είναι της τάξεως των Gpc, δεν είναι διόλου απίθανο στο μεσοδιάστημα να εντοπίσουμε άλλα αντικείμενα όπως γαλαξίες. Το αέριο που βρίσκεται στη γραμμή παρατήρησης ενός quasar δύναται να προκαλέσει την απορρόφηση της ακτινοβολίας που προέρχεται από ένα τέτοιο κοσμολογικό αντικείμενο, δίνοντας γραμμές απορρόφησης στο φάσμα του. Η ερυθρομετάθεση των γραμμών απορρόφησης z_{abs} θα αντικατοπτρίζει την κοσμολογική απόσταση του νέφους απορρόφησης και όχι την απόσταση του ίδιου του quasar, ο οποίος

www.diavlosbooks.gr

θα εμφανίζει ερυθρομετάθεση των γραμμών εκπομπής z_{em}. Έτσι λοιπόν περιμένουμε τα φάσματα των QSOs να εμφανίζουν γραμμές απορρόφησης οι οποίες θα χαρακτηρίζονται από $z_{abs} < z_{em}$. Ένα σύστημα γραμμών εκπομπής, ενός quasar, αποτελείται από έναν αριθμό γραμμών εκπομπής στο φάσμα του, οι οποίες έχουν όλες σχεδόν την ίδια ερυθρομετάθεση z_{abs} και όπως αναμένεται προκύπτουν στον ίδιο απορροφητή. Έτσι τα αντικείμενα που ερευνούμε δεν είναι αυτοί κάθε αυτοί οι quasars, αλλά το αέριο το οποίο παρεμβάλλεται μεταξύ του παρατηρητή και QSO, αέριο το οποίο βεβαίως προκαλεί το φάσμα απορρόφησης. Στη συνέχει θα συζητηθούν τα χαρακτηριστικά των γραμμών εκπομπής για τρεις λόγους: (α) επειδή κάποιες γραμμές απορρόφησης στην φαίνεται πως προκύπτουν από υλικό το οποίο σχετίζεται με τους ίδιους τους QSOs, (β) επειδή η απορρόφηση από παρεμβαλλόμενο υλικό επιφέρει αλλαγές το φάσμα του quasar που μελετάμε, και (γ) επειδή η μελέτη των γραμμών απορρόφησης των quasars σχετίζεται άμεσα με την μελέτη του ίδιου του αντικειμένου.

Παρά το γεγονός ότι η ανάλυση των γραμμών απορρόφησης των QSOs είναι τεραστίας σημασίας για την μελέτη της κατανομής του αερίου του Σύμπαντος, πρέπει να διευκρινιστεί πως όλο το εγχείρημα είναι εξαιρετικά δύσκολο στην πράξη για πλειάδα λόγων. Πρωτίστως, οι γραμμές απορρόφησης τείνουν να είναι ασθενείς και χαμηλής ανάλυσης, που σημαίνει ότι η μελέτη αυτών των χαρακτηριστικών επιτάσσει φάσματα υψηλής ποιότητος – ανάλυσης και υψηλή αναλογία σήματος προς θόρυβο, αντικειμένων τα οποία είναι φαινομενικά αμυδρά. Έτσι το βαρύ φορτίο της φασματοσκοπίας των γραμμών απορρόφησης των QSOs αναλαμβάνεται από τα πολύ μεγάλα τηλεσκόπια, στα οποία ο μεγάλος χρόνος παρατήρησης είναι εξασφαλισμένος. Δευτερεύοντος, συγκριτικές μελέτες της κατανομής μιας συγκεκριμένης γραμμής απορρόφησης ενός συγκεκριμένου ιόντος συναρτήσει της ερυθρομετάθεσης, απαιτούν παρατηρήσεις σε ένα μεγάλο εύρος μηκών κύματος. Αυτό σημαίνει ότι χρειάζονται παρατηρησιακά δεδομένα στο εύρος μηκών κύματος που ξεκινά από το εργαστηριακό μήκος κύματος απορρόφησης λ_0 ενός στοιχείου και εκτείνεται μέχρι τα μακρύτερα μήκη κύματος στα οποία το στοιχείο μπορεί να ανιχνευθεί, $\lambda_0(1 + z_{em})$. Έτσι, δορυφορικές παρατηρήσεις στο υπεριώδες, είναι κρίσιμης σημασίας για την κατανόηση της πλήρους κατανομής, ως προς z, των εξαιρετικά σημαντικών μεταβάσεων συντονισμού με το εργαστηριακό μήκος κύματος στο UV. Η μελέτη των γραμμών απορρόφησης είναι ένας χώρος με εξαιρετικά μεγάλη εξέλιξη δεδομένου του μεγάλου όγκου παρατηρισιακών δεδομένων που λαμβάνονται μέσω του HST (e.g Bahcall et al. 1993, Bergeron et al. 1994) αλλά και με τον ερχομό των μεγάλων οπτικών τηλεσκοπίων.

3.9.1 Η φυσική των γραμμών απορρόφησης

Η ένταση μιας γραμμής απορρόφησης, με κέντρο το μήκος κύματος λ_0 μπορεί να παραμετροποιηθεί μέσω της ολοκληρωμένης εντάσεως σε όλα τα μήκη κύματος,

$$\int \sigma(\lambda)d\lambda = \frac{\pi e^2}{m_e c}\frac{f\lambda_0^2}{c} = \frac{\lambda_0^4}{8\pi c}\frac{g_2}{g_1}A_{21} \quad (3.151)$$

όπου f είναι η ισχύς της ταλάντωσης της γραμμής, g_1 και g_2 είναι τα στατιστικά βάρη των κατωτέρων και ανωτέρων σταθμών αντίστοιχα και A_{21} είναι ο συντελεστής Einstein για την μετάβαση. Οι γραμμές απορρόφησης, εντούτοις, έχουνε πεπερασμένα πλάτη όσον αφορά τη φυσική πλάτυνση, την απόσβεση (dumping) και τις κινήσεις Doppler των σωματιδίων του αερίου που προκαλεί την απορρόφηση. Η φυσική πλάτυνση λαμβάνει χώρα επειδή η αρχή της αβεβαιότητας του Heisenberg, και ο πεπερασμένος χρόνος ζωής των ατομικών καταστάσεων παράγουν ενέργειες μετάβασης οι οποίες δεν είναι επακριβώς καθορισμένες για κάθε απομονωμένο γεγονός. Εξαιτίας της πλάτυνσης, το οπτικό βάθος, δια μέσω ενός νέφους απορρόφησης, είναι πολύ ευαίσθητη συνάρτηση του μήκους κύματος κοντά στο κέντρο της γραμμής. Στο σημείο αυτό χωρίς επί της ουσίας να γίνεται ανάλυση των προφίλ γραμμών, παρατίθεται ο τρόπος με τον οποίο ταυτοποιούνται κάποιες βασικές ιδιότητες της απορροφούσας περιοχής μέσω του ισοδύναμου πλάτους ή της συνολικής έντασης, των χαρακτηριστικών απορρόφησης (Stromgren 1948).

Η σχετική πιθανότητα ενός φωτονίου μήκους κύματος λ το οποίο απορροφάται από ένα άτομο δίνοντας στο φάσμα ένα χαρακτηριστικό απορρόφησης με κέντρο λ_0 είναι

$$\varphi(\lambda)d\lambda = \frac{\gamma_i/\pi}{(\lambda-\lambda_0^2)^2+\gamma_i^2}d\lambda \quad (3.152)$$

όπου γ_i είναι η σταθερά απόσβεσης για τη γραμμή, η οποία σε μονάδες μήκους κύματος[44] είναι

$$\gamma_i(cm) = \frac{\lambda_0^2}{4\pi c}\sum_{j<i} A_{ij} \quad (3.153)$$

όπου η άθροιση έχει γίνει πάνω σε όλες τις μεταβάσεις ακτινοβολιακής αποδιέγερσης (δηλαδή η σταθερά απόσβεσης γ_i είναι ανάλογη του αντίστροφου χρόνου ζωής της στάθμης i). Η Εξίσωση (3.152) είναι η κανονικοποιημένη ($\int \varphi(\lambda)d\lambda = 1$) λορεντζιανή

[44] Στις περισσότερες των περιπτώσεων, η σταθερά απόσβεσης δίδεται σε ακέραιες μονάδες συχνότητας (εξαιρώντας τον παράγοντα 4π)

$$\Gamma_i(s^{-1}) = \sum_{j<i} A_{ij}$$

Έτσι όπως ορίζεται εδώ

$$\gamma_i(cm) = \frac{\lambda_0^2}{4\pi c}\sum_{j<i} A_{ij} = \frac{\lambda_0^2\Gamma_i}{4\pi c}$$

www.diavlos.gr

κατανομή πιθανότητας η οποία περιγράφει το ενδογενές προφίλ της γραμμής απορρόφησης.

Σε πραγματικές αστροφυσικές περιπτώσεις, ένα σύνολο σωματιδίων θα χαρακτηρίζεται από μία κατανομή ταχυτήτων, στην γραμμή παρατήρησης, η οποία θα εισάγει διαφορετικές μετατοπίσεις Doppler με αποτέλεσμα να πλαταίνει μια γραμμή απορρόφησης η οποία δημιουργείται στο αέριο. Για ένα άτομο το οποίο απομακρύνεται από τον παρατηρητή με ακτινική ταχύτητα u, λόγο φαινομένου Doppler το φαινόμενο κέντρο της γραμμής λ_0, θα μετατοπίζεται σε $\lambda' = \lambda_0(1 + u/c)$ και έτσι η εξίσωση (3.152) θα πάρει τη μορφή

$$\varphi(\lambda, u)d\lambda = \frac{\gamma_i/\pi}{\left[\lambda - \lambda_0\left(1 + \frac{u}{c}\right)\right]^2 + \gamma_i^2} d\lambda \quad (3.154)$$

Στο σημείο αυτό έχουμε θεωρήσει ότι η κατανομή ταχυτήτων των ιόντων του αερίου περιγράφονται από μια κανονικοποιημένη Γκαουσιανή κατανομή πιθανοτήτων

$$P(u)du = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{1/2}} e^{-u^2/2\sigma^2} du = \frac{1}{(\pi b^2)^{1/2}} e^{-u^2/b^2} du \quad (3.155)$$

όπου b είναι ο γνωστός παράγοντας Doppler. Μία Maxwell κατανομή (θερμικών) ταχυτήτων έχει μια Gauss κατανομή ταχυτήτων (στην γραμμή παρατήρησης), και η σύνδεση μεταξύ της παραμέτρου Doppler b και της θερμοκρασίας T του αστέρα για καθαρά θερμικές κινήσεις είναι

$$b = \sqrt{2}\sigma = \left(\frac{2kT}{\mu m_p}\right)^{1/2} = 0{,}129\left(\frac{T}{\mu}\right)^{1/2} km\, s^{-1} \quad (3.156)$$

όπου μ είναι το ατομικό βάρος του ιόντος που απορροφά. Συνθέτοντας το προφίλ Lorentz, το οποίο περιγράφει την ενεργό διατομή της απορρόφησης ανά ιόν, με την κατανομή ταχυτήτων των ιόντων απορρόφησης, μπορούμε να γράψουμε την εξάρτηση της ενεργού διατομής από το μήκος κύματος (ανά ιόν) ως

$$\sigma(\lambda) = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f\lambda_0^2}{c} \frac{1}{(\pi b^2)^{1/2}} \frac{\gamma_i}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-u^2/b^2} du}{(\lambda - \lambda_0 - \lambda_0 u/c)^2 + \gamma_i^2} \quad (3.157)$$

Η σχέση αυτή περιγράφει το συνολικό προφίλ απορρόφησης εξαιτίας φυσικής και Doppler πλάτυνσης και είναι γνωστό ως προφίλ Voigt. Κοντά στο κέντρο της γραμμής, το προφίλ Voigt κυριαρχείται από την Γκαουσιανή συνιστώσα, η οποία και καλείται ως «πυρήνας Doppler». Η Lorentz συνιστώσα αποσβένει πολύ πιο αργά από ότι η Gauss με την απομάκρυνση από το κέντρο της γραμμής, γεγονός που έχει ως αποτέλεσμα οι πτέρυγες της γραμμής να αποσβένουν (damping wings). Η εξίσωση αυτή μπορεί να

www.diavlosbooks.gr

απλοποιηθεί θέτοντας $y = u/b$ $(du = bdy)$ και ορίζοντας ένα χαρακτηριστικό πλάτος του πυρήνα Doppler σε μονάδες μήκους κύματος $\Delta\lambda_0 = \lambda_0 b/c$. Μπορούμε τότε να γράψουμε $\lambda_0 u/c = \Delta\lambda_0 y$, έτσι ώστε ο πρώτος όρος του παρονομαστή της σχέσης (3.157) γίνεται $\Delta\lambda_0[\lambda - \lambda_0/\Delta\lambda_0 - y]$. Ορίζουμε εν συνεχεία τους αδιάστατους όρους

$$\alpha = \frac{\gamma_i}{\Delta\lambda_0} \quad (3.158)$$

και

$$x = \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_0} \quad (3.159)$$

Η μεταβλητή x είναι η μετατόπιση μήκους κύματος από το κέντρο της γραμμής, σε μονάδες του χαρακτηριστικού πλάτους Doppler για την κατανομή. Με αυτές τις αντικαταστάσεις, η ενεργός διατομή της απορρόφησης γίνεται

$$\sigma(\lambda) = \frac{\pi e^2}{m_e c}\frac{f\lambda_0}{b}\, U(\alpha, x) \quad (3.160)$$

όπου έχουμε εισάγει την κανονικοποιημένη συνάρτηση Voigt

$$U(\alpha, x) = \frac{\alpha}{\pi^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{(x-y)^2 + \alpha^2} \quad (3.161)$$

(Hummer 1970).

Το ισοδύναμο πλάτος μιας γραμμής απορρόφησης (Εικόνα 3.32) ορίζεται ως

$$W(\lambda_0) = \int \frac{F_c(\lambda) - F_1(\lambda)}{F_c(\lambda)} d\lambda \quad (3.162)$$

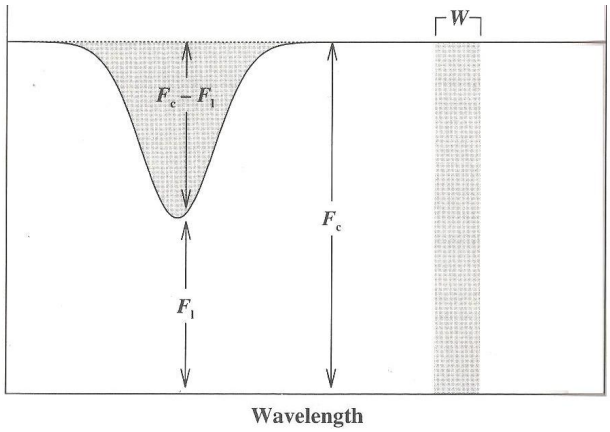
όπου $F_1(\lambda)$ είναι η παρατηρούμενη ροή σε μήκος κύματος λ και $F_c(\lambda)$ είναι η ροή του συνεχούς στο κέντρο της γραμμής. Επειδή $F_1(\lambda)/F_c(\lambda) = e^{-\tau(\lambda)}$ η Εξίσωση (3.162) γίνεται

$$W(\lambda_0) = \int (1 - e^{-\tau(\lambda)}) d\lambda \quad (3.163)$$

όπου το οπτικό βάθος είναι

$$\tau(\lambda) = \int n(\ell)\sigma(\lambda) d\ell = N\sigma(\lambda) \quad (3.164)$$

www.diavlosbooks.gr



Εικόνα 3.32. Το ισοδύναμο πλάτος μιας γραμμής απορρόφησης. Οι γραμμοσκιασμένες περιοχές των δύο γραμμών είναι ισοδύναμες. Δηλαδή, το ποσό της ενέργειας που απορροφάται στην περίπτωση του Γκαουσσιανού προφίλ είναι ίδιο με το ποσό ενέργειας που απορροφάται από στην περίπτωση του ιδεατού ορθογώνιου παραλληλόγραμμου.

Το ολοκλήρωμα είναι πάνω στο μονοπάτι μήκους ℓ διαμέσο ενός νέφους απορρόφησης το οποίο έχει πυκνότητα ιόντων $n(\ell)(cm^{-3})$ στην χαμηλότερη ενεργειακή στάθμη. Αυτό ορίζει την πυκνότητα στήλης

$$N = \int n(\ell) d\,\ell\ (cm^{-2}) \quad (3.165)$$

των ιόντων απορρόφησης που βρίσκονται μέσα στο νέφος απορρόφησης. Αλλάζοντας ξανά μεταβλητές στην Εξίσωση (3.159) μπορούμε να γράψουμε το ισοδύναμο πλάτος ως

$$W(\lambda_0) = \frac{\lambda_0 b}{c} \int \{1 - \exp[-\tau_0 U(\alpha, x)]\} dx \quad (3.166)$$

όπου το οπτικό βάθος στο κέντρο της γραμμής είναι

$$\tau_0 = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f \lambda_0}{b} N \quad (3.167)$$

Η Εξίσωση (3.166) ορίζει τη σχέση μεταξύ του οπτικού βάθους στο κέντρο της γραμμής τ_0 (το οποίο εξαρτάται από τα b και N) και του ισοδύναμου πλάτους $W(\lambda_0)$ που είναι γνωστό ως η «καμπύλη ανάπτυξης» (curve of growth) μιας και περιγράφει τον τρόπο με τον οποίο το $W(\lambda_0)$ εξελίσσεται με την αύξηση του τ_0. Τα βασικά χαρακτηριστικά της καμπύλης ανάπτυξης μπορούν να παρατηρηθούν μελετώντας τη συμπεριφορά της Εξίσωσης (3.166) για τις διάφορες τιμές του τ_0:

www.diavlosbooks.gr

Μη κορεσμένη γραμμή: Μία γραμμή καλείται μη κορεσμένη αν η μη απορροφημένη ένταση στο κέντρο της γραμμής δεν είναι αμελητέα. Στην περίπτωση που $\tau_0 \ll 1$, το $\tau(\lambda)$ είναι μικρό παντού, και ένα πρώτης τάξης ανάπτυγμα της Εξίσωσης (3.166) δίνει $W(\lambda_0) \propto \tau_0$. Αυτό αναφέρεται ως το γραμμικό κομμάτι της καμπύλης ανάπτυξης

Κορεσμένη γραμμή: Μία γραμμή καλείται κορεσμένη όταν η μεταδιδόμενη ένταση στο κέντρο της γραμμής είναι πρακτικά μηδέν. Επί της ουσίας κανένα φωτόνιο στο κέντρο της γραμμής δεν καταφέρνει να διαπεράσει μέσα από το νέφος απορρόφησης. Εντούτοις, σε μικρές, μετατοπίσεις από το κέντρο της γραμμής, στις Doppler πτέρυγες της γραμμής, η διάδοση μπορεί να είναι μη μηδενική. Μιας και η πιθανότητα να απορροφηθεί ένα φωτόνιο πέφτει εκθετικά δια μέσω του Doppler πυρήνα της γραμμής, τότε βάση απλής ανάλυσης μπορούμε να υποθέσουμε ότι η διάδοση στη γραμμή (line transimission) είναι ουσιαστικά μηδέν για $x < x^*$ και 100% για $x > x^*$ (προσεγγίζουμε τον Doppler πυρήνα της γραμμής με μία τετραγωνική συνάρτηση μέσου πλάτους x^*). Η τιμή του x^* ορίζεται μέσω της συνθήκης

$$\tau_0 U(\alpha, x^*) = 1 \quad (3.168)$$

Ο Doppler πυρήνας μπορεί να θεωρηθεί ως η περιοχή όπου $x \approx y \gg \alpha$ στην Εξίσωση (3.161). Αν προσεγγίσουμε το εκθετικό έχοντας σταθερή τιμή $\exp(-x^2)$ σε αυτό το καθεστώς, τότε

$$U(\alpha, x^*) \approx \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi}} \quad (3.169)$$

χρησιμοποιώντας στη συνέχεια τη συνθήκη της Εξίσωσης (3.168), βλέπουμε ότι $W \propto (ln\tau_0)^{1/2}$. Έτσι στο καθεστώς που το κέντρο της γραμμής, αλλά όχι όλος ο Doppler πυρήνας, είναι κορεσμένο, το ισοδύναμο πλάτος δεν είναι καθόλου ευαίσθητη συνάρτηση του τ_0. Συνεπώς, το Doppler μέρος της καμπύλης ανάπτυξης καλείται αρκετές φορές ως το «επίπεδο» μέρος της καμπύλης επειδή το $W(\lambda_0)$ αυξάνεται πολύ αργά συναρτήσει του τ_0.

Ισχυρά κορεσμένη γραμμή: Όταν το οπτικό βάθος στο κέντρο της γραμμής γίνει πολύ μεγάλο, τότε ο Doppler πυρήνας της γραμμής γίνεται όλος κορεσμένος. Το μόνο μη κορεσμένο μέρος της γραμμής βρίσκεται μακριά στις χαμηλής αδιαφάνειας, αποσβημένες πτέρυγες της γραμμής. Στις πτέρυγες λοιπόν είναι $(x-y)^2 \approx x^2 \gg \alpha^2$ και η Εξίσωση (3.161) γίνεται $U(\alpha, x^*) \approx (\alpha/\pi x^{*2})$. Χρησιμοποιώντας ξανά τη συνθήκη (3.148) έχουμε $W(\lambda_0) \propto \tau_0^{1/2}$. Έτσι το αποσβενόμενο κομμάτι της καμπύλης ανάπτυξης είναι γνωστό ως το «κομμάτι τετραγωνικής ρίζας» της καμπύλης.

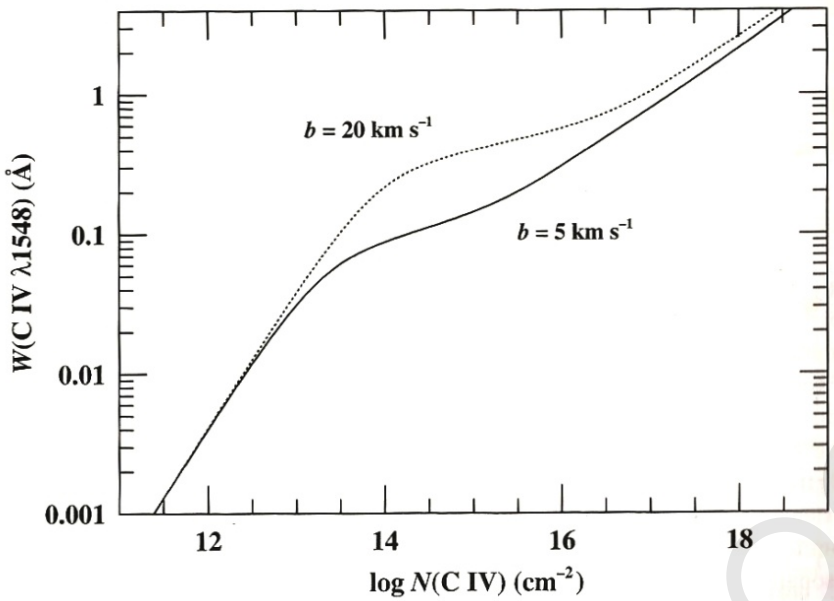
Στην Εικόνα 3.33 βλέπουμε ένα μέρος της καμπύλης ανάπτυξης για την γραμμή του C IV λ1548, για μικρές και μέτριες τιμές του b. Από το διάγραμμα είναι φανερό ότι η μέτρηση του ισοδύναμου πλάτους μιας γραμμής δίνει πολύ περιορισμένες πληροφορίες

www.giovosbooks.gr

επειδή υπάρχει γενικά μια οικογένεια λύσεων (N, b) που δίνουν κάθε τιμή του $W(\lambda_0)$. Στο γραμμικό κομμάτι της καμπύλης ανάπτυξης, η σχέση μεταξύ του $W(\lambda_0)$ και του τ_0 είναι πλήρως εκφυλισμένη μιας και το $W(\lambda_0)$ εξαρτάται γραμμικά από την αναλογία N/b και τα N και b παραμένουν χωριστά χωρίς περιορισμούς. Με σκοπό τη χρήση της καμπύλης ανάπτυξης για τον καθορισμό των ακριβών τιμών ή των ορίων των N και b, πρέπει να μετρηθεί το ισοδύναμο πλάτος διαφόρων γραμμών, κυρίως του ιδίου ιόντος και σε διαφορετικά σημεία της καμπύλης ανάπτυξης. Αρκετές φορές είναι δυνατή η εξαγωγή κάποιων περιορισμών για τα N και b:

- Τα προφίλ γραμμών είναι δυνατόν να προσομοιωθούν με χρήση της κατανομής Voigt με σκοπό τον καθορισμό του b μέσω του οποίου σε συνδυασμό με το $W(\lambda_0)$ παίρνουμε το N. Η διαδικασία αυτή μπορεί να πραγματοποιηθεί ακόμη και στην περίπτωση φασμάτων μετρίας αναλύσεως ($R \approx 5000$) μόνο όμως στην περίπτωση που οι γραμμές είναι στο αποσβενόμενο μέρος της καμπύλης ανάπτυξης. Σε κάθε άλλη περίπτωση η χρήση φασμάτων υψηλής ανάλυσης ($R \geq 10.000 - 20.000$) είναι αναγκαία (e.g. Rauch et al. 1992).
- Κάποιες από τις γραμμές μεγαλύτερης έντασης, στα φάσματα απορρόφησης των QSO, είναι οι γραμμές συντονισμού (C IV λλ 1548, 1551 και Mg II λλ 2795, 2802) οι οποίες έχουν διαφορετικά βάρη ταλάντωσης με αποτέλεσμα να υπόκεινται σε κορεσμό σε λίγο διαφορετικές πυκνότητες στήλης. Έτσι, η αναλογία των ισοδύναμων πλατών τους, γνωστή ως «αναλογία διπλέτας – doublet ratio DR» αποτελεί ένα πολύ καλό διαγνωστικό εργαλείο της καμπύλης ανάπτυξης (Stromgren 1948). Τα βάρη ταλάντωση για τον C IV λλ 1548, 1551 είναι $f_{1548} = 0{,}194$ και $f_{1551} = 0{,}097$. Έτσι, στο γραμμικό μέρος της καμπύλης ανάπτυξης είναι $DR \approx f_{1548}/f_{1551} \approx 2$ ενώ στο αποσβενόμενο κομμάτι $DR = (f_{1548}/f_{1551})^{1/2} \approx 1{,}4$.

www.diavlos.gr



Εικόνα 3.33. Καμπύλη ανάπτυξης του C IV λ1548 για δύο διαφορετικές τιμές της παραμέτρου b.

3.9.2 Βασικά Χαρακτηριστικά

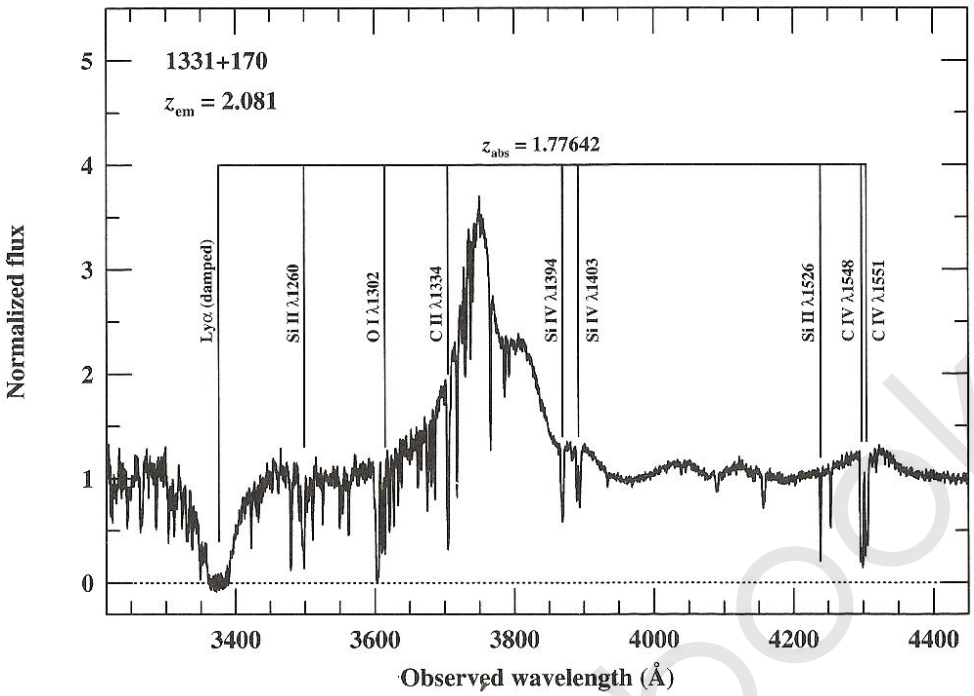
Ένας quasar μπορεί να εμφανίζει από καμία μέχρι εκατοντάδες μεμονωμένες γραμμές απορρόφησης στο φάσμα του, γεγονός το οποίο εξαρτάται από (α) την ερυθρομετάθεση (β) την περιοχή μηκών κύματος που γίνεται η παρατήρηση (γ) το περιορισμένο ισοδύναμο πλάτος (το οποίο είναι συνάρτηση της ανάλυσης του φάσματος και του λόγου σήματος προς θόρυβο). Για μια ορθή και σαφή αναγνώριση φασματικών γραμμών καθώς επίσης και για τον ακριβή υπολογισμό της ερυθρομετάθεσης χρειάζονται οπωσδήποτε τουλάχιστον δύο γραμμές απορρόφησης. Οι πιο συχνά ανιχνεύσιμες γραμμές απορρόφησης είναι οι Lyα λ1216, C IV λλ1548, 1551 και Mg II λλ2795, 2802. Άλλες γραμμές οι οποίες συνήθως ανιχνεύονται είναι οι C II λ1335, Si IV λλ1394, 1403, Mg I λ2852 καθώς επίσης και αρκετές γραμμές συντονισμού στο υπεριώδες όπως του Fe II. Η διπλέτα του Ca II λλ3933, 3968 ανιχνεύεται σε σπάνιες περιπτώσεις ενώ η γραμμή H I 21 – cm έχει ανιχνευθεί στα φάσματα απορρόφησης ορισμένων ράδιο ηχηρών QSO.

Τα περισσότερα συστήματα απορρόφησης των QSO εμπίπτουν σε μία από τις ακόλουθες κατηγορίες (Weymann, Carswell and Smith 1981, Sargent 1988):

Συστήματα βαρέων στοιχείων: Αυτά τα συστήματα απορρόφησης αποτελούνται από γραμμές ιονισμένων και ουδέτερων μετάλλων καθώς επίσης και Lyα γραμμές. Σε γενικές γραμμές, οι γραμμές αυτές είναι στενές και δεν δύσκολα ανλύσιμες, πλην των περιπτώσεων φασμάτων υψηλής ανάλυσης. Αναλύσεις της καμπύλης ανάπτυξης υποδεικνύουν πλάτη γραμμών της τάξης δεκάδων $km\ s^{-1}$. Τα πλάτη αυτής της τάξεως είναι πολύ μεγάλα για να αποδοθούν αποκλειστικά σε θερμικές κινήσεις στο εσωτερικό

www.gavriosbooks.gr

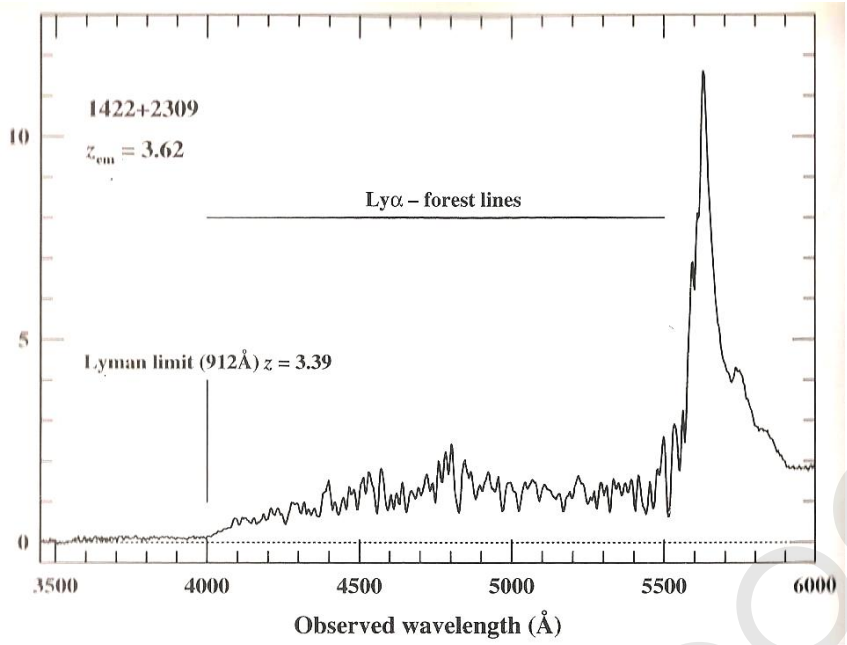
των νεφών, γεγονός που καταδεικνύει την ύπαρξη διαφορετικών συστημάτων απορρόφησης σε νέφη που βρίσκονται κοντά στο χώρο των ταχυτήτων. Τα πλάτη αυτά πιθανότατα αντανακλούν την κίνηση υποβάθρου (bulk motion) αυτών των νεφών. Την υπόθεση αυτή ενισχύουν (α) η δομή ορισμένων γραμμών απορρόφησης στα 21 cm, σε κλίμακες της τάξης των μερικών $km\ s^{-1}$, (β) close splittings (της τάξεως εκατοντάδων $km\ s^{-1}$) που παρατηρούνται στο οπτικό σε κάποια συστήματα απορρόφησης. Τα ισοδύναμα πλάτη των πιο ανιχνεύσιμων γραμμών κυμαίνονται από μερικά Å μέχρι το κατώτατο όριο των μερικών δεκάδων mÅ στην περίπτωση των ασθενέστερα ανιχνεύσιμων γραμμών. Οι πυκνότητες στήλης στο υπέρυθρο κυμαίνονται μεταξύ $10^{17} - 10^{21}\ cm^{-2}$. Υπάρχουν κάποιοι ισχυρισμοί ότι τα μέταλλα εμφανίζονται σε λίγο χαμηλότερες αφθονίες σε σχέση με την ηλιακή. Μία σημαντική υποκατηγορία συστημάτων βαρέων μετάλλων είναι τα «damped Lyα συστήματα» τα οποία χαρακτηρίζονται από πολύ μεγάλες πυκνότητες στήλης τέτοιες που οι αποσβενόμενες πτέρυγες της Lyα είναι οπτικά πυκνές, με αποτέλεσμα η Lyα ν απορρόφηση να είναι πλατιά και έντονη (Wolfe et al. 1986). Τα ισοδύναμα πλάτη αυτών των συστημάτων είναι της τάξης $W(Ly\alpha) \geq 10$Å. Αυτά τα συστήματα απορρόφησης θεωρείται ότι προκύπτουν στις γραμμές παρατήρησης οι οποίες διέρχονται μέσω του γαλαξιακού δίσκου. Ένα σύστημα μεταλλικών γραμμών το οποίο φέρει αποσβενόμενη Lyα γραμμή φαίνεται στην Εικόνα 3.34. Άλλα, στενά συνδεδεμένα, συστήματα γραμμών απορρόφησης είναι εκείνα στα οποία το συνεχές Lyman ανιχνεύεται στην απορρόφηση, τα «Lyman – limit συστήματα (Tyler 1982), όπως φαίνεται στην Εικόνα 3.33. Τα συστήματα αυτά οφείλονται ξεκάθαρα σε παρεμβαλλόμενο αέριο το οποίο δεν σχετίζεται με τον quasar μιας και συνήθως εμφανίζονται σε ερυθρομεταθέσεις σημαντικά μικρότερες του z_{em}. Έτσι, οι παρατηρούμενες Lyman ασυνέχειες δεν προέρχονται ούτε από τον ενεργό γαλαξιακό δίσκο ούτε από την BLR περιοχή. Η μοριακή απορρόφηση σε συστήματα μεταλλικών γραμμών είναι εξαιρετικά σπάνια, παρά το γεγονός ότι η απορρόφηση του H_2 έχει παρατηρηθεί σε τουλάχιστον ένα αποσβενόμενο Lyα σύστημα (Levshakov and Varshalovich, Foltz, Chaffe and Black 1988). Υπάρχουν εντούτοις, ουσιαστικές ενδείξεις ύπαρξης σκόνης σε αυτά τα συστήματα η οποία γίνεται αντιληπτή μέσω της ερυθρίωσης του συνεχούς (Pei, Fall and Btchtold 1991) και της ανάλυσης της χημικής αφθονίας (Pettini et al. 1994) η οποία καταδεικνύει την εξασθένιση του χρωμίου σε αέρια φάση ως προς τον ψευδάργυρο, πιθανότατα επειδή το χρώμιο έχει αποχωριστεί από το αέριο για να συμβάλει στη δημιουργία σκόνης. Η ανάλυση των αφθονιών έχει οδηγήσει σε εκτιμήσεις της μεταλλικότητας ανάλογες του $0{,}2\ Z_{\odot}$ για τα αποσβενόμενα Lyα νέφη. Η παρουσία σημαντικής ποσότητας σκόνης σε αυτού του είδους τα νέφη μπορεί να έχει δυνητικά σοβαρά αποτελέσματα στην ικανότητά μας να ανιχνεύσουμε τους quasars μεγάλης ερυθρομετάθεσης που βρίσκονται πίσω από τα νέφη (Fall and Pei 1993).



Εικόνα 3.34. Γραμμές απορρόφησης του 1331+170 ($z_{em} = 2.081$) για $z_{abs} = 1{,}77642$ (Chaffe, Black και Foltz 1988).

Lyα Forest Systems: Σε μικρότερα μήκη κύματος της Lyα γραμμής εκπομπής των QSOs, η πυκνότητα των συστημάτων απορρόφησης (δηλαδή ο αριθμός των γραμμών απορρόφησης ανά μονάδα μήκους κύματος) αυξάνεται δραματικά (Lynds 1971 and Sargent 1980). Σχεδόν όλες αυτές οι γραμμές αποδίδονται στην Lyα απορρόφηση, καθώς αυτές οι γραμμές συνήθως δεν έχουν καμία ομόλογή τους σε μήκη κύματα μεγαλύτερα από την Lyα γραμμή εκπομπής. Στην περίπτωση των QSOs μεγάλης ερυθρομετάθεσης, το συνεχές στα μικρότερα μήκη κύματος της Lyα εκπομπή είναι γεμάτο από γραμμές απορρόφησης (Εικόνες 3.35 και 3.36) και μάλιστα οι γραμμές αυτές είναι γνωστές ως «Lyα forest» (Weymann, Carswell and Smith 1981) εξαιτίας της υψηλής πυκνότητάς τους ανά μονάδα μήκους κύματος. Κάποια από αυτά τα συστήματα μπορεί να είναι συστήματα γραμμών μετάλλων στα οποία οι πυκνότητες στήλης είναι πολύ χαμηλές για να παράγουν ανιχνεύσιμες απορροφήσεις σε οποιαδήποτε γραμμή πλην της Lyα.

www.vrahosbooks.gr



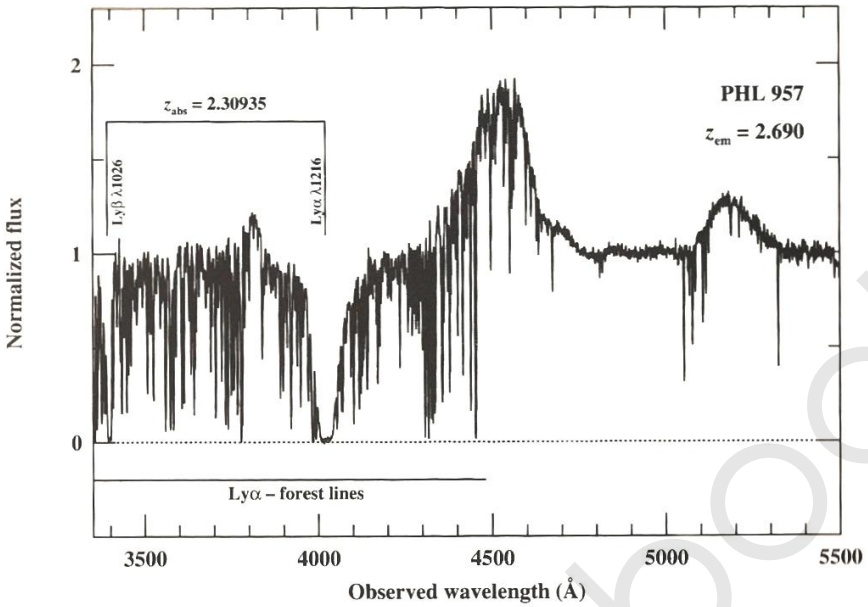
Εικόνα 3.35. Το φάσμα του QSO 1422+2309 πέφτει απότομα σε μήκη κύματος μικρότερα των 4.000 Å εξαιτίας της ύπαρξης ενός συστήματος απορρόφησης σε $z = 3.39$ το οποίο είναι οπτικά πυκνό στα μήκη κύματος μικρότερα των 912 Å (Patnaik et al. 1992).

Εντούτοις, οι πυκνότητες στήλης του υπέρυθρου ουδέτερου υδρογόνου για κάποια από αυτά τα συστήματα είναι της τάξης των $10^{17}\ cm^{-2}$, και η απουσία μεταλλικών γραμμών από κάποια συστήματα που χαρακτηρίζονται από υψηλές τιμές της πυκνότητας στήλης καταδεικνύει το γεγονός ότι τα μέταλλα βρίσκονται σε χαμηλότερη αφθονία από την αντίστοιχη ηλιακή, δηλαδή $Z \leq 0{,}01 Z_{\odot}$ (Tyler and Fan 1994). Τέλος αξίζει να σημειωθεί το γεγονός ότι μέσω του τηλεσκοπίου Hubble έχουν παρατηρηθεί quasars μικρής ερυθρομετάθεσης οι οποίοι εμφανίζουν Lyα forest γραμμές (Bahcall et al. 1991, Morris et al. 1991).

Broad Absorption Lines (BALs): Πλατιά ($\sim 10^4\ km\ s^{-1}$) χαρακτηριστικά απορρόφησης ανιχνεύονται στις πτέρυγες προς τις μπλε πτέρυγες των γραμμών συντονισμού ορισμένων QSOs (Weymann, Carswell and Smith 1981). Αυτά τα χαρακτηριστικά απορρόφησης είναι τύπου **P Cygni**, παρόλο που σε κάποιες περιπτώσεις τα χαρακτηριστικά αυτά είναι απομονωμένα από την γραμμή εκπομπής και μάλιστα αρκετά μακριά από αυτή ($\sim 30.00\ km\ s^{-1}$). Η απορρόφηση είναι πάντα σε μήκη κύματος κοντά στο κέντρο της γραμμής, το οποίο καταδεικνύει ότι το απορροφόν αέριο ρέει απομακρυνόμενο από τον πυρήνα, και το υψηλό επίπεδο ιονισμού και οι μεγάλες ταχύτητες της εκροής του αερίου υποδηλώνουν ότι αυτού τους είδους τα συστήματα σχετίζονται στενά με της περιοχές του γαλαξιακού πυρήνα. Αξίζει να σημειωθεί πως τα

www.diavlosbooks.gr

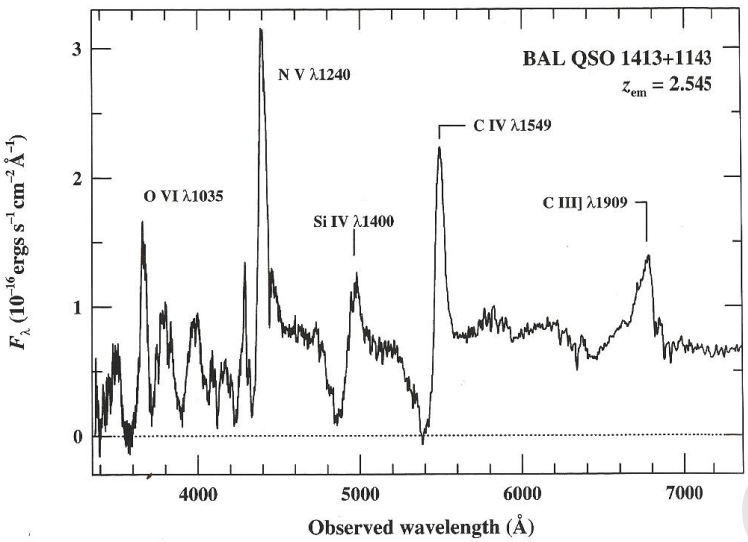
χαρακτηριστικά της πλατιάς απορρόφησης μπορεί σε αρκετές περιπτώσεις να είναι μεταβλητά (Barlow et al. 1992). Ένα παράδειγμα BAL QSO φαίνεται στην Εικόνα 3.37.



Εικόνα 3.36. Το φάσμα του QSO PHL 957 είναι πλούσιο σε γραμμές απορρόφησης. Το φάσμα περιλαμβάνει την damped Lyα σε $z = 2.30935$ αλλά και την Lyβ. Οι έντονες γραμμές εκπομπής του φάσματος είναι η Lyα κοντά στα 4.550 Å και αυτή του Si IV κοντά στα 5200 Å (Black, Chaffee and Foltz 1987).

Κάποιες γραμμές απορρόφησης ανιχνεύονται σε λίγο μεγαλύτερες ερυθρομεταθέσεις από z_{em} (Weymann et al. 1977). Οι εξαγόμενες σχετικές ταχύτητες αυτών των συστημάτων είναι συνήθως $\Delta u \leq 3.000\ km\ s^{-1}$. Το φαινόμενο $z_{abs} > z_{em}$ θεωρείται πως αποδίδεται σε κάποιο συνδυασμό ταχυτήτων των QSO και των απορροφητών οι οποίες έχουν να κάνουν με την διαστολή Hubble και τις ενδογενείς μήκους κύματος μετατοπίσεις των πλατιών γραμμών εκπομπής σε σχέση με τις συστημικές τους ερυθρομεταθέσεις (Gaskell 1982).

www.diavlosbooks.gr



Εικόνα 3.37. Ο 1413+1143 είναι ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα BALQSO (Weymann et al 1991).

3.9.3 BALQSOs

Παρά το γεγονός ότι οι πλατιές γραμμές εκπομπής στους quasars είναι σχετικά σπάνιες, είναι εξαιρετικά σημαντικές επειδή παρέχουν ένα ουσιαστικό ερευνητικό εργαλείο για τη μελέτη της κεντρικής περιοχής του ενεργού γαλαξία. Ο πρώτος γνωστός BAL quasar ήταν ο PHL 5200 (Lynds 1967) καθώς επίσης και λίγα ακόμη επιπρόσθετα παραδείγματα τα οποία είχαν ανακαλυφθεί πριν από την ευρεία χρήση της φασματοσκοπίας πρίσματος (objective – prism spectroscopy) η οποία έδωσε τη δυνατότητα της απομόνωσης των QSOs. Ένας Άτλας 72 BAL QSOs δημοσιεύθηκε από τους Korista et al. 1993.

Συστήματα BAL ανιχνεύονται σε ποσοστό περίπου 9% των QSOs με $z \geq 1{,}5$ (Weymann et al. 1991). Η παρουσία αυτών των περιγραμμάτων απορρόφησης μεγάλης έντασης έχει σαν αποτέλεσμα την ουσιαστική συμπίεση της παρατηρούμενης φασματικής ενεργειακής κατανομής (SED – Spectral Energy Distribution), γεγονός που δυσχεραίνει την ανίχνευση των BAL QSOs σε σχέση με τους QSOs που δεν εμφανίζουν πλατιές γραμμές απορρόφησης. Διορθώσεις επί αυτού του περιορισμού υποδεικνύουν πως το πραγματικό ποσοστό του φαινομένου των πλατιών γραμμών απορρόφησης αγγίζει το 12% (Foltz et al. 1990). Οι πλατιές γραμμές απορρόφησης απαντώνται μόνο στα φάσματα των ράδιο ήσυχων quasars και ποτέ στα φάσματα των ράδιο ηχηρών πηγών. Τα περισσότερα BAL συστήματα κυριαρχούνται από στοιχεία υψηλού ιονισμού, ειδικότερα C IV λλ1548, 1551, Si IV λλ1394, 1403 και N V λλ1239, 1243. Περίπου το 15% των BAL συστημάτων είναι χαμηλού ιονισμού συστήματα στα οποία είναι εξέχοντα τα Mg II λλ2796, 2803, Al II λ1671, Al III λλ1855, 1863 και C II λ1335 (Voit, Weymann and Korista 1993). Ενδείξεις σκόνης σε τουλάχιστον ένα, χαμηλού ιονισμού, BAL συστήματος έχουν δημοσιευθεί από τους Sprayberry και Foltz το 1992.

www.ziovosbooks.gr

Δεν είναι καθόλου βέβαιο το γεγονός αν οι BAL QSOs είναι ενδογενώς πολύ σπάνιοι ή αν εναλλακτικά η BAL περιοχή υπάρχει σε όλους τους QSOs, αλλά είναι ανιχνεύσιμη σε ένα πολύ μικρό κλάσμα των περιπτώσεων που εξαρτάται από την γραμμή παρατήρησης της κεντρικής πηγής. Τουλάχιστον δύο έλεγχοι αυτού του τύπου έχουν πραγματοποιηθεί σε μια προσπάθεια να απαντηθεί αυτό το ερώτημα. Ο πρώτο έλεγχος είναι μια στατιστική σύγκριση μεταξύ των φασμάτων εκπομπής των BAL και non – BAL QSOs για να διαπιστωθεί αν αυτοί οι δύο τύποι προέρχονται από την ίδια μητρική κατανομή. Τα αποτελέσματα αυτού του ελέγχου ήταν μικτά. Όταν οι QSOs, που αποτελούν μέρος ενός και μόνο μεγάλου ερευνητικού δείγματος συγκρίνονται, τότε οι ιδιότητες των γραμμών εκπομπής των δύο διαφορετικών τύπων φαίνεται πως είναι ταυτόσημες (Weymann et al. 1991), γεγονός που υποστηρίζει πως δεν υπάρχει καμία ενδογενής διαφορά μεταξύ των δύο τύπων. Εντούτοις, κάποια υποσύνολα (π.χ. QSOs με BAL συστήματα που φέρουν επίπεδα χαμηλού ιονισμού) εμφανίζουν κάποιες διαφορές, με συνέπεια τα αποτελέσματα να είναι κάπως διφορούμενα. Ένας δεύτερος έλεγχος είναι να μελετηθεί ο λόγος του ισοδύναμου πλάτος ολικής εκπομπής προς το ισοδύναμο πλάτος ολικής απορρόφησης $W_{em}(\lambda_0)/W_{abs}(\lambda_0)$ για μια συγκεκριμένη γραμμή. Αν η συνολική, γραμμικής εκπομπής, περιοχή περιβάλλεται από BAL νέφη τα οποία απλά σκεδάζουν τα φωτόνια της γραμμής (έτσι ώστε ο συνολικός αριθμός των φωτονίων γραμμής διατηρείται σταθερός), τότε αυτή η αναλογία θα πρέπει να είναι μονάδα. Με άλλα λόγια, αν τα φωτόνια διατηρούνται, περιμένουμε ο αριθμός των φωτονίων που σκεδάζονται μακριά από την γραμμή παρατήρησης να είναι ίσος με τον αριθμό φωτονίων που σκεδάζονται προς την γραμμή παρατήρησης. Αν $W_{em}(\lambda_0)/W_{abs}(\lambda_0) < 1$ τότε συμπεραίνουμε ότι ο αριθμός των φωτονίων που σκεδάζονται μακριά από την γραμμή παρατήρησης είναι μεγαλύτερος και συνεπώς εμείς βρισκόμαστε σε μια προτιμητέα διεύθυνση παρατήρησης στην οποία ο συντελεστής κάλυψης είναι μικρός. Γενικά, ο λόγος $W_{em}(\lambda_0)/W_{abs}(\lambda_0)$ είναι μικρότερος της μονάδας, γεγονός που υποδεικνύει ότι ο συντελεστής κάλυψης (covering factor) για τους QSOs είναι μικρός (Hamann, Korista and Morris 1993). Ακόμη και σε αυτού του είδους τον έλεγχο τα αποτελέσματα είναι διφορούμενα επειδή η ερμηνεία εξαρτάται από τις υποθέσεις του μοντέλου (όπως η μη καταστροφή των φωτονίων γραμμής).

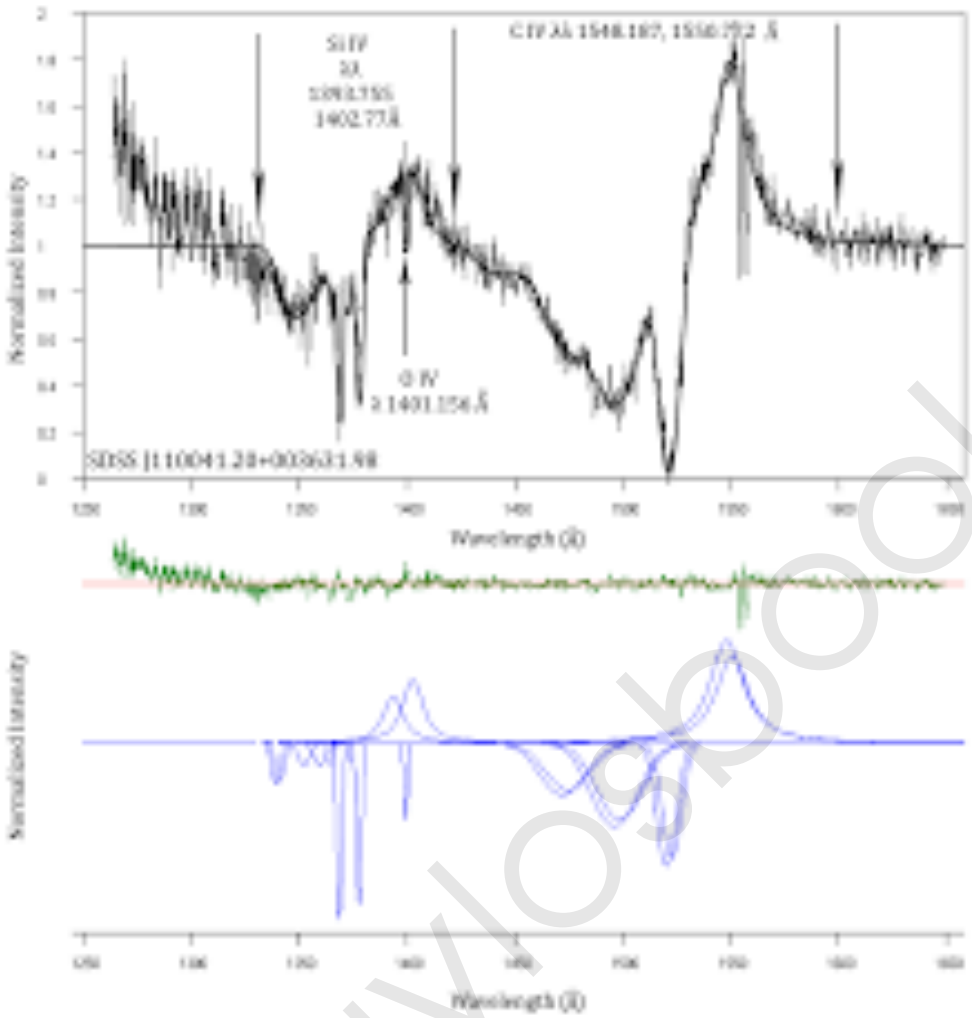
Η πιθανή σχέση μεταξύ του BAL αερίου και της BLR περιοχής δεν είναι ξεκάθαρη. Η έντονη, N V λ1240, απορρόφηση στους BAL QSOs συνήθως εξαλείφει εξ ολοκλήρου την γραμμή εκπομπής Lyα, γεγονός που υποδεικνύει ότι το BAL αέριο βρίσκεται εκτός της BLR και καλύπτει σχεδόν όλη την περιοχή εκπομπής όπως αυτή βέβαια φαίνεται από τον παρατηρητή. Οι εκτιμήσεις των ρυθμών εκροής μάζας από τους BAL quasars είναι ισχυρά εξαρτώμενες από τα μοντέλα αλλά παρόλα αυτά διαφαίνεται πως αρκετές ηλιακές μάζες ανά έτος εκρέουν από τον quasar (Turnsek 1988), υπό την θεώρηση ότι οι χημικές αφθονίες είναι εφάμιλλες της ηλιακής.

Παρά το γεγονός ότι πλατιά χαρακτηριστικά απορρόφησης δεν ανιχνεύονται στους χαμηλής λαμπρότητας ενεργούς γαλαξίες, πολύ Seyfert γαλαξίες είναι γνωστό ότι

www.didaktorikes.gr

φέρουν στενά και γενικά ασθενή χαρακτηριστικά απορρόφησης στο κοντινό άκρο κάποιον γραμμών εκπομπής. Επιπροσθέτως, παρά το γεγονός ότι οι πλατιές γραμμές εκπομπής δεν παρατηρούνται στις ράδιο – ενεργές πηγές, υπάρχουν κάποιες ενδείξεις ότι στενές γραμμές απορρόφησης C IV εμφανίζονται κοντά στην γραμμή εκπομπής στους ράδιο – ενεργούς QSOs με ρυθμό εμφάνισης μεγαλύτερο από τον αναμενόμενο (Foltz et al. 1986). Το αν όλα αυτά τα φαινόμενα σχετίζονται ή όχι δεν είναι ακόμη γνωστό γεγονός που αποτελεί ένα πεδίο έντονων αντιπαραθέσεων.

www.diavlosbooks.gr



Κεφάλαιο 4ο

Μελέτη των Πλατιών Γραμμών Απορρόφησης του CIV στα φάσματα των HiBALQSOs

www.diavlosbooks.gr

4.1 Η Αινιγματική Περιοχή των Πλατιών Φασματικών Γραμμών Απορρόφησης (BALR)

Είναι γεγονός πως η κατανόηση της φύσης και της προέλευσης της BLR περιοχής καθώς επίσης και ο καθορισμός των φυσικών διεργασιών που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό της, με αποτέλεσμα την παραγωγή των ιδιόμορφων πλατιών γραμμών εκπομπής και απορρόφησης, αποτελεί ένα άλυτο μυστήριο για τους αστροφυσικούς που ερευνούν φασματοσκοπικά το φαινόμενο των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων. Για να γίνει αυτό πιο κατανοητό παραθέτουμε τα λόγια του Laor, A. από την εισαγωγή του άρθρου του με τίτλο, *What is the Broad Line Region* (Laor, A. 2004): *«Φανταστείτε ένα πολιτισμό σαν τον δικό μας ο οποίος αναπτύχθηκε σε έναν απομονωμένο πλανήτη μακριά από οποιοδήποτε άστρο ή γαλαξία. Ένας αστρονόμος σε αυτή την "Γη" μελετώντας το φάσμα ενός γαλαξία θα κατέληγε στο συμπέρασμα ότι αυτό το αστρονομικό αντικείμενο αποτελείται από πυκνά αέρια νέφη με πυκνότητα* $n \sim 10^{17}\ cm^{-3}$ *και θερμοκρασία* $T \cong 3000 - 30000\ K$. *Παρόλα αυτά δεν θα είχε σχεδόν καμία ιδέα περί της πραγματικής φύσης των γαλαξιών. Εδώ, στη Γη, είναι πιθανό πως αντιμετωπίζουμε μια παρόμοια δυσκολία κατά την προσπάθεια κατανόησης της BLR περιοχής βασιζόμενοι στο φάσμα που αυτή παράγει».*

Υπολογισμοί μέσω μοντέλων φωτοϊονισμού παρέχουν αρκετά καλούς περιορισμούς όσον αφορά την πυκνότητα, τη θερμοκρασία, το επίπεδο ιονισμού, τις χημικές αφθονίες και την χωρική κατανομή του αερίου στην BLR περιοχή. Παρόλα αυτά, αυτοί οι υπολογισμοί δεν είναι σε θέση να μας παρέχουν την προέλευση αυτού του αερίου.

Είναι αυτό το αέριο φτιαγμένο από διακριτά νέφη που προέρχονται για παράδειγμα από, παλιρροϊκά διαταρασσόμενους αστέρες (Hills 1975; Roos 1992) Από έναν βαρυτικά ασταθή εξωτερικό δίσκο, ή από τις αλληλεπιδράσεις ανέμων με υπολείμματα υπερκαινοφανών (Pittard et al. 2003) ή ακόμη και από ανέμους ή περιβλήματα γιγάντων άστρων (bloated stars model: Edwards 1980; Mathews 1983; Scoville & Norman1988; Penston 1988; Kazanas 1989).

Εναλλακτικά, μήπως τα νέφη της BLR περιοχής είναι πυκνώματα ύλης που παράγονται από σοκ σε ένα αέριο προσαύξησης (Fromerth & Melia 2001). Ή μήπως η BLR περιοχή συνιστά ένα συνεχές μέσο όπως είναι ένας άνεμος που προέρχεται από τον δίσκο προσαύξησης εξαιτίας της ακτινοβολιακής πίεσης ή της μαγνητικής ή ακόμη και των δύο; Τι είναι αυτό που καθορίζει τη θέση της BLR περιοχής; Είναι η φυσική των δίσκων προσαύξησης; Επιπροσθέτως, οι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες εμφανίζουν γραμμές εκπομπής των οποίων τα προφίλ και οι εντάσεις ποικίλλουν έντονα ενώ αξίζει να σημειωθεί ότι αυτές οι ιδιότητες της εκπομπής σχετίζονται άμεσα μεταξύ τους, γεγονός το οποίο καταδεικνύει ότι πρέπει να είναι λίγες οι ελεύθερες παράμετροι που ελέγχουν αυτές τις ιδιότητες. Ποιες είναι αυτές οι παράμετροι;

www.dionysopoulos.gr

4.1.1 Από τι είναι φτιαγμένη η BLR περιοχή;

Μελέτες φωτοϊονισμού μας παρέχουν το πάχος των στρωμάτων γραμμικής εκπομπής, και την στερεά γωνία αυτών των στρωμάτων, δεν μας λένε όμως αν το αέριο αποτελείται από πολλές μικρές μονάδες (π.χ. αστρικές ατμόσφαιρες γιγάντων άστρων – bloated stellar atmospheres), ή από μερικές μεγαλύτερες μονάδες (π.χ. παλιρροϊκά διαταρασσόμενοι αστέρες ή αλληλεπιδράσεις ανέμων με υπολείμματα υπερκαινοφανών) ή αν εν τέλει αν το αέριο αυτό αποτελεί μία ενιαία ροή (δισκοειδής εκροή).

Ο αριθμός των νεφών, n_c, στην BLR περιοχή και το μέγεθός τους r_c, μπορεί να εκτιμηθεί με βάση την ομαλότητα των προφίλ των γραμμών εκπομπής. Το επίπεδο των διακυμάνσεων στα προφίλ των γραμμών εκπομπής είναι ανάλογο του $1/\sqrt{n_c}$ (Capriotti et al. 1981, στις περιπτώσεις καλής προσομοίωσης) υποθέτοντας ότι οι ταχύτητες των νεφών είναι τυχαία κατανεμημένες εντός του προφίλ της γραμμής. Η συνολική στερεά περιοχή που περιλαμβάνει τα BLR νέφη είναι $\Omega_{BLR} = n_c \pi r_c^2 / 4\pi R_{BLR}^2$, όπου R_{BLR} είναι η ακτίνα της BLR περιοχής. Μελέτες φωτοϊονισμού δείχνουν ότι $\Omega_{BLR} \cong 0{,}1 - 0{,}2$ και έτσι $r_c \cong R_{BLR}/\sqrt{n_c}$. Μελέτες φασμάτων πολύ υψηλής ανάλυσης και μεγάλου λόγου σήματος προς θόρυβο (S/N) επιτρέπουν ένα μεγαλύτερο χαμηλό όριο για το μέγεθος n_c και έτσι ένα πιο μικρό άνω όριο για το r_c, ειδικότερα στην περίπτωση αντικειμένων χαμηλής λαμπρότητας στα οποία η BLR περιοχή αναμένεται να είναι μικρή.

4.1.2 Τι Καθορίζει την Ακτίνα της BLR Περιοχής;

Υπάρχουν διάφορα μοντέλα που προσπαθούν να ερμηνεύσουν την προέλευση της BLR περιοχής, βασισμένα σε μοντέλα δίσκων προσαύξησης. Για παράδειγμα, η περιοχή αυτή μπορεί να δημιουργείται μέσα σε έναν βαρυτικά ασταθή εξωτερικό δίσκο, δηλαδή ως μια δισκοειδή εκροή που είναι αποτέλεσμα του συνδυασμού των ασταθειών του δίσκου και του στέμματος του δίσκου. Βέβαια, πρέπει να σημειωθεί ότι αρκετά από αυτά τα μοντέλα δεν κάνουν σαφείς προβλέψεις για το μέγεθος της BLR περιοχής, αλλά σε αντίθεση προβλέπουν ότι η ακτίνα της εν λόγω περιοχής θα πρέπει να εξαρτάται από τη μάζα της μελανής οπής M_{BH} και την λαμπρότητα L. Οι προβλέψεις αυτές δεν είναι συμβατές με τις παρατηρήσεις οι οποίες καταδεικνύουν μια σχέση της μορφής $R_{BLR} \cong 0{,}01(L_{bol}/10^{44})^{0{,}62-0{,}70}$ για την ακτίνα της BLR περιοχής (Kaspi et al. 2000; Peterson et al. 2000).

Εναλλακτικά, η ακτίνας της BLR περιοχής μπορεί να καθοριστεί μέσω της εξάχνωσης της σκόνης. Η σκόνη η οποία είναι εμβαπτισμένη στο ιονισμένο αέριο, συμπιέζει έντονα την γραμμική εκπομπή όταν η παράμετρος ιονισμού είναι $U > 0{,}01$. Όταν ισχύει αυτή η συνθήκη η διείσδυση της ακτινοβολίας ιονισμού συμπιέζεται από έναν «τοίχο σκόνης», ο οποίος μετατρέπει την περίσσεια του συνεχούς ιονισμού σε υπέρυθρη εκπομπής από τη σκόνη. Η εξερχόμενη γραμμική εκπομπή συμπιέζεται επιπλέον εξαιτίας της απορρόφησης από την εμβαπτισμένη σκόνη. Επειδή όλη η σκόνη

www.physicsbooks.gr

εξαχνώνεται κάτω από την απόσταση $R_{sub} \cong 0{,}02(L_{bol}/10^{44})^{0,5}\, pc$, έπεται πως η γραμμική εκπομπή προέρχεται από μια περιοχή με $R < R_{sub}$. Η εξάχνωση της σκόνης παρέχει έτσι έναν μηχανισμό για το εξωτερικό όριο της BLR περιοχής (Laor & Draine 1993; Netzer & Laor 1993; Ferguson et al. 1997).

Ακριβώς έξω από την BLR περιοχή, το αέριο ψύχεται κυρίως εξαιτίας της υπέρυθρης εκπομπής από τη σκόνη, παράγοντας έτσι την απανταχού παρούσα υπέρυθρη προεξοχή των 3 μm (IR bump). Ακόμη πιο έξω, εκεί που το αέριο έχει χαμηλότερη πυκνότητα με παράμετρο ιονισμού $U < 0{,}01$, παράγεται η NLR εκπομπή.

4.1.3 Ποιος είναι ο Αριθμός και το Μέγεθος των Νεφών της BLR Περιοχής;

Οι πλατιές γραμμές εκπομπής παράγονται στη γειτονιά των οπτικά ενεργών υπερμαζικών μελανών οπών (περισσότερα για τις υπερμεγέθεις μελανές οπές: Osterbrock 1988; Peterson 1997; Netzer 2008). Οι γραμμές αυτές μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τον υπολογισμό της μάζας της μελανής οπής που βρίσκεται στο κέντρο των ενεργών γαλαξιών. Η πηγή των πλατιών γραμμών εκπομπής δεν είναι άλλη από τα νέφη της BLR περιοχής. Ο μηχανισμός εκπομπής είναι ο φωτοϊονισμός από τα κεντρικά μέρη του δίσκου προσαύξησης. Τα μοντέλα φωτοϊονισμού προβλέπουν ότι τα νέφη έχουν τυπική θερμοκρασία της τάξης των $10^4\, K$, ότι η αριθμητική πυκνότητα των νεφών είναι $n_{cl} = 10^{10\pm1}\, cm^{-3}$, οι ακτίνες των νεφών είναι της τάξης των $R = 10^{10\pm1}\, cm$, ενώ οι πυκνότητες στήλης είναι $N_{cl} > 2 \times 10^{22}\, cm^{-2}$ (π.χ Kwan & Krolik 1981; Ferland & Elitzur 1984; Rees et al. 1989).

4.1.4 Οι Κινήσεις των Νεφών

Είναι γεγονός πως η συνολική φυσική που περιγράφει τα νέφη της BLR περιοχής είναι ιδιαίτερα περίπλοκη και περιλαμβάνει δυνάμεις όπως είναι η βαρυτική, η μαγνητική, η φυγόκεντρος, καθώς επίσης και οι δυνάμεις πίεσης και ακτινοβολίας. Επί του παρόντος, δεν υπάρχει κάποιο μοντέλο το οποίο να περιλαμβάνει όλες αυτές τις διαδικασίες, αλλά διάφοροι ερευνητές έχουν μελετήσει ορισμένες ιδιαίτερες πτυχές αυτού του προβλήματος. Η γενική υπόθεση που επικρατεί για το σύνολο των νεφών είναι η ισορροπία Virial. Επειδή το βαρυτικό δυναμικό κυριαρχείται από την υπερμεγέθη μελανή οπή, έπεται πως οι τροχιές των νεφών θα είναι Κεπλεριανές. Η αντιμετώπιση αυτή βέβαια αγνοεί την συνεισφορά της ακτινοβολιακής πίεσης στη δυναμική των νεφών. Ο τελευταίος αυτός περιορισμός αντιμετωπίζεται σε μια σειρά εργασιών (Marconi et al. 2008, 2009; Netzer 2009, 2010; Krause, Burkert, & Schartmann 2011; Martin et al. 2012). Το γενικό εύρημα αυτών των μελετών είναι ότι η δύναμη της ακτινοβολίας συνεισφέρει έντονα και έτσι τα νέφη σε δέσμιες τροχιές μπορεί να συμπεριφέρονται υπό-Κεπλεριανά. Για μικρές τιμές της στροφορμής (ισχυρή

www.diavlosbooks.gr

ακτινοβολιακή πίεση που υποστηρίζει τα νέφη) οι τροχιές πρέπει να εμφανίζουν ιδιαίτερα υψηλές τιμές εκκεντρικότητας.

Σύμφωνα με πρόσφατες μελέτες, υπάρχει η πιθανότητα η BLR περιοχή να είναι βαρυτικά δεσμευμένη και η μορφή της να είναι δισκοειδής εμφανίζοντας μεγάλη στροφορμή. Τέτοια στοιχεία προέρχονται μέσω της φασματικής πολωσιμετρίας σύμφωνα με τα οποία η BLR περιοχή αναλύεται χωρικά σε μια ισημερινή περιοχή σκέδασης, που οδηγεί σε διαφορετικές γωνίες πόλωσης στις μπλε και κόκκινες πτέρυγες των γραμμών εκπομπής (Smith, J. E. et al. 2005). Ακόμη πιο πρόσφατα οι Kollatschny & Zetzl (2011) έδειξαν ότι οι μορφές των πλατιών γραμμών εκπομπής, στην περίπτωση πολλών αντικειμένων, μπορούν να προσομοιωθούν ικανοποιητικά μέσω της υπόθεσης ενός τυρβώδους παχέως δίσκου.

Στα πλαίσια του καθιερωμένου μοντέλου της δομής των Quasar και των ενεργών γαλαξιών γενικά, η BLR περιοχή εμφανίζει σύνθετη δομή. Τα περισσότερα μοντέλα συμφωνούν ως προς το γεγονός ότι η BLR αποτελείται από νέφη τα οποία περιβάλλουν την κεντρική πηγή παραγωγής ενέργειας. Η ακτίνα της περιοχής είναι της τάξης των $10^{14}\ cm$, με αποτέλεσμα να εκτείνεται μέχρι τον τόρο. Τα νέφη της BLR περιοχής είναι εκτεθειμένα στην ισχυρή ακτινοβολία που πηγάζει από τις εσωτερικές περιοχές του ενεργού πυρήνα. Η αλληλεπίδραση αυτής της ακτινοβολίας με τα νέφη έχει ως αποτέλεσμα την παραγωγή γραμμών εκπομπής και απορρόφησης οι οποίες καταγράφονται στο φασματικό αποτύπωμα του εκάστοτε ενεργού πυρήνα.

Στο σημείο αυτό αξίζει να σημειωθεί πως η BLR περιοχή αποτελεί ένα ιδανικό «εργαστήριο» για τη μελέτη των φυσικών διεργασιών που λαμβάνουν χώρα κοντά στην μελανή οπή, η οποία εδράζεται στο κέντρο του ενεργού γαλαξία. Εντούτοις, το μόνο εργαλείο που έχουν οι αστροφυσικοί στη διάθεσή τους για τη μελέτη της BLR περιοχής δεν είναι άλλο από την φασματοσκοπία. Έτσι, οι αστροφυσικοί καλούνται μέσω των φασμάτων εκπομπής και απορρόφησης να βγάλουν συμπεράσματα για την φυσική που διέπει αυτά τα αστρονομικά αντικείμενα, να εξάγουν δηλαδή φυσικές παραμέτρους, οι οποίες με τη σειρά τους θα επιτρέψουν στους ερευνητές να ερμηνεύσουν το AGN φαινόμενο στο σύνολό του.

Για την μελέτη των φασμάτων εκπομπής και απορρόφησης είναι αναγκαία η επίλυση της εξίσωσης διάδοσης ακτινοβολίας, καθώς αυτό που επί της ουσίας λαμβάνει χώρα στο περιβάλλον της BLR περιοχής είναι η αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας με μια πολυσύνθετη δομή νεφών. Καθώς η ακτινοβολία περνά μέσα από αυτή τη σύνθετη ατμοσφαιρική δομή, το κάθε νέφος δίνει και μια συγκεκριμένη φασματική γραμμή. Αυτό σημαίνει ότι στα φασματογραφήματα θα εμφανίζονται είτε διακριτές φασματικές γραμμές είτε γραμμές επικαλυπτόμενες, δηλαδή φασματικές γραμμές σε πολύ κοντινά μήκη κύματος με αποτέλεσμα τη δημιουργία σύνθετων φασματικών προφίλ όπως αυτών της BLR περιοχής.

Το ζητούμενο είναι λοιπόν να κατασκευαστεί ένα μοντέλο το οποίο να επιλύει την εξίσωση διάδοσης ακτινοβολίας και να δίνει τη συνάρτηση γραμμής η οποία να

www.ziziosbooks.gr

περιγράφει – προσομοιώνει τις φασματικές γραμμές εκπομπής και απορρόφησης αντίστοιχα. Μέσω της προσομοίωσης των φασματικών γραμμών (best fit) μπορούν εν συνεχεία να υπολογιστούν οι φυσικές παράμετροι που υπολογίζει το εκάστοτε μοντέλο και σε τελική φάση να γίνει ερμηνεία των αποτελεσμάτων.

4.2 Η Βάση της Φασματοσκοπικής Μελέτης

Περίπου το 10% των QSO εμφανίζει γραμμές απορρόφησης μετατοπισμένες προς την μπλε περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Η ταχύτητα εκροής των περιοχών που παράγουν αυτές τις γραμμές μπορεί να φθάσει τα $(0{,}1 - 0{,}2)c$. Συνήθως στα φάσματα αυτά παρατηρούνται γραμμές υψηλού βαθμού ιονισμού, όπως του C IV ($\lambda = 1549$ Å), του Si IV ($\lambda = 1397$ Å), του N V ($\lambda = 1240$ Å) καθώς επίσης και η Lyα. Πιο σπάνια, εμφανίζουν μεγάλα εύρη γραμμές χαμηλότερου βαθμού ιονισμού, όπως αυτές του Mg II ($\lambda = 2798$ Å) και του Al III ($\lambda = 1857$ Å), (Hamann et al. 1993; Crenshaw et al. 2003). Όλες οι ανωτέρω πλατιές γραμμές απορρόφησης (BALs) εμφανίζουν διαφορετικά πολύπλοκα προφίλ ενώ αξίζει να σημειωθεί ότι οι BALQSOs μπορεί να εμφανίζουν διαφορές και ως προς το συνεχές τους (Reichard et al. 2003).

Τα φάσματα των BALQSO συνήθως ερμηνεύονται ως συνδυασμός:

(1) ενός συνεχούς ευρείας ζώνης που προέρχεται από την κεντρική πηγή παραγωγής ενέργειας

(2) πλατιών γραμμών εκπομπής (BELs) οι οποίες προέρχονται από τις περιοχές κοντά στο κέντρο του QSO και

(3) υπερτιθέμενες πλατιές γραμμές απορρόφησης, οι οποίες πηγάζουν από την BALR περιοχή (Lyratzi et al. 2009 και Lyratzi et al. 2011). Εντούτοις, είναι πιθανό τόσο οι πλατιές γραμμές εκπομπής όσο και οι πλατιές γραμμές απορρόφησης να σχηματίζονται στην ίδια περιοχή (Branch et al. 2002).

Ένα σημαντικό ερώτημα που προκύπτει στο σημείο αυτό είναι: Ποια είναι η φυσική σύνδεση μεταξύ της BLR (Broad Line Region) περιοχής και της BALR (Broad Absorption Line Region); Το ερώτημα αυτό είναι ιδιαίτερα σημαντικό επειδή ένα μέρος της BLR περιοχής φαίνεται πως οφείλεται στον άνεμο που πηγάζει από τον δίσκο προσαύξησης (Murray, N., and Chiang, J., 1998, Popović L·Č, Mediavilla E, Bon E, Ilić D 2004).

Ένα ακόμη ερώτημα είναι: Ποια είναι η θέση της BALR σε σχέση με το κέντρο του BALQSO αλλά και με τη θέση της BLR περιοχής; Για να απαντηθεί αυτό το ερώτημα πρέπει να ερευνηθούν οι κινηματικές ιδιότητες των γραμμών εκπομπής και απορρόφησης.

Τα μοντέλα δισκοειδών ανέμων (Murray, N., and Chiang, J., 1998; Proga, D., Stone, J. M., and Kallman, T. R. 2000; Williams, R. J. R., Baker, A. C., Perry, J. J. 1999) εξηγούν αρκετές από τις ιδιότητες των BALQSOs, αλλά δεν είναι σε θέση να

www.qbooks.gr

ερμηνεύσουν όλο το εύρος των προφίλ των πλατιών γραμμών και των πυκνοτήτων στήλης. Οι πλατιές γραμμές απορρόφησης προκαλούνται από εκροές πλάσματος που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του QSO και όχι από γαλαξίες που βρίσκονται μεταξύ της γραμμής παρατήρησης (όπως ισχύει στην περίπτωση αρκετών στενών γραμμών απορρόφησης).

Ο καθορισμός της ύπαρξης BALR περιοχής σε έναν quasar είναι μια εξαιρετικά δύσκολη διαδικασία. Η καθιερωμένη μέθοδος είναι μέσω του «balnicity index (BI)», που ορίζεται από τους Weymann et al. 1991.

4.2.1 «Balnicity Index»

Στις περισσότερες περιπτώσεις υπάρχει πολύ μικρή αβεβαιότητα ως προς το αν ένας quasar κατατάσσεται ως non – BALQSO ή BALQSO. Αναπόφευκτα βέβαια, υπάρχουν οριακές περιπτώσεις στις οποίες δεν είναι ξεκάθαρη η παρουσία πλατιών γραμμών απορρόφησης. Αυτό συμβαίνει κυρίως στις περιπτώσεις που η ανάλυση του φάσματος και/ή η αναλογία σήματος προς θόρυβο δεν είναι υψηλή. Οι Weymann et al. 1991, για να αποφύγουν όποια υποκειμενικότητα ως προς τον καθορισμό του αν ένας quasar είναι non – BALQSO ή BALQSO, καθόρισαν τον «balnicity index». Ο δείκτης αυτός μετρά το ισοδύναμο πλάτος (εκφρασμένο σε $km\,s^{-1}$), των φασματικών χαρακτηριστικών απορρόφησης μεγάλης έντασης και απαιτεί το κάθε χαρακτηριστικό απορρόφησης, που συνεισφέρει στον δείκτη, να έχει εύρος τουλάχιστον $2000\,km\,s^{-1}$. Η απαίτηση αυτή είναι απαραίτητη ώστε να αποκλείονται τα παρεμβαλλόμενα συστήματα απορρόφησης. Επιπροσθέτως, οι Weymann et al. (1991), εξαιρούν τα πρώτα $3000\,kms^{-1}$προς την μπλε πτέρυγα της κορυφής εκπομπής για να διαχωρίσουν την ισχυρή «συσχετιζόμενη απορρόφηση» από την πλατιά απορρόφηση, μιας και αυτοί οι δύο τύποι απορρόφησης φαίνεται πως είναι δυο διαφορετικά είδη φαινομένων (Foltz et al. 1986).

Η διαδικασία που ακολουθείται για τον καθορισμό του «balnicity index» είναι η ακόλουθη:

1. Καθορισμός του συνεχούς μεταξύ των εργαστηριακών μηκών κύματος των χαρακτηριστικών εκπομπής του Si IV και του C IV.
2. Καθορισμός του συστήματος ηρεμίας του quasar με τον ακόλουθο τρόπο: (α) Μέτρηση της κορυφής της γραμμής του Mg II, όταν αυτό είναι δυνατό. (β) Αν το Mg II δεν είναι διαθέσιμο, γίνεται χρήση της κορυφής του C III]. (γ) Αν και ο C III] δεν είναι διαθέσιμος, χρησιμοποιείται η γραμμή εκπομπής του C IV, αρκεί βέβαια αυτή να μην είναι παραμορφωμένη από την απορρόφηση.
3. Διερεύνηση άλλων φασματικών χαρακτηριστικά που έχουν αναγνωριστεί, εκτός του C IV.
4. Υπολογισμός του ακόλουθου ολοκληρώματος

www.dionysiosbooks.gr

$$BI = -\int_{25.000}^{3000}\left[1 - \frac{f(u)}{0{,}9}\right]C\,du,$$

όπου $f(u)$ είναι η κανονικοποιημένη ροή συναρτήσει της ταχύτητας μετατόπισης από το κέντρο της γραμμής. Η τιμή του C αρχικά τίθεται μηδέν. Σε αντίθεση, παίρνει την τιμή 1 όταν η ποσότητα στις αγκύλες είναι συνεχώς θετική πάνω σε ένα διάστημα $2000\ km\ s^{-1}$. Ο παράγοντας C, παίρνει πάλι την τιμή μηδέν όταν η ποσότητα στις αγκύλες γίνει αρνητική. Έτσι, τα πρώτα $2000\ km\ s^{-1}$ όποιου αυλακώματος απορρόφησης δεν συνεισφέρουν στον balnicity index. Ένα αντικείμενο το οποίο στο φάσμα του έχει δύο βαθιά αυλάκια απορρόφησης, το ένα με πλάτος $1990\ km\ s^{-1}$ και το άλλο με πλάτος $2010\ km\ s^{-1}$, θα έχει balnicity index ίσο με 10. Ο δείκτης αυτός λοιπόν μετρά το ισοδύναμο πλάτος (σε $km\ s^{-1}$) αυτών των κομματιών της απορρόφησης που ξεπερνά τα $2000\ km\ s^{-1}$, αλλά μετρά ως «απορρόφηση» μόνο εκείνα τα χαρακτηριστικά που πέφτουν 10% ή περισσότερο κάτω από το συνεχές. Η ελάχιστη τιμή του BI είναι συνεπώς το μηδέν. Επειδή η μέγιστη τιμή της ποσότητας στις αγκύλες είναι 1, και το άνω όριο του ολοκληρώματος είναι $3000\ km\ s^{-1}$ προς το μπλε του κέντρου της γραμμής του C IV, τότε η απορρόφηση η οποία καλύπτει την περιοχή από $25000\ km\ s^{-1}$ αριστερά (μπλε πτέρυγα) του κέντρου της γραμμής του C IV μέχρι το κέντρο της γραμμής του C IV, θα έχει την μέγιστη πιθανή τιμή του balnicity index, δηλαδή, $20000\ km\ s^{-1}$.

Η λογική της απαίτησης η μέγιστη ένταση της ακτινοβολίας της φασματικής γραμμής να είναι τουλάχιστον 10% κάτω από το συνεχές, πριν γίνει η όποια συνεισφορά στον balnicity index, είναι για να μην προκύψει μηδενικός BI από τους non – BLAQSOS στις περιπτώσεις που το συνεχές έχει ληφθεί πολύ ψηλά. Βέβαια οποιοσδήποτε «πραγματικός» BALQSO ο οποίος έφερε πλατιά, αλλά ρηχή, απορρόφηση θα διέφευγε του κριτηρίου. Μια τέτοια περίπτωση είναι αυτή του UM 660, που παρουσιάζεται από τους Turnshek (1988). Η συνθήκη γειτνίασης (contiguity condition) επιβάλλεται έτσι ώστε να αποφεύγεται η σύγχυση μεταξύ της απορρόφησης που οφείλεται στον QSO και της απορρόφησης που οφείλεται σε κοσμολογικό υλικό απορρόφησης το οποίο παρεμβάλλεται στη γραμμή παρατήρησης. Η τιμή $2.000\ km\ s^{-1}$ αποτελεί ένα λογικό όριο για την αποφυγή τέτοιων περιπτώσεων.

Το μπλε όριο των $25.000\ km\ s^{-1}$ στο ολοκλήρωμα έχει επιλεχθεί έτσι ώστε να αποφεύγονται οι ασάφειες που σχετίζονται με την εκπομπή και την απορρόφηση του Si IV. Το όριο ερυθρό των $3.000\ km\ s^{-1}$ τίθεται με σκοπό να μην συμπεριλαμβάνονται αντικείμενα με συμπλέγματα απορρόφησης πολύ μεγάλης έντασης τα οποία εμφανίζονται κοντά ή ακριβώς στην ερυθρομετάθεση της γραμμής εκπομπής. Το αντικείμενο 0302 + 170 είναι ένα παράδειγμα αντικειμένου με BI μηδέν, εξαιτίας του ορίου των $3.000\ km\ s^{-1}$.

www.diavgeiabooks.gr

Η ιδέα πίσω από τον BI είναι να μετρώνται ως BALs μόνο τα περιγράμματα απορρόφησης τα οποία είναι μη αμφισβητούμενα (εξού και η απαίτηση $f(u) < 0{,}9$), ρητώς πλατιά (εξού και η απαίτηση τα αυλάκια να είναι πλατύτερα από $2000\ km\ s^{-1}$) και σημαντικά μετατοπισμένα προς το μπλε (ως εκ τούτου και το κάτω όριο των $3000\ km\ s^{-1}$ στο ολοκλήρωμα). Το βασικό προσόν του BI ως εργαλείο ταξινόμησης είναι ότι μπορεί να παράγει πολύ «καθαρά» δείγματα από BALQSOs. Είναι γεγονός, πως δεν είναι δυνατόν να προκύψει ένας non – BALQSO με θετικό BI παρά μόνο αν το φάσμα του χαρακτηρίζεται από μεγάλο θόρυβο, αν το συνεχές του δεν έχει οριστεί ορθά ή του έχει αποδοθεί λανθασμένη ερυθρομετάθεση. Εντούτοις, η συντηρητική φύση του BI έχει ως συνέπεια οι κατάλογοι των BALQSOs που προκύπτουν βάση αυτού του κριτηρίου να είναι ελλιπείς. Δεν υπάρχει κανένας λόγος ώστε οι κάπως ασθενέστερες, στενότερες και/ή λιγότερο μετατοπισμένες προς το μπλε πλατιές γραμμές απορρόφησης, από αυτές που ορίζει ο BI να μην χαρακτηρίζονται ως BAL.

Το γεγονός αυτό το είχαν αναγνωρίσει οι Weymann et al. (1991) παρέχοντας έτσι το κίνητρο για την εισαγωγή του AI (Absorption Index) από τους Hall et al. 2002, στην εργασία αυτή ο AI χρησιμοποιήθηκε ως ένα μέσο για την αναγνώριση συστημάτων που εμφανίζουν ενδείξεις απορρόφησης). Ο ορισμός του AI όπως τελικά υιοθετήθηκε από τους Trump et al. 2006, είναι

$$AI = \int_{0}^{29000} [1 - f(u)]C'du \quad (2)$$

όπου $f(u)$ είναι η κανονικοποιημένη ροή η οποία αποκτάται έπειτα από τον διαχωρισμό των δεδομένων που προκύπτουν από την καλή θεωρητική προσομοίωση τόσο των γραμμών εκπομπής όσο και του συνεχούς. Η σταθερά $C' = 1$ σε όλες τις περιοχές όπου $f(u) < 0.9$ και για ένα εύρος περιοχής τουλάχιστον $1000\ km\ s^{-1}$ ενώ $C' = 0$ σε κάθε άλλη περίπτωση. Επίσης, περιλαμβάνονται στον υπολογισμό μόνο οι περιοχές που περιέχουν τουλάχιστον ένα σημείο (data point) του φάσματος το οποίο βρίσκεται σημαντικά κάτω από το συνεχές. Το γεγονός αυτό διασφαλίζει ότι μόνο τα πραγματικά χαρακτηριστικά απορρόφησης θα έχουν θετικό AI. Οι δύο ειδοποιείς διαφορές που επιτρέπουν ορισμένα σώματα με $BI = 0\ km\ s^{-1}$ να έχουν $AI > 0\ km\ s^{-1}$ είναι (i) ο AI περιλαμβάνει περιοχές εντός $3000\ km\ s^{-1}$ από το κέντρο της γραμμής (καθώς επίσης και περιοχές πέραν των $25000\ km\ s^{-1}$) και (ii) ο AI περιλαμβάνει αντικείμενα με πολύ στενότερα αυλάκια (troughs) απορρόφησης από ότι ο BI. Η εναπομένουσα διαφορά σχετίζεται με την απουσία του παράγοντα 0.9 στην εξίσωση (2) (σε σύγκριση με τη σχέση 1). Η αλλαγή αυτή έγινε στο ορισμό του AI έτσι ώστε να επιτρέπεται μια ξεκάθαρη ερμηνεία: Ο AI είναι το συνδυασμένο ισοδύναμο πλάτος όλων των αυλακιών (troughs) απορρόφησης μιας δοσμένης γραμμής τα οποία βρίσκονται μετατοπισμένα προς το μπλε του κέντρου της γραμμής, βαθύτερα από 0.9 από το συνεχές, και είναι τουλάχιστον $1000\ km\ s^{-1}$ πλατιά.

www.physicsbooks.gr

Στο σημείο αυτό αξίζει να σημειωθεί ότι τόσο ο AI όσο και ο BI μπορεί να είναι ευαίσθητοι ως προς τον τύπο του φάσματος από το οποίο υπολογίζονται. Για παράδειγμα, ένα φαινομενικά ευρύ αυλάκι απορρόφησης ενός φάσματος χαμηλής ανάλυσης μπορεί επί της ουσίας να σπάει σε πολλαπλές στενές συνιστώσες απορρόφησης όταν παρατηρηθεί σε ένα φάσμα υψηλότερης ανάλυσης. Αντιστρόφως, κάποιες ακίδες θορύβου είναι δυνατόν να προκαλούν το σπάσιμο ενός μεμονωμένου αυλακιού απορρόφησης σε πολλαπλά στενότερα φασματικά χαρακτηριστικά απορρόφησης. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα σε μια πραγματικά πλατιά γραμμή απορρόφησης να αποδίδεται μηδενικός AI/BI σε ένα φάσμα που περιέχει υψηλά επίπεδα θορύβου.

Είναι προφανές πως αν οι BALQSOs ταξινομούνται στη βάση του λιγότερο περιοριστικού AI, το προκύπτον κλάσμα των BALQSOs θα είναι πολύ μεγαλύτερο από αυτό που θα προέκυπτε βάση του BI. Εντούτοις, δεν είναι βέβαιο ότι τα αντικείμενα που επιλέγονται μόνο βάσει του κριτηρίου $AI > 0\ km\ s^{-1}$ (συμπεριλαμβανομένων και αυτών που χαρακτηρίζονται από $BI = 0\ km\ s^{-1}$) αποτελούν έναν και μόνο πληθυσμό. Το πρόβλημα είναι ότι η μεγάλη ποικιλία των non – BAL χαρακτηριστικών απορρόφησης απαντώνται συχνότατα στους QSOs και σε άλλους AGN. Αυτά τα τυπικά στενότερα χαρακτηριστικά μπορεί να οφείλονται σε απορρόφηση σε μια ενδιάμεση ερυθρομετάθεση κατά μήκος της γραμμής παρατήρησης του QSO, είτε σε απορρόφηση εντός του ξενιστή γαλαξία, είτε σε ενδογενή απορρόφηση κοντά στον QSO (συμπεριλαμβανομένων και των mini – BALs και των συνδεόμενων με αυτού χαρακτηριστικών απορρόφησης). Οφείλουμε να σημειώσουμε στο σημείο αυτό ότι η προέλευση των ανωτέρω φαινόμενα είναι ελαχίστως κατανοητή και θεωρητικά αυτά τα φαινόμενα θα μπορούσε να συνδέονται με τις πλατιές γραμμές απορρόφησης (BALs). Είναι λοιπόν εξαιρετικά δύσκολο να πούμε ότι ένας QSO, ο οποίος χαρακτηρίζεται από γραμμή απορρόφησης μέτριου πλάτους ($1000 \lesssim \Delta u \lesssim 3000\ km\ s^{-1}$), ταξινομείται ως BALQSO ή όχι. Σε γενικές γραμμές, η BI μετρική δεν θεωρεί κανένα από αυτά τα αντικείμενα ως BALQSOs ενώ η AI μετρική τιτλοφορεί όλα τα αντικείμενα αυτού του είδους ως BALQSOs.

Όταν ο BI ισούται με μηδέν τότε η πλατιά απορρόφηση απουσιάζει, ενώ ο θετικός BI καταδεικνύει όχι μόνο την παρουσία πλατιών γραμμών απορρόφησης αλλά και το ποσό της απορρόφησης. Ο BI είναι επί της ουσίας ένα τροποποιημένο ισοδύναμο πλάτος της πλατιάς γραμμής απορρόφησης, εκπεφρασμένος σε μονάδες ταχύτητας και ορίζεται ως ακολούθως:

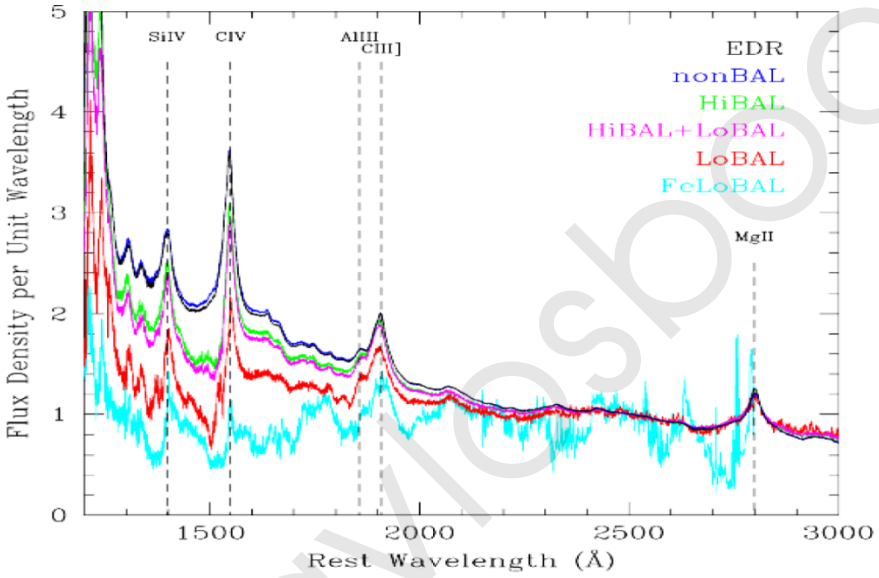
(i) Η απορρόφηση του CIV πρέπει να εμφανίζεται μετατοπισμένη προς το ιώδες μεταξύ 3000 και 25000 km/s.

(ii) Οι απορροφήσεις που βρίσκονται στην προηγούμενη περιοχή (σε ένα εύρος περιοχής τουλάχιστον 2000 km/s) πρέπει να παρουσιάζουν ένταση που θα πέφτει τουλάχιστον 10% κάτω από το συνεχές. Οι δείκτες BI μπορούν να κυμαίνονται από 0 μέχρι 2000 km/s. Βάσει του BI οι QSOs μπορούν να ταξινομηθούν στις εξής

www.olovlosbooks.gr

κατηγορίες, που εμφανίζονται στην Εικόνα 4.1 (Richards G. T. et al. 2001 AJ 121 2308):

- HiBALs: BALQSOs που εμφανίζουν πλατιά «αυλάκια» απορρόφησης προς την μπλε πτέρυγα της εκπομπής του C IV.
- LoBALs: BALQSOs που εμφανίζουν πλατιά «αυλάκια» απορρόφησης προς την μπλε πτέρυγα τόσο της γραμμής εκπομπής του C IV όσο και του Mg II.
- Non – BALs: BALQSOs που δεν εμφανίζουν πλατιά απορρόφηση προς την μπλε περιοχή των γραμμών εκπομπής του C IV και του Mg II.
- FeLoBALs: BALQSOs με φασματικά χαρακτηριστικά απορρόφησης ιονισμένου σιδήρου.



Εικόνα 4.1. Σύνθετα φάσματα όλων των κατηγοριών (EDR – Early Data Release, μαύρο), non – BALs (μπλε), HiBALs (συμπεριλαμβανομένων και των LoBALs, φούξια), HiBALs/non – LoBALs (χωρίς τους LoBALs, πράσινο), LoBALs (red) και FeLoBals (κυανό). Τα φάσματα είναι παρόμοια πάνω από τα 2400 Å (εξαιρουμένων των συνθετικών FeLoBAL φασμάτων, τα οποία εμφανίζουν εκπομπή περί τα 2950 Å), αλλά τα συνθετικά φάσματα των BALQSO εμφανίζουν κακής ποιότητας περιγράμματα στα μικρότερα μήκη κύματος σε σύγκριση με τα συνθετικά φάσματα των non – BALQSO. Η ερυθρότητα των BALQSO φασμάτων δεν είναι απλά το αποτέλεσμα των BAL αυλακωμάτων απορρόφησης αλλά επειδή η φασματική κατανομή ενέργειας των BALQSO είναι ερυθρότερη (Reichard et al. 2003).

Το όριο των 25000 km/s, στον BI, έχει επιλεχθεί έτσι ώστε να αποφεύγεται η εκπομπή και η απορρόφηση από το Si IV που βρίσκεται στην μπλε πτέρυγα του CIV. Οι γραμμές απορρόφησης εντός των 3000 km/s με πλάτος μικρότερο από 2000 km/s αποκλείονται έτσι ώστε να αποφευχθεί η επίδραση της απορρόφησης που μπορεί να μην οφείλεται στην εκροή. Οι γραμμές αυτές καλούνται «συνοδευτικές (associated)» φασματικές γραμμές (Foltz C B. Et al. 1986). Κάποια από αυτά τα συσχετιζόμενα

www.ebooks.gr

συστήματα θεωρείται πως είναι ενδογενείς εκροές, αλλά κάποια άλλα μπορεί να είναι το αποτέλεσμα της απορρόφησης από τον φιλοξενών γαλαξία ή από άλλους γαλαξίες.

4.3 Προβλήματα στα Φάσματα των HiBALQSOs

1. Η BALR εμφανίζει ιδιαίτερα πολύπλοκα προφίλ φασματικών γραμμών. Αυτό σημαίνει οι φασματικές γραμμές δεν δημιουργούνται σε μια ενιαία περιοχή αλλά είναι η φασματική σύνθεση πολλών επιμέρους φασματικών γραμμών οι οποίες δημιουργούνται σε ανεξάρτητες περιοχές οι οποίες παρουσιάζουν διαφορετικά φασματικά χαρακτηριστικά

Για να γίνουμε πιο συγκεκριμένοι, κάθε ένα από τα νέφη πλάσματος παράγει μια κλασική γραμμή απορρόφησης. Αν λοιπόν τα νέφη που δημιουργούν τις γραμμές απορρόφησης περιστρέφονται γύρω από τα κέντρα τους με μεγάλες ταχύτητες και κινούνται ακτινικά με μικρές ταχύτητες, τότε οι παραγόμενες γραμμές εμφανίζουν μεγάλα πλάτη και μικρές μετατοπίσεις. Ως αποτέλεσμα, οι γραμμές αυτές «μπλέκονται» μεταξύ τους αλλά και με την κύρια φασματική γραμμή προς δημιουργία ενός σύνθετου φασματικού προφίλ.

Εξαιτίας αυτής της δομής διατυπώθηκε και η άποψη τις ύπαρξης στις BALR πολλών ανεξάρτητων νεφών (Arav et al. 1997, Ferland 2004, Laor 2006, Laor et al. 2006). Κάθε ένα από αυτά τα νέφη, αν θεωρήσουμε ότι είναι ομοιογενές ως προς τις φυσικές ιδιότητές του, θα πρέπει να δημιουργεί ένα συγκεκριμένο φασματικό προφίλ το οποίο θα περιγράφεται από μία επίσης συγκεκριμένη κατανομή (γνωστή ή άγνωστη). Εντούτοις δεν έχει καταστεί δυνατή η προσομοίωση αυτών των προφίλ με κάποια γνωστή μαθηματική κατανομή. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι μέχρι πρότινος δεν είχε επιλυθεί η εξίσωση διάδοσης της ακτινοβολίας δια μέσου ενός σύνθετου περιβάλλοντος πολλών νεφών πλάσματος.

2. Οι κλασικές μαθηματικές κατανομές οι οποίες χρησιμοποιούνται για την προσομοίωση όλων των φασματικών γραμμών, άρα και των φασματικών γραμμών των QSOs, είναι οι Gauss, Lorentz και Voigt. Οι κατανομές αυτές, εκτός των άλλων, περιγράφουν συγχρόνως και μια φυσική κατάσταση στην οποία βρίσκεται το πλάσμα μέσα στο οποίο δημιουργούνται οι φασματικές γραμμές. Ειδικότερα όταν μια φασματική γραμμή προσομοιώνεται με την κατανομή Gauss σημαίνει ότι στην περιοχή δημιουργίας της, κυριαρχούν οι τυχαίες θερμικές κινήσεις των ιόντων. Η κατανομή Lorentz προϋποθέτει την ύπαρξη πίεσης στην περιοχή που δημιουργούνται οι φασματικές γραμμές, ενώ η κατανομή Voigt, υποδεικνύει μια σύνθεση μεταξύ Gauss και Lorentz δηλαδή έναν συνδυασμό τυχαίων κινήσεων των ιόντων και την ύπαρξη πίεσης στην περιοχή δημιουργίας των γραμμών. Εντούτοις δεν υπάρχει μια κατανομή που να περιγράφει μαθηματικά την ιδιοπεριστροφή των νεφών αλλά και μια κατανομή που να περιγράφει την ιδιοπεριστροφή των νεφών σε συνδυασμό με τις τυχαίες κινήσεις των

www.diavlosbooks.gr

ιόντων που αποτελούν αυτά τα νέφη. Οφείλουμε λοιπόν στο σημείο αυτό να σημειώσουμε ότι οι κλασικές κατανομές Gauss, Lorentz και Voigt δεν είναι αρκετές για την προσομοίωση των σύνθετων φασμάτων απορρόφησης που εμφανίζουν οι BALQSOs. Είναι λοιπόν αναγκαίος ο υπολογισμός δύο κατανομών όπως ακριβώς περιγράφηκαν πιο πάνω.

3. Για την προσομοίωση των BALQSO φασμάτων είναι αναγκαία η ύπαρξη ενός φυσικού μοντέλου με μαθηματική περιγραφή το οποίο θα επιλύει την εξίσωση διάδοσης της ακτινοβολίας σε μια πολυσύνθετη ατμόσφαιρα, δίνοντας την τελική *"συνάρτηση γραμμής"* η οποία θα προσομοιώνει ικανοποιητικά τις εκάστοτε σύνθετες φασματικές γραμμές. Επιπροσθέτως το μοντέλο αυτό θα πρέπει να περιλαμβάνει τη χρήση των προαναφερθέντων δύο νέων κατανομών. Το μοντέλο αυτό θα πρέπει να υπολογίζει τις φυσικές παραμέτρους όχι μέσω του προφίλ το οποίο προκύπτει από την σύνθεση των φασματικών γραμμών αλλά τις κάθε φασματικής γραμμής χωριστά από αυτές που συνθέτουν το τελικό πολύπλοκο προφίλ και κατά συνέπεια να υπολογίζει τις φυσικές παραμέτρους που περιγράφουν το κάθε διακριτό νέφος απορρόφησης.

4. Τέλος, το μοντέλο θα πρέπει να περιλαμβάνει στα δομικά στοιχεία συγκρότησής του τη γεωμετρία της περιοχής η οποία παράγει τις υπό μελέτη φασματικές γραμμές ενώ παράλληλα θα πρέπει να είναι αυτοσυνεπές και η θεωρία που το στηρίζει να μην αντιβαίνει τους φυσικούς νόμους που γνωρίζουμε πως ισχύουν στην BLR περιοχή.

4.3.1 Ομαδοποίηση των φασματικών γραμμών των HiBALQSOs

Στην περίπτωση των HiBALQSOs μπορούμε να ταξινομήσουμε τις φασματικές γραμμές στις ακόλουθες ομάδες:

Γραμμές Απορρόφησης

1. Η πρώτη υποομάδα περιλαμβάνει γραμμές οι οποίες εμφανίζουν πολύ πλατιά και σύνθετα προφίλ. Είναι γνωστό πως η BLR περιοχή αποτελείται από πολλά νέφη, έτσι οι πολύ πλατιές φασματικές γραμμές δεν αντιπροσωπεύουν μία αλλά έναν αριθμό φασματικών γραμμών του ίδιου ιόντος και του ίδιου μήκους κύματος μετατοπισμένες κατά διαφορετικά Δλ, καθώς δημιουργούνται σε διαφορετικά νέφη τα οποία ιδιοπεριστρέφονται και κινούνται ακτινικά με διαφορετικές ταχύτητες (Danezis et al. 2007a). Όπως ήδη αναφέραμε η αδυναμία προσομοίωσης αυτών των γραμμών έγκειται στο γεγονός ότι η εξίσωση διάδοσης ακτινοβολίας για μια σύνθετη ατμόσφαιρα δεν είχε επιλυθεί. Έτσι ήταν αδύνατος μέχρι πρότινος ο υπολογισμός αρκετών φυσικών παραμέτρων των νεφών που παράγουν αυτές τις φασματικές γραμμές. Τέτοιες παράμετροι είναι οι τυχαίες ταχύτητες των ιόντων που συνιστούν τα νέφη, η ταχύτητα ιδιοπεριστροφής των νεφών καθώς επίσης και η ακτινική τους ταχύτητα. Άλλες

www.diavlos.gr

σημαντικές παράμετροι είναι η πυκνότητα στήλης, το οπτικό βάθος, το FWHM, η απορροφούμενη και εκπεμπόμενη ενέργεια κ.α.

2. Η δεύτερη υποομάδα περιλαμβάνει φασματικές γραμμές που εμφανίζουν απλό προφίλ, και μπορούν να προσομοιωθούν με μια κλασική κατανομή, όπως η Gauss, η Lorentz ή η Voigt. Σε αυτές τις περιπτώσεις μπορεί να γνωρίζουμε τα φυσικά φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα στην περιοχή που δημιουργούνται οι γραμμές (όπως είναι οι τυχαίες κινήσεις των νεφών, η πίεση κ.α.) αλλά δεν είναι δυνατός ο υπολογισμός των τιμών των φυσικών παραμέτρων που περιγράφουν τα νέφη απορρόφησης. Άμεση συνέπεια αυτού του γεγονότος είναι ότι οι μαθηματικές κατανομές (Gauss, Lorentz, Voigt) πρέπει να μετατραπούν σε φυσικές κατανομές που θα περιλαμβάνουν φυσικές και όχι μαθηματικές παραμέτρους (όπως είναι η τυπική απόκλιση κ.α.)

Γραμμές Εκπομπής

1. Η πρώτη υποομάδα περιλαμβάνει τις γραμμές εκπομπής με πολύπλοκα προφίλ τα οποία δεν είναι δυνατόν να υπολογιστούν μέσω του μοντέλου δίσκου. Αυτό σημαίνει ότι τα προφίλ των γραμμών εκπομπής δεν οφείλονται μόνο στο δίσκο προσαύξησης αλλά επίσης και σε κάποιες περιοχές εκτός δίσκου.

2. Η δεύτερη υποομάδα περιλαμβάνει γραμμές εκπομπής με απλά προφίλ τα οποία μπορούν να προσομοιωθούν με το μοντέλο δίσκου.

www.diavlosbooks.gr

Βιβλιογραφία

Adler, R., Bazin, M., and Schiffer, M. 1975, Introduction to General Relativity (New York: McGraw – Hill), p 218

Alexander T., Netzer, H., 1994, MNRAS 270, 803

Alexander, T.; Netzer, H., 1994, MNRAS 270, 781A

Alexander T., Netzer H., 1997, MNRAS 284, 967

Almaini, O., Shanks, T., Boyle, B. J., Griffiths, R. E., Roche, N., Stewart, G. C., & Georgantopoulos, I. 1996, MNRAS, 282, 295

Angel, J. R. P., Stockman, H. S. 1980, ARA&A, 18, 321

Antonucci, R. R. J., Miller, J. S. 1985, ApJ, 297, 621

Antonucci, R. R. J., Kinney, A. L., & Ford, H. C. 1989, ApJ, 342, 64

Antonucci et al. 1990, ApJ, 353, 416

Antonucci, R. 1993, ARA&A 31, 473-521

Arav, N., Barlow, T. A., Laor, A. & Blandford, R. D. 1997, MNRAS, 288, 1015

Arav N., Barlow T.A., Laor A., Sargent W. L. W., Blandford R.D. 1998, MNRAS 297, 990

Arnaud, K. A., et al. 1985, MNRAS, 217, 105

Atwood B., Baldwin J.A., Carswell R.F. 1982, ApJ 257, 559

Avni, Y., Tananbaum, H. 1982, ApJ, 262L, 17

Baade, W., and Minkowski, R., 1954, ApJ vol. 119, p.206

Bahcall, J. N., Jannuzi, B. T., Schneider, D. P., Hartig, G. F., Bohlin, R., Junkkarinen, V. 1991, ApJ, 377L, 5

Bahcall, J. N., et al. 1993, ApJS, 87, 1

Bahcall, J. N., Kirhakos, S., & Schneider, D. P. 1995a, ApJ, 447, L1

Baldwin, J. A. 1977, MNRAS, 178, 67P

Baldwin, J.A., Phillips, M.M., and Terlevich, R. 1981, PASP, 93, 5

Barlow, T. A., Junkkarinenm V. T., Burbidge, E. M., Weymann, R. J., Morris, S. L., & Korista, K. T. 1992, ApJ, 397, 81

Barvainis, R. 1987, ApJ, 320, 537

Baum, S.A., Zirbel, E.I., O'Dea, C.P. 1995, *ApJ*, 451, 88-99

Begelman, M. C., Blandford, R. D., Rees, Martin J. 1984, Rev. Mod Phys., 56, 255

Begelman, M. C. 1985, aagq.conf., 411

Bergeron, J. et al. 1994, ApJ, 436, 33

Bertola, F., Capaccioli, M. 1975, ApJ, 200, 439

Binney, J., Merrifield, M., 1998, Galactic Astronomy, Princeton University Press

Black, J. H., Chaffee, F. H. Jr., and Foltz, C. B. 1987, ApJ, 317, 442

Blandford, R.D., Rees, M.J. 1974, MNRAS, 169, 395-415

Blandford, R. D.; Znajek, R. L., 1977 MNRAS, 179, 433

Blandford, R. D., McKee, C. F., & Rees, M. J. 1977, Nature, 267, 211

Blandford, R. D., & McKee, C. F. 1982, ApJ, 255, 419

Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, MNRAS, 199, 883

Blandford, R. D. 1985, Active galactic nuclei (A86-36901 16-90). Manchester, England and Dover, NH, Manchester University Press, p. 281-299.

Blandford, R.D., 1990, Active Galactic Nuclei, eds. T.J.-L. Courvoisier and M. Mayor

www.ziovlospooks.gr

(Saas – Fee Advanced Course 20) (Berlin, Springer)
Boksenberg, A., Sargent, W. L. W., & Rauch, M. 2003, ApJ, submitted (astro-ph/0307557)
Boller, T., Brandt, W. N., & Fink, H. 1996, A&A, 305, 53
Bottorff M.,Korista K.T., Shlosman I., Blandford R.D., 1997, ApJ 479, 200
Bottorff, M. C., & Ferland, G. J. 2000, MNRAS, 316, 103
Bottorff, M., Ferland, G., 2001, ApJ, 549, 118B
Boyle B.J., 1993, in Shull J.M., Thronson H.A., eds, The Environment and Evolution of Galaxies. Kluwer, Dordrecht
Boyle, B. J., McMahon, R. G., Wilkes, B. J., & Elvis, M. 1995, MNRAS, 272, 462
Branch D., Leighly K. M., Thomas R. C., Baron E. 2002, ApJ, 578, L37
Bridle, A. H., & Perley, R. A. 1984, ARA&A, 22, 319
Burbidge, Geoffrey R., Burbidge, E. Margaret 1967, Quasi – Stellar Objects (San Francisco, Calif.: W. H. Freeman Co.) QB860, B87
Buta, R. J., Corwin, H. G., Odewahn, S. C., 2007, The de Vaucouleurs Atlas of Galaxies, Cambridge University Press
Cai, W., & Pradhan, A. K. 1993, ApJS, 88, 329
Capriotti, E., Foltz, C., & Byard, P. 1980, ApJ, 241, 903
Capriotti, E., Foltz, C., & Byard, P. 1981, ApJ, 245, 396
Caroll, B., and Ostllie, D. 2006, An Introduction to Modern Astrophysics (2nd Edition)
Cassidy I., Raine D.J., 1993, MNRAS 260, 385
Cassidy, I., & Raine, D. J. 1996, A&A, 310, 49
Celotti, A., 1998, ajop.conf., 79
Chaffee, F. H., Jr., Black, J. H., & Foltz, C. B. 1988, ApJ, 335, 584
Chaty, S., 2007, foap.conf., 329C (astro-ph/0607668)
Chen, K., Halpern, J. P., & Filippenko, A. V. 1989, ApJ, 339, 742
Chiaberge, M., Celotti, A., Capetti, A. 1999, *A&A*, 349, 77-87
Chini, R., Kreysa, E., & Biermann, P. L. 1989, A&A, 219, 87
Clavel, J., Wamsteker, W., & Glass, I. S. 1989, ApJ, 337, 236
Cohen, M. H. et al. 1983, ApJ, 272, 383
Collin-Souffrin, S., Joly, M., Dumont, S., Heidmann, N. 1980, A&A, 83, 190
Collin – Souffrin, S. 1987, A&A, 179, 60
Collin-Souffrin S., Dyson J.E., McDowell J.C., Perry J.J. 1988, MNRAS 232, 539
Collin, S., & Hure, J. M. 2001, A&A, 372, 50
Comastri, A. et al. 2010, ApJ, 717, 787
Condon, J. J. et al. 1981, ApJ, 244, 5
Corbett, E. A., Robinson, A., Axon, D. J., Young, S., & Hough, J. H. 1998, MNRAS 296, 721
Corbin, Michael R. 1990, ApJ, 357, 346
Crenshaw, D. M. 1986, ApJS, 62, 821
Crenshaw, D. M., Kraemer, S. B., & George, I. M. 2003, ARA&A, 41, 117
Cruz-Gonzalez, I. & Huchra, J. P. 1984, AJ, 89, 441
Cutri, R. M., Rieke, G. H., Lebofsky, M. J. 1984, ApJ, 287, 566
Czerny, B. and Elvis, M. 1987, ApJ., 321, 305

www.astrobooks.gr

Δανέζης Μάνος και Θεοδοσίου Στράτος: Το σύμπαν που αγάπησα – Εισαγωγή στην αστροφυσική, Εκδόσεις Δίαυλος, Αθήνα, 1999
Danezis, E., Nikolaidis, D., Lyratzi, V., Stathopoulou, M., Theodossiou, E., Kosionidis, A., Drakopoulos, C., Christou, G., Koutsouris, P. 2003, Ap&SS, 284, 1119
Danezis, E., Nikolaidis, D., Lyratzi, V., Popović, L. Č., Lyratzi, E., Dimitrijević, M. S., Theodossiou, E., Antoniou, A. 2005, MSAIS, 7, 107
Danezis, E., Nikolaidis, D., Lyratzi, E., Popović, L. Č., Dimitrijević, M. S., Theodossiou, E., Antoniou, A. 2006a, AIPC, 848, 380
Danezis, E., Popović, L. Č., Lyratzi, E., Dimitrijević, M. S. 2006b, AIPC, 876, 373
Danezis, E., Nikolaidis, D., Lyratzi, E., Popovic, L. C., Dimitrijevic, M. S., Antoniou, A., Theodosiou, E. 2007a, PASJ, 59, 827
Danezis, E., Antoniou, A., Lyratzi, E., Popović, L. Č., Dimitrijević, M. S., Nikolaidis, D. 2007b, AIPC, 938, 119D
Danezis, E., Lyratzi, E., Popovic, L. C., Antoniou, A., Dimitrijevic, M. S. 2008a, POBeo, 84, 463
Danezis, E., Lyratzi, E., Popović, L. Č., Dimitrijević, M. S., Antoniou, A. 2008b, AIPC, 1058, 305
Danezis, E., Lyratzi, E., Popović, L. Č., Dimitrijević, M. S., Antoniou, A. 2009, NewAR, 53, 179
Davidson, K., & Netzer, H. 1979, Rev. Mod. Phys., 51, 715
De Robertis, M.M., and Osterbrock, D.E. 1984, Ap. J., 286, 171
De Robertis, M. M., & Osterbrock, D. E. 1986, ApJ, 301, 727
De Zotti, G. 1982 Acta Cosmol. 11: 65-74
DeGraaff, Regina Barber et al. 2007, ApJ, 671:1624 - 1639
Della Ceca, R. et al. 1994, ApJ, 430, 533
Dietrich, M.; Wagner, S. J.; Courvoisier, T. J.-L.; Bock, H.; North, P., 1999, A&A, 351, 31
Dietrich, M., et al. 1999, A&A, 352, L1
Dobrzycki et al. 2007, A&A, 476, 1205
Done, C., & Fabian, A. C. 1989, MNRAS, 240, 81
Draine, B. T., Lee, H. M. 1984, ApJ, 285, 89
Dunlop, J. S., McLure, R. J., Kukula, M. J., Baum, S. A., O'Dea, C. P., Hughes, D. H. 2003, MNRAS, 340, 1095
Eachus, L. J., & Liller, W. 1975, Ap. J. Lett., 200, L61
Edelson, R. A., & Malkan, M. A. 1987, ApJ, 323, 516
Edelson, R. A et al. 1988, Nature, 336, 749
Edwards A. C., 1980, MNRAS, 190, 757
Elmegreen, B. G., & Falgarone, E. 1996, ApJ, 471, 816
Elmegreen, B. G. 1997, ApJ, 477, 196
Elmegreen, D. M., 1998, Galaxies and Galactic Structure, Prentice Hall
Elmegreen, B. G., 1999, ApJ, 527, 266
Elvis, M., Fassnacht, C., Wilson, A. S., Briel, U. et al. 1990, ApJ...361..459E
Elvis, M., Fiore, F., Wilkes, B., McDowell, J., & Bechtold, J. 1994, ApJ, 422, 60
Emmering R.T., Blandford R.D., Shlosman I. 1992, ApJ 385, 460
Espey, B. R., et al. 1994, ApJ, 434, 484

www.ziziovbooks.gr

Faber, S. M. Jackson, R. E. 1976, ApJ, 204, 668
Fabian, A. C., Guilbert, P. W., Arnud, K., Shafer, R. A., Tennant, A. F., Ward, M. J. 1986 MNRAS, 218, 457
Fabian, A. C., Rees, M. J. 1995, *MNRAS*, 277, L55-L58
Fall, S. M., & Pei, Y. C. 1993, ApJ, 402, 479
Fanaroff, B. L., Riley, J. M. 1974, MNRAS, 167P, 31
Femini et aI., 1991, ApJ., 381, 63
Feretti, L., Fanti, R., Parma, P., Massaglia, S., Trussoni, E., Brinkmann, W. 1995, A&A, 298, 699
Ferguson, J. W. et al. 1997, ApJ, 487, 122
Ferland G. J., Elitzur M. 1984, ApJ, 285, L11
Ferland, G. J., & Osterbrock, D. E. 1986, ApJ, 300, 658
Ferland, G. J., & Persson, S. E. 1989, ApJ, 347, 656
Ferland, G., Korista, K., & Peterson, B. 1990, ApJ, 363, L21
Ferland, G. J., Peterson, B. M., Horne, K., Welsch, W. F., & Nahar, S. N. 1992, ApJ, 387, 95
Ferland, G. 2004, ASPC, 311, 161
Filippenko, A. V., & Halpern, J. P. 1984, ApJ, 285, 458
Filippenko, A. V. 1985, ApJ, 289, 475
Filippenko, A.V. 1992, ASPC, 31, 253F
Filippenko, A. V., Ho, L. C., Sargent, Wallace L. W. 1993, ApJ, 410L, 75
Fitch, W.S., Pacholczyk, A.G., and Weymann, R.J. 1967, ApJ, 150, L67
Foltz, C. B., Weymann, R. J., Peterson, B. M., Sun, L., Malkan, M. A., & Chaffee, F. H. 1986, ApJ, 307, 504
Foltz, C.B., Chaffee, F.H. and Black, J.H., 1988, Astrophys. J., 324, 267
Foltz, C. B., Chaffee, F. H., Hewett, P. C., Weymann, R. J., & Morris, S. L. 1990, BAAS, 2, 806
Ford, H. C., et al. 1994, ApJ, 435, L27
Francis, P. J., Hewett, P. C., Foltz, C. B., Chaffee, F. H., Weymann, R. J., & Morris, S. L. 1991, ApJ, 373, 465
Frank Shu, Physical Universe: An Introduction to Astronomy (University Science Books, 1982)
Frank, J., King, A. R., & Raine, D. 1992, Accretion Power in Astrophysics (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
Fromerth, M. J., & Melia, F. 2001, ApJ, 549, 205
Fugmann, W. 1989, A&A, 205, 86
Gaskell, C. M. 1982, ApJ, 263, 79
George, I. M., & Fabian, A. C., 1991, MNRAS, 249, 352
Gioia, I. M., *et al.* 1984, ApJ, 28, 495
Gondhalekar, P. M. et al. 1994, MNRAS, 268, 973
Gopal-Krishna, Wiita, P.J., 2000, *A&A*, 363, 507-516
Grandi, S. A. 1982, ApJ, 255, 25
Guthman, A.W., M. Georgantopoulos, A. Marcowith and K. Manolakou. (eds.) Springer Verlag, Lecture Notes in Physics, Vol. 589, pp. 41 - 65
Haardt, F., & Maraschi, L. 1993, ApJ, 413, 507
Hall P., Anderson S., Strauss M., York D., Richards G., Fan X. e. A., 2002, ApJS,

www.klavlosbooks.gr

141, 267
Halpern, J. P. 1984, ApJ, 281, 90
Hamann, F., Korista, K. T., & Morris, S. L. 1993, ApJ, 415, 541
Harms R.J., Ford H.C., Tsvetanov Z.I., et al. 1994, ApJ 435, L35
Heckman T.M. 1980, A&A, 87,152
Heckman, T.M., 1987, IAUS, 121,421H
Heithausen, A., Bensch, F., Stutzki, J., & Falgarone, E. 1998, A&A, 331, L65
Henriksen, M.J., Marshall, F.E., and Mushotzky, R.F. 1984, Ap.J., 284, 491
Hields, G. A. 1978, Nature, 272, 706
Hills, J. G. 1975, Nature, 254, 295
Ho, L. C., Filippenko, A. V., & Sargent, W. L. W. 1993, ApJ, 417, 63
Ho, L., Filippenko, A.V. and Sargent, W.L.W, 1994, IAUS, 159, 275H
Holt, S.S., Neff, S.G., and Urry, C.M., 1992, JBAA, 102Q.287H
Hopkins, Philip F., Hayward, Christopher C., Narayanan, Desika, Hernquist, Lars., 2012, MNRAS, 420, 320H
Hoyle, F., Wickramasinghe, N. C. 1968, Nature, 218, 1126
Hubble, E. P. 192, 6ApJ, 64, 321
Huchra, J. P. 1977, ApJS, 35, 171
Hughes, D. H., Robson, E. I., Dunlop, J. S., & Gear, W. K. 1993, MNRAS, 263, 607
Hummer, D. G. 1970, ApL., 5, 1
Illingworth, G. 1977, ApJ, 218, L43
Impey, C. D., et al. 1991 ApJ, 375, 46
Jackson, N., Tadhunter, C., Sparks, William B. 1998, MNRAS, 301, 131
Johnson, W. N., et al. 1994, AIPC, 304, 515
Jones, T. W., O'Dell, S. L., & Stein, W. A. 1974, ApJ, 188, 353
Kaiser, M. E., et al. 2000, ApJ, 528, 260
Karovska, M., et al. 2002, ApJ, 577, 114
Kaspi, S., et al. 2000, ApJ, 533, 631
Kazanas D., 1989, ApJ 347, 74
Kellermann, K.I., Pauliny-Toth, I.I.K. 1969. Ap. J. Lett. 155: L71
Khachikian, E. Ye., & Weedman, D. W. 1974, ApJ, 192, 581
Kinney, A. L., Rivolo, A., & Koratkar, A. 1990, ApJ, 357, 338
Kollatschny W., Zetzl M. 2011, Nature, 470, 366
Koratkar, A. P., Kinney, A. L., & Bohlin, R. C. 1992, 400, 435
Koratkar, A., Antonucci, R. R. J., Goodrich, R. W., Bushouse, H., & Kinney, A. L. 1995, ApJ, 450, 501
Korista, K. T., Voit, G. M., Morris, S. L., & Weymann, R. J. 1993, ApJS, 88, 357
Korista, K. T., et al. 1995, ApJS, 97, 285
Koski, A. T. 1978, ApJ, 223, 56
Krause M., Burkert A., Schartmann M., 2011, MNRAS, 411, 550
Kriss, G. A., & Canizares, C. R. 1985, ApJ, 297, 177
Krolik, J. H., McKee, C. F., & Tarter, C. B. 1981, ApJ, 249, 422
Krolik, J. H., Madau, P., & Zycki, P. T. 1994, ApJ, 420, L57
Krolik J.H., 1999, Active Galactic Nuclei. Princeton Series in Astrophysics
Kwan J., Krolik J. H., 1981, ApJ, 250, 478

www.diavlosbooks.gr

La Franca, F., Gregorini, L., Cristiani, S., de Ruiter, H., and Owen, F. 1994, AJ, 108, 1548
Lambas, D.G., Maddox, S.J. & Loveday, J., 1992, MNRAS, 258, 404
Laor, A., Netzer, H., & Piran, T. 1990, MNRAS, 242, 560
Laor, A., & Draine, B. T. 1993, ApJ, 402, 441
Laor, A. 2004, ASPC, 311, 169L
Laor, A. 2006, ApJ, 643, 112
Laor, A. et al. 2006, ApJ, 636, 83
Lawrence, A., 1987, PASP, 99, 309
Lebofsky, M. J., & Rieke, G. H. 1980, Nature, 284, 410
Levshakov, S. A., Varshalovich, D. A. 1985, MNRAS, 212, 517
Lin, C. C., Shu, Frank H. 1964, ApJ, 140, 646
Lipovetsky, V. A., Markarian, B. E., Stepanian, J. A., 1987, IAUS, 121, 17L
Lister, M.L., Smith, P.S. 2000, *ApJ*, 541, 66-87
Londish, D. et al. 2004a, MNRAS, 352, 903
Londish, D., Croom, S. M., Heidt, J., Boyle, B. J. 2004b, AAS, 20511016L
Lynds, C. R. 1967, ApJ, 147, 396
Lynds, R. 1971, ApJ, 164, L73
Lyratzi, E., Danezis, E., 2004, AIPC, 740, 458
Lyratzi, E., Popović, L. Č., Danezis, E., Dimitrijević, M. S., Antoniou, A. 2009, NewAR, 53, 179
Lyratzi, E., Danezis, E., Popović, L. Č., Antoniou, A., Dimitrijević, M. S., Stathopoulos, D. 2010a, JPhCS, 257a, 2035
Lyratzi, E.; Danezis, E.; Popovic, L. C.; Antoniou, A.; Dimitrijevic, M. S.; Stathopoulos, D., 2010b POBeo, 89, 348L
Lyratzi, E.; Danezis, E.; Popović, L. Č.; Dimitrijević, M. S.; Antoniou, A.; Stathopoulos, D. 2010c, MSAIS, 15, 161
Lyratzi, E., Danezis, E., Popović, L. Č., Antoniou, A., Dimitrijević, M. S., Stathopoulos,D. 2011, BaltA, 20, 448L
Mac Low, M.-M., & Ossenkopf, V. 2000, A&A, 353, 339
Maisack, M., et al. 1993, ApJ, 407, L61
Malkan, M., & Sargent, W. L. W. 1982, ApJ, 254, 22
Malkan, M. A. 1983, ApJ, 268, 582
Malkan, M. A. 1989, tad, conf.,19
Maoz, D., et al. 1991, ApJ, 367, 493
Marconi, A. et al. 2008, ApJ, 678, 693
Marconi, A. et al. 2009, ApJ, 698L, 103
Markarian B.E., 1967, Astrophysics, 3, 55
Martin et al. 2012, MNRAS, Vol 4, Issue 4
Mathews, W. G. 1982, Ap. J. (Letters), 278, L79
Mathews, W. G. 1983, ApJ, 272, 390
Mathews, W.G., and Capriotti, E.R., 1985, in Astrophysics of Active Galaxies and Quasi-Stellar Objects (J.Miller ed. p.185)
Mathews, W. G. 1986, ApJ, 305, 187
Mathews, W. G., Ferland, G. J., 1987, ApJ, 323, 456
Mathews, W. G., & Doane, J. S. 1990, ApJ, 352, 423

www.diavlosbooks.gr

Mathur, S., Elvis, M., & Wilkes, B. 1995b, ApJ, 452, 230
McHardy, I. 1988, Mem. Soc. Astron. Italiana, 59, 239
McHardy, I. M., Marscher, A. P., Gear, W. K., Muxlow, T., Lehto, H. J., & Abraham, R. G. 1990, MNRAS, 246, 305
McLure, Ross J.; Dunlop, James S. 2004, MNRAS, 352, 1390M
Meurs, E.J.A., and A.S. Wilson. 1984. Astron. Astrophys. 136:206.
Michael A. Siniscalchi, 2010
Miley, G. K., Neugebauer, G., & Soifer, B. T. 1985, ApJ, 293, 148,
Miller, J. S. 1981, PASP, 93, 681
Mirabel, F. & Rodríguez, L. F. 1999, ARAA, 37, 409
Mirabel, I, F. 2007, IAUS, 238, 19
Misner, C. W., Thorne, K. S., Wheeler, J. A. 1973, Gravitation (San Francisco: Freeman), p. 674
Mittaz, J. P. D., & Branduardi-Raymont, G. 1989, MNRAS, 238, 1029
Miyoshi, M., Moran, J. M., Herrnstein, J. R., Greenhill, L. J., Nakai, N., Diamond, P. J., & Inoue, M. 1995, Nature, 373, 127
Morris, S. L., Weymann, R. J., Savage, B. D., & Gilliland, R. L. 1991, ApJ, 377, L21
Murray N., Chiang J., 1995, ApJ 454, L105
Murray N., Chiang J., Grossman S., Voit G.M. 1995, ApJ 451, 498
Murray N., Chiang J., 1997, ApJ 474, 91
Murray, N., and Chiang, J. 1998, *ApJ,* **494,** 125
Mushotzky, R. F. et al. 1980, BAAS, 12, 873
Mushotzky, R. F. 1982, ApJ, 256, 92
Mushotzky, R. F., Done, C., & Pounds, K. A. 1993, ARA&A, 31, 717
Mushotzky, R. F., Fabian, A. C., Iwasawa, K., Kunieda, H., Matsuoka, M., Nandra, K., & Tanaka, Y. 1995, MNRAS, 272, L9
Nandra, K., & Pounds, K. A. 1994, MNRAS, 268, 405
Netzer H., 1990, In: Blandford R.D., Netzer H.,Woltjer L. (eds.) Saas- Fee Advanced Course 20: Active Galactic Nuclei. Springer, New York, 57
Netzer, H., & Laor, A. 1993, ApJ, 404, L51
Netzer, H., & Alexander, T. 1994, MNRAS, 270, 781
Netzer, H. 2009, ApJ, 695, 793
Netzer, H. 2010, IAUS, 267, 213
Norman C., Scoville N., 1988, ApJ 332, 124
O'Dea, C. P., and Owen, F. N. 1986, ApJ, 301, 841
Osterbrock, D.E. 1968, AJ, 73, 916
Osterbrock, D. E. 1977, ApJ, 215, 733
Osterbrock, D. E. 1981, ApJ, 246, 696a
Osterbrock, D.E. 1981, ApJ, 249, 462b
Osterbrock, D.E. 1984. Q.J.R.A.S., 25, 1.
Osterbrock, D. E., 1989 Astrophysics of Gaseus Nebulae and Active Galactic Nuclei (University Science Books: Mill Valley), p. 132
Osterbrock D.E., 1993, ApJ 404, 551
Padovani, P., 1993, MNRAS, 263, 461
Patnaik, A. R., Browne, I. W. A., Wilkinson, P. N., & Wrobel, J. M. 1992, MNRAS, 254, 655

www.uoabooks.gr

Pearson, T. J., Unwin, S. C., Cohen, M. H., Linfield, R. P., Readhead, A. C. S., Seielstad, G. A., Simon, R. A., & Walker, R. C. 1981, Nature, 290, 365
Pei, Y. C., Fall, S. M., & Bechtold, J. 1991, ApJ, 378, 6
Pelat, D., Alloin, D., & Fosbury, A. E. 1981, MNRAS, 195, 787
Pelletier G., Pudritz R.E., 1992, ApJ 394, 117
Peletier, R. F., Balcells, M., 1996, AJ, 111, 2238 P
Penston, M. V., et al. 1984a, Ann. d'Astrophys., 31, 569
Penston, M.V., and Perez, E. 1984b, MNRAS, 211, 33p
Penston M. V. 1988, MNRAS, 233, 601
Penston, M. V. et al. 1990, Astr. Ap., 236, 53
Perley, R. A.; Dreher, J. W.; Cowan, J. J., 1984, ApJ, 285, 35
Perry, J. J., & Dyson, J. E. 1985, MNRAS, 213, 665
Perry, J. J., Ward, M. J., & Jones, M. 1987, MNRAS, 228, 623
Perry, J. J., Ward, M. J., & Jones, M. 1987, MNRAS, 228, 623 (SOS)
Peterson, B. M. 1993, PASP, 105, 247
Peterson B.M., 1997, An Introduction to Active Galactic Nuclei. Cambridge University Press
Peterson, B. M. et al. 2000, ApJ, 542, 161
Peterson, B. M., Horne, K. 2004, AN, 325, 248
Petre, R., Mushotzky, R. F., Krolik, J. H., & Holt, S. S. 1984, ApJ, 280, 499
Pettini, M., Smith, L. J., Hunstead, R. W., & King, D. L. 1994, ApJ, 426, 79
Pittard, J. M., Dyson, J. E., Falle, S. A. E. G., & Hartquist, T. W. 2003, A&A, 408, 79
Po-Chieh Yu, Chorng-Yuan Hwang, 2011, AJ, 142, 14Y
Pogge, R. W. 1988, ApJ, 328, 519
Popović, L. Č., Mediavilla, E., Bon, E., Ilić, D. 2004 *A&A* **423** 909
Proga, D., Stone, J. M., and Kallman, T. R. 2000 *ApJ,* **543,** 686
Puchnarewicz, E. M., Mason, K. O., Córdova, F. A., Kartje, J., Branduardi-Raymont, G., Mittaz J. P. D., Murdin, P. G., & Allington-Smith, J. 1992, MNRAS, 256, 589
Rauch, M., Carswell, R. F., Chaffee, F. H., Foltz, C. B., Webb, J. K., Weymann, R. J., Bechtold, J., & Green, R. F. 1992, ApJ, 390, 387
Rees et al. 1969, Nature, 223, 788
Rees, M. J. 1971, swng.conf, 633R
Rees, M., Begelman, M., Blandford, R., Phinney, E. 1982, *Nature,* 295, 17-21
Rees, M. J. 1987, MNRAS, 228, 47
Rees M. J., Netzer H., Ferland G. J., 1989, ApJ, 347, 640
Reichard et al. 2003, AJ, 125.1711R
Reichard T. A., Richards G. T., Hall P. B. et al. 2003, AJ, 126, 2594
Reichert, G. A., Mushotzky, R. F., Petre, R., & Holt, S. S. 1985, ApJ, 296, 69
Reichert, G. A., Polidan, R. S., Wu, C.-C., & Carone, T. E. 1988, ApJ, 325, 671
Richards et al., 2005, MNRAS, 360, 839
Richstone, D., Schmidt, M. 1980, Ap.J, 235: 361
Rieke, G. H. & Low, F. J. 1972a, ApJ, 176L, 95R
Rieke, G.H. and Low, F.J. 1972b, ApJ, 226, 550
Rieke, G. H. 1978, ApJ, 226, 550R
Rieke, G.H., Lebofsky, M.J. & Wisniewski, W.A. 1982, ApJ 263, 73

www.ebooks.gr

Robson, I., Active Galactic Nuclei, Wiley – Praxis in Astronomy and Astrophysics, 1996
Roche, N., Shanks, T., Georgantopoulos, I., Stewart, G. C., Boyle, B. J., & Griffiths, R. E. 1995, MNRAS, 273, L15
Romero-Colmenero, E., et al. 1996, MNRAS, 282, 94
Roos, N. 1992, ApJ, 385, 108
Rybicki, G.B., Lightman, A., 1979, Radiative Processes in Astrophysics, New York, Wiley
Salpeter, E. E., 1964, ApJ, 140, 796
Sandage και Bedke, The Carnegie Atlas of Galaxies, Carnegie Institute of Washington, Washington D.C., 1994
Sanders, D. B., Phinney, E. S., Neugebauer, G., Soifer, B. T., & Matthews, K. 1989, ApJ, 347, 29
Sargent, W.L.W., Young P.J., Boksenberg A., et al., 1978, ApJ 221, 731
Sargent, W. L. W. 1980, Physica Scripta, 21, 753
Sargent, W. L. W. 1988, in QSO Absorption Lines: Probing the Universe, ed. J. Blades, D. Turnshek, & C. Norman (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 1
Sauty, C., Tsinganos, K., Trussoni, E. 1999, A&A, 348, 327-349
Sauty C., Tsinganos K., Trussoni E., 2002, LNP, 589, 41S
Scheur, P.A. G., Readhead A. C. S. 1979, Nature, 277, 182
Schmidt, M., and Green, R.F. 1983, ApJ, 269, 352
Schmitt, H. R., & Kinney, A. L. 1996, ApJ, 463, 623
Scoville, N., Norman, C. 1988, ApJ 332, 163
Seyfert, C. 1943, ApJ, 97, 28 - 40
Shields, G. A. 1978, Nature, 272, 706
Shields, J. C., Ferland, G. J., & Peterson, B. M. 1995, ApJ, 441, 507
Shuder, J. M. 1981, Ap.J., 244, 12
Shuder, J. M., & Osterbrock, D. E. 1981, ApJ, 250, 55
Silverman et al. 2005, Ap.J., 624, 630
Smith J. E., Robinson A., Young S., Axon D. J., Corbett E. A. 2005, MNRAS, 359, 846
Smith, P. L., Yoshino, K., Griesinger, H. E., & Black, J. H. 1981, ApJ, 250, 166
Smith M.D., Raine D.J. 1985, MNRAS 212, 425
Smith M.D., Raine D.J., 1988, MNRAS 234, 297
Smith, E.P., Heckman, T.M., Bothum, G.D., Romanishin, W., Balick, B. 1986, *ApJ*, 306, 64-89
Soifer, B .T. Neugebauer, G., Oke, J. B., Matthews, K., Lacy, J. H. 1983, ApJ, 265, 18
Soifer, B.T., Houck, J.R. and Neugebauer, G. 1987, ARAA, 25, 187
Spinrad, H. Peimbert, M. 1975, gaun.book, 37S
Spruit, H.C., Cao, X. 1994, *A&A*, 287, 80-86
Spruit, H.C., 1996, epbs.conf., 249S
Stathopoulos, D., Lyratzi, E., Danezis, E., Antoniou, A., Tzimeas, D., *A Study of the C IV BALs in HiBALQSO Spectra*, 26th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases, In Press
Stein, W. A., Soifer, B. T., 1983, Ann. Rev. Astr. Ap., 21, 177
Stirpe, G. M. 1991, A&A, 247, 3

www.diavlosbooks.gr

Strömgren, B. 1948, Ap. J., 108, 242
Sun, Wei-Hsin; Malkan, Matthew A. 1988 in Supermassive Black Holes, ed. M. Kafatos (Cambridge: Cambridge University Press), p 273
Sun, W. H., & Malkan, M. A. 1989, ApJ, 346, 68
Sutherland, R. S., & Dopita, M. A. 1993, ApJS, 88, 253
Svensson, R. 1987, MNRAS, 227, 403
Tanaka et al. 1995, Nature, 375, 659
Tananbaum, H., Avni, Y., Branduardi, G., Elvis, M., Fabbiano, G., Feigelson, E., Giacconi, R., Henry, J. P., Pye, J. P., Soltan, A., Zamorani, G. 1979, ApJ, 234L, 9
Tennant, A.F., Mushotzky, R.F., 1983, ApJ, 264, 92
Toomre, A. 1981, in *The Structure and Evolution of Normal Galaxies*, ed. S. M. Fall & D. Lynden-Bell (Cambridge: Cambridge University Press), p. 11.
Torricelli-Ciamponi, G., & Pietrini, P. 2002, A&A, 394, 415
Treves, A., Maraschi, L., & Abramowicz, M. 1988, PASP, 100, 427
Trump J. et al., 2006, ApJS, 165, 1
Trussoni, E., Sauty, C., Tsinganos, K. 1997, *A&A*, 325, 1114
Tucker, W. 1975, rpa..book, T
Turner T.J., Pounds K.A. 1989, MNRAS 240, 833
Turner, T. J., et al. 1991, ApJ, 381, 85
Turnshek, D.A., 1984, ApJ, 280, 51
Turnshek, D. A. 1988, qsal.proc., 17T
Turnshek, D. A., Foltz, C. B., Grillmair, C. J., & Weymann, R. J. 1988, ApJ, 325, 651
Tytler, D.1982, Natur., 298, 427
Tytler, D., & Fan, X.-M. 1992, ApJS, 79, 1
Ulrich, M. H., et al. 1984, MNRAS, 206, 221
Ulriich, M.-H. 1988, MNRAS, 230, 121
Urry, C. M., and Shafer, R. A. 1984, Ap. J., 280, 569
Urry, C.M., Padovani, P., 1995, PASP, 107, 803-845
Urry, C.M., Padovani, P., 1999, PASP, 107, 803-845
Valtaoja, E., et al. 1992, A&A, 254, 80
van den Bergh, S. 1976, ApJ, 206, 883
van Groningen, E. 1983, Astr. Ap., 126, 363
Veilleux, S. 1991. ApJ 369:331
Viegas-Aldrovandi, S. M., & Contini, M. 1989, ApJ, 339, 689
Vilkoviskij, E. Y., & Czerny, B. 2002, A&A, 387, 804
Voit, G. M., Weymann, R. J., & Korista, K. T. 1993, ApJ, 413, 95
Walker, M. F., 1968, Ap. J., 151, 71
Ward, M.J., Wilson, A.S., Penston, M.V., Elvis, M., Maccacaro, T., and Tritton, K.P. 1978 ApJ, 223, 788
Weedman, D.W., 1976, QJRAS, 17, 227
Weymann, R. J., Carswell, R. F., & Smith, M. G. 1981, ARA&A, 19, 41
Weymann R. J., Morris S. L., Foltz C. B., Hewett P. C. 1991, ApJ, 373, 23
Weymann, R. J., Morris, S. L., Gray, M. E., & Hutchings, J. C. 1997, ApJ, 483, 717
Wilkes, B. J. 1984, MNRAS, 207, 73
Wills, B. J., Netzer, H., & Wills, D. 1985, ApJ, 288, 94

www.ellinikosbooks.gr

Wills, B.J., et al. 1992, ApJ, 398, 454
Wilson, A. S., Mulchaey, J. S., Colbert, E., Mushotzky, R. F., Weaver, K. A. 1992, AAS, 181, 9804
Wilson, A.S., Colbert, E.J.M. 1995, ApJ, 438, 62
Wolfe, A. M., Turnshek, D. A., Smith, H. E., & Cohen, R. D. 1986, ApJS, 61, 249
Worrall, D., & Marshall, F. E. 1984, ApJ, 276, 434
Yee, H. K. C. 1980, ApJ, 241, 894
Zamorani, G., Henry, J. P., Maccacaro, T., Tananbaum, H., Soltan, A., Avni, Y., Liebert, J., Stocke, J., Strittmatter, P. A., Weymann, R. J., Smith, M. G., Condon, J. J. 1981, ApJ, 245, 357
Zanin, R. et al. 2011, arXiv, 1110.1581Z
Zdziarski, Andrzej A., Ghisellini, Gabriele, George, Ian M., Fabian, A. C., Svensson, Roland, Done, Chris 1990, ApJ, 363L, 1Z
Zdziarski, A. A., Johnson, W. N., Done, C., Smith, D., & McNaron-Brown, K. 1995, ApJ, 438, L63
Zel'dovich, Ya. B. & I.D. Novikov, "Relativistic Astrophysics, Part I," Uspekhi Fizicheskikh Nauk 84, 877 (1964). English translation: Soviet Physics–Uspekhi 7, 763 (1965)
Zheng et al. 1995, ApJ, 454L, 11Z
Zheng W. et al., 2001, ApJ, 562, 152
Zurek, W. H., Siemiginowska, A., & Colgate, S. A. 1994, ApJ, 434, 46
http://www.as.utexas.edu/astronomy/education/spring05/komatsu/lecture23.pdf
http://www.beares.net/r/astro/galaxies

www.diavlosbooks.gr