

ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ



Μεταβλητότητα των AGN στις μαλακές ακτίνες X: το πεδίο XMM-XXL-North

Διαμάντω Κουράκου

Εκπόνηση πτυχιακής ως μέρος του
Προπτυχιακού Τίτλου Σπουδών

από τη

Σχολή Θετικών Επιστημών

Τμήμα Φυσικής

Επίβλεψη: Ερευνητής Δρ. Αντώνης Γεωργακάκης

Συνεπίβλεψη: Καθηγήτρια Δρ. Καλλιόπη Δασύρα

Σύνοψη

Η μεταβλητότητα στις ακτίνες X ενεργών γαλαξιακών πυρήνων μπορεί να μας δώσει πληροφορίες για την διαδικασία προσαύξησης ύλης στην κεντρική μελανή οπή.

Στην εργασία αυτή εξερευνούμε το πεδίο XMM-XXL-North, ένα εκτενές πεδίο με πληθυσμό πολλών λαμπρών AGN που περιέχει πηγές από το κοντινό μέχρι το μακρινό σύμπαν, και μελετάμε την μεταβλητότητα στις μαλακές ακτίνες X (0.2 – 2 keV) για χρονικές χλίμακες τάξης 10 ετών για 175 ενεργούς γαλαξιακούς πυρήνες.

Μετράμε την μεταβλητότητα των AGN με το πλάτος μεταβλητότητας σ_{rms}^2 από φωτομετρικά δεδομένα αρχείου αλλά και προσαρμόζοντας αλγόριθμο Bayes στις ιδιότητες ροής. Εξετάζουμε το μέσο πλάτος μεταβλητότητας συλλογής πηγών και εισάγουμε την στατιστική μελέτη των χαρακτηριστικών μεγεθών των AGN.

Συγχρίνουμε το πλάτος μεταβλητότητας με το παρατηρησιακό μέγεθος της λαμπρότητας για συλλογές ενεργών γαλαξιακών πυρήνων και εξετάζουμε την σχέση τους. Τέλος, συγχρίνουμε την σχέση μεταβλητότητας-λαμπρότητας με αυτήν τεχνητού πληθυσμού εφαρμόζοντας τέσσερα διαφορετικά αστροφυσικά μοντέλα που βασίζονται σε εμπειρικές σχέσεις παρατηρούμενες σε AGN στο κοντινό σύμπαν και σχετίζουν μεταβλητότητα με τα θεμελιώδη μεγέθη προσαύξησης (μάζα μελανής οπής και ρυθμό προσαύξησης). Παρατηρούμε ότι οι παρατηρησιακές σχέσεις κοντινών AGN αναπαράγουν ικανοποιητικά τα δεδομένα για πηγές μέχρι το μακρινό σύμπαν ($z = 4$).

Eυχαριστίες

Ευχαριστώ από καρδιάς τον Δρ. Αντώνη Γεωργακάκη που δέχτηκε να με καθοδηγήσει και να επιβλέψει την εργασία αυτή, για την υπομονή του, την ενθάρρυνση και την πολύτιμη βοήθειά του. Με δίδαξε πώς γίνεται η επιστημονική έρευνα στην αστροφυσική και με ενέπνευσε να μελετήσω το κομμάτι των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων.

Ευχαριστώ θερμά την καθηγήτρια Δρ. Καλλιόπη Δασύρα για την συνεπίβλεψη, για την ενέργεια που αφιερώνει στους φοιτητές της και γιατί με δίδαξε να σκέφτομαι δημιουργικά πάνω στην φυσική.

Ευχαριστώ θερμά τον καθηγητή Δρ. Ιωσήφ Παπαδάκη που προσέφερε εποικοδομητική κριτική και μοιράστηκε τις εξειδικεύμενες γνώσεις του πάνω στο θέμα της εργασίας αυτής. Τέλος, ευχαριστώ πολύ όλους τους συμφοιτητές μου και τους εργαζόμενους στο ΕΚΠΑ.

Περιεχόμενα

Σύνοψη	i
Ευχαριστίες	ii
Κατάλογος Σχημάτων	vi
Συντομογραφίες & νομενκλατούρα	xii
Φυσικές Σταθερές	xiii
1 Εισαγωγή	1
1.1 Κίνητρο	1
1.2 Περίγραμμα εργασίας	2
2 Ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες	5
2.1 Εκπομπή σε όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα	6
2.2 Μεταβλητότητα	11
2.3 Αποστάσεις, διαστάσεις και μάζα	11
2.4 Μοντέλο μελανής οπής και δίσκου προσαύξησης	15
2.4.1 Κεντρική μελανή οπή	15
2.4.2 Προσαύξηση	17
2.4.3 Άλλα χαρακτηριστικά των AGN	22
2.4.4 Θεμελιώδη φυσικά μεγέθη συστήματος προσαύξησης	24
3 Διαδικασίες ακτινοβολίας και παρατηρήσεις στις ακτίνες X	27
3.1 Σχετικιστική κινηματική και ισχύς ακτινοβολίας	27
3.2 Βασικές έννοιες ακτινοβολίας	30
3.3 Ακτινοβολία σύγχροτρον	31
3.4 Σκεδασμός Compton	33
3.5 Ακτινοβολία πέδης (bremsstrahlung)	35
3.6 Αστροφυσικές παρατηρήσεις AGN στις ακτίνες X	36
3.7 XMM-Newton	39
3.7.1 Δομή τηλεσκοπίων ακτίνων X	39
3.7.2 Το τηλεσκόπιο XMM-Newton	41
3.7.3 Ανιχνευτές στο XMM-Newton	42

3.7.4 Παρατηρήσεις του XMM-Newton	47
4 Μεταβλητότητα των AGN στις ακτίνες X	48
4.1 Φασματική πυκνότητα ενεργειακής ισχύος(PSD)	49
4.1.1 Θόρυβος Poisson	50
4.1.2 Μέσος όρος και ομαλοποίηση περιοδογράμματος	50
4.1.3 Γενική μορφή PSD ενεργών γαλαξιών	51
4.2 Ολοκλήρωμα της ενεργειακής ισχύος	51
4.3 Η NXS V ως μέγεθος εκτίμησης μεταβλητότητας	52
4.3.1 Κανονικοποιημένη πλεονάζουσα διακύμανση(NXS V) σ_{rms}^2	52
4.3.2 Αβεβαιότητα και μεροληφία στην NXS V	53
4.4 Ensemble NXS V	54
4.5 Μεταβλητότητα AGN σε διαφορετικές χρονικές χλίμακες	56
4.6 Φυσικές παράμετροι που σχετίζονται με την μεταβλητότητα	56
5 Μεταβλητότητα ακτίνων X και ιδιότητες από παρατηρήσεις αρχείου XMM-XXL-North	58
5.1 Διαμόρφωση βάσης δεδομένων και διασταύρωση παρατηρήσεων	59
5.1.1 Βάση δεδομένων RapidXMM	60
5.1.2 Αντιστοίχιση πηγών και πληροφορίες από άλλους καταλόγους	61
5.2 Υπολογισμός ποσοτήτων	61
5.2.1 Count rate και αβεβαιότητα	61
5.2.2 Ακτινοβολία υποβάθρου και αβεβαιότητα	63
5.2.3 Signal-to-Noise ratio	64
5.2.4 Normalised Excess Variance και αβεβαιότητα	64
5.2.5 Λαμπρότητα και redshift	66
5.3 Περιορισμός δείγματος και ανάλυση δεδομένων	69
6 Αλγόριθμος Bayes	77
6.1 Θεμελιώδης στατιστική Bayes	77
6.1.1 Τεχνικές δειγματοληφίας Markov Chain Monte Carlo (MCMC)	78
6.1.2 Αλγόριθμος ένθετης δειγματοληφίας Nested Sampling (NS)	79
6.2 Εφαρμογή συμπερασματολογίας Bayes στον αλγόριθμο υπολογισμού της NX-SV	80
6.2.1 Υπολογισμός ενδεχομένου παρατήρησης των φωτονίων για μία πηγή, μία καμπύλη φωτός	81
6.2.2 Importance Sampling	84
6.2.3 Ο αλγόριθμος ένθετης δειγματοληφίας UltraNest και παράμετροι	85
6.3 Αποτελέσματα και σύγκριση με την βάση δεδομένων	87
7 Μοντέλα μεταβλητότητας	94
7.1 Δόμηση μοντέλων μεταβλητότητας	94
7.1.1 Τεχνητός πληθυσμός AGN	94
7.1.2 Μοντελοποίηση PSD και πλάτος μεταβλητότητας (NXSV)	96
7.2 Προσαρμογή μοντέλων στο δείγμα μας και σύγκριση	98
8 Συμπεράσματα & Προτάσεις για Μελλοντική Έρευνα	106
8.1 Συσχέτιση ensemble NXS V με την λαμπρότητα L_X	106

8.2 Συμπεράσματα	107
A' Κώδικας εφαρμογής του αλγορίθμου Bayes	111
Βιβλιογραφία	117
Δήλωση Συγγραφικής Ιδιότητας	126

Κατάλογος Σχημάτων

2.1	Διαδρομή φωτός από σφαιρικά συμμετρική πηγή. (Εικόνα από [9])	12
2.2	Δομή των AGN που σχηματικά περιλαμβάνει στοιχεία που προτείνονται από ένα ενοποιητικό μοντέλο. Η διακεκομμένη γραμμή δείχνει πώς μπορεί να σχηματιστεί αδρός δίσκος. Το μέσο σκίασης (obscuring medium) μπορεί να είναι τόρος σκόνης ή στρεβλωμένος δίσκος. BLR είναι η περιοχή ευθείες παρατηρήσεις της οποίας μας δίνουν ευρείες φασματικές γραμμές εκπομπής, ενώ NLR είναι η περιοχή ευθείες παρατηρήσεις της οποίας μας δίνουν στενές φασματικές γραμμές εκπομπής. (Εικόνα από [13])	14
3.1	Γεωμετρία φαινομένου Doppler. (Εικόνα [46])	29
3.2	Τυπικό φάσμα AGN τύπου 1 σε ενέργειες $0.1 - 1000 \text{ keV}$ (Εικόνα από Ricci et al. 2011)	36
3.3	Σχηματική αναπαράσταση παραγωγής ακτίνων X σε AGN- η περιοχή από την οποία προέρχονται οι ακτίνες X είναι πιθανότατα ένα στέμμα πλάσματος ηλεκτρονίων. Πάνω: διαδρομή φωτός πρωτογενών ακτίνων X. Κάτω: διαδρομή φωτός δευτερογενών ακτίνων X (Εικόνα από www.isdc.unige.ch/~ricci)	37
3.4	Πάνω: πώς συμπεριφέρεται μια δέσμη οπτικού και μία δέσμη ακτίνων X κατά την πρόσπτωσή τους υπό μεσαία γωνία πάνω σε κάτοπτρο. Κάτω πώς συμπεριφέρονται οι ίδιες δέσμες για πρόσπτωση σχεδόν παράλληλη στην επιφάνεια- γωνία που σχηματίζει η δέσμη με την επιφάνεια πρόσπτωσης στην περίπτωση της grazing incidence για να αναλαστεί η δέσμη ακτίνων X είναι στην πραγματικότητα μικρότερη από αυτήν που φαίνεται στο σχήμα. (Εικόνα από το "Imagine the Universe" της NASA)	39
3.5	Σχηματικό διάγραμμα κατά μήκος τομής τηλεσκοπίου ακτίνων X με ένα σετ κατόπτρων. Στο σχήμα με μπλε βέλη αναπαριστώνται εισερχόμενες ακτίνες X που προσπίπτουν σε δύο διαδοχικά κάτοπτρα (μαύρα επίπεδα) και εστιάζονται σε ένα σημείο. (Εικόνα από το "Imagine the Universe" της NASA)	40
3.6	Σχηματικό διάγραμμα κατά μήκος τομής τηλεσκοπίου ακτίνων X με αρκετά σετ κατόπτρων. Με ένθετα κάτοπτρα περισσότερες δέσμες εστιάζονται παρέχοντας λαμπρότερη απεικόνιση. (Εικόνα από το "Imagine the Universe" της NASA)	40
3.7	Ο σχεδιασμός που ακολουθεί ένα τηλεσκόπιο Wolter τύπου 1. Το παραβολοειδές εκ περιστροφής σχήμα των κατόπτρων και το υπερβολοειδές εκ περιστροφής σχήμα των κατόπτρων έχουν κοινό άξονα με την γραμμή παρατήρησης και κοινό εστιακό επίπεδο μεταξύ τους. (Εικόνα από το "Imagine the Universe" της NASA)	41

3.8 Σχηματικά τα μέρη που αποτελούν το παρατηρητήριο XMM. Στο αριστερό όχρο, όπως φαίνεται στο σχήμα, οι τρείς μονάδες με τις συστάδες ένθετων κατόπτρων- οι δύο από τις οποίες έχουν πλεγματικά φράγματα (gratings). Στο αντίθετο όχρο του παρατηρητηρίου φαίνονται τα όργανα στα εστιακά επίπεδα των τηλεσκοπίων: οι μηχανισμοί ψύξης των δύο κάμερων EPIC MOS (οι δομές με μαύρο και πράσινο χρώμα), ο μηχανισμός ψύξης της EPIC PN (με ανοιχτό μωβ χρώμα), οι ανιχνευτές RGS (με φωτεινό γαλάζιο χρώμα) και οι μηχανισμοί ψύξης των RGS (με κοκκινο-ροζ χρώμα)- δεν φαίνεται το οπτικό τηλεσκόπιο OM (βρίσκεται πίσω από την χαμηλότερη μονάδα ένθετων κατόπτρων στα αριστερά) (Εικόνα από το “XMM-Newton User’s Handbook, 2021.” ESA: XMM-Newton SOC)	43
3.9 Η συνάρτηση εξάπλωσης σημείου PSF για τους ανιχνευτές MOS1, MOS2 και PN (από τα αριστερά στα δεξιά) για την ίδια πηγή στις ακτίνες X. Το μέγεθος pixel αντιστοιχεί σε 1.1 arcsec για τους ανιχνευτές MOS και σε 4.1 arcsec για τον ανιχνευτή PN (Εικόνα από το “XMM-Newton User’s Handbook, 2021.” ESA: XMM-Newton SOC)	43
3.10 Το κλάσμα ενεργειακής ισχύος που περικλείεται στην παρατήρηση σε συνάρτηση με την γωνιακή ακτίνα του διαφράγματος στον άξονα παρατήρησης για ακτινοβολίες διαφορετικών ενεργειών. Αριστερά: για τον ανιχνευτή EPIC MOS1. Δεξιά: για τον ανιχνευτή EPIC MOS2. (Εικόνα από το “XMM-Newton User’s Handbook, 2021.” ESA: XMM-Newton SOC)	44
3.11 Το κλάσμα ενεργειακής ισχύος που περικλείεται στην παρατήρηση σε συνάρτηση με την γωνιακή ακτίνα του διαφράγματος στον άξονα παρατήρησης για ακτινοβολίες διαφορετικών ενεργειών για τον ανιχνευτή EPIC PN. (Εικόνα από το “XMM-Newton User’s Handbook, 2021.” ESA: XMM-Newton SOC)	44
3.12 Η κβαντική απόδοση των chip των ανιχνευτών EPIC MOS ως συνάρτηση της ενέργειας των φωτονίων. (Εικόνα [55])	45
3.13 Η κβαντική απόδοση των chip των ανιχνευτών EPIC PN ως συνάρτηση της ενέργειας των φωτονίων. (Εικόνα [53])	46
3.14 Αριστερά: Ισημερινή προβολή των πηγών που έχει καταγράψει το XMM-Newton είτε στοχευμένα (pointed) είτε κατά την περιστροφή του τηλεσκοπίου (slew), το πεδίο XMM-XXL-North απεικονίζεται με διαφορετικό χρώμα. Δεξιά: προβάλονται οι πηγές με στοχευμένες παρατηρήσεις του πεδίου XMM-XXL-North σε ισημερινή προβολή. Ο οριζόντιος άξονας είναι η διορθωμένη για ιδία κίνηση ορθή αναφορά (RA) και ο κατακόρυφος άξονας η διορθωμένη απόκλιση (Dec). (Οι παραπάνω εικόνες παρήχθησαν χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα απεικόνισης TOPCAT [54] και τους καταλόγους 4XMM-DR9[60] και RapidXMM [45])	46
4.1 Αριστερά: Δείγμα καμπύλης φωτός ακτίνων X ενεργού γαλαξιακού πυρήνα. Δεξιά: Ο διακριτός μετασχηματισμός Fourier της καμπύλης φωτός- κατάλληλα κανονικοποιημένος- μας δείνει το περιοδόγραφα (διακριτά σημεία) το οποίο προσεγγίζει την PSD (κόκκινη διακεκομένη γραμμή) ενώ παρατηρούμε και το σταθερό υπόβαθρο Poisson (φαίνεται καθαρά στην μπλέ συνεχή καμπύλη ως σταθερά στις μεγάλες συχνότητες)[38].	50

5.1	Ισημερινή προβολή του πεδίου XMM-XXL-North. Ο οριζόντιος άξονας είναι η διορθωμένη για ιδία κίνηση ορθή αναφορά (RA) και ο κατακόρυφος άξονας η διορθωμένη απόκλιση (Dec). Προβάλονται οι πηγές με στοχευμένες παρατηρήσεις. (Η εικόνα παράχθηκε χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα απεικόνισης TOPCAT [54] και τον κατάλογο RapidXMM [45])	59
5.2	NXSV με συνολικές καταμετρήσεις φωτονίων στο διάφραγμα κατά redshift	66
5.3	Λαμπρότητα (10^{42} erg s $^{-1}$) στις μαλακές ακτίνες X (0.2 – 2 keV) συναρτήσει του redshift.	69
5.4	NXSV με λαμπρότητα κατά redshift. Στο πάνω πάνελ οι πηγές για τις οποίες έχουμε φασματοσκοπική μέτρηση ερυθρομετατόπισης, ενώ στο κάτω πηγές για τις οποίες έχουμε μόνο φωτομετρική μέτρηση ερυθρομετατόπισης. Οι πηγές με NXSV < 0.005 απεικονίζονται στο επίπεδο 0.005.	70
5.5	Οι συνολικές παρατηρήσεις εμπίπτουν σε τρία χρονικά διαστήματα- εποχές. Εδώ ο ρυθμός καταμέτρησης (CR) με την χρονική τοποθέτηση της έναρξης κάθε παρατήρησης του ανιχνευτή PN στην εργειακή μπάντα 0.2 – 2 keV.	71
5.6	H NXSV με λαμπρότητα και binning κατά λαμπρότητα σε bin των 20 τουλάχιστον πηγών με διαφοροποίηση για redshift και επιλέγοντας πηγές με S/N > 2. Η λαμπρότητα είναι προσαρμοσμένη στο σύστημα ηρεμίας της πηγής και σημειώνεται στον οριζόντιο λογαριθμικό άξονα σε κλίμακα 10^{42} erg s $^{-1}$ για την παρατηρούμενη ενεργειακή μπάντα 0.2 – 2 keV. Η NXSV είναι αδιάστατο μέγεθος και σημειώνεται στον κατακόρυφο λογαριθμικό άξονα για την παρατηρούμενη ενεργειακή μπάντα 0.2 – 2 keV.	72
5.7	H NXSV με λαμπρότητα και binning κατά λαμπρότητα σε bin των 20 τουλάχιστον πηγών με διαφοροποίηση για redshift και επιλέγοντας πηγές με S/N > 3. Η λαμπρότητα είναι προσαρμοσμένη στο σύστημα ηρεμίας της πηγής και σημειώνεται στον οριζόντιο λογαριθμικό άξονα σε κλίμακα 10^{42} erg s $^{-1}$ για την παρατηρούμενη ενεργειακή μπάντα 0.2 – 2 keV. Η NXSV είναι αδιάστατο μέγεθος και σημειώνεται στον κατακόρυφο λογαριθμικό άξονα για την παρατηρούμενη ενεργειακή μπάντα 0.2 – 2 keV.	73
5.8	H NXSV με λαμπρότητα και binning κατά λαμπρότητα σε bin των 20 τουλάχιστον πηγών με διαφοροποίηση για redshift και επιλέγοντας πηγές με S/N > 4. Η λαμπρότητα είναι προσαρμοσμένη στο σύστημα ηρεμίας της πηγής και σημειώνεται στον οριζόντιο λογαριθμικό άξονα σε κλίμακα 10^{42} erg s $^{-1}$ για την παρατηρούμενη ενεργειακή μπάντα 0.2 – 2 keV. Η NXSV είναι αδιάστατο μέγεθος και σημειώνεται στον κατακόρυφο λογαριθμικό άξονα για την παρατηρούμενη ενεργειακή μπάντα 0.2 – 2 keV.	74
6.1	Αριστερά: Τριγωνικό διάγραμμα (corner plot) του παραμετρικού χώρου του αλγορίθμου μας- απεικονίζονται οι δύο παράμετροι ($CR_{mean}, \sigma_{rms}^2$) σε λογαριθμική κλίμακα για όλες τις πηγές του πληθυσμού. Δεξιά: Τριγωνικό διάγραμμα (corner plot) του παραμετρικού χώρου αποκλείοντας τις πηγές για τις οποίες ο αλγόριθμος απέδωσε την χαμηλότερη τιμή πλάτους μεταβλητότητας $\sigma_{rms, Bayes}^2 = 10^{-6}$. Οι διακεκομένες κατακόρυφες γραμμές ορίζουν το διάστημα γύρω από την μέση τιμή στο οποίο περικλείεται το 68% (περίπου 1σ) της κατανομής κάθε παραμέτρου.	87

6.2	Ο μέσος ρυθμός καταγραφής φωτονίων (mean CR) όπως υπολογίσαμε από τα δεδομένα αρχείου με τον δειγματοληπτικό (mean CR) από τον αλγόριθμο. Ως τιμή του δειγματοληπτικού αλγορίθμου έχουμε τον αριθμητικό μέσο της αλυσίδας Markov κάθε πηγής με το σφάλμα μέσης τιμής ως αβεβαιότητα. Αριστερά έχουμε όλες τις πηγές μαζί με γραμμές σφαλμάτων, ενώ δεξιά έχουμε το ίδιο γράφημα χωρίς τις γραμμές σφαλμάτων.	88
6.3	Η αναλυτική NXS V όπως υπολογίσαμε από τα δεδομένα αρχείου (σε κάθε καταχόρυφο άξονα) με την NXS V του δειγματοληπτικού αλγορίθμου συμπερασματολογίας Bayes (σε κάθε οριζόντιο άξονα). Με διακεκομένες γραμμές είναι η ένα προς ένα σχέση $y = x$. Τα κάτω πάνελ έχουν ακριβώς τις ίδιες πηγές και εύρος αξόνων με τα ακριβώς από πάνω, δεν έχουν όμως γραμμές σφαλμάτων. Στα πάνω πάνελ, αριστερά έχουμε τον κύριο όγκο των πηγών σε λογαριθμική κλίμακα με εύρος από 10^{-2} έως 10, ενώ δεξιά έχουμε όλες τις πηγές απεικονίζοντας την NXS V όπου αυτή είναι μικρότερη του 0.005 στα επίπεδα $y = 0.005$ (για την κλασσικά υπολογισμένη) και $x = 0.005$ (για την δειγματοληπτική του αλγορίθμου).	90
6.4	Η αναλυτική NXS V όπως υπολογίσαμε από τα δεδομένα αρχείου με λαμπρότητα και binning κατά λαμπρότητα σε bin των 20 πηγών με διαφοροποίηση για redshift.	91
6.5	Η NXS V από τον αλγόριθμο Bayes με λαμπρότητα και binning κατά λαμπρότητα σε bin των 20 πηγών με διαφοροποίηση για redshift.	92
7.1	Panel 1: ογκική πυκνότητα γαλαξιών σε τμήμα κοσμικού ιστού. Panel 2: πυθανότητα ένας γαλαξίας να έχει συγκεκριμένο ρυθμό προσύξης. Panel 3: κατανομή AGN στην ογκική πυκνότητα γαλαξιών με αντίστοιχες τιμές παραμέτρων (L_X , M_\star , z). Panel 4: προσθήκη πληροφορίας M_{BH} και λ_{Edd} για το δείγμα, από την παραμετροποίηση μάζας κεντρικής μελανής οπής με αστρική μάζα γαλαξία και από την σχέση $\lambda_{Edd} \propto L_X/M_{BH}$. Panel 5: Μορφή συνάρτησης PSD $\mathcal{P}(f)$ με εξάρτηση από τις φυσικές παραμέτρους του δείγματος (μάζας κεντρικής μελανής οπής M_{BH} και ρυθμό προσύξης λ_{Edd}). Panel 6: Ολοκλήρωση της PSD στις χρονικές κλίμακες που μελετάμε για ευθύ υπολογισμό πλάτους μεταβλητότητας και σύγκριση με δεδομένα. (Εικόνα από [16])	95
7.2	Ιστογράμματα των μέγιστων και ελάχιστων χρονικών κλίμακων. Αριστερά: ιστόγραμμα κατανομής των μηκών καμπύλων φωτός για όλες τις πηγές του πεδίου XMM-XXLL-N που μελετάμε στο αδρανειακό σύστημα παρατήρησης, με τον διάμεσο αυτών να αποτελεί την μέγιστη χρονική κλίμακά μας. Δεξιά: ιστόγραμμα κατανομής των διαστημάτων μεταξύ διαδοχικών σημείων καμπύλων φωτός για όλες τις πηγές του πεδίου XMM-XXLL-N που μελετάμε στο αδρανειακό σύστημα παρατήρησης, με τον διάμεσο αυτών να αποτελεί την ελάχιστη χρονική κλίμακά μας.	99
7.3	Διαγράμματα πυκνότητας της συχνότητας αποκοπής f_b (καταχόρυφος άξονας) με λαμπρότητα L_X στο ενεργειακό παράθυρο $0.2 - 2$ keV για κάθε ένα από τα τέσσερα Μοντέλα (σε κάθε πάνελ), η συχνότητα αποκοπής έχει μετασχηματιστεί για το αδρανειακό σύστημα παρατήρησης. Η κόκκινη γραμμή αντιπροσωπεύει την ελάχιστη συχνότητα ολοκλήρωσης της PSD: $f_{min} = 3.1 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ η οποία βασίζεται στην μέση μέγιστη χρονική κλίμακα στο σύστημα παρατήρησης. Οι άξονες του γραφήματος είναι σε λογαριθμική κλίμακα.	101

- 7.4 Αριστερά: η NXSV όπως υπολογίσαμε από τα δεδομένα αρχείου με λαμπρότητα και binning κατά λαμπρότητα σε bin των 20 πηγών με διαφοροποίηση για redshift και τα Μοντέλα 1, 2, 3, 4 διαφοροποιούνται στην μορφή της PSD όπως έχει επισημανθεί, η ελάχιστη χρονική κλίμακα μεταβλητότητας είναι $T_{min,mod} = 6.179$ days, δηλαδή ο διάμεσος των μικρότερων χρονικών αποστάσεων ηρεμίας διαδοχικών σημείων καμπύλης φωτός μεταξύ των πηγών και η μέγιστη χρονική κλίμακα είναι η μέγιστη όλων των καμπύλων φωτός $T_{max,mod} = 3684.562$ days. Δεξιά: η NXSV από τον αλγόριθμο Bayes όπως έχει περιγραφεί με λαμπρότητα και τα ίδια ακριβώς φασματικά μοντέλα. 102
- 7.5 Αριστερά: η NXSV όπως υπολογίσαμε από τα δεδομένα αρχείου με λαμπρότητα και binning κατά λαμπρότητα σε bin των 20 πηγών με διαφοροποίηση για redshift και τα Μοντέλα 1, 2, 3, 4 διαφοροποιούνται στην μορφή της PSD όπως έχει επισημανθεί, εδώ αυτή τη φορά αντί να χρησιμοποιήσουμε την σχέση αστρικής μάζας με μάζα μελανής οπής όπως προτείνεται από την εργασία [48], χρησιμοποιούμε την συσχέτιση μαζών σύμφωνα με την εργασία [51]. Δεξιά: η NXSV από τον αλγόριθμο Bayes όπως έχει περιγραφεί με φωτεινότητα και τα ίδια ακριβώς φασματικά μοντέλα. 102

Συντομογραφίες & νομενικλατούρα

AGN	Active Galactic Nucleus, (ενεργός γαλαξιακός πυρήνας)
Background	ακτινοβολία υποβάθρου
BH	Black Hole, (μελανή οπή)
BLR	Broad Line Region,(περιοχή εκπομπής ευρείων φασματικών γραμμών)
Count Rate	ρυθμός καταμέτρησης φωτονίων
CR	Count Rate, (ρυθμός καταμέτρησης φωτονίων)
Dec	Declination, (απόκλιση)
EEF	Encircled Energy Fraction , (κλάσμα ενεργειακής ισχύος που περικλείεται στην κατανομή ροής PSF)
Ensemble NXSv	NXSv συλλογής αντικειμένων/ πληθυσμού
Flux	ροή (ενέργεια ανά μονάδα χρόνου ανά μονάδα επιφάνειας)
HEALPix	Hierarchical, Equal Area, and iso-Latitude Pixelation of the sphere
ICRS	International Celestial Reference System, (καθιερωμένο διεθνές σύστημα αναφοράς ουρανογραφικών συντεταγμένων)
FWHM	Full Width Half Maximum, (πλάτος κατανομής στο μέσο της μέγιστης τιμής)
Mean	αριθμητικός μέσος
Median	διάμεσος
ML	Maximum Likelihood, (μέγιστη πιθανότητα)
Mode	επιχρατούσα τιμή
NLR	Narrow Line Region,(περιοχή εκπομπής στενών φασματικών γραμμών)
NXSv	Normalised Excess Variance, (χανονικοποιημένη πλεονάζουσα διακύμανση)
Pixelisation	μετατροπή σε εικονοστοιχείο

PSD	Power Spectral Density , (φασματική πυκνότητα ισχύος)
PSF	Point Spread Function , (συναρτηση εξάπλωσης σημείου/ κατανομή ροής σημειωσής πηγής)
RA	Right Ascension, (ορθή αναφορά)
red noise	σήμα που προέρχεται από στοχαστική διαδικασία (“κόκκινος θόρυβος”)
Redshift	ερυθρομετατόπιση
S/N	Signal-to-Noise Ratio, (λόγος σήματος προς θόρυβο)
SED	Spectral Energy Distribution, (κατανομή φασματικής ενέργειας)
SMBH	Super Massive Black Hole, (υπερ-μαζική μελανή οπή)
XMM-Newton	X-ray Multi Mirror - Newton, (το διαστημικό τηλεσκόπιο XMM-Newton)
XMM-LSS	X-ray Multi Mirror - Large Scale Structure, (η πρώτη έρευνα με το XMM-Newton)
XMM-SERVS	X-ray Multi Mirror - Spitzer Extragalactic Representative Volume Survey, (έρευνα με το XMM-Newton)
ΛCDM	Λ Cold Dark Matter, (κοσμολογικό πρότυπο σύμπαντος με σκοτεινή ενέργεια- Λ - και ψυχρή σκοτεινή ύλη)

Φυσικές Σταθερές

c	$= 299792458 \text{ m/s}$, (ταχύτητα του φωτός σε κενό αδρανειακό σύστημα)
G	$= 6.67408 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$, (η παγκόσμια σταθερά της βαρύτητας)
e	$= 1.60217662 \times 10^{-19} \text{ Cb}$, (το φορτίο του ηλεκτρονίου)
m_e	$= 9.10938356 \times 10^{-31} \text{ kg}$, (η μάζα του ηλεκτρονίου)
k	$= 1.38064852 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$, (η σταθερά Boltzmann)
h	$= 6.62607004 \times 10^{-34} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-1} = 4.135667696 \times 10^{15} \text{ eV Hz}^1$, (η σταθερά του Planck)
H_0	$= 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, (σταθερά Hubble)
Ω_m	$= 0.3$, (χανονικοποιημένη πυκνότητα βαρυονικής και σκοτεινής ύλης)
Ω_v	$= 0.7$, (χανονικοποιημένη πυκνότητα σκοτεινής ενέργειας/ κενού)

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

Το πρώτο κεφάλαιο είναι εισαγωγικό και ο σκοπός του είναι να εξηγήσει το κίνητρο της μελέτης που παρουσιάζεται στην παρούσα εργασία και να χαρτογραφήσει τα βήματα που ακολουθούνται.

1.1 Κίνητρο

Ενδιαφερόμαστε για την μεταβλητότητα των AGN στις ακτίνες X και συγκεκριμένα την μη-περιοδική (στοχαστική) μεταβλητότητα. Μελέτες κοντινών ενεργών γαλαξιακών πυρήνων υποδεικνύουν συσχέτιση της στοχαστικής αυτής μεταβλητότητας με αστροφυσικά χαρακτηριστικά των AGN.

Θα εξετάσουμε τρόπους να μετρήσουμε την μεταβλητότητα αυτή και την συγκρίνουμε με την φωτεινότητα στο ενεργειακό παράθυρο που μελετάμε, καθώς η φωτεινότητα είναι ένα σαφές παρατηρησιακό μέγεθος που εξάγεται χωρίς αστροφυσική μοντελοποίηση.

Θα μελετήσουμε την μέση μεταβλητότητα για συλλογές ενεργών γαλαξιακών πυρήνων ενός πληθυσμού και την σχέση της με τα στατιστικά χαρακτηριστικά των συλλογών. Αυτό είναι ιδιαίτερα χρήσιμο για μακρόχρονες έρευνες όπως αυτές του XMM-Newton, στις οποίες έχουμε αραιές και άτακτες παρατηρήσεις μεγάλου πληθυσμού πηγών για τις οποίες λόγω της στοχαστικότητας που τις διέπει μπορούμε να υπολογίσουμε τον μέσο όρο και να τις μελετήσουμε στατιστικά.

Θα δούμε ότι οι θεμελιώδεις φυσικές ποσότητες που χαρακτηρίζουν ένα σύστημα προσαύξησης είναι η μάζα μελανής οπής και ο ρυθμός προσαύξησης (η μάζα μελανής οπής υπαγορεύει

σχεδόν όλες τις χαρακτηριστικές χρονικές κλίμακες του συστήματος, ενώ τόσο η μάζα μελανής οπής όσο και ο ρυθμός προσαύξησης εμφανίζονται στις πρωτης τάξεως διαταραχές λαμπρότητας τόσο στο μοντέλο των λεπτών δίσκων προσαύξησης όσο και των αδρών δίσκων ADAF). Χρησιμοποιούμε ήδη υπάρχοντα παρατηρησιακά μοντέλα που εξετάζουν την επίδραση των θεμελιωδών ποσοτήτων αυτών στο φάσμα και συνεπώς στην μεταβλητότητα των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων και τα συγχρίνουμε με τα αποτελέσματά μας για το πεδίο XMM-XXL-North.

Έχοντας μια καταληκτική σχέση της μεταβλητότητας με την φωτεινότητα και εφαρμόζοντας αστροφυσική μοντελοποίηση για τα θεμελιώδη χαρακτηριστικά των AGN μπορούμε να εξάγουμε αποτελέσματα που θέτουν παρατηρησιακά όρια (constraints) για τα συστήματα προσαύξησης και κατ' επέκταση μας βοηθούν στην κατανόηση της ίδιας της διαδικασίας προσαύξησης.

1.2 Περίγραμμα εργασίας

Τα ακόλουθα κεφάλαια της παρούσας εργασίας έχουν δομηθεί ως εξής:

Κεφάλαιο 2: Γίνεται μια σύνοψη των παρατηρησιακών χαρακτηριστικών των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων σε διαφορετικά μήκη κύματος, πώς αυτά συνιθέτουν κατηγοριακά τα αντικείμενα που ονομάζουμε ενεργούς γαλαξιακούς πυρήνες και πώς αυτά μας οδηγούν στο καθιερωμένο μοντέλο της υπερμεγέθους μελανής οπής με δίσκο προσαύξησης. Τα θεμελιώδη φυσικά χαρακτηριστικά του μοντέλου αυτού σχολιάζονται σύμφωνα με την σύγχρονη γνώση των συστημάτων προσαύξησης.

Κεφάλαιο 3: Περιγράφονται οι διαδικασίες ακτινοβολίας στην αστροφυσική όπως θεμελιώνονται από αρχές ηλεκτρομαγνητισμού, σωματιδιακής φυσικής, στατιστικής φυσικής και σχετικότητας. Βάσει αυτών και όπως υποδεικνύουν τα φάσματα ενεργών γαλαξιακών πυρήνων, έχουμε μία γενική όψη των συνθηκών και των χωρικών κλιμάκων όπου παράγονται ακτίνες X στους AGN. Έπειτα γίνεται μια σύντομη αναφορά στην δομή και λειτουργία τηλεσκοπίων ακτίνων X, ενώ παρουσιάζεται με περισσότερη λεπτομέρεια το τηλεσκόπιο XMM-Newton και η λήψη δεδομένων από αυτό.

Κεφάλαιο 4: Παρουσιάζονται εν συντομίᾳ οι συσχετισμοί μεταβλητότητας σε διαφορετικά μήκη κύματος και οι πιθανές αιτίες της παρατηρούμενης μεταβλητότητας των AGN. Έπειτα, εξηγείται διεξοδικά πώς προχύπτει και ποσοτικοποιείται η στοχαστική μεταβλητότητα

από παρατηρήσεις AGN στις ακτίνες X, ενώ αποσαφηνίζεται η εξαγωγή φασμάτων ενεργών γαλαξιακών πυρήνων από παρατηρησιακά δεδομένα και η σημασία τους για την μέτρηση μεταβλητότητας. Εισάγεται η στατιστική προσέγγιση της μέσης μεταβλητότητας συλλογής, η χρησιμότητά της για έρευνες πληθυσμού και οι προϋποθέσεις για να δώσει ασφαλή αποτελέσματα. Αναφέρονται οι φυσικές παράμετροι των AGN που σχετίζονται με την παρατηρούμενη μεταβλητότητα.

Κεφάλαιο 5: Γίνεται επισκόπηση του πεδίου XMM-XXL-N, περιγράφεται ο πληθυσμός ενεργών γαλαξιακών πυρήνων που πρόκειται να μελετηθεί και οι κατάλογοι που χρησιμοποιήθηκαν. Εξετάζονται τα φωτομετρικά δεδομένα από τους καταλόγους αυτούς και υπολογίζονται οι ποσότητες που αφορούν την έρευνά μας για να συγχρίνουμε το μέγεθος της μεταβλητότητας με την λαμπρότητα των πηγών, περιορίζοντας το δείγμα σύμφωνα με τις προδιαγραφές που θέτουμε ώστε να εξάγουμε χρήσιμα αποτελέσματα. Χαράσονται τα διαγράμματα μεταβλητότητας πηγών και μέσης μεταβλητότητας συλλογής σε σχέση με την λαμπρότητα και ελέγχεται η συσχέτιση.

Κεφάλαιο 6: Παρουσιάζονται οι βασικές αρχές στατιστικής συμπερασματολογίας Bayes και οι εφαρμογές τους σε δειγματοληπτικούς αλγορίθμους. Για το δείγμα AGN που περιγράφηκε στο κεφάλαιο 5, προσαρμόζεται αλγόριθμος Bayes εκτίμησης παραμέτρων ώστε να υπολογιστεί το μέγεθος της μεταβλητότητας σε παραλληλία με τον κλασσικό τρόπο υπολογισμού του από φωτομετρικά μεγέθη παρατηρήσεων που έγινε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Συγχρίνονται τα κλασσικά υπολογισμένα μεγέθη με τα αντίστοιχα δειγματοληπτικά και χαράσονται τα διαγράμματα μεταβλητότητας πηγών και μέσης μεταβλητότητας συλλογής όπως προέκυψαν από τον αλγόριθμο Bayes σε σχέση με την λαμπρότητα και ελέγχεται η συσχέτιση.

Κεφάλαιο 7: Εφαρμόζεται αλγόριθμος βασισμένος σε παρατηρησιακές σχέσεις που παράγει τεχνητό πληθυσμό AGN με χαρακτηριστικά προσαρμοσμένα στον πληθυσμό του πεδίου XMM-XXL-N που μελετάμε. Ο αλγόριθμος αυτός μοντελοποιεί την μεταβλητότητα ενεργών γαλαξιακών πυρήνων σχετίζοντας τα θεμελιώδη μεγέθη του συστήματος προσαύξησης με το αναλυτικό φάσμα με τέσσερεις διαφορετικούς τρόπους, οπότε προκύπτουν τέσσερα διαφορετικά μοντέλα. Χαράσονται τα διαγράμματα μέσης μεταβλητότητας συλλογής με την λαμπρότητα που υπαγορεύουν τα μοντέλα και συγχρίνονται με την σχέση μέσης μεταβλητότητας συλλογής - λαμπρότητας του δείγματός μας όπως υπολογίστηκε με τον κλασσικό τρόπο στο κεφάλαιο 5 και όπως υπολογίστηκε από τον αλγόριθμο Bayes στο κεφάλαιο 6. Ελέγχεται η προσαρμογή των μοντέλων στα δεδομένα μας.

Κεφάλαιο 8: Σχολιάζονται τα αποτελέσματα της σχέσης μέσης μεταβλητήτας συλλογής με την λαμπρότητα όπως υπολογίστηκαν στο κεφάλαιο 5 και στο κεφάλαιο 6, συγχρίνονται τα συμπεράσματα με μελέτες άλλων πεδίων που έχουν ερευνηθεί, διερευνάται η ασφάλεια των συμπερασμάτων και σχολιάζονται πιθανές αλλαγές και βελτιώσεις της προσέγγισής μας καθώς επίσης και επέκταση για περαιτέρω έρευνα.

Η ανάλυση δεδομένων έγινε με την γλώσσα προγραμματισμού Python 3.

Κεφάλαιο 2

Ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες

Οι ενεργοί γαλαξίες και οι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες (AGN) διαφέρουν από απλούς, μη-ενεργούς γαλαξίες στο ότι στο κέντρο τους υπάρχει μία υπερμεγέθης μελανή οπή (Supermassive Black Hole - SMBH) η οποία βρίσκεται σε διαδικασία προσαύξησης. Εκτιμάται ότι στο τοπικό σύμπαν ($z \leq 0.1$) ένας στους 50 γαλαξίες περιέχει υπερμεγέθη μελανή οπή με γρήγορο ρυθμό προσαύξησης και περίπου ένας στους 3 γαλαξίες περιέχει υπερμεγέθη μελανή οπή με αργό ρυθμό προσαύξησης[34].

Οι AGN χωρίζονται σε δύο γενικές κατηγορίες βάσει παρατηρησιακών κριτηρίων: AGN τύπου I για πηγές με καθαρή, διακριτή γραμμή παρατήρησης (line-of-sight) έως το κέντρο τους και AGN τύπου II για αντικείμενα με αδιόρατη γραμμή παρατήρησης, σκιασμένη σε βαθμό ώστε σχεδόν όλη η ακτινοβολία στο οπτικό και υπεριώδες από την κεντρική περιοχή ακτίνας ενός parsec να έχει απορροφηθεί.

Διακρίνουμε τους AGN βάσει παρατηρησιακών τους χαρακτηριστικών όπως βιολομετρική λαμπρότητα L_{bol} , επίπεδο ιονισμού του αερίου στο οποίο οφείλεται το γραμμικό φάσμα εκπομπής, το εύρος των φασματικών γραμμών εκπομπής ή/και απορρόφησης και την ένταση της πηγής μη-θερμικής ακτινοβολίας. Ο ορισμός δραστηριότητας του πυρήνα ενός γαλαξία μπορεί να βασιστεί είτε στον φυσικό μηχανισμό είτε στα παρατηρησιακά χαρακτηριστικά της δραστηριότητας. Ο ορισμός βάσει φυσικού μηχανισμού είναι απλός- ένα εξωγαλαξιακό αντικείμενο που περιέχει υπερμεγέθη μελανή οπή στο κέντρο του η οποία προσαυξάνεται θεωρείται AGN. Η παρατηρησιακή ταξινόμηση δεν είναι πάντα τόσο ξεκάθαρη λόγω περιορισμών όπως σκίαση (obscuration) της πηγής, και επειδή με τον όρο “δραστηριότητα”

καλύπτουμε πολλές τάξεις μεγέθους ρυθμού προσαύξησης. Συχνά, λοιπόν, ένα εξωγαλαξιακό αντικείμενο χαρακτηρίζεται AGN αν τουλάχιστον ένα από τα παρακάτω παρατηρησιακά κριτήρια πληρούνται[34]:

- Περιέχει μια συμπαγή κεντρική περιοχή που εκπέμπει σημαντικά περισσότερο απ' ότι είναι αναμενόμενο από αστρικές διαδικασίες που αντιστοιχούν στον συγκεκριμένο τύπο γαλαξία.
- Εκπέμπει στο συνεχές από το κέντρο του από μη-αστρικές διαδικασίες.
- Το φάσμα του περιέχει έντονες γραμμές εκπομπής και οι αναλογίες γραμμών είναι τυπικές για μη-αστρικό πεδίο ακτινοβολίας.
- Υπάρχουν μεταβολές στο γραμμικό ή/και στο συνεχές φάσμα.

Βασικές παρατηρούμενες ιδιότητες των AGN είναι η εκπομπή σε όλο το ενεργειακό φασμα, η παρουσία γραμμών εκπομπής (ευρείες ή στενές) καθώς και η μεταβλητότητα στο φάσμα (τόσο στο συνεχές όσο και στο γραμμικό).

2.1 Εκπομπή σε όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα

Το φάσμα των AGN είναι χαρακτηριστικό σε πολλά διαφορετικά μήκη κύματος. Χρησιμοποιούμε την συνάρτηση κατανομής φασματικής ενέργειας (SED) για να το περιγράψουμε με όρους μονοχρωματικής λαμπρότητας ανά συχνότητα (L_ν , που μετράται σε $\text{erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$) ή ανά ενέργεια (L_E , που μετράται σε $\text{erg s}^{-1} \text{ erg}^{-1}$) ή ανά μήκος κύματος (L_λ , που μετράται σε $\text{erg s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$). Οι αντίστοιχες μονοχρωματικές ροές (F_ν , F_E , F_λ) είναι οι παραπάνω ποσότητες ανά μονάδα επιφάνειας (παράγοντας μονάδων cm^{-2}) και χρησιμοποιούνται για να περιγράψουν τις παρατηρούμενες ιδιότητες. Η μετατροπή της SED με βάση την συχνότητα σε SED με βάση το μήκος κύματος γίνεται από την διατήρηση ενέργειας:

$$L_\nu d\nu = L_\lambda d\lambda$$

Στην αστρονομία ακτίνων X χρησιμοποιείται και η ποσότητα ρυθμού φωτονίων (count rate)[34]. Ο ρυθμός φωτονίων είναι μία παρατηρούμενη ιδιότητα της πηγής, ενώ οι μονοχρωματικές ροές είναι ενδογενείς ιδιότητες που προκπτουν από την λαμπρότητα της πηγής.

Παρατηρήσεις στο οπτικό και υπεριώδες

Οι εικόνες AGN τύπου I στο οπτικό δείχνουν σημειακές κεντρικές πηγές με εκπομπή σημαντικά περισσότερη της περιβάλουσας του αστρικού υποβάθρου του γαλαξία. Η προέλευση της ακτινοβολίας του συνεχούς φασματος θεωρείται ότι είναι ακτινοβολία μελανού σώματος (θερμική) αστρικής προέλευσης, ακτινοβολία μελανού σώματος μη-αστρικής προέλευσης και ένα μικρό ποσοστό ακτινοβολίας από διαδικασίες Compton μη-αστρικής προέλευσης. Η μη-αστρική προέλευση της ακτινοβολίας αυτών των πηγών καθορίζεται από το σχημα της SED τους και από την απουσία έντονων γραμμών απορρόφησης (τυπικές αστρικού φάσματος). Συγκεκριμένα, το συνεχές φάσμα είναι νόμος δύναμης (υπέρθεση πολλών θερμικών φασμάτων) και θεωρείται ότι προέρχεται από δίσκο προσάνξησης. Οι AGN τύπου II, είναι σχεδόν αδιόρατοι στο οπτικό και δεν εμφανίζουν αυτήν την πλεονάζουσα κεντρική εκπομπή. Το φάσμα στο οπτικό και υπεριώδες (UV) είναι αυτό που μας βοηθά να κάνουμε τον διαχωρισμό πηγών τύπου I και II με υψηλό ιονισμό από πηγές I και II με χαμηλό ιονισμό του αερίου του φάσματος εκπομπής, καθώς οι γραμμές διαφόρων βαθμών ιονισμού των πιο κοινών στοιχείων βρίσκονται σε αυτό το εύρος μηκών κύματος ($900 - 7000 \text{ \AA}$). Οι AGN τύπου II παρουσιάζουν στενές γραμμές εκπομπής με πλήρες πλάτος στο ήμισυ του μέγιστου ύψους (FWHM) να παίρνει τιμές $400 - 800 \text{ km s}^{-1}$ ενώ οι AGN τύπου I έχουν ευρύτερες γραμμές εκπομπής με FWHM που υποδηλώνει ταχύτητες αερίων μέχρι και $5000 - 10000 \text{ km s}^{-1}$, αν θεωρήσουμε ότι το πλάτος των φασματικών γραμμών οφείλεται κυρίως σε κίνηση Doppler. Η πληροφορία της κινηματικής αερίων από την περιοχή εκπομπής ευρείων φασματικών γραμμών (BLR) στους AGN τύπου I (η οποία είναι πολύ κοντά στην κεντρική μελανή οπή) χρησιμεύει ώστε να υπολογίσουμε απ' ευθείας την μάζα της SMBH[34].

Ο όρος “ευρείες γραμμές εκπομπής” που χρησιμοποιείται για να περιγράψει επιτρεπτές και ημιαπαγορευμένες γραμμές εκπομπής σε AGN τύπου I δεν υποδηλώνει παρόμοια πλάτη όλων των γραμμών σε όλες τις πηγές. Οι διαφορετικές ευρείες γραμμές εκπομπής έχουν διαφορετικά πλάτη και σε γενικές γραμμές στο πλάτος αυτό αντικατοπτρίζεται ο βαθμός ιονισμού του αερίου, η λαμπρότητα της πηγής και η μάζα κεντρικής μελανής οπής.

Παρατηρήσεις στο υπέρυθρο και μακρυνό υπέρυθρο

Οι παρατηρήσεις σε μήκη κύματος $0.3 \text{ μm} - 1.2 \text{ mm}$ μπορούν να χωριστούν στις κατηγορίες: κοντινό υπέρυθρο (near infrared- NIR, περίπου $0.3 - 3.5 \text{ μm}$), μέσο υπέρυθρο (mid infrared- MIR, περίπου $3.5 - 10 \text{ μm}$), μακρυνό υπέρυθρο (far infrared- FIR, περίπου $10 - 400 \text{ μm}$)

και υπο-χιλιοστομετρικές παρατηρήσεις (sub-millimetre, περίπου 0.4 – 1.2 mm).

Παρατηρήσεις στο κοντινό υπέρυθρο μας δίνουν φωτομετρία και φασματοσκοπία J (στα μήκη κύματος ~ 1.2 μm), H (στα μήκη κύματος ~ 1.6 μm), K (στα μήκη κύματος ~ 2.2 μm) και L (στα μήκη κύματος ~ 3.5 μm).

Οι παρατηρήσεις στο μέσο υπέρυθρο γίνονται και με διαστημικά τηλεσκόπια αλλά και από την Γη (για κοντινές πηγές- δηλαδή για πολύ λαμπρές πηγές) και μας δίνουν φωτομετρία και φασματοσκοπία N (στα μήκη κύματος ~ 10 μm). Οι υδρατμοί στην γήινη ατμόσφαιρα απορροφούν ορισμένα μήκη κύματος στο κοντινό και μέσο υπέρυθρο ενώ απορροφούν σχεδόν ολοκληρωτικά το μακρυνό υπέρυθρο και τα υποχιλιοστομετρικά μήκη κύματος, επίσης η Γη εκπέμπει στο υπέρυθρο- έτσι τα επίγεια τηλεσκόπια βρίσκονται σε περιοχές με χαμηλή υγρασία και υψηλό υψόμετρο και στα παραίθυρα που επιτρέπονται από την γήινη ατμόσφαιρα. Οι παρατηρήσεις στο μακρυνό υπέρυθρο γίνονται και με διαστημικά τηλεσκόπια (με πολύ καλή χωρική διακριτότητα και για ερυθρομεταπόσεις μέχρι 5 και μεγαλύτερες) αλλά και από την Γη. Οι υπο-χιλιοστομετρικές παρατηρήσεις γίνονται από επίγεια παρατηρητήρια για AGN μέχρι πολύ μεγάλες ερυθρομεταπόσεις.

Η εκπομπή ακτινοβολίας στο κοντινό και στο μέσο υπέρυθρο οφείλεται σε δευτερογενή θερμική εκπομπή από σκόνη που αντιστοιχεί σε θερμοκρασίες 100 – 2000 K (“δευτερογενή” εκπομπή εννοούμε εκπομπή από θερμούς ή ψυχρούς κόκκους σκόνης που θερμαίνονται από την πρωτογενή πηγή ακτινοβολίας του AGN- “πρωτογενή” εκπομπή εννοούμε την ακτινοβολία που είναι άμεσο αποτέλεσμα της διαδικασίας προσαύξησης). Οι διαστάσεις της περιοχής της σκόνης που εκπέμπει την ακτινοβολία αυτή για AGN μέσης λαμπρότητας είναι της τάξης του ενός parsec. Το μεγαλύτερο ποσό της θερμικής ακτινοβολίας μακρυνού υπερύθρου θεωρείται ότι οφείλεται σε ψυχρότερη σκόνη που θερμαίνεται από νεαρά άστρα σε μεγάλες περιοχές αστρογένεσης του γαλαξία, ενώ για τις πηγές που εκπέμπουν ισχυρά στα ραδιοκύματα μέρος της ακτινοβολίας μακρυνού υπερύθρου οφείλεται σε μή θερμικές διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα σε περιοχές κοντυνότερες στον γαλαξιακό πυρήνα (επιτάχυνση φορτισμένων σωματιδίων σε μαγνητικά πεδία- ακτινοβολία σύγχροτρον). Στο φάσμα πολλών AGN παρατηρούνται ευρείες και στενές γραμμές εκπομπής στο υπέρυθρο. Συνολικά, για το φάσμα σε μήκη κύματος 0.3 – 30 μm ενός AGN τύπου I μέσης λαμπρότητας, η εκπομπή από 0.3 μm έως 1 μm οφείλεται σε δευτερογενή θερμική ακτινοβολία από σκόνη. Περίπου στο 1 μm η φασματική ενέργεια παρουσιάζει πτώση επειδή ελαττώνεται το συνεχές φάσμα που παράγεται από τον δίσκο στα μικρά μήκη κύματος και από τα 1 μm η φασματική ενέργεια επανέρχεται λόγω ακπομπής από θερμή σκόνη και παρατηρούνται αυξημένες ροές στα ~ 10 μm και ~ 18 μm χαρακτηριστικές πυριτικών ανιόντων[34].

Παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα

Η ανακάλυψη των πρώτων ραδιογαλαξιών έγινε πριν την οπτική ανακάλυψη των πρώτων AGN. Τα κύρια χαρακτηριστικά των ενεργών αυτών γαλαξιακών πυρήνων είναι η ύπαρξη μονών ή διπλών λοβών διαστάσεων πολύ μεγαλύτερων του γαλαξία στον οποίο βρίσκονται, ισχυροί ραδιο-πυρήνες και (σε μερικές πηγές) ραδιο-πίδακες που συμπίπτουν με την θέση του γαλαξιακού πυρήνα στο οπτικό. Η συνεχής εκπομπή ραδιοκυμάτων από τους AGN οφείλεται κυρίως σε διαδικασίες ακτινοβολίας σύγχροτρον και bremsstrahlung και φαίνεται να συσχετίζεται περισσότερο με τους πίδακες των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων και να μην σχετίζεται άμεσα με την προσάρξηση στην κεντρική μελανή οπή[44].

Οι περισσότεροι AGN έχουν κάποια εκπομπή στα ραδιοκύματα, όμως φαίνεται πως υπάρχουν δύο διακριτές κατηγορίες AGN βάσει της ιδιότητας αυτής. Διαχωρίζουμε τους AGN σε ραδιοϊσχυρούς (radio-loud) και ραδιοήσυχους (radio-quiet) ορίζοντας παράμετρο R η οποία δίνει ένα μέτρο της αναλογίας μονοχρωματικής λαμπρότητας στα ραδιοκύματα (5 GHz) πρός την μονοχρωματική λαμπρότητα στο οπτικό (B-band):

$$R = \frac{L_\nu(5 \text{ GHz})}{L_\nu(4400 \text{ Å})} = 1.36 \times 10^5 \frac{L(5 \text{ GHz})}{L(4400 \text{ Å})}$$

Όπου $L(5 \text{ GHz})$ και $L(4400 \text{ GHz})$ είναι η ποσότητα $\lambda \cdot L_\lambda$ στα αντίστοιχα μήκη κύματος. Η διαχωριστική γραμμή μεταξύ ραδιοϊσχυρών και ραδιοήσυχων συνήθως είναι η $R = 10$. Περίπου 10% των AGN που έχουν παρατηρηθεί είναι ραδιοϊσχυροί, ενώ υπάρχουν ενδείξεις ότι το ποσοστό αυτό φθίνει με την ερυθρομετατόπιση.

Στούς ραδιοϊσχυρούς AGN παρατηρούμε ραδιοπηγές με κυρίαρχη ραδιοακτινοβολία από τον πυρήνα (core-dominated) και ραδιοπηγές με κυρίαρχη ραδιοακτινοβολία από τους λοβούς (lobe-dominated). Οι διαφορές αυτών των δύο αντικατοπτρίζεται και στην μορφή του φάσματός τους, ενώ οι lobe-dominated παρουσιάζουν πολύ μικρότερη μεταβλητότητα[34].

Παρατηρήσεις στις ακτίνες X

Παρατηρήσεις στις ακτίνες X (0.2–100 keV) πραγματοποιούνται από διαστημικά τηλεσκόπια με κύριες ενεργειακές κατηγορίες τις μαλακές ακτίνες X 0.2 – 2 keV και τις σκληρές ακτίνες X 2 – 10 keV. Οι AGN στις ακτίνες X εμφανίζονται ως σημειακές πηγές (οι τύπου I σε όλες τις ενέργειες, ενώ οι τύπου II μόνο σε σκληρές ακτίνες X). Το φάσμα μαλακών ακτίνων X των AGN τύπου I εμφανίζει πολλές στενές γραμμές απορρόφησης σε ένα ισχυρό συνεχές

φάσμα ακτίνων X- οι απορροφητές είναι υλικό που βρίσκεται στην γραμμή παρατήρησής μας. Στους AGN τύπου II παρατηρούνται στενές γραμμές εκπομπής οι οποίες συσχετίζονται με τις ισχυρότερες γραμμές απορρόφησης- οι τελευταίες οφείλονται στο μέσο σκίασης της γραμμής παρατήρησής μας. Η βασική διαφορά, όμως, μεταξύ AGN τύπου I και τύπου II στις ακτίνες X είναι στο συνεχές φάσμα καθώς στους AGN τύπου II αυτό απορροφάται.

Στην αστρονομία ακτίνων X χρησιμοποιείται ο αριθμός φωτονίων ανά μονάδα χρόνου ανά ενέργεια $N(E)$ αντί της ροής μονοχρωματικής λαμπρότητας L . Η κλίση ενεργειακού φάσματος α_{ox} χρησιμοποιείται για να συγχρίνει ποσοτικά την λαμπρότητα AGN τύπου I στο οπτικό και υπεριώδες με αυτήν στις ακτίνες X, μελέτη αυτού του χαρακτηριστικού μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι ακόμα και στους λαμπρότερους AGN, η λαμπρότητα στις ακτίνες X είναι ένα μικρό κλάσμα της βιολομετρικής του AGN.

Οι διαδικασίες ακτινοβολίας από τις οποίες προκύπτει φάσμα ακτίνων X είναι αντίστροφος σκεδασμός Compton (σχετικιστικά ηλεκτρόνια σκεδάζουν φωτόνια αυξάνοντας την ενέργεια των φωτονίων αυτών) και ακτινοβολία πέδης bremsstrahlung- και οι δύο αυτές διαδικασίες δίνουν χαρακτηριστικό φάσμα νόμου δύναμης, όπως θα δούμε και στο επόμενο κεφάλαιο.

Παρατηρήσεις στις ακτίνες γ

Οι παρατηρήσεις ακτίνων γ από 100 keV μέχρι ~ 300 GeV γίνονται με διαστημικά τηλεσκόπια, ενώ για ακτινοβολίες 300 GeV –30 TeV και άνω των 30 TeV χρησιμοποιούνται επίγειοι ανιχνευτές (Cerenkov και σωματιδιακοί). Αυτές οι παρατηρήσεις δείχνουν πως οι περισσότεροι AGN εκπέμπουν ασθενώς σε υψηλές ενέργειες ενώ ένα μικρό ποσοστό (μικρότερο του 10%) εκπέμπει ισχυρά στις ακτίνες γ . Οι AGN αυτοί είναι ισχυρές ραδιοπηγές στον πυρήνα τους, είναι εξαιρετικά μεταβλητές σε όλα τα μήκη κύματος και θεωρείται ότι η εκπομπή στις ακτίνες γ είναι πολύ καλά ευθυγραμμισμένη με την γραμμή παρατήρησης (line-of-sight) οπότε η ισοτροπική ακτινοβολία γ είναι στην πραγματικότητα αρκετά μικρότερη και δεν αποτελεί μεγάλη συνιστώσα της βιολομετρικής λαμπρότητας[34]. Η εκπομπή ακτίνων γ προκύπτει κυρίως από διαδικασίες αντίστροφης σκέδασης Compton (σχετικιστικά ηλεκτρόνια σε πεδίο φωτονίων) αλλά και από διάσπαση πιονίων που προκύπτουν από αληθεπίδραση επιταχυνόμενων πρωτόνιων με μοριακά νέφη ($p^+ + p^+ \rightarrow p^+ + p^+ + \pi^0$ ακολουθούμενη από $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$)

2.2 Μεταβλητότητα

Στους AGN παρατηρείται μεταβλητότητα στην ροή μονοχρωματικής ενέργειας η οποία θεωρείται βασικό χαρακτηριστικό των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων. Παρατηρούνται τόσο περιοδικές όσο και απεριοδικές μεταβολές.

Η μεταβλητότητα (μαζί με το φάσμα) μπορεί να μας δώσει πληροφορίες για την δομή των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων και τα φυσικά μεγέθη που τους χαρακτηρίζουν όπως διαστάσεις και μάζα. Σε γενικές γραμμές ένα σύστημα δεν μπορεί να υποστεί ουσιώδεις αλλαγές στην δομή του σε κλίμακα μήκους R σε χρόνο μικρότερο από R/c , έτσι παρατηρήσεις μεταβλητότητας σε κλίμακα t_{var} μας δίνουν ένα άνω όριο του μεγέθους της περιοχής μεταβαλόμενης εκπομπής $R \leq c \cdot t_{var}$ (αν και αυτό το όριο για σχετικιστική κίνηση της πηγής δεν είναι το ίδιο- όπως θα εξηγήσουμε παρακάτω). Έπειτα, σημαντικές μεταβολές δεν μπορούν να συμβούν σε $R < R_{Schw}$ όπου R_{Schw} η ακτίνα Schwarzschild, οπότε η ελάχιστη χρονική κλίμακα παρατήρησης μεταβλητότητας θα είναι $t_{var} \leq R/c \leq 2GM/c^3$ όπου M η μάζα στην οποία οφείλεται η ακτινοβολία[13].

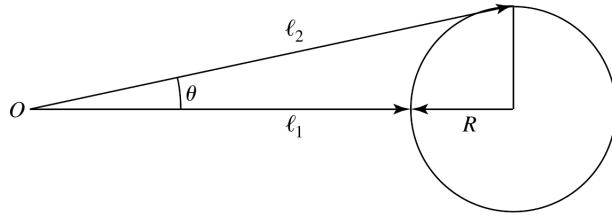
2.3 Αποστάσεις, διαστάσεις και μάζα

Αποστάσεις

Βασιζόμαστε στο κοσμολογικό πρότυπο Λ CDM και θεωρούμε τις στρογγυλοποιημένες κοσμολογικές παραμέτρους $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_v = 0.7$ και $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Η παρατηρούμενη μετατόπιση προς μεγαλύτερα μήκη κύματος των χαρακτηριστικών φασματικών γραμμών στα φάσματα ενεργών γαλαξιακών πυρήνων λέγεται ερυθρομετατόπιση z

$$z = \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e} \quad (2.1)$$

Όπου λ_o το μήκος κύματος της φασματικής γραμμής στο δικό μας αδρανειακό σύστημα (στο οποίο παρατηρούμε την πηγή) και λ_e το μήκος κύματος της φασματικής γραμμής στο αδρανειακό σύστημα ηρεμίας της πηγής (στο οποίο εκπέμπει η πηγή). Μια μη μηδενική τιμή ερυθρομετατόπισης μπορεί να είναι αποτέλεσμα κάποιας τυχούσας ταχύτητας της πηγής, ή της διαστολής του σύμπαντος ή και τα δύο. Η ερυθρομετατόπιση αυτή συνδέεται με την απόσταση λαμπρότητας D_L η οποία ικανοποιεί την σχέση $F_{bol} = L/(4\pi D_L^2)$. Η απόσταση αυτή μας επιβεβαιώνει πώς οι AGN είναι εξωγαλαξιακά αντικείμενα και παρατηρούνται τόσο



ΣΧΗΜΑ 2.1: Διαδρομή φωτός από σφαιρικά συμμετρική πηγή. (Εικόνα από [9])

στο κοντινό σύμπαν, όσο και σε μεγάλες χωροχρονικές αποστάσεις.

Για το κοσμολογικό πρότυπο που επιλέξαμε δεν υπάρχει αναλυτική μορφή της απόστασης λαμπρότητας και ο υπολογισμός της γίνεται μέσω του ολοκληρώματος για την αδρανειακή ακτινική απόσταση και την σχέση που την συνδέει με τη D_L (όπως θα δούμε και στην ενότητα 5.2.5) [34].

Διαστάσεις

Όπως είδαμε η μεταβλητότητα της ενεργειακής ροής είναι χαρακτηριστικό των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων. Σε γενικές γραμμές, ένα σύστημα με χαρακτηριστικό μήκος R δεν μπορεί να υφίσταται σημαντικές μεταβολές σε χρόνο μικρότερο από R/c [13].

Για οπικά πυκνή σφαίρα ακτίνας R (σχήμα 3.1) που υφίσταται σύντομη (στιγμιαία) αλλαγή στην λαμπρότητά της ακαριαία (στο σύστημα ηρεμίας της) και σε όλη την έκτασή της, μακρυνός παρατηρητής (O) καταλαβαίνει την μεταβολή αυτή από την διαφορά λαμπρότητας στο σήμα που δέχεται αρχικά από την εγγύτερη περιοχή, δηλαδή το σήμα που έχει διανύσει απόσταση ℓ_1 , με τελευταίο σήμα το σήμα από το χείλος που διήνυσε απόσταση ℓ_2 . Θα ισχύει

$$\ell_2 = \frac{\ell_1 + R}{\cos\theta} \simeq \ell_1 + R$$

για $R \ll 1$ και $\cos\theta \simeq 1$, το ηλεκτρομαγνητικό σήμα από το χείλος της σφαίρας θα έχει διανύσει απόσταση μεγαλύτερη του κοντυνότερου σημείου κατά $\ell_2 - \ell_1 \simeq R$.

Έτσι η στιγμιαία αλλαγή στην λαμπρότητα αποτυπωνεται σε σήμα που διαρκεί $\Delta t = R/c$. Δηλαδή η διάρκεια αλλαγής στην λαμπρότητα μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να θέσει ένα όριο στις διαστάσεις της πηγής (για σφαιρικά-ισοτροπικά αντικείμενα). Αν το σφαιρικό αυτό αντικείμενο απομακρυνόταν από τον παρατηρητή (Γ) με ταχύτητα v , η ακτίνα του στο

σύστημα ανάφοράς μας (Γη) θα ήταν [9]

$$R = c\Delta t \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{c\Delta t}{\gamma} \quad (2.2)$$

Μάζα

Για σφαιρικά συμμετρικό αντικείμενο σε ισορροπία η φωτεινότητα L έχει άνω όριο το όριο Eddington $L < L_{Edd}$, όπου

$$L_{Edd} \approx 1.3 \cdot 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) erg s^{-1} \quad (2.3)$$

Η L_{Edd} προκύπτει για υδροστατική ισορροπία όπου η πίεση είναι κυρίως πίεση ακτινοβολίας και η ύλη πλήρως ιονισμένο υδρογόνο και αποτελεί άνω όριο διότι η σφαιρική πρόσπτωση ύλης υπερισχύει της ακτινοβολίας ώστε να έχουμε σφαιρική προσαύξηση.

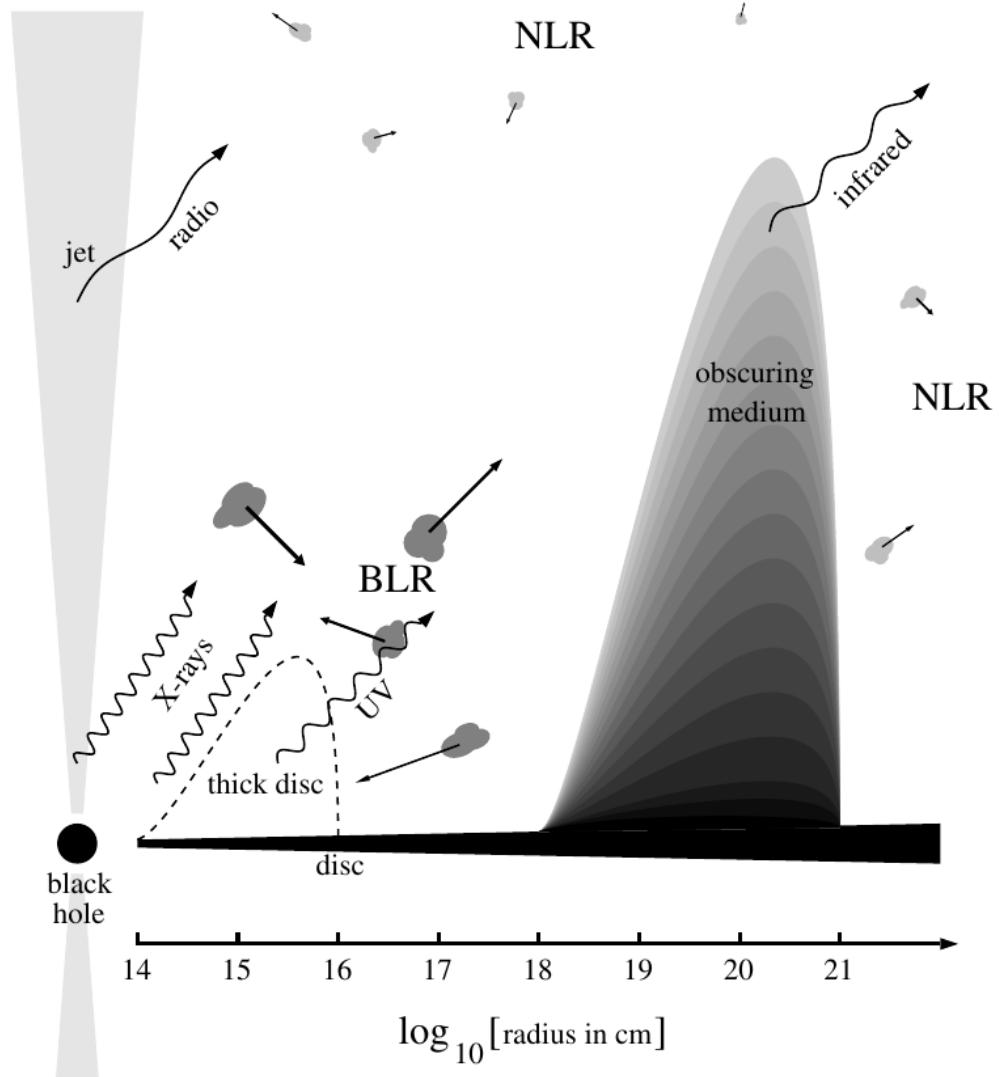
Για δεδομένη φωτεινότητα L , το άνω όριο μάζας από την σχέση 2.3 για $L < L_{Edd}$ [9]:

$$M < \frac{L}{1.3 \cdot 10^{38} erg s^{-1}} M_\odot \quad (2.4)$$

Ένα τέτοιο ποσό μάζας σε αυτές τις διαστάσεις είναι ένδειξη υπερμεγέθους μελανής οπής. Η μάζα μελανής οπής ακτίνας R από την σχέση ακτίνας Schwarzschild και την σχέση 2.2:

$$M = \frac{Rc^2}{2G} = \frac{c^3 \Delta t}{2G\gamma} \quad (2.5)$$

Τπάρχουν κι άλλοι τρόποι να εκτιμήσουμε την μάζα της κεντρικής μελανής οπής, όπως η αστρική κατανομή και η δραστηριότητα σε μη-ενεργούς γαλαξίες, και έχουν να κάνουν με τον τρόπο με τον οποίο η μάζα αυτή επηρεάζει αέρια και αστέρες στο γαλαξιακό περιβάλλον[13]. Η άμεση παρατήρηση της κατανομής ταχυτήτων αστέρων και νεφών που αλληλεπιδρούν βαρυτικά τόσο μεταξύ τους όσο και με την κεντρική μελανή οπή σε κοντινούς γαλαξίες μπορεί να μας βοηθήσει να βγάλουμε συμπεράσματα για την κατανομή μάζας στην κεντρική περιοχή (για σφαιρική κατανομή μάζας M με ακτίνα r το θεώρημα virial προβλέπει κατανομή ταχυτήτων $\bar{v}^2 \approx GM/r$, αν υποθέσουμε ότι η δυναμική οφείλεται σε βαρυτικά φαινόμενα κυρίως και όχι π.χ. σε μαγνητικά). Παρατηρήσεις ταχυτήτων στην κεντρική περιοχή γαλαξιών είναι συνεπείς με την παρουσία υπερμεγέθους μελανής οπής σε κάθε γαλαξία.



ΣΧΗΜΑ 2.2: Δομή των AGN που σχηματικά περιλαμβάνει στοιχεία που προτείνονται από ένα ενοποιητικό μοντέλο. Η διακεκομένη γραμμή δείχνει πώς μπορεί να σχηματιστεί αδρός δίσκος. Το μέσο σκίασης (obscuring medium) μπορεί να είναι τόρος σκόνης ή στρεβλωμένος δίσκος. BLR είναι η περιοχή ευθείες παρατηρήσεις της οποίας μας δίνουν ευρείες φασματικές γραμμές εκπομπής, ενώ NLR είναι η περιοχή ευθείες παρατηρήσεις της οποίας μας δίνουν στενές φασματικές γραμμές εκπομπής. (Εικόνα από [13])

Παρατηρείται συνέχεια στις ιδιότητες διαφορετικών κατηγοριών AGN τόσο από υπέρλαμπρους AGN σε χαμηλής λαμπρότητας (μεχρι και $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$) AGN όσο και από ραδιογαλαξίες με ισχυρές διευρυμένες φασματικές γραμμές σε οπτικά μη-ενεργές ραδιοπηγές, αλλά ακόμα και στον Γαλαξία μας (με ραδιο-φωτεινότητα $\sim 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$). Τα παραπάνω είναι ενδείξεις ότι πιθανώς η ασθενής δραστηριότητα που παρατηρούμε σε μη-ενεργούς γαλαξίες είναι κατάλοιπο ενός “νεκρού” AGN. Αυτό θα μας επέτρεπε να βγάλουμε συμπεράσματα για την μάζα της κεντρικής περιοχής ενεργών γαλαξιακών πυρήνων, αν γενικεύσουμε σχέσεις μάζας που παρατηρούμε σε κοντινούς μη-ενεργούς γαλαξίες.

2.4 Μοντέλο μελανής οπής και δίσκου προσαύξησης

Οι παραπάνω παρατηρήσεις- τα φάσματα εκπομπής και απορρόφησης, τα μεγέθη των παρατηρούμενων λαμπροτήτων, οι παρατηρούμενες χρονικές κλίμακες, οι θεμελιώδεις φυσικές αρχές- μας οδηγούν στο συμπέρασμα ότι η δομή των AGN πρέπει να περιλαμβάνει παραγωγή ενέργειας σε μια μικρή συμπαγή περιοχή γύρω από αντικείμενο με πολύ μεγάλη μάζα.

Οι υπερμαζικές μελανές οπές είναι ευσταθείς και μπορούν να εκπέμψουν ισχυρή ακτινοβολία μέσω προσαύξησης στους AGN πολύ αποδοτικά. Το πλέον καθιερωμένο μοντέλο για ενεργούς γαλαξιακούς πυρήνες είναι αυτό της υπερμαζικής μελανής οπής με δίσκο προσαύξησης (σχήμα 2.2). Το υλικό που ενεργοποιεί την προσαύξηση παρέχεται είτε από τοπικά αστρικά σμήνη είτε από το συνολικό αέριο και σκόνη του γαλαξία στου οποίου το κέντρο βρίσκεται[13]. Η ύπαρξη τέτοιων μελανών οπών υποστηρίζεται και από την γενική σχετικότητα έναντι άλλων θεωριών (όπως π.χ. πυκνά σμήνη μαζικών αστέρων που σύντομα εξελίσσονται σε υπερκαινοφανείς, υπερμαζικοί ασταθείς αστέρες) για τον μηχανισμό και την κεντρική περιοχή των AGN[13].

2.4.1 Κεντρική μελανή οπή

Μια θεωρία βαρύτητας μας δίνει εξισώσεις κίνησης σωμάτων που υφίστανται την βαρυτική επιροή σωμάτων με μεγάλη αδράνεια. Στην νευτώνεια θεώρηση, η ακτινική θέση $r(t)$ σωμάτου σε τροχιά γύρω από σφαιρικά συμμετρικά μαζικό αντικείμενο μάζας M δίνεται από την εξίσωση ενέργειας:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + V(r) = E \quad (2.6)$$

Όπου E σταθερή ενέργεια ανά μονάδα μάζας του σωματιδίου και

$$V(r) = h^2/2r^2 - GM/r \quad (2.7)$$

το ενεργό δυναμικό ανά μονάδα μάζας σωμάτου με στροφορμή h .

Στην γενική σχετικότητα όλη η ενέργεια συνεισφέρει στην βαρυτική μάζα ενός συστήματος, συμπεριλαμβανομένου και της βαρυτικής δυναμικής ενέργειας. Ένα βαρυτικό πεδίο είναι ισχυρό όταν $GMm/r \sim mc^2$ για σωμάτιο μάζας m , δηλαδή όταν η βαρυτική δυναμική ενέργειά του είναι της τάξης της ενέργειας μάζας ηρεμίας του. Για σφαιρικά συμμετρικό

στάσιμο σώμα μάζας M στο κενό η εξίσωση ενέργειας δίνεται από την λύση Schwarzschild:

$$\frac{1}{c^2} \left(\frac{dr}{d\tau} \right)^2 + V^2(r) = E^2 \quad (2.8)$$

Όπου τ ο ιδιόχρονος του σωματίου, η σχέση του οποίου με τον χρόνο t του συστήματος συντεταγμένων είναι:

$$\frac{dt}{d\tau} = E \left(1 - \frac{2GM}{rc^2} \right)^{-1} \quad (2.9)$$

Και το ενεργό δυναμικό στην περίπτωση αυτή είναι:

$$V^2(r) = \left(1 - \frac{2GM}{rc^2} \right) \left(1 + \frac{h^2}{r^2 c^2} \right) \quad (2.10)$$

Όπου h η σταθερή σχετικιστική στροφορμή ανά μονάδα μάζας του σωματίου που βρίσκεται σε τροχιά.

Καθώς η ακτινική απόσταση του σωματίου μικραίνει πλησιάζοντας την ακτίνα Schwarzschild του κεντρικού σώματος $r \rightarrow 2GM/c^2 = R_S$ οι εξισώσεις 2.10 και 2.9 δείχνουν ότι $V \rightarrow 0$ και $dt/d\tau \rightarrow \infty$. Για συμπαγή αντικείμενα μάζας M η ακτίνα Schwarzschild έχει φυσικό νόημα (ένα σωμάτιο μπορεί να φτάσει στην απόσταση αυτή χωρίς να ανακόπτεται από τις διαστάσεις του σώματος M) και είναι σημαντική αφού ορίζει τον ορίζοντα της μελανής οπής. Από την σχέση 2.8, προκειμένου να ισχύει $(dr/d\tau)^2 \geq 0$, το ενεργό δυναμικό έχει ανώτατο όριο $V^2 \leq E^2$ και κατώτατο όριο το $\Omega^2 \geq 0$ στην ακτίνα Schwarzschild. Η σχέση 2.10 επιτρέπει τροχιές σε αυτά τα όρια στο ενεργό δυναμικό μόνο για $h \geq 2\sqrt{3}GM/c^2$, έτσι σωμάτια με στροφορμή $h < 2\sqrt{3}GM/c^2$ δεν διαφέυγουν της μελανής οπής. Ευσταθείς τροχιές έχουμε για ελάχιστα της συνάρτησης $V(r)$, και συγκεκριμένα για

$$r = \frac{GM}{2c^2} [H^2 - \sqrt{H^4 - 12H^2}] \quad (2.11)$$

Όπου $H = c^2 h/GM$, με $h \geq 2\sqrt{3}GM/c^2$. Η μικρότερη ακτίνα ευσταθούς τροχιάς γύρω από μελανή οπή Schwarzschild ορίζεται $r_{min} = 6GM/c^2$ και ορίζει την επιφάνεια της μέγιστης δυνατής παραγωγής ενέργειας από τα προσπίπτοντα σωματίδια. Αφού σωμάτια που βρίσκονται από το κέντρο της μελανής οπής μέχρι την ελάχιστη ακτίνα ευσταθούς τροχιάς θα καταρεύσουν προς την μελανή οπή, σωματίδια που βρίσκονται οριακά σε απόσταση r_{min} θα έχουν τον μεγαλύτερο χρόνο κατάρευσης και συνεπώς ακτινοβολίας[13].

Νευτώνειοι υπολογισμοί της μέγιστης αποδοτικότητας παραγωγής ενέργειας ως το πηλίκο της μέγιστης διαθέσιμης βαρυτικής δυναμικής ενέργειας προς την ενέργεια μάζας ηρεμίας

δίνουν κατά προσέγγυση για μελανές οπές Schwarzschild:

$$\varepsilon_{max} = \frac{GMm/2r_{min}}{mc^2} = \frac{1}{12} \quad (2.12)$$

Για περιστρεφόμενες μελανές οπές με αξισυμμετρία στον άξονα στροφορμής μάζας M και στροφορμής ανά μονάδα μάζας H στο κενό, η εξίσωση ενέργειας δίνεται από την λύση Kerr. Για να περιγράψουμε τις μελανές οπές Kerr ορίζουμε τις ποσότητες μήκους: $m = GM/c^2$ και $\alpha = H/c$. Για τον ορίζοντα μελανών οπών Kerr έχουμε διπλή λύση $r_{\pm} = m \pm \sqrt{(m^2 - \alpha^2)}$ και η εξωτερική ακτίνα ορίζοντα είναι η $r_+ = m + \sqrt{(m^2 - \alpha^2)}$. Το ενεργό δυναμικό της κίνησης σε ισημερινό πεδίο μπορεί να οριστεί ως η ελάχιστη ενέργεια ανά μονάδα μάζας E_{min} για την οποία η κίνηση είναι εφικτή σε ακτίνα r_+ και δίνεται από την σχέση:

$$V(r) \equiv E_{min}(r) = \left[\sqrt{r^2 - 2mr + \alpha^2} \sqrt{r^2 h^2 + [r(r^2 + \alpha^2) + 2\alpha^2 m] r + 2\alpha h m} \right] \left[r(r^2 + \alpha^2) + 2\alpha^2 m \right]^{-1} \quad (2.13)$$

Η μικρότερη ακτίνα ευσταθίούς κυκλικής τροχιάς σωματίου γύρω από μελανή οπή Kerr υπολογίζεται:

$$r_{min} = m [3 + A_2 \mp \sqrt{(3 - A_1)(3 + A_1 + 2A_2)}] \quad (2.14)$$

Όπου $A_1 = 1 + (1 - \alpha^2/m^2)^{1/3} [(1 + \alpha/m)^{1/3} + (1 - \alpha m)^{1/3}]$, $A_2 = (3\alpha^2/m^2 + A_1^2)^{1/2}$, ενώ η σχέση έχει “-” για σωμάτια με τροχιά ομόρροπη της περιστροφής της μελανής οπής και “+” για σωμάτια με τροχιά αντίρροπη. Η επιφάνεια που ορίζει η μικρότερη ευσταθής ακτίνα αντιστοιχεί σε μέγιστη απόδοση παραγωγής ενέργειας[13]:

$$\varepsilon_{max} = 1 - \frac{r_{min} - 2m \pm (\alpha\sqrt{m}/\sqrt{r_{min}})}{\sqrt{r_{min} - 3m \pm (2\alpha\sqrt{m}/\sqrt{r_{min}})}} \quad (2.15)$$

Η απόδοση αυτή φτάνει το 40% για σωμάτια με τροχιά ομόρροπη της περιστροφής της μελανής οπής και στροφορμή τέτοια ώστε $\alpha = m$.

2.4.2 Προσαύξηση

Παροχή μάζας

Τα περισσότερα μοντέλα ενέργων γαλαξιακών πυρήνων απαιτούν μεγάλη ποσότητα ύλης για την παραγωγή ενέργειας στην κεντρική περιοχή. Η προσάυξηση σε υπερμεγέθεις μελανές

οπές είναι το κυρίαρχο και καθιερωμένο μοντέλο και απαιτεί συνεχή παροχή μάζας για την παραγωγή της παρατηρούμενης ενέργειας ακτινοβολίας. Προκειμένου να επιτευχθεί προσαύξηση, υλικό που βρίσκεται κοντά στην κεντρική μελανή οπή θα πρέπει να χάνει στροφορμή από την περιστροφή του ώστε να προσπίπτει στο κέντρο. Αυτό θα πρέπει να γίνεται με κάποιον αποδοτικό μηχανισμό και σε χρονικές αλίμακες που είναι τυπικές της γαλαξιακής εξέλιξης[34]. Το ζήτημα της παροχής μάζας (δηλαδή αερίου) έχει να χάνει τόσο με την προέλευση του αερίου όσο και με τον μηχανισμό με τον οποίο καταλήγει στην κεντρική περιοχή ώστε να χρησιμοποιηθεί ως υλικό προσαύξησης και να καταστήσει τον γαλαξιακό πυρήνα “ενεργό”. Έχουμε δύο περιπτώσεις προέλευσης του υλικού προσαύξησης στο καθιερωμένο μοντέλο των AGN: στην πρώτη περίπτωση το υλικό προέρχεται από μια “τοπική” πυρηνική περιοχή (πυκνά νέφη ή αστρικά σμήνη σε ακτίνα μικρότερη των 10 pc), στην δεύτερη περίπτωση το υλικό προέρχεται από το κυρίως σώμα του γαλαξία, από διαγαλαξιακό μέσο ή από αλληλεπιδράση με άλλον γαλαξία (αέριο σε ακτίνα μεγαλύτερη του 1 kpc)[13].

Όσον αφορά την περίπτωση πυρηνικού υλικού ως τροφοδότη της προσαύξησης, αν υποθέσουμε ότι το υλικό αυτό είναι αέριο και πυκνά αστρικά σμήνη, θεωρείται ότι περίπου 10^9 αστέρες συγκενρώνονται σε ακτίνα ~ 10 pc από το κέντρο του γαλαξία λόγω δυναμικών διαδικασιών που οφείλονται σε αστέρες και αέρια. Στην υπόθεση αυτή, παρακάμπτεται το πρόβλημα της μείωσης στροφορμής του υλικού, αφού αν έχει διαμορφωθεί αστρικό σμήνος στην περιοχή έχει ήδη μειωμένη στροφορμή. Όμως ακόμα και αν έχουμε αστρικά σμήνη στην κεντρική περιοχή, ο ρυθμός με τον οποίο εκλύεται υλικό από διαδικασίες αστρικής εξέλιξης (παλιρροϊκές διαταραχές, συγκρούσεις αστέρων, αστρικός άνεμος) δεν είναι αρκετός για να παρέχει το απαιτούμενο υλικό προσαύξησης των λαμπρότερων AGN που παρατηρούμε [13]. Αστέρες οι τροχιές των οποίων τους οδηγούν πολύ κοντά στην υπερμαζική μελανή οπή στο κέντρο του σμήνους διαλύονται από παλιρροϊκές δυνάμεις. Η εξέλιξη ενός τέτοιου σμήνους εξαρτάται από τον δυναμικό χρόνο t_{dyn} (χρόνος αποκατάστασης δυναμικής ισορροπίας σε τροχιές) και τον χρόνο χαλάρωσης συστήματος δύο σωμάτων t_R (χρόνος εκτροπής σώματος από το πεδίο βαρύτητας). Ο ρυθμός έκλυσης αερίου από παλιρροϊκές διαταραχές περιορίζεται από τον ρυθμό με τον οποίο οι αστρικές τροχιές μεταπίπτουν σε έναν κώνο ημι-ανοίγματος $\theta_{crit} \sim t_{dyn}/t_R$ γύρω από την διεύθυνση ακτινικής ταχύτητας λόγω απώλειας ενέργειας και στροφορμής. Ο μέγιστος ρυθμός έκλυσης αερίου για σφαιρικό αστρικό σμήνος με σχεδόν ισοτροπική κατανομή ταχυτήτων είναι της τάξης της μάζας του σμήνους προς τον χρόνο χαλάρωσης ή της τάξης μίας αστρικής μάζας προς δυναμικό χρόνο: αυτός ο ρυθμός δεν είναι αρκετός για να εξηγήσει τις μεγαλύτερες παρατηρούμενες λαμπρότητες μέσω ακτινοβολίας

προσαύξησης, εκτός αν υπάρχει κάποιος μηχανισμός που ωθεί τους αστέρες σε μεγάλο αριθμό συγκρούσεων μεταξύ τους ώστε να υπάρξει απελευθέρωση μεγαλύτερης μάζας. Επίσης, όταν η κεντρική υπερμεγέθης μελανή οπή ξεπεράσει τις $\sim 10^8 M_{\odot}$, οι παλιρροϊκές δυνάμεις δεν είναι πλέον ικανές να διαλύσουν έναν αστέρα πριν αυτός καταρεύσει στην μελανή οπή-όταν ο αστέρας καταρρέει χωρίς να διαλυθεί, αυτό γίνεται με σχετικά μικρή απώλεια ενέργειας σε ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία[13].

Πυκνά αστρικά σμήνη όπως αυτά που περιγράψαμε δεν μπορούν να σχηματιστούν ως αποτέλεσμα δυναμικής χαλάρωσης βαρυτικά αλληλεπιδρώντων σωμάτων (στο πρότυπο των δύο σωμάτων), αφού θα κατέληγαν σε μικρό πυρήνα αστέρων με πολύ μεγάλες ταχύτητες που θα διαλύονταν από συγκρούσεις[13]. Έτσι, αν επικεντρωθούμε σε δυναμική αερίων, πρέπει να υπάρχει μηχανισμός που συγκεντρώνει το διαθέσιμο αέριο από μια αρχικά μεγάλη περιοχή σε μικρό όγκο και να εξηγεί την απώλεια στροφορμής ώστε να προσπίπτει προς προσαύξηση.

Παρατηρήσεις υποδεικνύουν ότι εκτός του γαλαξιακού πυρήνα υπάρχουν μεγάλα ποσά αερίου υπό μορφή διαστρικού μέσου, οπότε εξετάζουμε τον μηχανισμό που μπορεί να μεταφέρει τα αέρια αυτά μέσω τυρβώδους ιξώδους ροής όπως στο μοντέλο α-δίσκων που θεωρείται ότι λειτουργεί για την μεταφορά μάζας και προσαύξηση σε διπλά αστρικά συστήματα αστέρα-μελανής οπής. Στο μοντέλο αυτό (α-δίσκων) θεωρούμε ότι το αέριο έχει ιξώδες $\eta = ac_s H$, όπου c_s η ταχύτητα του ήχου, H η κλίμακα ύψους του δίσκου και a παράμετρος προσαύξησης ($a = 0$ όταν δεν έχουμε προσαύξηση). Για συμβατικές παραδοχές της φυσικής κατάστασης του αερίου και με παράμετρο προσάύξησης $a \leq 1$ μια απλή εκτίμηση δίνει χρόνο ροής προς την πυρηνική περιοχή 10^9 yr για αέριο που βρίσκεται σε ακτίνα μεγαλύτερη των 10 pc [13]. Έτσι, ένας συμβατικός δίσκος προσαύξησης στο μοντέλο αυτό δεν μπορεί να παρέχει σταθερά υλικό προσαύξησης στην πυρηνική περιοχή. Έπειτα, οι λεπτοί δίσκοι προσαύξησης (που αποδίδουν μεγαλύτερη λαμπρότητα στο μοντέλο αυτό) είναι βαρυτικά ασταθείς σε μεγάλες ακτίνες όπου είναι πιο εύκολο να ψυχθούν κατά περιοχές και οι ψυχρές περιοχές να αποσυζευχθούν οδηγώντας σε επιβράδυνση της προσαύξησης.

Στο πρότυπο των α-δίσκων, λοιπόν, δεν μπορεί να διατηρηθεί θερμή ροή προσαύξησης με τα συμβατικά χαρακτηριστικά που αναφέραμε, οπότε χρειαζόμαστε έναν μηχανισμό με ενεργό παράμετρο προσαύξησης $a \gg 1$. Έχουν προταθεί μηχανισμοί που μπορούσαν να αποδόσουν $a \gg 1$ με σύζευξη ρευστού σε πολύ διαφορετικές ακτινικές κλίμακες. Δύο τέτοιοι μηχανισμοί είναι μαγνητικά πεδία γαλαξιακής κλίμακας και μη αξισυμμετρικές βαρυτικές αστάθειες. Αν ένα μεγάλης κλίμακας πολοειδές μαγνητικό πεδίο υπήρχε σε γαλαξίες που

“φιλοξενούν” υπερμεγέθη μελανή οπή, οι μαγνητοϋδροδυναμικές ροπές που γενά η στρέψη του πεδίου θα μπορούσαν να συζεύξουν αέριο σε διαφορετικές ακτινικές κλίμακες και να μεταφέρουν υλικό προς το κέντρο μειώνοντας την στροφορμή του[13]. Σε αυτήν την διαδικασία δημιουργούνται τοροειδή πεδία που αυξάνουν την μαγνητική πίεση και παραλληλίζουν την εκροή ύλης με τον άξονα περιστροφής εξηγώντας παρατηρούμενους πίδακες. Ένας άλλος προτεινόμενος μηχανισμός είναι μη αξισυμμετρικές δομές (όπως ράβδοι από αστέρες και αέριο, ελλειψοειδής δίσκοι και διακύλιοι, γαλαξίες-συνοδοί) και διαταραχές που προκαλούνται από παλιρροϊκές αλληλεπιδράσεις με άλλους γαλαξίες ή συγχωνεύσεις με άλλους γαλαξίες. Η αρχή λειτουργίας του μηχανισμού αυτού είναι ότι καθώς αέριο περιστρέφεται γρηγορότερα από την ράβδο του γαλαξία, πλησιάζοντάς την επιταχύνεται προς το ελάχιστο του βυθίσματος δυναμικού κι έπειτα επιβραδύνεται και συμπιέζεται καθώς προπερνά την ράβδο. Το ωστικό κύμα του αερίου στην μπροστινή όψη της ράβδου (που οδηγεί την κίνηση) χάνει στροφορμή την οποία παρέχει στην ράβδο με αποτέλεσμα να ρέει προς το κέντρο. Παρόμοια ροή αερίου θα έχουμε για διαταραχές που προκαλούνται από αλληλεπίδραση με άλλους γαλαξίες όπου προκύπτουν δομές σαν ράβδοι. Ακόμα, όμως, και σε αύτην την περίπτωση το αέριο δεν ρέει μέχρι το κέντρο, αφού όσο μια μάζα αερίου προχωρά προς το κέντρο τόσο ασθενεί η επίδραση της ράβδου. Το αέριο τυπικά φυλάνει μέχρι ακτίνα ~ 1 pc όπου ούτε η ιξώδης ροή δεν αρκεί για να το μεταφέρει με ικανοποιητικό ρυθμό προς το κέντρο, όμως αν η ίδια η μάζα του αερίου που συσσωρεύεται γίνει δυναμικά σημαντική μπορεί να έχουμε μη-αξισυμμετρικές δυναμικές αστάθειες και ανακατανομή στροφορμής που ωθεί το αέριο προς την κεντρική περιοχή[13].

Δίσκος προσαύξησης

Σε γαλαξιακές χωρικές και χρονικές κλίμακες, η παροχή υλικού προσαύξησης στις υπερμεγέθεις μελανές οπές εξαρτάται από μηχανισμούς όπως συγκρούσεις και συγχωνεύσεις γαλαξιών, δυναμικές αστάθεις όπως ράβδοι, μαγνητικά πεδία που φέρνουν υλικό σε αποστάσεις $1 - 10$ pc από την κεντρική μελανή οπή. Σε κοντινότερες ακτινικές αποστάσεις ο μηχανισμός προσαύξησης βασίζεται στην βαρυτική έλξη της μελανής οπής, την ιδιοβαρύτητα του υλικού, την τοπική υδροδυναμική πίεση και πίεση ακτινοβολίας, αστρικούς ανέμους, υπερκατανοφανείς εκρήξεις, μαγνητικό και θερμικό ιξώδες του αερίου. Αέριο με χαμηλή στροφορμή προσπίπτει σφαιρικά στην μελανή οπή, ενώ αέριο με υψηλή στροφορμή προσπίπτει στην μελανή οπή μέσω κεντρικού δίσκου προσαύξησης που παρέχει έναν μηχανισμό ιξώδους

ροής που μειώνει την στροφορμή[34]. Η προσαύξηση ύλης με σημαντική στροφορμή σε μελανή οπή συνοδεύεται από σχηματισμό δίσκου από το υλικό πρασάνξησης. Τέτοιοι δίσκοι πρέπει να σχηματίζονται και σε μελανές οπές αστρικής προέλευσης και σε υπερμεγέθεις μελανές οπές.

Μοντέλα δίσκων προσαύξησης βασίζονται σε παρατηρήσεις μελανών οπών σε διπλά συστήματα και ο μηχανισμός προσαύξησης γενικεύεται για υπερμεγέθεις μελανές οπές. Για προσαύξηση σε μελανή οπή τα σύγχρονα μοντέλα προβλέπουν την ροή αερίου είτε σε λεπτούς δίσκους που περιστρέφονται γύρω από την μελανή οπή είτε ένα αδρό χαοτικό νέφος. Για φωτεινότητα ακτίνων X που υπερβαίνει το όριο Eddington είναι πιο πιθανή η εικόνα του αδρού νέφους, ενώ για υπο-Eddington φωτεινότητα η εικόνα του λεπτού δίσκου. Για φωτεινότητα χαμηλότερη της φωτεινότητας Eddington ώστε $L \lesssim 10^{-2} L_{Edd}$ θερμικές αστάθειες λόγω χαμηλής οπτικής πυκνότητας μπορούν να διαταράξουν την εσωτερική περιοχή λεπτού δίσκου και να μεταπίψει σε αδρό νέφος, αλλά ακόμα και για φωτεινότητα $L \lesssim 10^{-4} L_{Edd}$ έχουμε ασταθείς λεπτούς δίσκους[24].

Σε ένα διαφορικά περιστρεφόμενο μέσο (όπως είναι το υλικό στον δίσκο προσαύξησης) οι εφαπτομενικές τάσεις ανάμεσα στα διάφορα στρώματα (οι οποίες σχετίζονται με την ύπαρξη μαγνητικού πεδίου), η τυρβώδης ροή και το μοριακό και ηλεκτρομαγνητικό ιξώδες είναι οι μηχανισμοί που μεταφέρουν στροφορμή[49] έτσι ώστε το υλικό να καταρεύσει σπειροειδώς προς το κέντρο. Η ενέργεια που χάνει το υλικό (αέριο) μπορεί να μετατραπεί σε ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία με πολύ μεγάλη απόδοση (είδαμε από 4% έως 40% για αντικείμενα Kerr) ή μπορεί να μετατραπεί σε κινητική ενέργεια του αερίου με αποτέλεσμα να διαφύγει του δίσκου ή μπορεί να θερμάνει το αέριο με την θερμική ενέργεια να μεταφέρεται στην μελανή οπή (advection accretion flow)[34].

Το πιο χρήσιμο μοντέλο δίσκων προσαύξησης είναι αυτό των α -δίσκων, ένα νευτώνειο μοντέλο (περιγράφει καλά υλικό σε ακτίνα $R > 3R_{Schw}$) που βασίζεται σε παρατηρήσεις μελανών οπών σε διπλά συστήματα και περιγράφει λεπτούς δίσκους. Στο μοντέλο αυτό παραδεχόμαστε τυρβώδη ροή, μη-γραμμικές διαταραχές (δηλαδή αλληλεπίδραση μεταξύ τυρβώδων παλμών) και ως αποτέλεσμα μια αυτο-συντηρούμενη τύρβη[49]. Για μη-μηδενικά μαγνητικά πεδία στους δίσκους, αστάθειες διατμητικής τάσης συντηρούν επίσης τυρβώδη ροή η οποία είναι ο κυρίαρχος παράγοντας που μεταφέρει στροφορμή[4].

Η δομή και η ακτινοβολία στατικών δίσκων καθορίζονται από τρείς φυσικές παραμέτρους: την μάζα της μελανής οπής M , τον ρυθμό προσαύξησης \dot{M} (ή την συνολική φωτεινότητα

του δίσκου $L = \zeta \dot{M}c^2$, όπου ζ ο συντελεστής απόδοσης της παραγωγής ενέργειας) και την παράμετρο α , η οποία χαρακτηρίζεται από το επίπεδο τυρβώδους ροής και από χαοτικά μικρής αλιμάκας μαγνητικά πεδία[50].

$$\alpha = \frac{v_t l_t}{v_s H} + \frac{B}{4\pi\rho v_s^2} \quad (2.16)$$

Όπου v_t και v_s η ταχύτητα τυρβώδους ροής και η θερμική ταχύτητα αντίστοιχα, $B^2/8\pi$ η ενεργειακή πυκνότητα του χαοτικού μαγνητικού πεδίου, $\rho v_s^2/2$ η θερμική ενεργειακή πυκνότητα του υλικού στον δίσκο, l_t το μήκος τυρβώδους ανάμειξης και H το ημι-ύψος του δίσκου.

Η φωτεινότητα, όπως έχουμε δεί, φαινομενικά φράσσεται από την φωτεινότητα Eddington

$$L_{Edd} = 1.3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg s}^{-1}$$

η οποία προκύπτει εξισώνοντας την βαρυτική δύναμη με την δύναμη πίεσης ακτινοβολίας για πλάσμα στο εσωτερικό του δίσκου. Για φωτεινότητες κοντά στο όριο Eddington $L/L_{Edd} \gtrsim \frac{1}{50}(M_\odot/\alpha M)^{1/8}$ ο δίσκος αποτελείται από τρείς περιοχές, την “εσωτερική” ζώνη (ζώνη A) όπου η πίεση ακτινοβολίας είναι μεγαλύτερη από την πίεση αερίου και η σκέδαση ελεύθερων ηλεκτρονίων κυριαρχεί σε σχέση με άλλες διαδικασίες απορρόφησης ακτινοβολίας. Αυτή η περιοχή εκπέμπει το μεγαλύτερο ποσό ενέργειας ακτινοβολίας του δίσκου και οι διαδικασίες Compton καθορίζουν το παρατηρούμενο φάσμα. Σε μεγαλύτερη ακτίνα από την μελανή οπή βρίσκεται η ζώνη B όπου η πίεση πλάσματος είναι μεγαλύτερη από την πίεση ακτινοβολίας, αλλά η σκέδαση ελεύθερων ηλεκτρονίων υπερισχύει στην διάδοση ακτινοβολίας. Πέρα από την ζώνη B υπάρχει η ψυχρότερη περιοχή Γ όπου φαινόμενα απορρόφησης συμβάλουν στην οπτική πυκνότητα[50]. Για $L/L_{Edd} < \frac{1}{50}(M_\odot/\alpha M)^{1/8}$ δεν έχουμε την ασταθή περιοχή A.

2.4.3 Άλλα χαρακτηριστικά των AGN

Άλλα δομικά χαρακτηριστικά των AGN πιθανώς υπάρχουν γύρω από την μελανή οπή και επηρεάζουν το φάσμα λόγω της θέσης τους, της πυκνότητας ύλης σε αυτά, του ιονισμού σε αυτά, της σύνθεσης ή ταχύτητάς τους (σχήμα 2.2). Θα εξετάσουμε μόνο μερικά από αυτά.

Περιοχή διευρυμένων φασματικών γραμμών (Broad Line Region)

Πρόκειται για περιοχή με νέφη υψηλής χωρικής πυκνότητας σωματιδίων ($n_e \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) με μεγάλη επιφανειακή πυκνότητα (πυκνότητα στήλης) $N_H \sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ γύρω από την υπερμεγέθη μελανή οπή και τον δίσκο προσαύξησης. Για πολύ λαμπρούς AGN η περιοχή αυτή βρίσκεται σε ακτίνα $0.1 - 1 \text{ pc}$ από την κεντρική μελανή οπή. Τα νέφη αυτά διατηρούνται για πολούς δυναμικούς χρόνους είτε επειδή είναι περιορισμένα είτε επειδή είναι μέλη μεγαλύτερων σωμάτων με ιδιοβαρύτητα (όπως π.χ. αστέρες). Η τυπική κεπλεριανή ταχύτητα τέτοιων νεφών είναι $\sim 3000 \text{ km s}^{-1}$ και αυτό αποτυπώνεται στα πλάτη των φασματικών γραμμών εκπομπής[34].

Περιοχή στενών φασματικών γραμμών (Narrow Line Region)

Όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.2, η περιοχή στενών φασματικών γραμμών είναι περιοχή με νέφη χαμηλότερης πυκνότητας ($n_e \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$) με επιφανειακή πυκνότητα $N_H \sim 10^{20-21} \text{ cm}^{-2}$ γύρω από την υπερμεγέθη μελανή οπή. Η περιοχή αυτή βρίσκεται σε ακτίνα $> 3 \text{ pc}$ από την κεντρική μελανή οπή για πολύ λαμπρούς AGN και είναι πιο μαζική από την Broad Line Region. Η τυπική ταχύτητα (αν θεωρήσουμε ότι τα νέφη αυτά βρίσκονται στο βαρυτικό πεδίο του γαλαξία) είναι της τάξης των 300 km s^{-1} . Το αέριο αυτό μπορεί να σχηματίσει διάφορες δομές, χρησιμοποιούμε τον όρο “νέφος αερίων” ως γενική περιγραφή[34].

Αέριο υψηλού ιονισμού

Θεωρούμε ότι σε χωρική κλίμακα $0.1 - 10 \text{ pc}$ από το κέντρο υπάρχει περιοχή με επιφανειακή πυκνότητα $N_H \sim 10^{21-23} \text{ cm}^{-2}$ και πυκνότητα ικανή να παράξει ιονισμό 10-100 φορές υψηλότερο από ότι το αέριο στην BLR και την NLR. Για το αέριο αυτό αναμένουμε ισχυρή απορρόφηση και εκπομπή στις ακτίνες X[34].

Τόρος

Προκειμένου να εξηγηθεί η διαφοροποίηση μεταξύ AGN τύπου I και τύπου II ως γεωμετρικό φαινόμενο, θεωρούμε ότι υπάρχει τοροειδής δομή από αέριο, μοριακό αέριο και σκόνη σε περιοχή μεταξύ 0.1 και 10 pc από την κεντρική μελανή οπή με πυκνότητα αερίου $\sim 10^4 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$, επιφανειακή πυκνότητα που κυμαίνεται $N_H \sim 10^{22-24} \text{ cm}^{-2}$ και κεπλεριανές

ταχύτητες της τάξης των 1000 km s^{-1} . Ο τόρος αυτός είναι οπτικά αδιαφανής για όλα τα μήκη κύματος εκτός του υπερύθρου και πιθανότατα σκιάζει την εκπομπή από τον δίκο προσάυξησης και την BLR για παρατήρηση από ορισμένες διευθύνσεις[34].

2.4.4 Θεμελιώδη φυσικά μεγέθη συστήματος προσάυξησης

Χαρακτηριστικές χρονικές κλίμακες

Οι χαρακτηριστικοί χρόνοι μας δίνουν πληροφορίες για την συμπεριφορά ενός συστήματος. Για στατικούς, λεπτούς (δηλαδή ψυχρούς κεπλεριανούς) α-δίσκους η μικρότερη χρονική κλίμακα είναι ο δυναμικός χρόνος (ο χρόνος ώστε να επέλθει δυναμική ισορροπία)[52]

$$t_{dyn} = \left(\frac{GM}{r^3} \right)^{-1/2} \quad (2.17)$$

όπου M η μάζα κεντρικής μελανής οπής και r η απόσταση από αυτήν.

Η χρονική κλίμακα για την ακτινική μετακίνηση μέσα στον δίσκο για απόσταση r είναι ο χρόνος ιξώδους

$$t_{visc} = \frac{2f}{3\alpha\Omega} \left(\frac{r}{H} \right)^2 \quad (2.18)$$

όπου $f = 1 - (\frac{r_i}{r})^{1/2}$ με r_i την εσωτερική ακτίνα του δίσκου, H το ημι-ύψος του δίσκου και Ω η κεπλεριανή περιστροφή του δίσκου.

Οι θερμικές χρονικές κλίμακες είναι ο χρόνος ψύξης και ο χρόνος θέρμανσης. Αν E_t η θερμική ενέργεια (ενθαλπία) του δίσκου ανά μονάδα επιφάνειας και $W_\eta = (9/4)\Omega^2\eta\Sigma$ είναι ο ρυθμός θέρμασης λόγω ιξώδους διάχυσης (όπου η το ιξώδες και Σ η επιφανειακή πυκνότητα του δίσκου), τότε η χαρακτηριστική χρονική κλίμακα θέρμανσης

$$t_h = \frac{E_t}{W_\eta} \quad (2.19)$$

Ομοίως, ο χαρακτηριστικός χρόνος ψύξης

$$t_c = \frac{E_t}{2\sigma_r T_s^4} \quad (2.20)$$

όπου η επιφανειακή θερμοκρασία εκφράζεται ως συνάρτηση μάζας κεντρικής μελανής οπής M και ρυθμού προσαύξησης \dot{M}

$$\sigma_r T_s^4 = \frac{GM}{r^3} \frac{3\dot{M}}{8\pi} \left[1 - \left(\frac{r_i}{r} \right)^{1/2} \right]$$

Για λεπτούς δίσκους οι δύο αυτές κλίμακες συμπίπτουν, αφού η διάχυση ιξώδους ενέργειας ισορροπείται τοπικά από την ακτινοβολία του δίσκου από την διπλή επιφάνειά του. Σε αδρούς δίσκους ADAF (advection dominated accretion flow) δεν υπάρχει αυτή η ισορροπία, αφού η μεταφορά (advection) θερμότητας με την ροή προσαύξησης δεν είναι αμελητέα- τότε $t_c > t_h$ [52].

Οι ακτίνες X παράγονται από διαδικασίες αντιστρόφου σκέδασμού Compton. Η χρονική κλίμακα ψύξης (ελάτωσης ενέργειας) των θερμικών ηλεκτρονίων μέσω της αντίστροφης σκέδασης Compton στο μη-σχετικιστικό όριο ($\gamma \approx 1$) είναι

$$t_{Compt} = \frac{6\pi G^2 m_e}{\sigma_T c^4} \frac{\xi^2}{\zeta} \frac{M_{BH}^2}{\dot{M}} \quad (2.21)$$

Όπου ξ η ακτινική απόσταση σε μονάδες ακτίνας Schwarzschild $R = \xi R_{Schw}$ και ζ η απόδοση της διαδικασίας προσαύξησης, οπότε η λαμπρότητα των φωτονίων πρίν την σκέδαση (seed photons) $L_{seed} = \zeta \dot{M} c^2$.

Παρατηρούμε ότι η χαρακτηριστική χρονική κλίμακα δυναμικού χρόνου εξαρτάται από την μάζα μελανής οπής M , ενώ οι χαρακτηριστικές χρονικές κλίμακες ιξώδους πρόσπτωσης και θερμικών διαδικασιών εξαρτώνται από την μάζα μελανής οπής και από την προσαύξηση, είτε με ευθεία εξάρτηση από τον ρυθμό προσάυξησης \dot{M} , είτε από τον όρο που μοντελοποιεί την τυρβώδη προσαύξηση α . Έτσι συμπεραίνουμε πως τα μεγέθη της μάζας μελανής οπής και του ρυθμού προσαύξησης είναι θεμελιώδεη για την συμπεριφορά του συστήματος προσαύξησης.

Διαταραχές πρώτης τάξης στον δίσκο

Η εφαρμογή της θεωρίας διαταραχών (έστω και πρώτης τάξης) για σύστημα προσαύξησης δεν είναι τετριμένη διαδικασία. Η φυσική περιγραφή για σύστημα προσαύξησης στο απλό μοντέλο των α-δίσκων απαιτεί[50] εξίσωση κεπλεριανής κίνησης, εξίσωση συνέχειας, εξίσωση διατήρησης ορμής, υδροστατική εξίσωση, εξίσωση τάσεων ιξώδους, εξίσωση παραγωγής ενέργειας λόγω τριβής, εξίσωση απώλειας ενέργειας λόγω ακτινοβολίας και καταστατική εξίσωση.

Αποτελέσματα εργασιών πάνω στην θεωρία μικρών γραμμικών διαταραχών στο πρότυπο της τυρβώδους προσαύξησης δίνουν τους εξής συσχετισμούς[4]

Για λεπτούς α-δίσκους:

$$\frac{\Delta L_\nu}{L_\nu} \propto \alpha M_{BH}^{1/2} R^{3/4} \frac{H}{R} \quad (2.22)$$

Για αδρούς ADAF δίσκους:

$$\frac{\Delta L_\nu}{L_\nu} \propto \alpha^2 M_{BH}^{1/2} R^{3/4} \frac{H}{R} \quad (2.23)$$

Όπου L_ν η λαμπρότητα του δίσκου και ΔL_ν διαταραχή σε αυτήν, α η παράμετρος τυρβώδους προσαύξησης, R η ακτίνα του δίσκου, M_{BH} η μάζα κεντρικής μελανής οπής και H το ημιύψος του δίσκου.

Βλέπουμε, λοιπόν, πως και στην πρώτη προσέγγυση της υεωρίας διαταραχών η μάζα μελανής οπής και η παράμετρος προσαύξησης παίζουν σημαντικό ρόλο.

Κεφάλαιο 3

Διαδικασίες ακτινοβολίας και παρατηρήσεις στις ακτίνες X

Θα παρουσιάσουμε τις μη-θερμικές φυσικές διαδικασίες ακτινοβολίας οι οποίες σχετίζονται με το φάσμα ακτινοβολίας των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων.

3.1 Σχετικιστική κινηματική και ισχύς ακτινοβολίας

Η συνολική ισχύς ακτινοβολίας που εκπέμπεται από φορτισμένο σωμάτιο (για εκπομπή συμμετρική σε όλες τις διευθύνσεις) είναι

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{dW'}{dt'} = P'$$

αναλλοίωτη σε μετασχηματισμούς Lorentz, καθώς το χρονικό διάστημα $dt = \gamma dt'$ και η ακτινοβολούμενη ενέργεια στο διάστημα αυτό $dW = \gamma dW'$, για K σύστημα αναφοράς παρατηρητή και K' σύστημα αναφοράς στιγμιαίας ηρεμίας, δηλαδή στο οποίο το σωμάτιο για απειροστά μικρό χρονικό διάστημα να θεωρείται ακίνητο (αφού το σωμάτιο επιταχύνεται) [46]. Οπότε βάσει της φόρμουλας Larmor $P = \frac{2q^2\dot{v}^2}{3c^3}$ για ακτινοβολία από επιταχυνόμενο φορτίο, έχουμε:

$$P = P' = \frac{2q^2}{3c^3} |\mathbf{a}'|^2$$

Ισχύει ότι η τετρα-ταχύτητα και η τετρα-επιτάχυνση είναι ορθογώνιες $a_\mu U^\mu = 0$, και στο σύστημα στιγμιαίας ηρεμίας ου φορτισμένου σωματιδίου K' έχουμε $\mathbb{U}' = (c, \vec{0})$, οπότε $a_0 = 0$

Άρα $|\mathbf{a}'|^2 = a'_0 a'^0 + a'_j a'^j = \vec{a}' \cdot \vec{a}'$, οπότε η ισχύς[46]:

$$P = P' = \frac{2q^2}{3c^3} \vec{a}' \cdot \vec{a}'$$

Για το σύστημα στιγμιαίας ηρεμίας K' του σωματιδίου

$$a'_\parallel = \gamma^3 a_\parallel \quad (3.1\alpha')$$

$$a'_\perp = \gamma^2 a_\perp \quad (3.1\beta')$$

όπου a_\parallel και a_\perp η παράλληλη και κάθετη συνιστώσα της \vec{a}' στην διεύθυνση της κίνησης \vec{v} . Οπότε η ισχύς[46]:

$$P = P' = \frac{2q^2}{3c^3} \vec{a}' \cdot \vec{a}' = \frac{2q^2}{3c^3} (a'^2_\parallel + a'^2_\perp) = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 (\gamma^2 a_\parallel^2 + a_\perp^2)$$

Για συστήματα αναφοράς K και K' που κινείται με ταχύτητα v ως προς το πρώτο, οι σχέσεις παρέκλισης φωτός είναι[46]:

$$\tan\theta = \frac{\sin\theta'}{\gamma(\cos\theta' + v/c)} \quad (3.2\alpha')$$

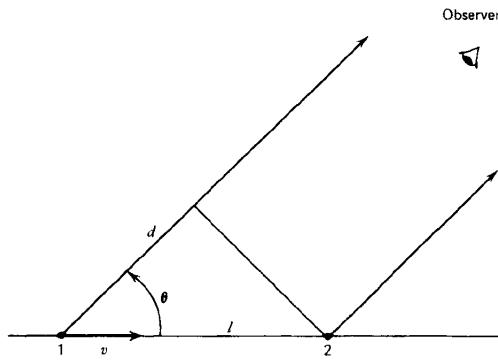
$$\cos\theta = \frac{\cos\theta' + v/c}{1 + (v/c)\cos\theta'} \quad (3.2\beta')$$

Η αζιμουθιακή γωνία ϕ μένει αναλλοίωτη, η πηγή του φωτεινού σήματος K' κινείται με ταχύτητα v και εκπέμπει φωτεινό σήμα που σχηματίζει γωνία θ' με το διάνυσμα v στο K' . Αν έχουμε εκπομπή ενέργειας dW' σε στερεά γωνία $d\Omega' = \sin\theta' d\theta' d\phi'$ υπό γωνία θ' με τον x -άξονα (ισοτροπία), τότε[46]:

$$d\Omega = d\mu d\phi \text{ και } d\Omega' = d\mu' d\phi$$

όπου $\mu = \cos\theta$ και $\mu' = \cos\theta'$ (και η αζιμουθιακή γωνία ϕ μένει αναλλοίωτη). Ο μετασχηματισμός Lorentz για την 0-συνιστώσα της τετρα-օρμής $dW = \gamma(1 + \beta\mu')dW'$ και από την σχέση παρέκλισης $\mu = \frac{\mu' + \beta}{1 + \beta\mu'}$ οπότε $d\mu = \frac{d\mu'}{\gamma^2(1 + \beta\mu')^2}$, άρα για την στερεά γωνία:

$$d\Omega = \frac{d\Omega'}{\gamma^2(1 + \beta\mu')^2}$$



ΣΧΗΜΑ 3.1: Γεωμετρία φαινομένου Doppler. (Εικόνα [46])

Οπότε η ενέργεια ανά στερεά γωνία στο σύστημά μας K και στο σύστημα στιγμιαίας ηρεμίας φορτισμένου σωματιδίου K' :

$$\frac{dW}{d\Omega} = \gamma^3(1 + \beta\mu')^3 \frac{dW'}{d\Omega'}$$

Το χρονικό διάστημα που διαρκεί η εκπομπή του φωτεινού σήματος είναι

$$\Delta t = \gamma \Delta t'$$

Αν $l = v\Delta t$ η απόσταση που διανύει η πηγή σε χρόνο Δt (στο σύστημα K) και $d = v\cos\theta\Delta t = v\mu\Delta t$ η διαφορά διαδρομής που διανύει το φωτεινό σήμα από την θέση στην αρχή της εκπομπής (1 στο σχήμα) μέχρι την θέση στο τέλος της εκπομπής (2 στο σχήμα), τότε η χρονική διαφορά των σημάτων από την αρχική μέχρι την τελική θέση- και οπότε το χρονικό διάστημα λήψης του σήματος- θα είναι[46]:

$$\Delta t_r = \Delta t - \frac{d}{c} = \Delta t \left(1 - \frac{v}{c} \cos\theta\right) = \gamma(1 - \beta\mu)\Delta t'$$

Άρα η ισχύς ανά στερεά γωνία που εκπέμπεται και η ισχύς ανά στερεά γωνία που λαμβάνεται και καταγράφεται (στο σύστημα K) θα είναι, δεδομένου ότι $\mu' = \frac{\mu - \beta}{1 - \mu\beta}$:

$$\frac{dP_e}{d\Omega} = \frac{dW}{dt_e d\Omega} = \gamma^3(1 + \beta\mu')^3 \frac{dW'}{\gamma dt'_e d\Omega'} = \frac{1}{\gamma^4(1 - \beta\mu)^3} \frac{dP'_e}{d\Omega'} \quad (3.3\alpha')$$

$$\frac{dP_r}{d\Omega} = \frac{dW}{dt_r d\Omega} = \gamma^3(1 + \beta\mu')^3 \frac{dW'}{\gamma(1 - \beta\mu) dt'_r d\Omega'} = \frac{1}{\gamma^4(1 - \beta\mu)^4} \frac{dP'_r}{d\Omega'} \quad (3.3\beta')$$

Η ισχύς ακτινοβολίας που εκπέμπεται ανά στερεά γωνία δίνεται από την εξίσωση 3.3α' ενώ

η ισχύς ακτινοβολίας ανά στερεά γωνία που παρατηρείται δίνεται από την εξίσωση 3.3β'[46]. Οι δύο αυτές σχέσεις, όπως βλέπουμε, διαφοροποιούνται. Όταν μιλάμε για παρατηρήσεις αστροφυσικών αντικειμένων ως ισχύ ακτινοβολίας εννοούμε την παρατηρούμενη- εκτός αν επισημανθεί διαφορετικά.

3.2 Βασικές έννοιες ακτινοβολίας

Για να περιγράψουμε την αλληλεπίδραση ακτινοβολίας με την ύλη χρησιμοποιούμε τρείς βασικές ποσότητες:

- την ειδική ένταση ακτινοβολίας I_ν , που μας δίνει την τοπική ροή ανά μονάδα χρόνου, συχνότητας, επιφάνειας και στερεάς γωνίας στην πηγή
- τον συντελεστή μονοχρωματικής απορρόφησης κ_ν , που συνδυάζει όλες τις διαδικασίες απώλειας ενέργειας (απορρόφηση και σκεδασμό)
- τον συντελεστή μονοχρωματικής εκπομπής j_ν , που δίνει την τοπικά εκπεμπόμενη ροή ανά μονάδα όγκου, χρόνου, συχνότητας και στερεάς γωνίας

Οι παραπάνω ποσότητες συνθέτουν την εξίσωση διάδοσης ακτινοβολίας

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu I_\nu + j_\nu \quad (3.4)$$

όπου ds είναι το στοιχείο μήκους, ο πρώτος όρος του δεξιού μέλους περιγράφει την απώλεια ενέργειας λόγω απορρόφησης και ο δεύτερος περιγράφει την παραγωγή ακτινοβολίας από διαδικασίες εκπομπής[34]. Ορίζουμε το στοιχείο οπτικού βάθους $d\tau_\nu = \kappa_\nu ds$ και η παραπάνω εξίσωση γίνεται

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu \quad (3.5)$$

Η συνάρτηση $S_\nu = j_\nu / \kappa_\nu$ λέγεται συνάρτηση πηγής. Η γενική εξίσωση διάδοσης ακτινοβολίας είναι περίπλοκη και απαιτεί αριθμητικές τεχνικές για την λύση της. Ωστόσο, για περιπτώσεις απλής γεωμετρίας και κατακόρυφης διεύθυνσης η αναλυτική λύση εξάγεται εύκολα[34].

3.3 Ακτινοβολία σύγχροτρον

Σύμφωνα με την σύγχρονη φυσική κατανόηση των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων, θεωρείται ότι το μεγαλύτερο ποσό της συνολικής μη-θερμικής ακτινοβολίας των AGN οφείλεται σε εκπομπή ακτινοβολίας σύγχροτρον. Η ακτινοβολία σύγχροτρον σχετίζεται με την ραδιο-εκπομπή των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων.

Εκπομπή ενός ηλεκτρονίου σε μαγνητικό πεδίο

Για ηλεκτρόνιο ενέργειας E που κινείται σε ομοιογενές μαγνητικό πεδίο B πυκνότητας ενέργειας $u_B = B^2/8\pi$ ο ρυθμός απώλειας ενέργειας $-dE/dt$ είναι ακριβώς η ισχύς P που εκπέμπεται από το ηλεκτρόνιο δίνεται από την σχέση[34]

$$P = 2\sigma_T c \gamma^2 \beta^2 u_B \sin^2 \alpha \quad (3.6)$$

όπου σ_T η διατομή Thomson, c η ταχύτητα του φωτός στο κενό, $\gamma = E/m_e c^2$ ο παράγοντας Lorentz και $\beta = v/c$, όπου v η ταχύτητα του ηλεκτρονίου. Ο όρος $\sin^2 \alpha$ αναπαριστά την διεύθυνση κίνησης, με α την οξεία γωνία που σχηματίζει η διεύθυνση κίνησης με το μαγνητικό πεδίο. Ο μέσος όρος για ισοτροπικές οξείες γωνίες[34]

$$\bar{P} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 u_B \quad (3.7)$$

Η ακτινοβολία από ένα ηλεκτρόνιο εκπέμπεται στην διεύθυνση της κίνησης. Η κατανομή φασματικής ενέργειας (SED) της ακτινοβολίας αυτής υπολογίζεται λαμβάνοντας υπόψιν την γυροσυχνότητα των ηλεκτρονίων γύρω από τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου ($\omega_B = eB/\gamma m_e c$) και το μέσο διάστημα μεταξύ παλμών ($2\pi/\omega_B$). Το πλάτος του παλμού υπολογίζεται λαμβάνοντας υπόψιν τον σχετικιστικό μετασχηματισμό χρόνου μεταξύ του αδρανειακού συστήματος ηρεμίας του ηλεκτρονίου και το αδρανειακό σύστημα παρατήρησης, έτσι το πλάτος του παλμού είναι ανάλογο του γ^{-3} . Ο μετασχηματισμός Fourier του παλμού, μας δίνει το μέσο εκπεμπόμενο φάσμα ενός ηλεκτρονίου $\bar{P}_\nu(\gamma)$ το οποίο έχει μέγιστο κοντά στο $\gamma \omega_L$, όπου ω_L η συχνότητα Larmor με $\omega_L = eB/m_e c$ [34].

Εκπομπή σύγχροτρον από κατανομή ηλεκτρονίων νόμου δύναμης

Θεωρούμε συλλογή ηλεκτρονίων με κατανομή ενεργειών $n(\gamma)d\gamma$ η οποία μας δίνει το πλήθος των ηλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου με ταχύτητες τέτοιες ώστε η τιμή της παραμέτρου γ να βρίσκεται στο διάστημα $\gamma - (\gamma + d\gamma)$. Ο συντελεστής εκπομπής των ηλεκτρονίων για όλες τις ενέργειες θα είναι[34]

$$j_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_1^\infty \overline{P}_\nu(\gamma) n(\gamma) d\gamma \quad (3.8)$$

Το παραπάνω ολοκλήρωμα δεν έχει γενική λύση, αφού η κατανομή ενεργειών $n(\gamma)$ μπορεί να πάρει οποιαδήποτε μορφή, όμως υπάρχουν περιπτώσεις όπου η $n(\gamma)$ περιγράφεται ως νόμος δύναμης στις ενέργειες $n(\gamma)d\gamma = n_0 \gamma^p d\gamma$. Επίσης, κάνοντας την παραδοχή ότι κάθε ακτινοβολία έχει ένα μέγιστο χοντά σε μία χαρακτηριστική συχνότητα $\gamma^2 \nu_L$, όπου ν_L η συχνότητα Larmor, προκύπτει η αναλυτική μορφή του συντελεστή εκπομπής[34]

$$4\pi j_\nu = \frac{2}{3} \sigma_T n_0 u_B \nu_L^{-1} \left(\frac{\nu}{\nu_L} \right)^{-\frac{p-1}{2}} \quad (3.9)$$

Η μονοχρωματική φωτεινότητα L_ν οπτικά αραιού μέσου που εκπέμπει ακτινοβολία σύγχροτρον προκύπτει ολοκληρώνοντας τον παράγοντα εκπομπής στον όγκο της πηγής[34]

$$L_\nu = \int_V j_\nu dV \propto \nu^{-\frac{p-1}{2}} \quad (3.10)$$

Η λογαριθμική κλίση προσαρμόζεται στο παρατηρούμενο φάσμα πολλών AGN στα ραδιοχύματα, στο οπτικό/υπεριώδες και στις ακτίνες X.

Αυτοαπορρόφηση σύγχροτρον

Η εκπομπή σύγχροτρον συνοδεύεται από απορρόφηση, κατά την οποία ένα φωτόνιο αλληλεπιδρά με φορτίο εντός του μαγνητικού πεδίου και απορροφάται αποδίδοντας όλη του την ενέργεια στο φορτίο. Μία άλλη διαδικασία που μπορεί να συμβεί είναι η εξαναγκασμένη εκπομπή ή αρνητική απορρόφηση, κατά την οποία ένα σωματίδιο εκπέμπει ισχυρότερα σε μία συχνότητα[46]. Ο συντελεστής αυτοαπορρόφησης σύγχροτρον προκύπτει[46] $\alpha_\nu \propto \nu^{-(p+4)/2}$.

3.4 Σκεδασμός Compton

Η αλληλεπίδραση ηλεκτρόνιου με δέσμη φωτονίου περιγράφεται από τον σκεδασμό Compton. Για στατικά ή αργά κινούμενα ηλεκτρόνια, χρησιμοποιούμε τις σχέσεις διατήρησης ενέργειας και ορμής για να εξάγουμε τις σχέσεις μεταξύ των συχνοτήτων της προσπίπτουσας δέσμης φωτονίων (ν') και της σκεδαζόμενης δέσμης φωτονίων (ν). Αν \vec{n}_ν και $\vec{n}_{\nu'}$ μοναδιαία διανύσματα στις διευθύνσεις των δέσμων αυτών και γωνία θ τέτοια ώστε $\cos\theta = \vec{n}_\nu \cdot \vec{n}_{\nu'}$, τότε[34]

$$\nu = \frac{m_e c^2 \nu'}{m_e c^2 + h\nu'(1 - \cos\theta)} \quad (3.11)$$

Για μη σχετικιστικά ηλεκτρόνια η ενεργός διατομή της διαδικασίας αυτής δίνεται από την εξίσωση[34]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2\theta) \quad (3.12)$$

όπου $r_e = e^2/m_e c^2$ η ακτίνα ηλεκτρονίου στην κλασσική φυσική. Η ολοκλήρωση της παραπάνω σχέσης σε όλες τις γωνίες μας δίνει την ενεργό διατομή Thomson σ_T .

Στο όριο των υψηλών ενέργειών χρησιμοποιούμε την ενεργό διατομή Klein–Nishina σ_{KN} για την έκφραση της οποίας χρησιμοποιούμε την ποσότητα $\epsilon = h\nu/m_e c^2$ οπότε η προσέγγιση γίνεται[34]

$$\sigma_{KN} = \begin{cases} \sim \sigma_T(1 - 2\epsilon) & \text{για } \epsilon \ll 1 \\ \sim \frac{3}{8} \frac{\sigma_T}{\epsilon} \left(\ln 2\epsilon + \frac{1}{2} \right) & \text{για } \epsilon \gg 1 \end{cases} \quad (3.13)$$

Αντίστροφος σκεδασμός Compton

Ο αντίστροφος σκεδασμός Compton είναι η διαδικασία κατά την οποία (σχετικιστικά) κινούμενο ηλεκτρόνιο σκεδάζει φωτόνιο, με αποτέλεσμα να του μεταφέρει μέρος της ενέργειάς του. Μας ενδιαφέρει η εξίσωση για την μέση ισχύ που εκπέμπεται λόγω αντιστρόφου σκεδασμού Compton για κατανομή φωτονίων που σκεδάζονται από μια δεδομένη ισοτροπική κατανομή κινούμενων ηλεκτρονίων. Θεωρούμε αριθμητική πυκνότητα n_{ph} δέσμης φωτονίων με μέση ενέργεια πριν την σκέδαση $h\bar{\nu}$. Η ενεργειακή πυκνότητα των φωτονίων αυτών θα είναι $u_{rad} = n_{ph} h\bar{\nu}$. Η μέση ενέργεια μετά την σκέδαση $h\bar{\nu}$, όπως φαίνεται από την σχέση 3.11, είναι μεγαλύτερη από αυτήν πριν την σκέδαση κατά παράγοντα τάξης γ^2 . Στο σύστημα ηρεμίας του ηλεκτρονίου η διαδικασία αυτή μοιάζει με σκεδασμό Thomson με μέση

ισχύ ακτινοβολίας που δίνεται από την σχέση $\bar{P} = \sigma_T c u_{rad}$. Έτσι, για την απλή εκτίμηση $L_\nu \propto \nu^{-(p-1)/2}$, στο αδρανειακό σύστημα παρατήρησης η μέση εκπεμπόμενη ισχύς είναι $\bar{P} = \gamma^2 \sigma_T c u_{rad}$. Ενώ ο ακριβής υπολογισμός της μέσης εκπεμπόμενης ισχύος λαμβάνει υπόψιν την γωνία σκέδασης και τον μετασχηματισμό της από το σύστημα ηρεμίας του ηλεκτρονίου στο σύστημα παρατήρησης και η τελική σχέση που προκύπτει είναι[34]

$$\bar{P} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 u_{rad} \quad (3.14)$$

Η έκφραση μέσης ακτινοβολούμενης ισχύος λόγω αντιστρόφου Compton (εξίσωση 3.14) δεν διαφέρει σημαντικά από την έκφραση μέσης ακτινοβολούμενης ισχύος ακτινοβολίας σύγχροτρον (εξίσωση 3.7). Η μόνη διαφορά έγκειται στο ότι η ενεργειακή πυκνότητα του μαγνητικού πεδίου u_B της εξίσωσης για την ακτινοβολία σύγχροτρον αντικαθίσταται στην αντίστοιχη σχέση αντιστρόφου Compton με την ενεργειακή πυκνότητα του πεδίου ακτινοβολίας u_{rad} . Οπότε, θεωρώντας ότι αυτές οι δύο διαδικασίες λαμβάνουν χώρα στον ίδιο όγκο, η μέση ισχύς ακτινοβολίας τους θα είναι u_B/u_{rad} . Η κατανομή ενέργειας των σχετικιστικών ηλεκτρονίων στο ίδιο αυτόν όγκο δίνεται από την ίδια συνάρτηση νόμου δύναμης που χρησιμοποιήθηκε στην περίπτωση της ακτινοβολίας σύγχροτρον $n(\gamma) \propto \gamma^{-p}$ με αποτέλεσμα να έχουμε την ίδια εξάρτηση της μονοχρωματικής φωτεινότητας από την παράμετρο p [34]

$$L_\nu \propto \nu^{-\frac{p-1}{2}} \quad (3.15)$$

Μηχανισμός Synchrotron-Self-Compton

Σε συμπαγή πηγή ακτινοβολίας σύγχροτρον τα εκπεμπόμενα φωτόνια μπορούν μέσω αντιστρόφου Compton να σκεδαστούν από τα ίδια σχετικιστικά ηλεκτρόνια που εκπέμπουν την ακτινοβολία σύγχροτρον. Η διαδικασία αυτή αυξάνει σημαντικά την ενέργεια του φωτονίου και η ακτινοβολία που προκύπτει ονομάζεται εκπομπή Synchrotron-Self-Compton (SSC). Ο μηχανισμός αυτός αφορά ακτινοβολίες πολύ υψηλών ενεργειών (ακτίνες γ από > 100 MeV έως τάξης TeV) από ραδιογαλαξίες, pulsar ή υπερκαινοφανείς. Η ροή που εκπέμπεται από την διαδικασία αυτή υπολογίζεται ολοκληρώνοντας το φάσμα της ακτινοβολίας σύγχροτρον και την κατανομή ενέργειας του πεδίου ηλεκτρονίων. Σε καλή προσέγγιση ο φασματικός δείκτης (λογαριθμική κλίση) που προκύπτει είναι συμβατός με τον φασματικό δέικτη της πηγής σύγχροτρον.

Η διαδικασία Synchrotron-Self-Compton μπορεί να επαναλαμβάνεται στην ίδια πηγή από περιταίρω σκέδαση των παραγόμενων φωτονίων, με αποτέλεσμα να αυξάνεται η ενέργεια των φωτονίων κατά παράγοντα γ^2 . Το φυσικό όριο της διαδικασίας αυτής έρχεται όταν η ενέργεια σκεδαζόμενου φωτονίου αγγίζει το φάσμα των ακτίνων γ και η συνθήκη $h\nu_\gamma \ll m_e C^2$ για μη-ανάκρουση Compton των ηλεκτρονίων παύει να ισχύει, στο όριο αυτό η πυκνότητα ακτινοβολίας ελαττώνεται γρήγορα[34].

Ο μηχανισμός αυτός παράγει την ακτινοβολία X που παρατηρούμε σε ενεργούς γαλαξιακούς πυρήνες και παράγεται από διαδικασίες που σχετίζονται άμεσα με την προσάυξηση μάζας στην κεντρική μελανή οπή.

3.5 Ακτινοβολία πέδης (bremsstrahlung)

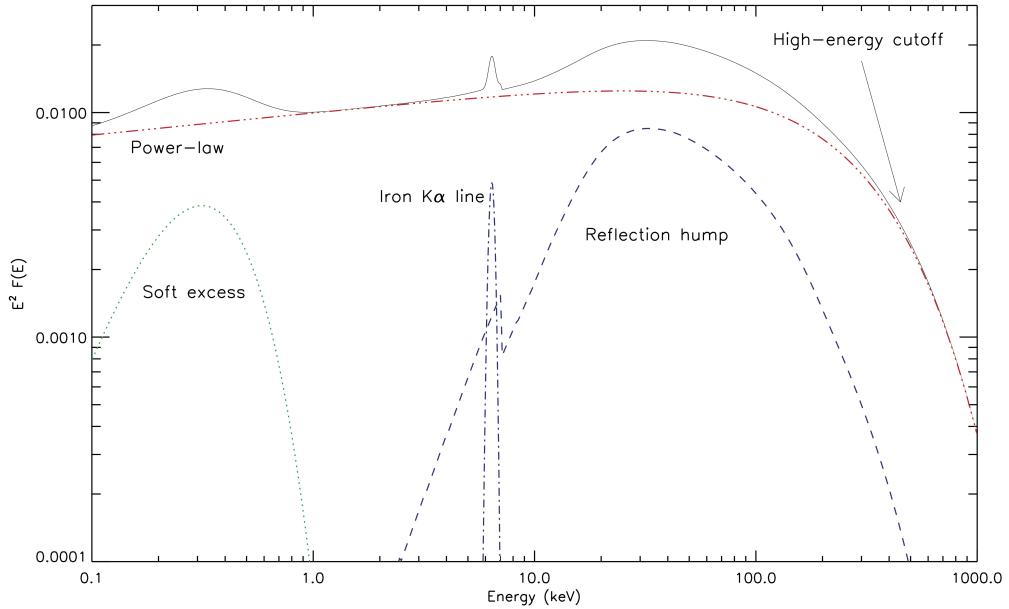
Η ακτινοβολία λόγω επιτάχυνσης φορτίου σε πεδίο Coulomb που παράγει άλλο φορτίο λέγεται ακτινοβολία πέδης, ή bremsstrahlung, ή εκπομπή free-free.

Η ακτινοβολία bremsstrahlung από σύγκρουση όμοιων σωματιδίων (π.χ. ηλεκτρονίου-ηλεκτρονίου) δίνει μηδενική ένταση ακτινοβολίας στην προσέγγυση διπόλου, οπότε μας ενδιαφέρει η σύγκρουση διαφορετικών σωματιδίων. Ακτινοβολία bremsstrahlung μελετάμε κυρίως από ζέυγος ηλεκτρονίου-ιόντος, αφού η σχετικές επιταχύνσεις τους είναι αντιστρόφως ανάλογες των μαζών και τα φορτία τους σχεδόν ίσα. Η μάζα του ιόντος είναι κατά πολλύ μεγαλύτερη αυτής του ηλεκτρονίου, οπότε μπορούμε να μελετάμε το ηλεκτρόνιο σαν να κινείται σε σταθερό πεδίο Coulomb του ιόντος[46].

Η ακτινοβολία bremsstrahlung είναι τεχνικά θερμική ακτινοβολία, όμως το σχήμα του φάσματος διαφέρει από αυτό μελανού σώματος. Η εκπομπή ακτινοβολίας bremsstrahlung από επιτάχυνση ηλεκτρονίου στο πεδίο ιόντος φορτίου Z με αριθμητική πυκνότητα N_i περιγράφεται από τον συντελεστή εκπομπής[34]

$$4\pi j_\nu = 6.8 \times 10^{-38} Z^2 T_e^{-1/2} N_e N_i g_{ff}(\nu, T_e, Z) e^{-h\nu/kT_e} \quad (3.16)$$

όπου N_e και T_e η αριθμητική πυκνότητα και η θερμοκτρασία ηλεκτρονίων και $g_{ff}(\nu, T_e, Z)$ είναι η μέση τιμή του παράγοντα Gaunt για όλες τις ταχύτητες- ο οποίος διορθώνει για κβαντικά φαινόμενα. Ο παράγοντας αυτός είναι τάξης 1 και μπορεί να αλλάξει ελαφρώς με την συχνότητα. Για ενέργειες ακτίνων X έχουμε $g_{ff} \propto \nu^{-0.1}$. Η ακτινοβολία bremsstrahlung εκτείνεται σε πολλές διαφορετικές ενέργειες και το φάσμα της έχει μορφή νόμου δύναμης με



ΣΧΗΜΑ 3.2: Τυπικό φάσμα AGN τύπου 1 σε ενέργειες $0.1 - 1000$ keV (Εικόνα από Ricci et al. 2011)

πολύ μικρό φασματικό δέικτη (σχεδόν επίπεδο φάσμα)[34] σχετίζεται με εκπομπή ακτίνων X από σμήνη γαλαξιών στο συνεχές, αλλά και με εκπομπή γραφμάτων στα ραδιοκύματα από ιονισμένο υδρογόνο.

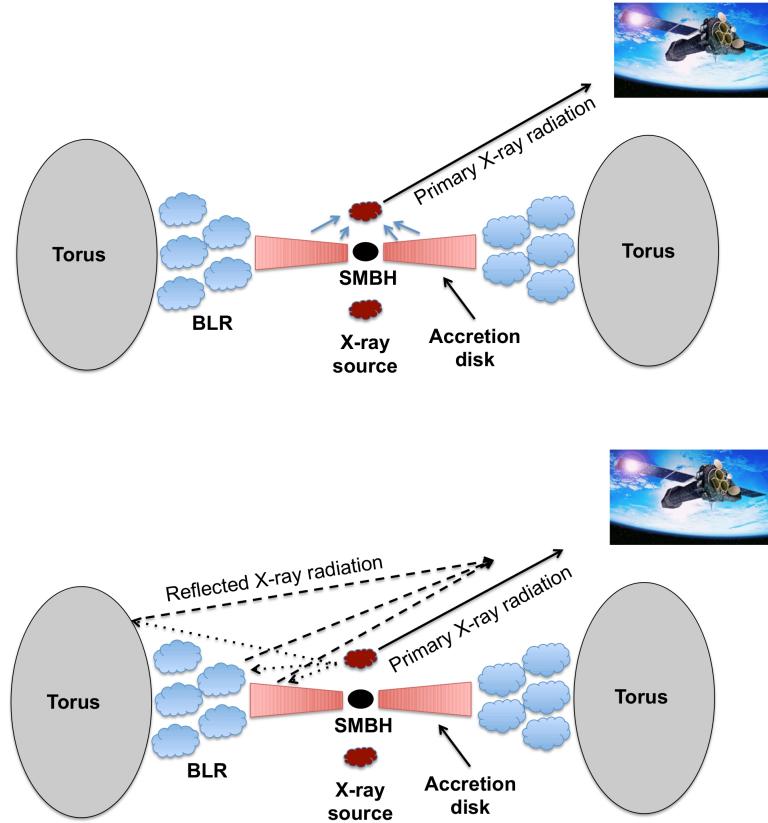
Ολοκληρώνοντας την εκπομπή σε όλες τις συχνότητες καταλήγουμε στην ολική ενέργεια ανά μονάδα ανά μονάδα όγκου ανά δευτερόλεπτο C_{ff} , η ποσότητα αυτή αναπαριστά επίσης τον ρυθμό ψύξης λόγω ακτινοβολίας πέδης. Η ολοκλήρωση αυτή δίνει[34]

$$C_{ff} = 1.42 \times 10^{-27} Z^2 T_e^{-1/2} N_e N_i g_{ff} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^3 \quad (3.17)$$

όπου η ποσότητα g_{ff} εκφράζει την μέση τιμή για συχνότητες της μέσης τιμής για ταχύτητες του παράγοντα Gaunt και απίρνει τιμές $1.1 - 1.5$ [34].

3.6 Αστροφυσικές παρατηρήσεις AGN στις ακτίνες X

Τα φάσματα των AGN στις ακτίνες X είναι σχετικά ομοιογενή και περιγράφονται καλά με νόμο δύναμης μέσα σε ένα εύρος φασματικών δεικτών. Η γραφμή εκπομπής σιδήρου Fe K α και η κύρτωση στα ~ 10 keV θεωρείται ότι ωφελονται σε ψυχρή ύλη (εικόνα 3.2). Μέρος της ψυχρής αυτής ύλης πρέπει να βρίσκεται κοντά στην περιοχή παραγωγής ακτίνων X, όπως



ΣΧΗΜΑ 3.3: Σχηματική αναπαράσταση παραγωγής ακτίνων X σε AGN- η περιοχή από την οποία προέρχονται οι ακτίνες X είναι πιθανότατα ένα στέμμα πλάσματος ηλεκτρονίων. Πάνω: διαδρομή φωτός πρωτογενών ακτίνων X. Κάτω: διαδρομή φωτός δευτερογενών ακτίνων X (Εικόνα από www.isdc.unige.ch/~ricci)

υποδεικνύει η μικρή χρονική καθυστέρηση μεταξύ της μεταβολής στην γραμμή σε σχέση με την μεταβολή στο συνεχές. Η φυσική εξήγηση για την δομή είναι οπτικά πυκνός δίσκος προσάνξησης η εκπομπή από τον οποίο μπορεί να εξηγήσει το παρατηρούμενο φάσμα[20]. Η αιτία που παράγει την μορφή νόμου δύναμης των φασμάτων των AGN δεν είναι ξεκάθαρη.

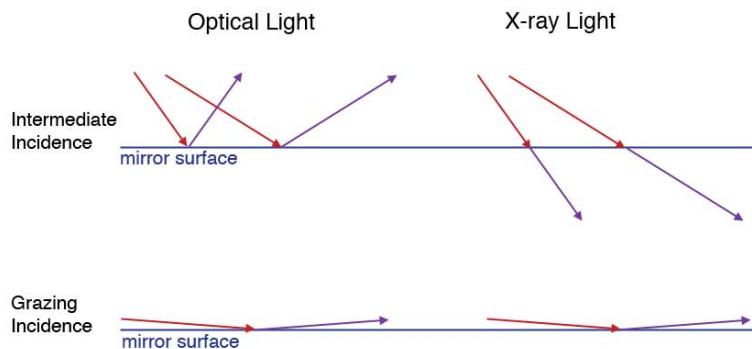
Το κυρίαρχο μοντέλο βασίζεται σε αντίστροφους σκεδασμούς Compton μαλακών φωτονίων που ψύχουν θερμό αέριο ηλεκτρονίων, αυτό μας δίνει την εικόνα θερμού στέμματος θερμικών ηλεκτρονίων υψηλής ενέργειας ($T_{electron} \sim 10^9$ K) που ακτινοβολείται από φωτόνια οπτικού/υπεριώδους που παράγονται στον δίσκο και ψύχεται μέσω αντίστροφης σκέδασης Compton κατά την οποία τα προσπίπτοντα φωτόνια αυξάνουν την ενέργειά τους και σκεδάζονται ως ακτινοβολία X (εικόνα 3.3). Η αντίστροφη σκέδαση Compton παράγει φυσικά φάσμα νόμου δύναμης (εξίσωση 3.15) και ο παρατηρούμενος φασματικός δείκτης είναι $\Gamma \sim 1.8 - 2.0$ [20].

Το μοντέλο αυτό εξηγεί ότι η αποκοπή στην μορφή νόμου δύναμης (broken power law)

οφείλεται στο γεγονός ότι το στέμμα πλάσματος ηλεκτρονίων είναι θερμικό- δηλαδή τα ηλεκτρόνια ακολουθούν κατανομή Maxwell. Το ενεργειακό κατώφλι της δίδυμης γένεσης (παραγωγής ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου από φωτόνιο παρουσία πυρήνα) είναι ~ 511 keV, οπότε το στέμμα πλάσματος έχει όριο θερμοκρασίας. Συγκεκριμένα, το στέμμα δεν μπορεί να σκεδάζει φωτόνια με ενέργεια πάνω από ~ 150 keV πολύ αποδοτικά- σε μεγαλύτερες ενέργειες αρχίζουν διαδικασίες δίδυμης γένεσης- έτσι έχουμε εκθετική αποκοπή στην ροή οποία συσχετίζεται με την θερμοκρασία του στέμματος. Οι ιδιότητες του στέμματος είναι χαοτικές και δεν μπορούν να υπολογιστούν από πρώτες αρχές[5].

Μέρος της πρωταρχικής εκπομπής ακτίνων X που προκύπτει από αντίστροφο σκεδασμό Compton προσπίπτει στον τόρο μοριακού αερίου, στην περιοχή εκπομπής διευρυμένων φασματικών γραμμών (Broad Line Region) ή ακόμα και στον ίδιο τον δίσκο προσάνξησης (σχηματικά στην εικόνα 3.3) και επανεκπέμπεται. Η επανεκπεμπόμενη ακτινοβολία είναι υπεύθυνη για την κύρτωση του φάσματος στις ενέργειες $\sim 30 - 40$ keV (σχήμα 3.2) και την γραμμή εκπομπής σηδήρου Fe K_{α} στην ενέργεια ~ 6.4 keV. Η κύρτωση στα $\sim 30 - 40$ keV σημειώνεται μόνο όταν το υλικό πρόσπτωσης είναι πυκνό (με πυκνότητα στήλης $N_H > 1.5 \times 10^{24}$ cm $^{-2}$ - η τιμή του ορίου αυτού αντιστοιχεί στο οπτικό βάθος για την σκέδαση Compton), ενώ η γραμμή εκπομπής σηδήρου Fe K_{α} μπορεί να παραχθεί και σε αραιή ύλη και θεωρείται υπέρθεση εκπομπής μίας διευρυμένης γραμμής και μίας στενής γραμμής που υποδηλώνουν εκπομπή από μία εσωτερική περιοχή του συστήματος προσάνξησης (η διευρυμένη γραμμή- π.χ. προέρχεται από τον ίδιο τον δίσκο) και εκπομπή από μία μακρινότερη περιοχή (η στενότερη γραμμή- π.χ. προέρχεται από τον τόρο ή την BLR). Η διεύρυνση της γραμμής αυτής οφείλεται σε βαρυτικά φαινόμενα που είναι πιο έντονα στην περιοχή κοντά στην κεντρική μάζα.

Αρκετά φάσματα AGN παρουσιάζουν πλεόνασμα ισχύος ακτινοβολίας που κυρτώνει ελαφρά τον νόμο δύναμης στα ~ 2 keV (σχήμα 3.2). Για τους AGN τύπου 1 έχουν διατυπωθεί αρκετές πιθανές αιτίες για το πλεόνασμα μαλακών ακτίνων X όπως: ανάκλαση από ιονισμένο δίσκο, τοπική απορρόφηση από ιονισμένο άνεμο ή ύπαρξη ενός δεύτερου ψυχρότερου στέμματος. Στους AGN τύπου 2 η περιοχή απορρόφησης επηρεάζει το παρατηρούμενο φάσμα ακτίνων X καθώς λαμβάνουν χώρα διαδικασίες όπως φωτοηλεκτρική απορρόφηση και σκεδασμός Compton. Η φωτοηλεκτρική απορρόφηση γίνεται αισθητή για υλικό πυκνότητας στήλης $N_H \sim 10^{21}$ cm $^{-2}$ εξαρτάται από την ενέργεια επηρεάζοντας τις μαλακές ακτίνες X περισσότερο ενώ δεν παίζει σημαντικό ρόλο για ακτινοβολία ενέργειας > 10 keV για πυκνότητα στήλης $N_H < 10^{24}$ cm $^{-2}$. Ο σκεδασμός Compton γίνεται σημαντικός για υλικό απορρόφησης πυκνότητας $N_H \sim 10^{24}$ cm $^{-2}$.



ΣΧΗΜΑ 3.4: Πάνω: πώς συμπεριφέρεται μια δέσμη οπτικού και μία δέσμη ακτίνων X κατά την πρόσπτωσή τους υπό μεσαία γωνία πάνω σε κάτοπτρο. Κάτω πώς συμπεριφέρονται οι ίδιες δέσμες για πρόσπτωση σχεδόν παράλληλη στην επιφάνεια- η γωνία που σχηματίζει η δέσμη με την επιφάνεια πρόσπτωσης στην περίπτωση της grazing incidence για να ανακλαστεί η δέσμη ακτίνων X είναι στην πραγματικότητα μικρότερη από αυτήν που φαίνεται στο σχήμα. (Εικόνα από το “Imagine the Universe” της NASA)

3.7 XMM-Newton

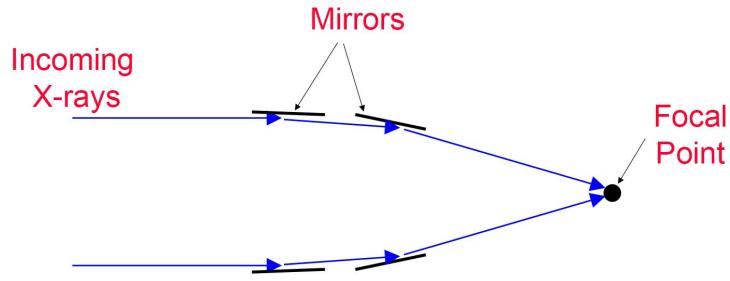
Το διαστημικό παρατηρητήριο XMM (X-ray Multi Mirror) εκτοξεύθηκε τον Δεκέμβρη του 1999 και έχει τρία τηλεσκόπια ακτίνων X τύπου Wolter τύπου 1 με διαφορετικούς ανιχνευτές ακτίνων X στο εστιακό τους κέντρο και ένα τηλεσκόπιο για οπτικό/υπεριώδες.

3.7.1 Δομή τηλεσκοπίων ακτίνων X

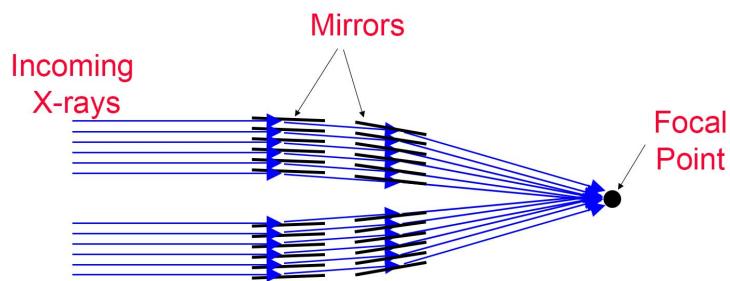
Η εστίαση των ακτίνων X δεν γίνεται με το ίδιο τρόπο όπως π.χ. στο οπτικό, καθώς οι ακτίνες X έχουν τόσο μικρό μήκος κύματος ώστε τείνουν να διαπερνούν τα κάτοπτρα για γωνία πρόσπτωσης (angle of incidence) σχετικά μεγάλη¹. Έτσι η τυπική δομή φακών και κατόπτρων που χρησιμοποιούνται για παρατηρήσεις στο οπτικό δεν χρησιμοποιούνται στην αστρονομία ακτίνων X. Όμως, για πολύ μικρές γωνίες πρόσπτωσης δηλαδή σχεδόν εφαπτομενική στην επιφάνεια πρόσπτωση (grazing incidence) μια δέσμη ακτίνων X ανακλάται και συμπεριφέρεται όπως το οπτικό- όπως φαίνεται σχηματικά στο σχήμα 3.4.

Τα τηλεσκόπια ακτίνων X χρειάζονται κάτοπτρα από υλικό που ανακλά ακτίνες X και πρέπει να είναι προσανατολισμένα με τρόπο τέτοιον ώστε οι ακτίνες X να προσπίπτουν σχεδόν εφαπτομενικά με το κάτοπτρο, δηλαδή η επιφάνεια των κατόπτρων πρέπει να είναι σχεδόν παράλληλη με τις εισερχόμενες δέσμες- όπως φαίνεται στο σχήμα 3.5. Για να ανακλαστεί

¹ Εδώ όταν μιλάμε για γωνία πρόσπτωσης, θα εννοούμε την οξεία γωνία που σχηματίζει η δέσμη με την επιφάνεια πρόσπτωσης- και όχι με την κατακόρυφο σε αυτήν.



ΣΧΗΜΑ 3.5: Σχηματικό διάγραμμα κατά μήκος τομής τηλεσκοπίου ακτίνων X με ένα σετ κατόπτρων. Στο σχήμα με μπλε βέλη αναπαριστώνται εισερχόμενες ακτίνες X που προσπίπτουν σε δύο διαδοχικά κάτοπτρα (μαύρα επίπεδα) και εστιάζονται σε ένα σημείο. (Εικόνα από το "Imagine the Universe" της NASA)

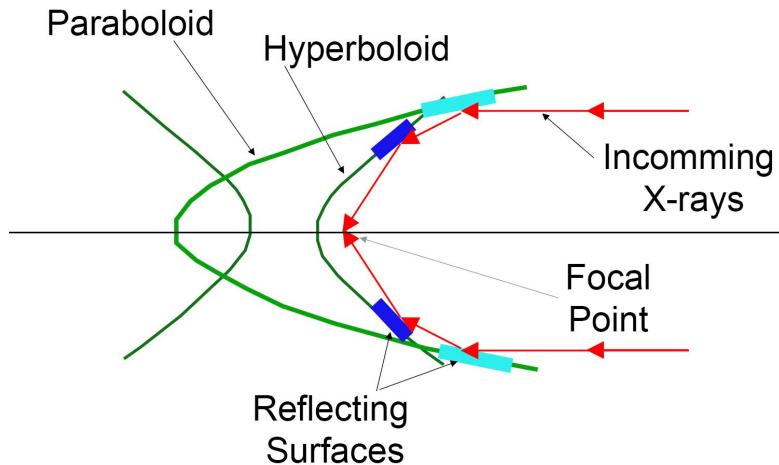


ΣΧΗΜΑ 3.6: Σχηματικό διάγραμμα κατά μήκος τομής τηλεσκοπίου ακτίνων X με αρκετά σετ κατόπτρων. Με ένθετα κάτοπτρα περισσότερες δέσμες εστιάζονται παρέχοντας λαμπρότερη απεικόνιση. (Εικόνα από το "Imagine the Universe" της NASA)

διαδοχικά η δέσμη με γωνία σχεδόν εφαπτομενική κάθε φορά ώστε να εστιαστεί στο εστιακό επίπεδο του τηλεσκοπίου απαιτείται το τηλεσκόπιο να είναι αρκετά επίμηκες, αφού ανακατευθύνουμε τις δέσμες με γωνίες σχεδόν εφαπτομενικές στα κάτοπτρα προκειμένου να εστιαστούν.

Τοποθετώντας τα κάτοπτρα στις εσωτερικές πλευρές του "σωλήνα" που αποτελεί τον κορμό του τηλεσκοπίου, υπάρχει ένα κενό στο κέντρο με αποτέλεσμα το τηλεσκόπιο να χάνει πολλές ακτίνες X. Για να λυθεί το πρόβλημα αυτό, τα τηλεσκόπια ακτίνων X χρησιμοποιούν κυλινδρικά κάτοπτρα και τα τοποθετούν ένθετα το ένα μέσα στο άλλο- όπως σχηματικά βλέπουμε στο σχήμα 3.6. Σημαντικό ρόλο παίζει το υλικό του κατόπτρου (υλικά με υψηλό ατομικό αριθμό Z ανακλούν καλύτερα υψηλοενεργειακά φωτόνια- για αυτό συχνά τα κάτοπτρα είναι επιχρυσωμένα) καθώς και η λείανση της κατοπτρικής επιφάνειας για να μην υπάρχουν σημαντικές απώλειες.

Η κατασκευή που χρησιμοποιείται ευρέως στην αστρονομία ακτίνων X και συγκεκριμένα στο τηλεσκόπιο XMM-Newton λέγεται κάτοπτρο Wolter τύπου 1 και είναι μια διαδοχή



ΣΧΗΜΑ 3.7: Ο σχεδιασμός που ακολουθεί ένα τηλεσκόπιο Wolter τύπου 1. Το παραβολοειδές εκ περιστροφής σχήμα των κατόπτρων και το υπερβολοειδές εκ περιστροφής σχήμα των κατόπτρων έχουν κοινό άξονα με την γραμμή παρατήρησης και κοινό εστιακό επίπεδο μεταξύ τους. (Εικόνα από το “Imagine the Universe” της NASA)

κατόπτρων υπερβολοειδούς σχήματος κοντά στο εστιακό επίπεδο που καταλήγουν σε παραβολοειδές σχήμα στην αντίθετη άκρη του τηλεσκοπίου- όπως φαίνεται στο σχήμα 3.7. Η εικόνα σχηματίζεται στο εστιακό επίπεδο μετά από διαδοχική ολική ανάκλαση από την παραβολοειδή και την υπερβολοειδή επιφάνεια. Το σχήμα αυτό είναι μηχανικά απλό και επιτρέπει την τοποθέτηση πολλών κατόπτρων το ένα μέσα στο άλλο, αυξάνοντας έτσι την ωφέλιμη επιφάνεια ανάκλασης ώστε να έχουμε ευχρινείς παρατηρήσεις και καλές μετρήσεις για αμυδρές πηγές που δεν θα μπορούσαμε να παρατηρήσουμε διαφορετικά.

3.7.2 Το τηλεσκόπιο XMM-Newton

Το XMM-Newton έχει τρία τηλεσκόπια ακτίνων X και ένα τηλεσκόπιο για οπτικό/ υπεριώδες.

Κάθε ένα από τα τρία τηλεσκόπια του XMM-Newton αποτελείται από 58 ένθετα κάτοπτρα Wolter τύπου 1 κατασκευασμένα ιδανικά για δέσμες που προσπίπτουν υπό γωνία $0^{\circ}30'$ με την επιφάνεια του κατόπτρου προσφέροντας, έτσι, υψηλή ανακλαστικότητα σε ακτίνες ενέργειών ~ 7 keV. Το εστιακό μήκος των τηλεσκοπίων είναι 7.5 m και η διάμετρος του εξωτερικού κατόπτρου είναι 70 cm. Η διάρθρωση αυτή και το πλήθος των κατόπτρων καθιστούν το XMM-Newton ένα από τα τηλεσκόπια ακτίνων X με την μεγαλύτερη ευαισθησία.

Το XMM-Newton προσφέρεται για απεικόνιση ή απεικονιστική φασματοσκοπία που δεν απαιτεί διαχριτική ικανότητα καλύτερη από 5 arcsec (στο σύστημα απεικόνισης του XMM-Newton ένα pixel αντιστοιχεί σε 4.4 arcsec) και για φασματοσκοπία υψηλής ανάλυσης για ενέργειες $0.2 - 2$ keV και για φασματοσκοπία εκτεταμένων αντικειμένων (> 10 arcsec και < 1 arcmin).

3.7.3 Ανιχνευτές στο XMM-Newton

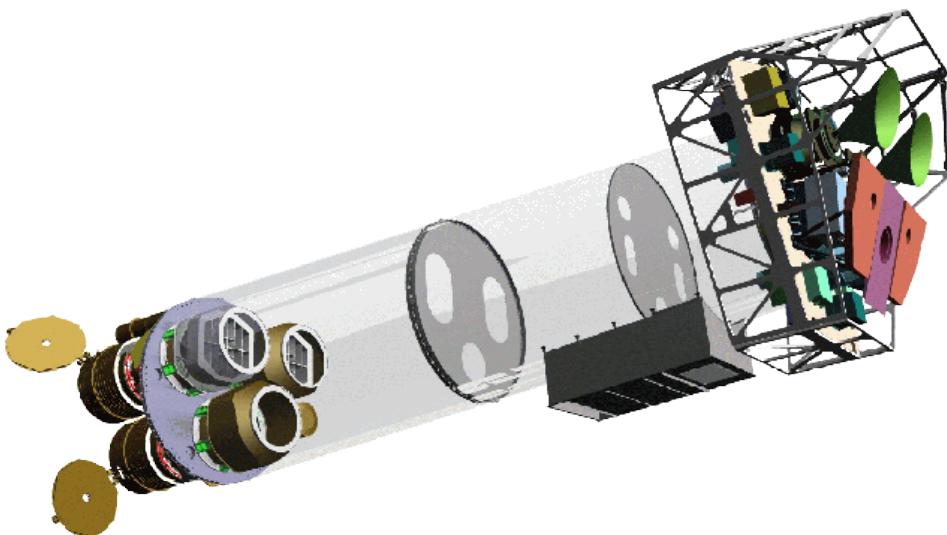
Το XMM-Newton έχει τα εξής όργανα καταγραφής επιστημονικών δεδομένων[1]:

- EPIC (European Photon Imaging Camera): Τρείς κάμερες CCD για απεικόνιση ακτίνων X, φασματισκοπία μέτριας ευχρίνειας και φωτομετρία ακτίνων X. Έχουμε δύο διαφορετικά είδη κάμερων EPIC: MOS και PN με 7 και 12 chip αντίστοιχα. Το XMM-Newton φέρει δύο κάμερες MOS και μία PN.
- RGS (Reflection Grating Spectrometer): Δύο όμοια φασματόμετρα για υψηλής ευχρίνειας φασματοσκοπική ανάλυση ακτίνων X και φασματο-φωτομετρία.
- OM (Optical Monitor): για απεικόνιση στο οπτικό/υπεριώδες και φασματοσκοπία πλεγματικού πρίσματος.

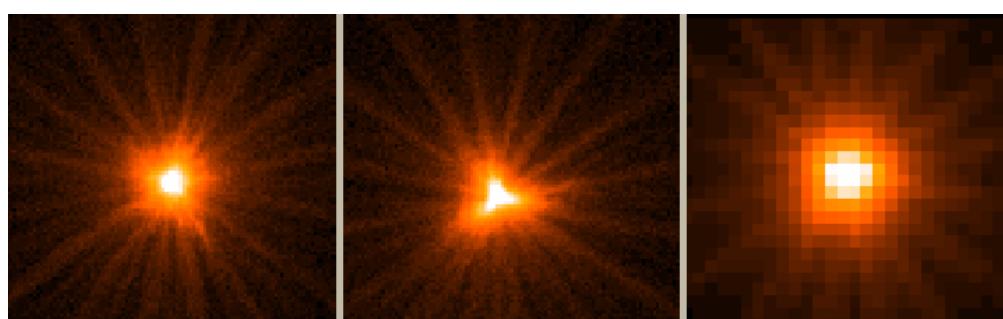
Οι τρείς κάμερες EPIC και οι δύο ανιχνευτές των φασματόμετρων RGS βρίσκονται στα εστιακά επίπεδα των τηλεσκοπίων ακτίνων X, ενώ το OM στο τηλεσκόπιο οπτικού/υπεριώδους του παρατηρητηρίου XMM. Ένα σχέδιο του παρατηρητηρίου XMM φαίνεται στο σχήμα 3.8. Τα επιστημονικά όργανα του XMM μπορούν να λειτουργούν ταυτόχρονα αλλά και αυτόνομα σε διαφορετικές καταστάσεις λειτουργίας.

Οι κάμερες EPIC λειτουργούν ως καταμετρητές φωτονίων (photon counting mode) με σταθερή συχνότητα read-out παράγοντας λίστες γεγονότων (πίνακες με μία γραμμή για κάθε καταχώρηση γεγονότος που περιλαμβάνει, μεταξύ άλλων, τα χαρακτηριστικά του γεγονότος όπως θέση, χρονική στιγμή καταγραφής και ενέργεια.)

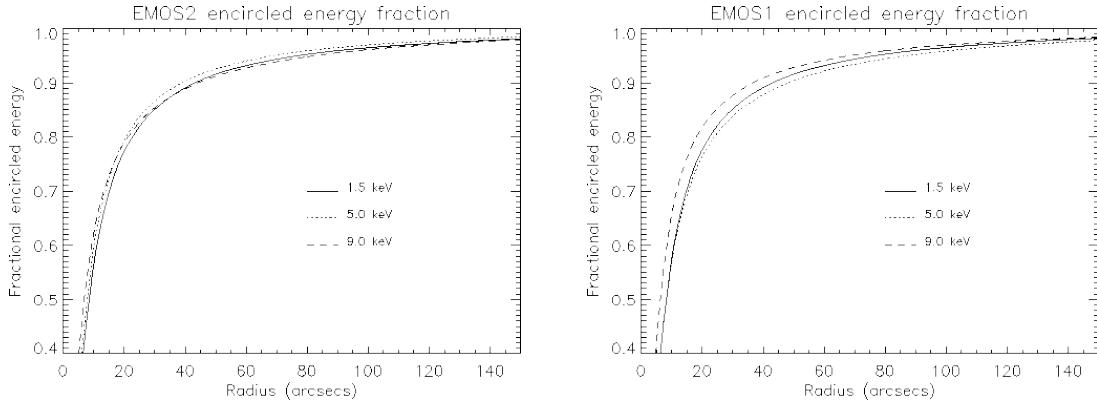
Η γωνιακή ικανότητα των ανιχνευτών EPIC καθορίζεται από την συνάρτηση εξάπλωσης σημείου PSF η οποία με την σειρά της καθορίζεται από τα κάτοπτρα (σχήμα 3.9). Οι EPIC MOS και PN έχουν pixel μεγέθους 40 και 150 μm αντίστοιχα. Για το εστιακό μήκος των τηλεσκοπίων (7.5 m) αυτό αντιστοιχεί σε 1.1 arcsec στον ουράνιο θόλο για τις EPIC MOS και 4.1 arcsec για την EPIC PN.



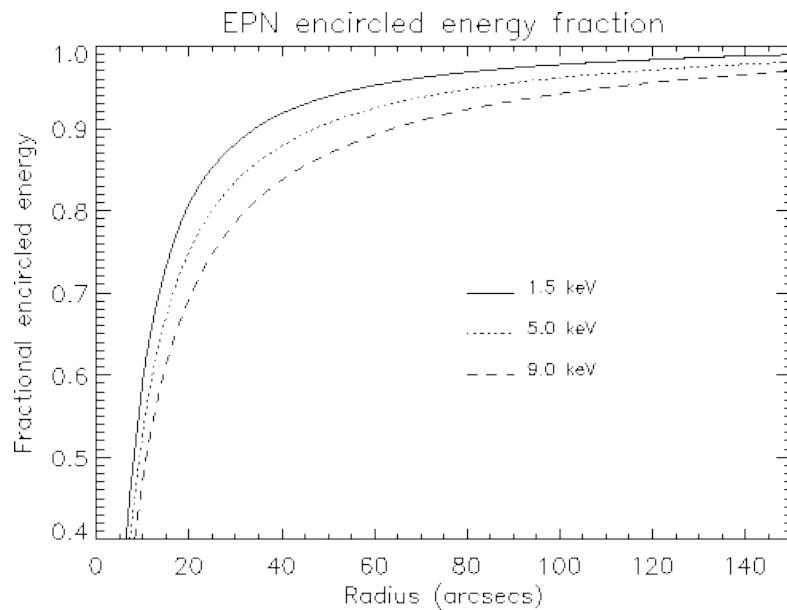
ΣΧΗΜΑ 3.8: Σχηματικά τα μέρη που αποτελούν το παρατηρητήριο XMM. Στο αριστερό άκρο, όπως φαίνεται στο σχήμα, οι τρεις μονάδες με τις συστάδες ένθετων κατόπτρων-οι δύο από τις οποίες έχουν πλεγματικά φράγματα (gratings). Στο αντίθετο άκρο του παρατηρητηρίου φαίνονται τα όργανα στα εστιακά επίπεδα των τηλεσκοπίων: οι μηχανισμοί ψύξης των δύο κάμερών EPIC MOS (οι δομές με μαύρο και πράσινο χρώμα), ο μηχανισμός ψύξης της EPIC PN (με ανοιχτό μωβ χρώμα), οι ανιχνευτές RGS (με φωτεινό γαλάζιο χρώμα) και οι μηχανισμοί ψύξης των RGS (με κοκκινο-ροζ χρώμα)- δεν φαίνεται το οπτικό τηλεσκόπιο OM (βρίσκεται πίσω από την χαμηλότερη μονάδα ένθετων κατόπτρων στα αριστερά) (Εικόνα από το “XMM-Newton User’s Handbook, 2021.” ESA: XMM-Newton SOC)



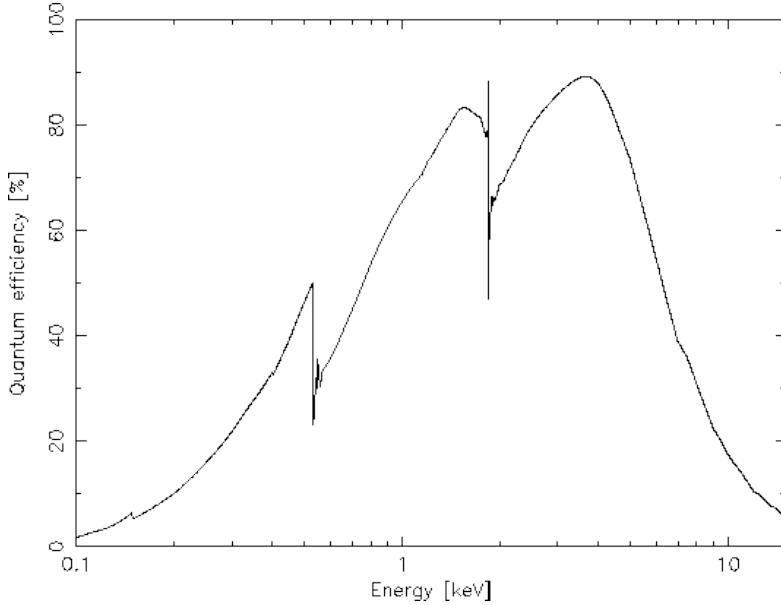
ΣΧΗΜΑ 3.9: Η συνάρτηση εξάπλωσης σημείου PSF για τους ανιχνευτές MOS1, MOS2 και PN (από τα αριστερά στα δεξιά) για την ίδια πηγή στις ακτίνες X. Το μέγεθος pixel αντιστοιχεί σε 1.1 arcsec για τους ανιχνευτές MOS και σε 4.1 arcsec για τον ανιχνευτή PN (Εικόνα από το “XMM-Newton User’s Handbook, 2021.” ESA: XMM-Newton SOC)



ΣΧΗΜΑ 3.10: Το χλάσμα ενεργειακής ισχύος που περικλείεται στην παρατήρηση σε συνάρτηση με την γωνιακή ακτίνα του διαφράγματος στον άξονα παρατήρησης για ακτινοβολίες διαφορετικών ενεργειών. Αριστερά: για τον ανιχνευτή EPIC MOS1. Δεξιά: για τον ανιχνευτή EPIC MOS2. (Εικόνα από το “XMM-Newton User’s Handbook, 2021.” ESA: XMM-Newton SOC)



ΣΧΗΜΑ 3.11: Το χλάσμα ενεργειακής ισχύος που περικλείεται στην παρατήρηση σε συνάρτηση με την γωνιακή ακτίνα του διαφράγματος στον άξονα παρατήρησης για ακτινοβολίες διαφορετικών ενεργειών για τον ανιχνευτή EPIC PN. (Εικόνα από το “XMM-Newton User’s Handbook, 2021.” ESA: XMM-Newton SOC)



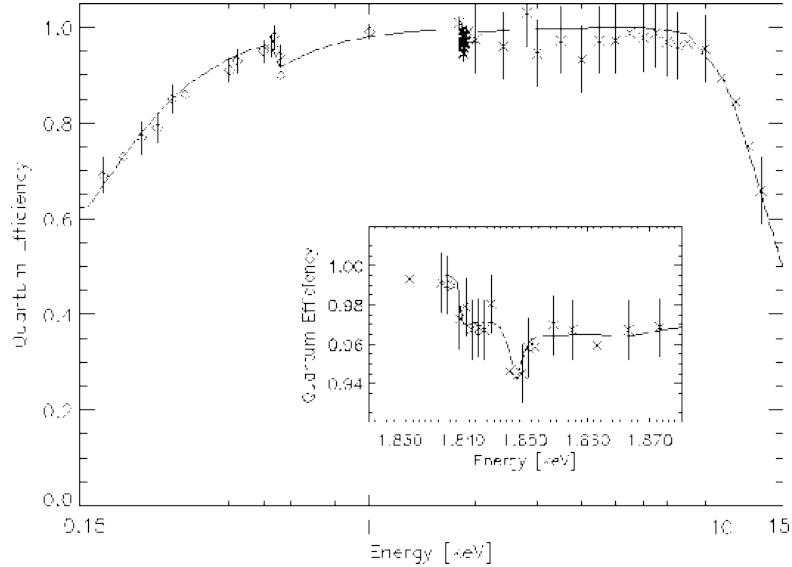
ΣΧΗΜΑ 3.12: Η κβαντική απόδοση των chip των ανιχνευτών EPIC MOS ως συνάρτηση της ενέργειας των φωτονίων. (Εικόνα [55])

Ανάλογα με την γωνιακή ακτίνα του διαφράγματος, διαφορετικό ποσοστό της ροής σημειακής πηγής (δηλαδή της PSF) περικλείεται στην παρατήρηση. Στα σχήματα 3.10 και 3.11 χαράστεται η συναρτησιακή αυτή σχέση για κάθε ανιχνευτή ξεχωριστά.

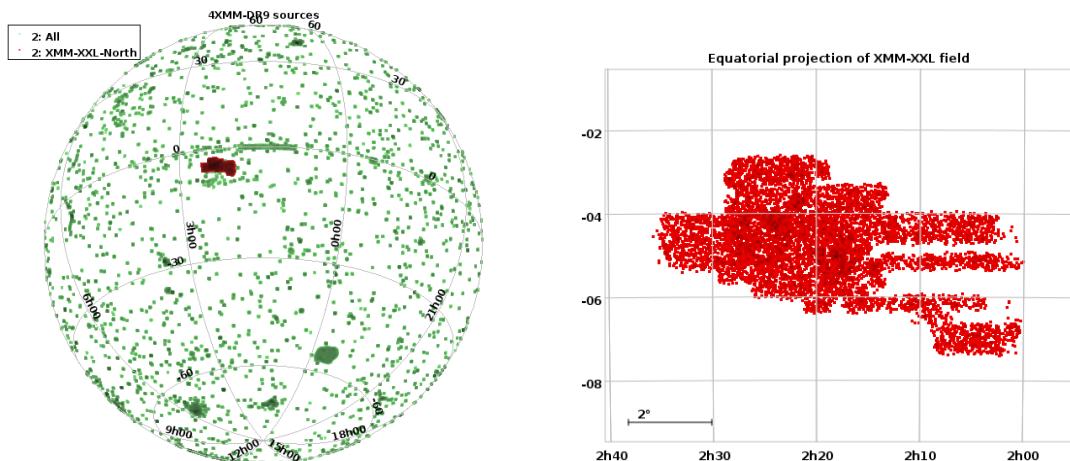
Οι παρατηρήσεις των στοχευμένων (pointed) πηγών έγιναν με άνοιγμα διάφραγματος ακτίνας 15 arcsec ενώ για παρατηρήσεις πηγών κατά την περιστροφή του τηλεσκοπίου (slew) η ακτίνα του διάφραγματος είναι 30 arcsec[45]. Η καταγραφή του υποβάθρου γίνεται με μία μάσκα δακτυλιοειδούς σχήματος με εσωτερική ακτίνα 60 arcsec και εξωτερική ακτίνα 180 arcsec, η μάσκα αυτή επιτρέπει το άνοιγμα του διαφράγματος να περιορίζεται σε δακτύλιο μεταξύ των ακτίνων αυτών για τον υπολογισμό του υποβάθρου και προσαρμόζεται στην κλίμακα κάθε παρατήρησης πολλαπλασιάζοντας με τον λόγο των εμβαδών του διαφράγματος έκθεσης[45].

Απόδοση των ανιχνευτών ακτίνων X

Ένας παράγοντας που πρέπει να ληφθεί υπόψιν για την απόδοση των ανιχνευτών EPIC είναι η κβαντική απόδοση των chip των ανιχνευτών που περιορίζει τις ενέργειες που μελετάμε. Όπως βλεπουμε στα σχήματα 3.12 και 3.13, τα chip του ανιχνευτή PN έχουν απόδοση από 0.6 – 1.0 στο ενεργειακό παράθυρο 0.15 – 2.0 keV, απόδοση σχεδόν 1 στο ενεργειακό παράθυρο 2.0 – 9.0 keV και απόδοση 0.6 – 0.9 για ενέργειες 10 – 15 keV, αντίθετα τα



ΣΧΗΜΑ 3.13: Η κβαντική απόδοση των chip των ανιχνευτών EPIC PN ως συνάρτηση της ενέργειας των φωτονίων.(Εικόνα [53])



ΣΧΗΜΑ 3.14: Αριστερά: Ισημερινή προβολή των πηγών που έχει καταγράψει το XMM-Newton είτε στοχευμένα (pointed) είτε κατά την περιστροφή του τηλεσκοπίου (slew), το πεδίο XMM-XXL-North απεικονίζεται με διαφορετικό χρώμα. Δεξιά: προβάλονται οι πηγές με στοχευμένες παρατηρήσεις του πεδίου XMM-XXL-North σε ισημερινή προβολή. Ο οριζόντιος άξονας είναι η διορθωμένη για ιδία κίνηση ορθή αναφορά (RA) και ο κατακόρυφος άξονας η διορθωμένη απόκλιση (Dec). (Οι παραπάνω εικόνες παρήχθησαν χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα απεικόνισης TOPCAT [54] και τους καταλόγους 4XMM-DR9[60] και RapidXMM [45])

chip των ανιχνευτών MOS δεν έχουν συστηματικά πολύ μεγάλη απόδοση σε μεγάλο εύρος ενέργειών.

3.7.4 Παρατηρήσεις του XMM-Newton

Το XMM-Newton έχει συμμετάσχει σε πολλές έρευνες, έχει καλύψει πεδία που έχουν παρατηρηθεί ήδη από άλλα τηλεσκόπια και έχει λάβει δεδομένα τόσο με στοχευμένες (pointed) παρατηρήσεις όσο και κατά την περιστροφή του (slew). Ως μέρος της έρευνας XMM-XXL, χαρτογραφήθηκαν από το XMM-Newton δύο νέα πεδία: το XMM-XXL-North και το XMM-XXL-South, τα οποία καλύπτουν συνδυαστικά $\sim 50 \text{ deg}^2$. Στην εικόνα 3.14 βλέπουμε μία άποψη από όλες τις παρατηρήσεις του XMM-Newton (με πράσινο χρώμα) στον ουράνιο θόλο, ενώ με κόκκινο σημειώνεται το πεδίο XMM-XXL-North. Το πεδίο XMM-XXL-North (με κόκκινο χρώμα στην εικόνα 3.14 αποτελεί το πεδίο στο οποίο στηρίζεται η παρούσα εργασία.

Κεφάλαιο 4

Μεταβλητότητα των AGN στις ακτίνες X

Μεταβλητότητα της ενεργειακής ροής και του φάσματος (γραμμικού ή συνεχούς) στους ενεργούς γαλαξιακούς πυρήνες παρατηρείται σε όλα τα μήκη κύματος και θεωρείται μια από τις χαρακτηριστικές ιδιότητες των AGN [34]. Οι μεταβολές αυτές είναι χαρακτηριστικές και των αστρικών μελανών οπών και γενικά όλων των διαδικασιών που περιλαμβάνουν προσαύξηση ύλης σε συμπαγές αντικείμενο.

Στην εργασία αυτή θα επικεντρωθούμε στις μη περιοδικές μεταβολές στην παρατηρούμενη ροή AGN στις μαλακές ακτίνες X. Αυτό σημαίνει πως οι πηγές με τις οποίες θα ασχοληθούμε είναι κατά βάση AGN τύπου I.

Η μεταβλητότητα στους AGN τύπου I παρατηρείται σε όλα τα μήκη κύματος με τις γρηγορότερες μεταβολές να σημειώνονται στις υψηλότερες ενέργειες. Ματαβολές στις σκληρές ακτίνες X έχουν παρατηρηθεί και σε AGN τύπου II. Η σχέση του πλάτους ματαβλητότητας και της χρονικής κλίμακας της μεταβλητότητας με την συχνότητα δεν είναι ξεκάθαρη. Οι μεταβλητότητες σε διαφορετικές ενεργειακές ροές πολλές φορές συσχετίζονται και αυτό μας δίνει πληροφορίες για τις φυσικές διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα στην κεντρική πηγή ακτινοβολίας. Για παράδειγμα μεταβλητότητα στις ακτίνες X έχει παρατηρηθεί να συσχετίζεται με μεταβλητότητα της ίδιας πηγής στο οπτικό [57] [14], ενώ μεταβλητότητα στις ακτίνες X έχει παρατηρηθεί να συσχετίζεται με μεταβλητότητα στο υπεριώδες [3]. Οι μεταβολές στις ακτίνες X ενδεχομένως οφείλονται σε αστάθειες του στέμματος ή του δίσκου προσαύξησης, ενώ οι μεταβολές στο οπτικό ενδεχομένως οφείλονται σε εκτενή, ψυχρότερα και οπτικά

πυκνά τμήματα του δίσκου. Ο συσχετισμός των μεταβολών σε διαφορετικά μήκη κύματος δείχνει πιθανή απορρόφηση και επανεκπομπή του αρχικού σήματος από ύλικό της δομής του ενεργού γαλαξιακού πυρήνα.

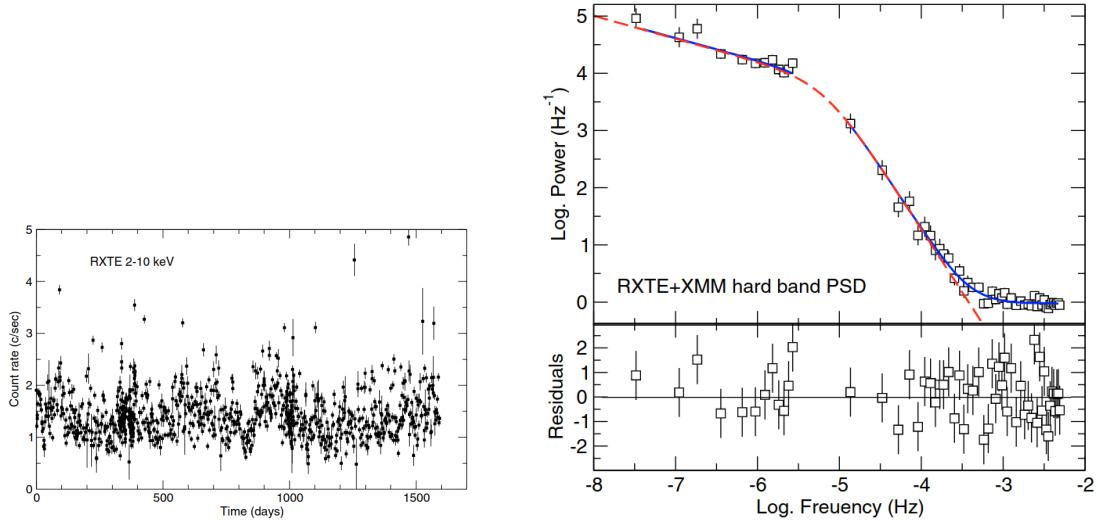
Πιθανές αιτίες της παρατηρούμενης μεταβλητότητας των AGN είναι μεταβολές στην διάχυση ενέργειας, μη-αξιοποιητικές δομές, μετάπτωση κεκλιμένων ροών [5], ή αλλαγές στον ρυθμό προσαύξησης, εκλάμψεις στον δίσκο προσαύξησης, κίνηση θερμών κηλίδων γύρω από την κεντρική SMBH και (για μεγάλες χρονικές κλίμακες) κίνηση νεφών υδρογόνου που αποκρύπτουν την κεντρική πηγή [21].

4.1 Φασματική πυκνότητα ενεργειακής ισχύος(PSD)

Για την μελέτη μεταβλητότητας αστρονομικών πηγών σε οποιαδήποτε μήκη κύματος χρησιμοποιούμε καμπύλες φωτός (αλλιώς χρονοσειρές), δηλαδή πεπερασμένες σειρές $x(t_i)$ από μετρήσεις ροών x_i με N το πλήθυς διακριτά σημεία που μετρήθηκαν σε χρόνους t_i με $i = 1, 2, \dots, N$. Στα όργανα μέτρησης ακτίνων X έχουμε καταγραφές φωτονίων σε διακριτά χρονικά διαστήματα (t_i, t_{i+1}) [19].

Η PSD είναι ένας τρόπος να απεικονίσουμε την μεταβλητότητα της ισχύος ενός σήματος συναρτήσει της χρονικής συχνότητας Fourier και εκτιμάται υπολογίζοντας το περιοδόγραμμα [59]. Το περιοδόγραμμα είναι μία διακριτή συνάρτηση ισχύος συναρτήσει χρονικής συχνότητας $P(f_j)$ η οποία εκτιμά την συνεχή PSD $\mathcal{P}(f)$ (η οποία στις χρονοσειρές AGN σε μια πρώτη προσέγγιση συμπεριφέρεται ως $\mathcal{P}(f) \propto f^{-\alpha}$, με το $\alpha \approx 2$ κατά μέσο όρο). Αν τα δεδομένα (η καμπύλη φωτός $x(t_i)$) ακολουθούν ομοιόμορφη δειγματοληψία (με περίοδο συλλογής ΔT), το περιοδόγραμμα είναι ο διακριτός μετασχηματισμός Fourier της καμπύλης φωτός $X(f_j)$, κανονικοποιημένος κατά $\sqrt{\frac{\Delta T}{N}}$ ώστε τα πλάτη να είναι ανεξάρτητα της συχνότητας δειγματοληψίας και του μήκους της καμπύλης φωτός. Το αποτέλεσμα του κανονικοποιημένου αυτού μετασχηματισμού είναι μιγαδική διακριτή συνάρτηση $X(f_j)$ με $N/2$ ισαπέχουσες συχνότητες η οποία, αφού τετραγωνιστεί με την μιγαδική συζυγή της, με κατάλληλη κανονικοποίηση αποτελεί το περιοδόγραμμα[59]:

$$P(f_j) = \frac{2}{\bar{x}^2} |X(f_j)|^2 \quad (4.1)$$



ΣΧΗΜΑ 4.1: Αριστερά: Δείγμα καμπύλης φωτός ακτίνων X ενεργού γαλαξιακού πυρήνα. Δεξιά: Ο διαχριτός μετασχηματισμός Fourier της καμπύλης φωτός- κατάλληλα κανονικοποιημένος- μας δείνει το περιοδόγραμμα (διαχριτά σημεία) το οποίο προσεγγίζει την PSD (κόκκινη διακεκομένη γραφική) ενώ παρατηρούμε και το σταθερό υπόβαθρο θορύβου Poisson (φαίνεται καθαρά στην μπλέ συνεχή καμπύλη ως σταθερά στις μεγάλες συχνότητες)[38].

4.1.1 Θόρυβος Poisson

Αν οι χρονοσειρές είναι σήμα καταμέτρησης φωτονίων (και όχι ροές), όπως συμβαίνει στην αστρονομία ακτίνων X, και ομαδοποιηθούν σε χρονικά διαστήματα ΔT , τότε η επίδραση θορύβου Poisson έχει ως αποτέλεσμα την πρόσθεση μιας σχεδόν σταθερής ποσότητας ισχύος στο περιοδόγραμμα σε όλες τις συχνότητες [58] όπως βλέπουμε και στο σχήμα 4.1.

4.1.2 Μέσος όρος και ομαλοποίηση περιοδογράμματος

Το περιοδόγραμμα σε μια δεδομένη συχνότητα $P(f_0)$ διασπείρεται γύρω από την PSD $\mathcal{P}(f_0)$ ακολουθώντας μια κατανομή χ^2 δύο βαθμών ελευθερίας:

$$P(f_0) = \mathcal{P}(f_0) \frac{\chi^2}{2} \quad (4.2)$$

και είναι ασύμφωνο με την PSD, καθώς η διασπορά στο περιοδόγραμμα δεν μειώνεται αυξάνοντας το πλήθος των σημείων στην καμπύλη φωτός. Προκειμένου να περιοριστεί η διασπορά παίρνουμε τον μέσο όρο του περιοδογράμματος (είτε ομαδοποιώντας (bin) τις συχνότητες είτε παίρνοντας μέσο όρο τμημάτων δεδομένων) με αποτέλεσμα ο μέσος όρος αυτός του περιοδογράμματος να συμφωνεί με την PSD[58]. Για να περιοριστεί η διασπορά το περιοδόραμα υποβάλεται και σε “ομαλοποίηση” (smoothing), δηλαδή υπολογίζεται η ενεργειακή

πυχνότητα σε μία συχνότητα ως μέσος όρος με ειδικό βάρος (weighted average) των γειτονικών τιμών του περιοδογράμματος. Η συνάρτηση ειδικού βάρους W λέγεται “φασματικό παράθυρο” [40].

4.1.3 Γενική μορφή PSD ενεργών γαλαξιών

Για κοντινά AGN η προσαρμογή (fitting) φασματικών δεδομένων έχει ως αποτέλεσμα την μοντελοποίηση των PSD ενεργών γαλαξιών είτε ως νόμο δύναμης ($\mathcal{P}(f) \propto f^{-\alpha}$), είτε ως κυρτωμένο νόμο δύναμης με συχνότητα ανακοπής f_b [35].

4.2 Ολοκλήρωμα της ενεργειακής ισχύος

Το αναλυτικό ολοκλήρωμα της (συνεχούς) συνάρτησης της PSD $\mathcal{P}(f)$ μεταξύ δύο συχνοτήτων (f_1 και f_2) είναι ένα μέτρο της μέσης φασματικής ισχύος του σήματος και μας δίνει την συνεισφορά των διακυμάνσεων μεταξύ των αντίστοιχων κλιμάκων χρόνου ($1/f_1$ και $1/f_2$) στην αναμενόμενη τιμή της (“πραγματικής”) διακύμανσης [58]:

$$\langle S^2 \rangle = \int_{f_1}^{f_2} \mathcal{P}(f) df \quad (4.3)$$

Αντίστοιχα, για διαχριτή χρονοσειρά, το “ολοκληρωμένο” περιοδόγραμμα μας δίνει την παρατηρούμενη διακύμανση για την συλλογή δεδομένων [58]:

$$S^2 = \sum_{j=1}^{N/2} P(f_j) \Delta f \quad (4.4)$$

Όπου Δf είναι η διαχριτότητα στις συχνότητες του διαχριτού μετασχηματισμού Fourier ($\Delta f = \frac{1}{N \cdot \Delta T}$).

Η συνολική διακύμανση μιας πραγματικής καμπύλης φωτός είναι το ολοκλήρωμα του περιοδογράμματος $P(f_j)$ από την χαμηλότερη συχνότητα του διαχριτού μετασχηματισμού Fourier έως την υψηλότερη [58]. Ο διαχριτός μετασχηματισμός Fourier υπολογίζεται σε $N/2$ το πλήθος ισοκατανεμημένες συχνότητες $f_j = \frac{j}{N \cdot \Delta T}$ με ($j = 1, 2, \dots, N/2$), έτσι η χαμηλότερη συχνότητα του μετασχηματισμού είναι $f_1 = \frac{1}{N \cdot \Delta T}$ και η υψηλότερη $f_{N/2} = \frac{1}{2 \Delta T}$ [59].

Η διακύμανση για την καμπύλη φωτός (χρονοσειρά) που συλλέγουμε για μια πηγή είναι

(υπολογισμένη απόστοιχεία φωτομετρίας της καμπύλης φωτός):

$$S^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \quad (4.5)$$

Όπου \bar{x} είναι ο αριθμητικός μέσος των x_i σημείων της χρονοσειράς ροής (καμπύλης φωτός). Αυτή διαφέρει από μια συλλογή δεδομένων (παρατήρηση) σε άλλη συλλογή δεδομένων της ίδιας πηγής, αφού το περιοδόγραμμα είναι μια αναπαράσταση της πραγματικής PSD που εξαρτάται από την υλοποίηση της συλλογής δεδομένων (χρονοσειρά).

Στο όριο μεγάλου N αυτές οι δύο προσεγγίσεις διακύμανσης (ολοκλήρωμα περιοδογράμματος 4.4 και διακύμανση ροής 4.5) είναι ταυτοτικές. Η κανονικοποιημένη διακύμανση είναι $\frac{S^2}{\bar{x}^2}$ [58].

4.3 Η NXS V ως μέγεθος εκτίμησης μεταβλητότητας

4.3.1 Κανονικοποιημένη πλεονάζουσα διακύμανση(NXS V) σ_{rms}^2

Η ανάλυση των PSD (μέσω περιοδογράμματος) είναι ένα εξαιρετικό εργαλείο για να εξεταστούν και να χαρακτηριστούν οι ιδιότητες της μεταβλητότητας των AGN, ωστόσο, για να αποδώσει πλήρως απαιτεί μακροσκελείς αδιάκοπες παρατηρήσεις με διεζαγωγή παρακολουθήσεων ειδικών προδιαγραφών. Τέτοιου είδους παρατηρήσεις δεν διατίθενται για μεγάλο αριθμό πηγών, όμως υπάρχουν βραχείες παρατηρήσεις στις ακτίνες X με αρκετά μεγάλο λόγο σήματος προς θόρυβο (S/N) πληθώρας AGN- ιδίως για το παρατηρητήριο XMM-Newton, λόγω της μεγάλης ευαισθησίας του και του εύρους των ενεργειών που καλύπτει.

Ένα χρήσιμο και πρακτικό εργαλείο για την ανάλυση ελλειπών δεδομένων είναι η πλεονάζουσα κανονικοποιημένη διακύμανση(NXS V) σ_{rms} :

$$\sigma_{rms}^2 = \frac{1}{N \cdot \bar{x}^2} \sum_{i=1}^N [(x_i - \bar{x})^2 - x_{err,i}^2] \quad (4.6)$$

Όπου \bar{x} η μέση ροή στην χρονοσειρά x_i ροών με N το πλήθος σημείων, ενώ $x_{err,i}$ είναι η αβεβαιότητα στην μέτρηση ροής x_i .

Ο όρος $\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2$ αναπαριστά την διακύμανση του σήματος, ο όρος $\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_{err,i}^2$ αναπαριστά την διακύμανση του στατιστικού σφάλματος (θορύβου), η διαφορά των δύο είναι η πλεονάζουσα διακύμανση, και κανονικοποιώντας με τον παράγοντα $\frac{1}{\bar{x}^2}$ προκύπτει η

κανονικοποιημένη πλεονάζουσα διακύμανση.

Η NXSIV είναι η μέση τετραγωνική απόχλιση που μετράμε στην καμπύλη φωτός διορθωμένη κατά το στατιστικό σφάλμα και είναι ένα μέγεθος που ποσοτικοποιεί την διακύμανση, αποτελεί δηλαδή ένα “πλάτος” μεταβλητότητας[36].

Σε αντιπαραβολή με την ολοκλήρωση περιοδογράμματος (4.4) που προσεγγίζει το ολοκλήρωμα της PSD (4.3), η NXSIV είναι το ολοκλήρωμα της PSD από μία ελάχιστη κλίμακα χρόνου (μέγιστη συχνότητα) μέχρι μία μέγιστη κλίμακα χρόνου (ελάχιστη συχνότητα), η μεταβολή στην ροή επιφέρει μεταβολή στο σχήμα της PSD ή στην συχνότητα αποκοπής (για κυρτωμένη PSD), έτσι, αφού το φάσμα αλλάζει, με την ολοκλήρωση καταγράφουμε το πλάτος της μεταβλητότητας.

Η NXSIV δεν προσφέρει τόση πληροφορία όσο η φασματική ανάλυση των PSD, αλλά μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να ελέγξει ή να επιβεβεώσει αποτελέσματα από φασματική ανάλυση μεμονωμένων AGN σε μεγάλους πληθυσμούς καθώς και για να ελέγξει τον συσχετισμό ύπαρξης μεταβλητότητας και πλάτους μεταβλητότητας με άλλες φυσικές παραμέτρους των AGN[43].

4.3.2 Αβεβαιότητα και μεροληψία στην NXSIV

Αβεβαιότητα

Η NXSIV, όπως ορίστηκε στην εξίσωση 4.6, εκτιμά την εγγενή μεταβλητότητα της καμπύλης φωτός κατά μέγιστη πιθανότητα (maximum likelihood- ML) μόνο στην περίπτωση που έχουμε όμοια, κανονικά κατανεμημένα σφάλματα στις μετρήσεις της χρονοσειράς. Αν αυτό δεν συμβαίνει, τότε δεν υπάρχει αναλυτικός τρόπος μέγιστης πιθανότητας (ML) που να εκτιμά την εγγενή μεταβλητότητα και απαιτείται αριθμητική προσέγγιση[35]. Ωστόσο, πρακτικά, οι δύο αυτοί τρόποι (αναλυτική σ_{rms}^2 για ίδια κανονικά σφάλματα και αριθμητική σ_{ML}^2 για ανομοιόμορφα σφάλματα) για ρεαλιστικές καμπύλες φωτός με “αραιές” καταγραφές δεδομένων δίνουν όμοια αποτελέσματα[2]. Αυτό είναι αναμενόμενο, καθώς η αβεβαιότητα που οφείλεται σε στοχαστικό θόρυβο (red noise) στην καμπύλη φωτός είναι πολύ μεγαλύτερη της αβεβαιότητας που οφείλεται στην προσέγγιση αναλυτικής λύσης σ_{rms}^2 .

Μεροληψία

Σύμφωνα με μελέτες[2], η μεροληψία (bias) στην εκτίμηση της NXS V ως ολοκλήρωμα της αναλυτικής συνάρτησης PSD (εξίσωση 4.3) είναι σημαντική όταν η ελάχιστη συχνότητα ολοκλήρωσης (που συνδέεται με την μέγιστη χρονική κλίμακα $f_{min} = 1/T_{max}$) είναι μεγαλύτερη της συχνότητας αποκοπής f_b των PSD των μοντέλων. Αυτό συμβαίνει διότι η μεροληψία οφείλεται σε φαινόμενα aliasing που οφείλονται σε “διαρροή” ισχύος από χαμηλότερες συχνότητες, οπότε η μεροληψία εξαρτάται από την λογαριθμική κλίση της PSD. Σε περίπτωση που έχουμε μεροληψία, η διόρθωση της μεροληπτικής σ_{rms}^2 είναι ένας πολλαπλασιαστικός παράγοντας $0.48^{\alpha-1}$ για PSD που συμπεριφέρονται τοπικά σαν νόμος δύναμης φασματικού δείκτη α [2]:

$$\sigma_{rms}^2(\text{bias corrected}) = \sigma_{rms}^2 \times (0.48)^{\alpha-1} \quad (4.7)$$

Για καμπύλες φωτός που αποτελούνται από δεδομένα που συλλέχθηκαν με άτακτο τρόπο, θα υπάρχουν χρονικές κλίμακες για τις οποίες δεν θα έχουμε επαρκή τακτικά συλλεγμένα δεδομένα. Στην περίπτωση αυτή η NXS V εκτιμά μόνο την συνεισφορά των χρονικών κλιμάκων με “καλά” δεδομένα στην μεταβλητότητα της πηγής[2].

4.4 Ensemble NXS V

Οι παρατηρήσεις ενός μεμονομένου AGN με τηλεσκόπια ακτίνων X είναι συχνά λιγοστές και διάσπαρτες, αυτό καθιστά δύσκολη την μελέτη μίας πηγής.

Θεωρούμε ότι η απεριοδική μεταβλητότητα των AGN είναι στοχαστική διαδικασία, έτσι κάθε καμπύλη φωτός μπορεί να ερμηνευθεί ως η υλοποίηση υποκείμενων στατιστικών ιδιοτήτων. Ακριβώς για αυτόν τον λόγο, αν έχουμε πολλαπλές καμπύλες φωτός για μία πηγή δεν μας δίνει η κάθε μία την ίδια μέτρηση μεταβλητότητας με κάθε άλλη - τότε θα βγάζουμε σωστότερα συμπεράσματα αν παίρναμε τον μέσο όρο των καμπύλων φωτός της πηγής αυτής. Στις μακρόχρονες έρευνες AGN δεν έχουμε πολλαπλές καμπύλες φωτός, και συχνά η καμπύλη φωτός που έχουμε έχει διάσπαρτα δεδομένα.

Κάνοντας την παραδοχή ότι μια συλλογή AGN είναι σχετικά ομοιόμορφη, δηλαδή αποτελείται από πηγές με ίδιες ιδιότητες (αυτό μπορεί να γίνει με χριτήριο την λαμπρότητα της πηγής ή την ερυθρομετατόπιση ή άλλα χαρακτηριστικά), τότε μπορούμε να υπολογίσουμε

την ensemble NXS, δηλαδή την NXS μιας συλλογής αντικειμένων. Αυτό γίνεται παίρνοντας τον μέσο όρο των καμπύλων φωτός που αντιστοιχούν στην ομάδα ομοίων AGN και χειριζόμαστε την μέση αυτή καμπύλη φωτός σαν να προέρχεται από μία πηγή της οποίας τα χαρακτηριστικά αντιπροσωπεύουν στατιστικά το δείγμα. Έτσι έχουμε πολύ περισσότερα δεδομένα και τα συμπεράσματα που προκύπτουν θεωρούμε ότι αντιπροσωπεύουν όλους τους AGN του πληθυσμού, έχουν δηλαδή όμοιες στατιστικές ιδιότητες[2].

Όταν μετράμε ensemble NXS, φτιάχνουμε ομάδες (bin) από πηγές (AGN) για κάθε μια από τις οποίες έχουμε υπολογίσει NXS σύμφωνα με τον τύπο 4.6 για N το πλήθος παρατηρήσεων (σημείων καμπύλης φωτός) που διαθέτουμε για κάθε πηγή. Οι ομάδες αυτές αποτελούνται από n το πλήθος (AGN), όπου διαλέγουμε $n = 5, 10, 20, 50$ ή όποια ομαδοποίηση είναι κατάλληλη. Για κάθε τέτοια ομάδα (AGN) υπολογίζουμε την μέση ensemble NXS:

$$\overline{\sigma_{rms}^2} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sigma_{rms,i}^2 \quad (4.8)$$

Όπου $\sigma_{rms,i}^2$ η NXS κάθε πηγής για τις n το πλήθος πηγές. Η αβεβαιότητα στην ensemble NXS είναι αβεβαιότητα μέσης τιμής[2]:

$$\overline{\sigma_{rms,err}^2} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\sigma_{rms,i}^2 - \overline{\sigma_{rms}^2})^2}{n(n-1)}} \quad (4.9)$$

Η χρήση της ensemble NXS προτείνεται ανεπιφύλακτα [2] όταν έχουμε πολλές καμπύλες φωτός για την ίδια πηγή ή όταν έχουμε καμπύλες φωτός πολλών πηγών με ίδιες ιδιότητες. Σύμφωνα με μελέτες που έγιναν χρησιμοποιώντας προσομοιώσεις[2], για $n \geq 20$ πλήθος καμπύλων φωτός η κατανομή της μέσης NXS (όπως ορίζεται από την σχέση 4.8) θα είναι αρκετά συμμετρική και προσεγγίζεται από κατανομή Gauss, ενώ η τυπική απόκλισή της θα προσεγγίζεται από το σφάλμα μέσης τιμής (όπως ορίζεται από την σχέση 4.9). Το αποτέλεσμα αυτό ισχύει για όλες τις κλίσεις στην (PSD), ανεξάρτητα από το μοτίβο συλλογής (sampling pattern) της χρονοσειράς- δηλαδή αν η καμπύλη φωτός έχει πυκνά ή αραιά σημεία- αρκεί οι μεμονωμένες καμπύλες φωτός να μην έχουν πολύ θόρυβο, δηλαδή να έχουν μεγάλο λόγο σήματος προς θόρυβο S/N[2].

4.5 Μεταβλητότητα AGN σε διαφορετικές χρονικές κλίμακες

Η μεταβλητότητα στους AGN παρατηρείται σε όλες τις χρονικές κλίμακες (από ώρες μέχρι $> 10^4$ έτη). Πιθανή εξήγηση για την ποικιλία χρονικών κλιμάκων είναι ότι προέρχονται από φυσικές διεργασίες που συμβαίνουν σε διαφορετικές χωρικές κλίμακες, από την πυρηνική περιοχή μέχρι ολόκληρη την γαλαξιακή έκταση.

Η μεταβλητότητα σε χρονικές κλίμακες από μέρες μέχρι δεκαετείς πιθανότατα πηγάζει από αστάθειες του δίσκου προσαύξησης, ενώ η μεταβλητότητα σε μεγαλύτερες χρονικές κλίμακες ($\sim 10^4$ yr) ενδεχομένως να πηγάζει από περιοχές εκπομπής φασματικών γραμμών φωτοϊονισμού των AGN ή ραδιο-δομές και περιοχές ιονισμού του Γαλαξία μας και μεταβλητότητα κλίμακας $\sim 10^4$ yr πιθανώς να συνδέεται με φάσεις των AGN κατά τις οποίες η κεντρική μελανή οπή καθίσταται ανενεργή κι έπειτα ενεργή[47].

Στην εργασία αυτή θα επικεντρωθούμε σε παρατηρήσεις μαλακών ακτίνων X (0.2 – 2 keV) που μας προσφέρουν καμπύλες φωτός $\sim 10 - 20$ ετών, οπότε η κλίμακα μεταβλητότητας που ερευνούμε είναι $\sim 10 - 20$ yr.

4.6 Φυσικές παράμετροι που σχετίζονται με την μεταβλητότητα

Η NXS, ως ολοκλήρωμα της PSD στο “παράθυρο” συχνοτήτων που αντιστοιχεί στην καμπύλη φωτός που συλλέχθηκε και χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό της, και κατ’ επέκταση η ensemble NXS τον είναι χρήσιμα εργαλεία για να εξετάσουμε αν και κατά πόσο σχέσεις μεταβλητότητας με διάφορες φυσικές παραμέτρους των (AGN) που έχουν παρατηρηθεί από φασματική μελέτη μεμονομένων πηγών ισχύουν σε πληθυσμό από (AGN)[43]. Έρευνες μεταβλητότητας (AGN) στις ακτίνες X που χρησιμοποίησαν την NXS ως πλάτος μεταβλητότητας έχουν καταγράψει την σχέση της με διάφορα φυσικά μεγέθη που χαρακτηρίζουν τους ενεργούς πυρήνες. Έχει καταγραφεί συσχέτιση πλάτους μεταβλητότητας με φασματικό δείκτη στις ακτίνες X [56], αντισυσχέτιση με το πλάτος (FWHM) της φασματικής γραμμής H_β [56]. Η NXS σχετίζεται άμεσα με την PSD, δηλαδή το φάσμα, ως ολοκλήρωμά της [18].

Μια από τις πρώτες παρατηρήσεις ήταν η αντισυσχέτιση πλάτους μεταβλητότητας με φωτεινότητα στις ακτίνες X [33][43] και σε μεγάλες χρονικές κλίμακες [28]. Έτσι η σχέση NXS V-φωτεινότητας στις ακτίνες X θεωρήθηκε ότι ήταν προϊόν μιας πιό θεμελιώδους σχέσης, αυτής της NXS V με την μάζα της υπερμεγέθους μελανής οπής (SMBH)[37]. Οι σχέσεις αυτές μαζί με την θεωρία α-δίσκων προσαύξησης (Shakura & Sunyaev 1973), που προβλέπει ότι όλες οι χαρακτηριστικές χρονικές κλίμακες του δίσκου προσαύξησης πρέπει να εξαρτώνται γραμμικά από την μάζα της SMBH, ενισχύουν της υπόθεση ότι η σχέση NXS V με την μάζα της SMBH είναι η θεμελιώδης σχέση που καθορίζει την σχέση του πλάτους μεταβλητότητας NXS V με όλα τα υπόλοιπα παρατηρούμενα μεγέθη[43]. Κατ' επέκταση της θεμελιώδους αυτής σχέσης, μελετάται η σχέση της NXS V με τον λόγο μάζας SMBH με την αστρική μάζα του γαλαξία $\frac{M_{SMBH}}{M_*}$ [16].

Χρήσιμη για την μελέτη ενεργών γαλαξιακών πυρήνων είναι η σχέση του πλάτους μεταβλητότητας με τον ρυθμό προσαύξησης (accretion rate) που εκτιμάται από το πηλίκο Eddington λ_{Edd} [27][43] [35]. Επίσης υποθέσεις έχουν γίνει για την (ασθενή) σχέση της NXS V με την ερυθρομετατόπιση z [29], όμως έχει επισημανθεί ότι μια τέτοια σχέση είναι μεροληπτική (biased)[2][39] καθώς δεν λαμβάνει σωστά υπόψιν το αδρανειακό σύστημα ηρεμίας της πηγής[39].

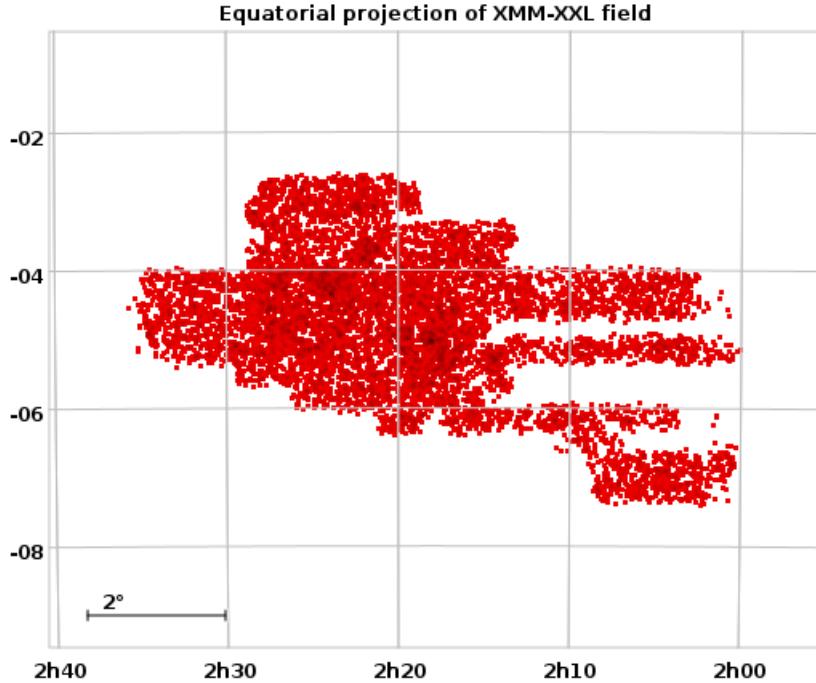
Οι παρατηρήσεις και μελέτες μη-περιοδικής μεταβλητότητας των AGN δείχνουν ότι η παρατηρούμενη μεταβλητότητα είναι άρρηκτα συνδεδεμένη με φυσικές παραμέτρους και μηχανισμούς της κεντρικής ενεργούς μελανής οπής[16].

Κεφάλαιο 5

Μεταβλητότητα ακτίνων X και ιδιότητες από παρατηρήσεις αρχείου XMM-XXL-North

Το πεδίο XMM-XXL είναι μια περιοχή του ουράνιου θόλου που έχει παρατηρηθεί από το διαστημικό τηλεσκόπιο ακτίνων X XMM-Newton με σκοπό την μελέτη εξωγαλαξιακών πληθυσμών (όπως είναι οι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες και τα συμήνη γαλαξιών)[41]. Καλύπτει περίπου 50 deg^2 (τετραγωνικές μοίρες) και χωρίζεται σε δύο σχεδόν ίδιου μεγέθους πεδία: το XMM-XXL-North και το XMM-XXL-South[41]. Το πεδίο XMM-XXL είναι ένα από τα πλέον μεγάλης επιφάνειας εξωγαλαξιακά πεδία ακτίνων X, συνεπώς περιέχει έναν σημαντικό αριθμό από λαμπρές πηγές ακτίνων X οι οποίες έχουν χαμηλή χωρική πυκνότητα στο σύμπαν, έτσι, παρατηρήσεις σαν αυτές του XMM-XXL είναι απαραίτητες για την μελέτη ενός στατιστικά σημαντικού αριθμού ενεργών γαλαξιακών πυρήνων. Οι παρατηρήσεις του XMM-Newton έχουν γίνει σταδιακά σε χρονικό διάστημα που καλύπτει συνολικά 20 έτη, οπότε έχουμε παρατηρήσεις σε διαφορετικές χρονικές περιόδους που επιτρέπουν την ανάλυση της μεταβλητότητας των AGN στο πεδίο αυτό.

Το πεδίο XMM-XXL-North καλύπτει μια περιοχή μεγέθους περίπου 18 deg^2 με μέση ορθή αναφορά $02^h19^m00^s$ και μέση απόκλιση $-4^\circ45'00''$ [25] [31]. Θα μελετήσουμε τις ιδιότητες της μεταβλητότητας στις μαλακές ακτίνες X ($0.2 - 2 \text{ keV}$) των πηγών (AGN) του πεδίου XMM-XXL-North, μετρώντας την ensemble NXSV για το πεδίο αυτό και εξετάζοντας πώς η ποσότητα αυτή σχετίζεται με φυσικά μεγέθη του δείγματος.



ΣΧΗΜΑ 5.1: Ισημερινή προβολή του πεδίου XMM-XXL-North. Ο οριζόντιος άξονας είναι η διορθωμένη για ιδία κίνηση ορθή αναφορά (RA) και ο κατακόρυφος άξονας η διορθωμένη απόλλιση (Dec). Προβάλονται οι πηγές με στοχευμένες παρατηρήσεις. (Η εικόνα παράχθηκε χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα απεικόνισης TOPCAT [54] και τον κατάλογο RapidXMM [45])

5.1 Διαμόρφωση βάσης δεδομένων και διασταύρωση παρατηρήσεων

Τα δεδομένα του XMM-Newton στο πεδίο XMM-XXL-North έχουν αναλυθεί από πολλές ερευνητικές ομάδες. Εμείς επιλέγουμε να εργαστούμε με τον κατάλογο που συνοδεύει η εργασία «X-ray spectral properties of the AGN sample in the northern XMM-XXL field» (Liu et al. 2016)[25], ο λόγος είναι ότι για τον κατάλογο αυτό έχουμε στην διάθεσή μας πληροφορία για τις πολυχρωματικές ιδιότητες και την ερυθρομετατόπιση των πηγών όπως συμπληρώνει η εργασία «X-ray constraints on the fraction of obscured active galactic nuclei at high accretion luminosities» (Georgakakis et al. 2017)[17]. Ο αρχικός κατάλογος αυτός έχει παρατηρήσεις από 8445 στοχευμένες πηγές. Από αυτές τις πηγές για τις 3129 έχουμε φασματοσκοπική μέτρηση ερυθρομετατόπισης, ενώ για άλλες 1854 έχουμε φωτομετρική μέτρηση ερυθρομετατόπισης (χωρίς να έχουμε φασματοσκοπική για τις τελευταίες). Έτσι από τις 8445 πηγές του αρχικού καταλόγου για τις 4983 έχουμε πληροφορία ερυθρομετατόπισης, ενώ για 3462 από αυτές δεν έχουμε κανόλου πληροφορία ερυθρομετατόπισης.

5.1.1 Βάση δεδομένων RapidXMM

Για την μελέτη της μεταβλητότητας απαιτείται ένας κατάλογος που περιέχει πληροφορίες για την ένταση κάθε πηγής σε ξεχωριστές παρατηρήσεις και που περιλαμβάνει φωτομετρικές πληροφορίες για όλες τις παρατηρήσεις του XMM-Newton. Θα χρησιμοποιήσουμε τον κατάλογο RapidXMM database που συνοδεύει την εργασία «The RapidXMM Upper Limit Server: X-ray aperture photometry of XMM-Newton archival observations» (Ruiz et al. 2021) [45], ο κατάλογος αυτός αναπτύχθηκε για να παρέχει άνω όρια ροής για το τμήμα του ουρανού που καλύπτεται από τον XMM-Newton, όμως περιλαμβάνει επιπλέον ποσότητες οι οποίες μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τον υπολογισμό ροής (φωτομετρία) ων παρατηρούμενων πηγών. Ο κατάλογος αυτός περιέχει 63162 παρατηρήσεις από 8436 καταγεγραμμένες πηγές, σε μαλακές ($0.2 - 2$ keV) και σκληρές ($2 - 12$ keV) ακτίνες X, από τρία διαφορετικά όργανα: PN, MOS1, MOS2. Θα επικεντρωθούμε σε στοχευμένες παρατηρήσεις του πεδίου XMM-XXL-North και συγκεκριμένα σε ακτινοβολία που έχει καταγραφεί στο ενεργειακό παράθυρο $0.2 - 2$ keV, δηλαδή ακτινοβολία μαλακών ακτίνων X.

To RapidXMM χρησιμοποιεί το σύστημα pixelisation HEALPix, το σύστημα αυτό διαιρεί την γεωμετρική προβολή της σφαίρας σε ισεμβαδικά pixel και προσφέρει μια ένα-προς-ένα απεικόνιση μιας δι-διάστατης κατανομής στοιχείων διακριτού εμβαδού σε μία μονοδιάστατη συστοιχία ακεραίων αριθμών. Η συστοιχία ακεραίων επιδέχεται δύο διαφορετικούς τρόπους αρίθμησης RING και NESTED καθώς και διαφορετική ευχρίνεια (μέγεθος pixel). Έτσι στον θόλο προβάλλεται ένα νοητό πυκνό πλέγμα που σχηματίζει “κελιά”. Επιλέγεται ο τρόπος αρίθμησης NESTED και η παράμετρος ευχρίνειας 16 η οποία αντιστοιχεί σε μέγεθος κελιού 3.2 arcsec, που είναι συγκρίσιμο με την ευχρίνεια των εικόνων του συστήματος Pipeline Processing Subsystem (PPS) του XMM-Newton οι οποίες έχουν μέγεθος pixel 4.44 arcsec.

Για κάθε μία από αυτές τις θέσεις δίνονται μεταξύ άλλων: καταμέτρηση φωτονίων πηγής στο διάφραγμα για κάθε ενεργειακή μπάντα, καταμέτρηση φωτονίων υποβάθρου για κάθε ενεργειακή μπάντα, χρόνος έκθεσης παρατήρησης για κάθε ενεργειακή μπάντα, ανιχνευτής με τον οποίο έγινε η παρατήρηση, κλάσμα της κατανομής ροής σημειακής πηγής που περιέχεται στο διάφραγμα, ημερομηνία και ώρα έναρξης και λήξης της παρατήρησης, ο λόγος εμβαδών διαφράγματος παρατήρησης πηγής προς διάφραγμα μέτρησης υποβάθρου.

5.1.2 Αντιστοίχιση πηγών και πληροφορίες από άλλους καταλόγους

Όπως τονίσαμε, ενώ βασιζόμαστε στις ποσότητες του καταλόγου RapidXMM, χρησιμοποιούμε πληροφορίες ροής και ερυθρομετατόπισης από τον κατάλογο που συνοδεύει την εργασία «X-ray constraints on the fraction of obscured active galactic nuclei at high accretion luminosities» (Georgakakis et al. 2017).

Για να διασταυρώσουμε τις πληροφορίες αυτές με τις πηγές του RapidXMM, εισάγουμε τις ουρανογραφικές (ICRS) συντεταγμένες (RA, Dec) και μέσω του συστήματος HEALPix με αριθμητική pixel NESTED και παρόμετρο ευχρίνειας 16 αντιστοιχίζουμε κάθε παρατήρηση σε έναν αριθμό ταυτοποίησης HEALPix.

Βάσει του αριθμού αυτού, ο οποίος σηματοδοτεί μια πηγή (AGN), διασταυρώνουμε παρατηρήσεις του καταλόγου RapidXMM database με τις μετρήσεις ροής ενέργειας (flux) και ερυθρομετατόπισης (redshift). Αποτέλεσμα είναι να εμπλουτίσουμε τον κατάλογο RapidXMM database με πληροφορίες για redshift και flux (όπου flux είναι η μέση ροή κάθε πηγής που προκύπτει από όλες τις χρονικές παρατηρήσεις του XMM-Newton που αντιστοιχούν σε αυτήν), όπου αυτά υπάρχουν, και να απορρίψουμε παρατηρήσεις του καταλόγου αυτού για τις οποίες δεν έχουμε τις πληροφορίες αυτές.

Στην εργασία αυτή θα επικεντρωθούμε σε παρατηρήσεις του ανιχνευτή PN σε μαλακές ακτίνες X (δηλαδή στο ενεργειακό παράθυρο $0.2 - 2 \text{ keV}$). Ο κατάλογος RapidXMM περιέχει 8436 πηγές (από τις 8445 του αρχικού καταλόγου) από τις οποίες οι 8299 έχουν παρατηρήσεις από τον ανιχνευτή PN. Από τις 8299 πηγές αυτές οι 3092 έχουν μέτρηση φασματοσκοπικής ερυθρομετατόπισης, ενώ άλλες 1830 έχουν φωτομετρική μέτρηση ερυθρομετατόπισης. Δηλαδή από τις 8299 πηγές με παρατηρήσεις στον ανιχνευτή PN του καταλόγου RapidXMM database για τις 4922 έχουμε πληροφορία ερυθρομετατόπισης, ενώ για τις 3377 δεν έχουμε πληροφορία ερυθρομετατόπισης.

5.2 Υπολογισμός ποσοτήτων

5.2.1 Count rate και αβεβαιότητα

Για την φωτομετρία στις ακτίνες X, ως ροή δεν χρησιμοποιούμε το μέγεθος της ενεργειακής ροής (flux) που μετράται σε $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, αλλά χρησιμοποιούμε το μέγεθος του ρυθμού καταγραφής φωτονίων (count rate) που μετρά φωτόνια (χυματοπακέτα) ανά μονάδα χρόνου

photon counts · s⁻¹). Το μέγεθος αυτό είναι καθαρά φωτομετρικό και δεν περιλαμβάνει καμία παραδοχή για το φάσμα της πηγής.

Όπως είδαμε και στην ενότητα 3.7.3, οι παρατηρήσεις των πηγών που μελετάμε έγιναν με άνοιγμα διάφραγματος ακτίνας 15 arcsec ενώ για την καταγραφή του υποβάθρου το άνοιγμα του διαφράγματος είναι διακύλιος μεταξύ ακτίνων 60 και 180 arcsec.

To Count Rate για κάθε παρατήρησή μας δεδομένης ενεργειακής μπάντας (εδώ 0.2 – 2 keV) και για δεδομένο όργανο παρατήρησης (εδώ EPIC PN)[45]:

$$CR = \frac{(T - B)}{t_{exp} \cdot EEF} \quad (5.1)$$

Όπου:

T : η συνολική καταμέτρηση φωτονίων (total realised counts) στο διάφραγμα (15 arcsec για στοχευμένες παρατηρήσεις)

B : υπόβαθρο (background)

t_{exp} : χρονικό διάστημα διάρκειας μεμονομένης παρατήρησης

ΕΕΦ : κλάσμα ενέργειας της PSF της παρατήρησης που περικλείεται στο διάφραγμα ακτίνας 15 arcsec

Η αβεβαιότητα στον υπολογισμό CR για κάθε παρατήρηση εκτιμάται σύμφωνα με την διάδοση σφαλμάτων[8] (αν υεωρήσουμε το CR ως συνάρτηση των μεταβλητών T και B , $CR(T, B) = \frac{(T-B)}{t_{exp} \cdot EEF}$):

$$CR_{err} = \sqrt{\left(\frac{\partial CR}{\partial T}\right)^2 \cdot T_{err}^2 + \left(\frac{\partial CR}{\partial B}\right)^2 \cdot B_{err}^2} = \frac{1}{t_{exp} \cdot EEF} \sqrt{T_{err}^2 + B_{err}^2} \quad (5.2)$$

Όπου:

$T_{err} = \delta T$: η αβεβαιότητα στην συνολική καταμέτρηση φωτονίων (total realised counts) στο διάφραγμα (15 arcsec για στοχευμένες παρατηρήσεις)

$B_{err} = \delta B$: η αβεβαιότητα στο background (θα συζητηθεί παρακάτω)

Για να υπολογίσουμε την στατιστική αβεβαιότητα στα total realised counts θα χρησιμοποιήσουμε την προσέγγιση Gehrels[15].

$$\delta T \approx 1 + \sqrt{T + 0.75} \quad (5.3)$$

Η προσέγγιση αυτή είναι χρήσιμη για υπολογισμό άνω ορίων διαστήματος αξιοπιστίας σε περιπτώσεις μικρού πλήθους γεγονότων (π.χ. μικρό πλήθος καταγεγραμμένων φωτονίων) στατιστικού δείγματος.

Η παραπάνω έκφραση για τον ρυθμό καταγραφής φωτονίων (εξίσωση 5.1) προκύπτει επειδή (αν S το σήμα της πηγής) η συνεισφορά του σήματος της πηγής στο πλήθος παρατηρούμενων φωτονίων στο διάφραγμα εξαρτάται από το σήμα της PSF και από τον χρόνο παρατήρησης. Αν το εγγενές Count Rate μιας πηγής είναι CR , τότε το σήμα πηγής S [45]:

$$S = CR \cdot t_{exp} \cdot EEF \quad (5.4)$$

Ο καταγραφόμενος αριθμός φωτονίων T στο διάφραγμα είναι υλοποίηση μιας διαδικασίας Poisson, με αναμενόμενη τιμή $\lambda = S + B$.

5.2.2 Ακτινοβολία υποβάθρου και αβεβαιότητα

Η καταγραφή και καταμέτρηση φωτονίων (γεγονότων) και ο υπολογισμός του ρυθμού πραγματοποίησης των γεγονότων αυτών διέπονται από στατιστική Poisson. Όταν έχουμε σχετικά υψηλό αριθμό γεγονότων, τότε έχουμε αντιστοίχηση με στατιστική Gauss (για περισσότερα γεγονότα έχουμε αντιστοίχιση σε περισσότερα σ)[15]. Για να εκτιμήσουμε το υπόβαθρο, καταγράφουμε φωτόνια σε μεγαλύτερο διάφραγμα και έπειτα τα συρρικνώνουμε με τον λόγο των εμβαδών των διαφραγμάτων. Στην βάση δεδομένων μας, διαλέτουμε το κλάσμα φωτονίων υποβάθρου που αντιστοιχεί στην παρατήρηση και τον λόγο εμβαδών, έτσι συμπεραίνουμε το υπόβαθρο στην συλλογή μεγάλου διαφραγματος (χρησιμοποιώντας όλην την πληροφορία που συλλέχθηκε) και υπολογίζουμε την αβεβαιότητα με καλή προσέγγιση στατιστικής Gauss, έπειτα χρησιμοποιώντας τον λόγο των εμβαδών εκτιμούμε την αβεβαιότητα στην κλίμακα της παρατήρησης. Το ανηγμένο υπόβαθρο $B_{poisson}$:

$$B_{Rapid} = B_{poisson} \cdot \frac{A_{source}}{A_{backgr}} \iff B_{poisson} = \frac{B_{Rapid}}{\frac{A_{source}}{A_{backgr}}} \quad (5.5)$$

Η αβεβαιότητα ανηγμένου υποβάθρου στην προσέγγιση Gauss $\delta B_{poisson}$:

$$\delta B_{poisson} = \sqrt{B_{poisson}} = \sqrt{\frac{B_{Rapid}}{\frac{A_{source}}{A_{backgr}}}} \quad (5.6)$$

Η αβεβαιότητα στο διάφραγμα της παρατήρησης, από την αβεβαιότητα ανηγμένου υποβάθρου:

$$\delta B_{Rapid} = \delta B_{poisson} \cdot \frac{A_{source}}{A_{backgr}} = \sqrt{\frac{B_{Rapid}}{\frac{A_{source}}{A_{backgr}}}} \cdot \frac{A_{source}}{A_{backgr}} \quad (5.7)$$

5.2.3 Signal-to-Noise ratio

Για κάθε μια παρατήρηση ο λόγος σήματος προς θόρυβο Signal-to-Noise ratio (S/N):

$$S/N = \frac{T - B}{\sqrt{\delta T^2 + \delta B^2}} \quad (5.8)$$

Όπου:

T : η συνολική καταμέτρηση φωτονίων (total realised counts) στο διάφραγμα

B : background

δT : η αβεβαιότητα στα total realised counts (Βλ. εξίσωση 5.3)

δB : η αβεβαιότητα στο background (Βλ. εξίσωση 5.7)

Έτσι για κάθε μία παρατήρηση κάθε πηγής μπορούμε να έχουμε και μια τιμή S/N. Ενώ μπορούμε σε κάθε μία πηγή (HEALPix ID) να αναθέσουμε μία συσσωρευμένη τιμή S/N συγκεντρώνοντας τις μετρήσεις όλων των παρατηρήσεων που αντιστοιχούν σε κάθε πηγή ως εξής:

$$S/N_{stacked} = \frac{\sum_1^N T_i - \sum_1^N B_i}{\sqrt{(\sum_1^N \delta T_i)^2 + (\sum_1^N \delta B_i)^2}} \quad (5.9)$$

Στο εξής όταν αναφερόμαστε σε τιμή S/N μίας πηγής, θα αναφερόμαστε στον υπολογισμό της εξίσωσης 5.9.

5.2.4 Normalised Excess Variance και αβεβαιότητα

Η excess variance (NXSV) μετρά πόση από την ολική ροή είναι μεταβλητή, αφού αφαιρέσουμε το στατιστικό σφάλμα. Το Count Rate (CR) είναι υποτυπώδης ροή ως ρυθμός καταμέτρησης φωτονίων. Χρησιμοποιώντας τον παρακάτω τύπο, υπολογίζουμε για κάθε πηγή δηλαδή για κάθε ξεχωριστό αριθμό HEALPix- την ποσότητα NXSV για παρατηρήσεις στην ενεργειακή μπάντα $0.2 - 2$ keV [33]:

$$\sigma_{rms}^2 = \frac{1}{N \cdot \bar{x}^2} \sum_{i=1}^N [(x_i - \bar{x})^2 - x_{err,i}^2] \quad (5.10)$$

Όπου:

N : πλήθος παρατηρήσεων που αντιστοιχούν σε μία πηγή

x_i : Count Rate μιας μεμονομένης παρατήρησης

\bar{x} : αριθμητικός μέσος όρος Count Rate από παρατηρήσεις που αντιστοιχούν σε μία πηγή

$x_{err,i}$: στατιστική αβεβαιότητα στο Count Rate μιας μεμονομένης παρατήρησης (όπως την υπολογίσαμε σε παραπάνω ενότητα, εξίσωση 5.2)

Η αβεβαιότητα στην NXS V (σ_{rms}^2) είναι $\sigma_{rms,err}^2$, αναπαριστά τα σφάλματα μέτρησης σε εκτιμήσεις της NXS V από προσομοιώσεις καμπύλων φωτός και υπολογίζεται από την εξής εμπειρική σχέση[58]:

$$\sigma_{rms,err}^2 = \sqrt{\left(\sqrt{\frac{2}{N}} \cdot \frac{\overline{x_{err}^2}}{\bar{x}^2}\right)^2 + \left(\sqrt{\frac{\overline{x_{err}^2}}{N}} \cdot \frac{2F_{var}}{\bar{x}}\right)^2} \quad (5.11)$$

N : πλήθος παρατηρήσεων που αντιστοιχούν σε μία πηγή

Όπου η ποσότητα $\overline{x_{err}^2}$ είναι η μέση τετραγωνική αβεβαιότητα στο Count Rate:

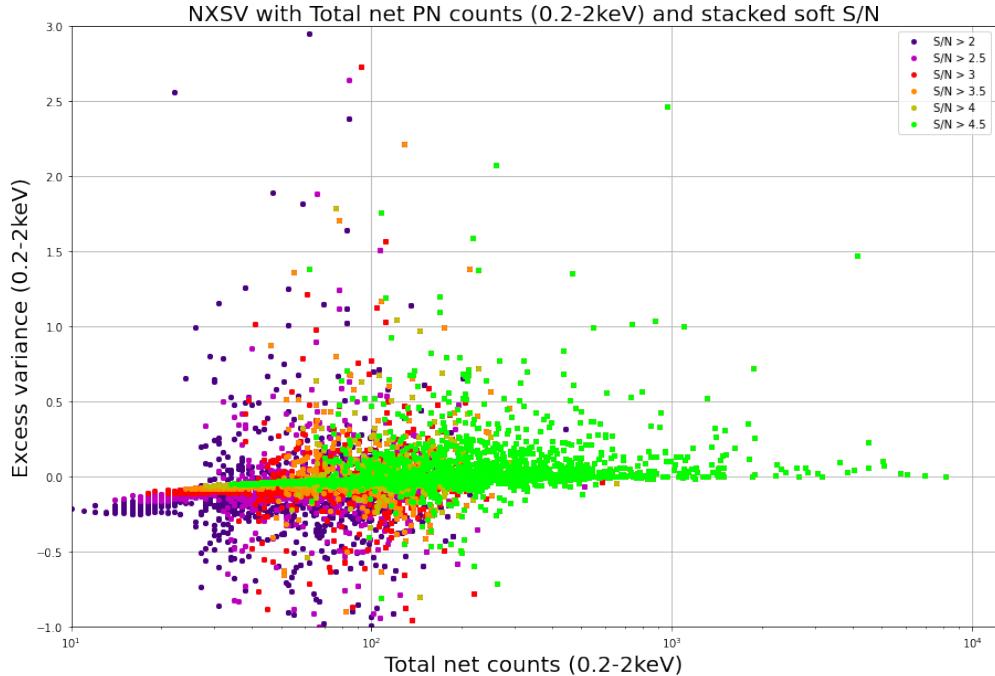
$$\overline{x_{err}^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_{err,i}^2 \quad (5.12)$$

Και η ποσότητα F_{var} είναι το κλασματικό πλάτος της NXS V:

$$F_{var} = \sqrt{\frac{\sigma_{rms}^2 - \overline{x_{err}^2}}{\bar{x}^2}} \quad (5.13)$$

Επισι, η κάθε μέτρηση NXS V για κάθε πηγή συνοδεύεται με τον αντίστοιχο υπολογισμό για την αβεβαιότητα της NXS V.

Όπως βλέπουμε στην εξίσωση 5.2, στούς υπολογισμούς μας έχουμε τιμές της NXS V οι οποίες είναι αρνητικές, αυτό συμβαίνει διότι όπως φαίνεται στον τύπο 5.10, η τετραγωνική αβεβαιότητα μεμονομένων παρατηρήσεων CR είναι μεγαλύτερη από το τετράγωνο της απόστασής τους από την μέση τιμή των παρατηρήσεων της πηγής στην οποία αντιστοιχούν. Όπως βλέπουμε στο σχήμα 5.2 αυτό αντιμετωπίζεται σε μεγάλο βαθμό αν απορρίψουμε πηγές με μικρό S/N, καθώς ο ύφρυβος σήματος συνεισφέρει σημαντικά στην αβεβαιότητα της μέτρησης.



ΣΧΗΜΑ 5.2: NXSV με συνολικές καταμετρήσεις φωτονίων στο διάφραγμα κατά redshift.

5.2.5 Λαμπρότητα και redshift

Έχοντας πληροφορίες για ερυθρομετατόπιση και ροή στην ενεργειακή μπάντα $0.2 - 2 \text{ keV}$ [17], υπολογίζουμε απόσταση και λαμπρότητα για κάθε μία πηγή (AGN)[61]. Χρησιμοποιούμε τις κοσμολογικές παραμέτρους $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_v = 0.7$ και επίπεδο Σύμπαν.

Για δεδομένο redshift, z , ο παράγοντας κλίμακας του Σύμπαντος: $a = \frac{1}{1+z}$

Η αδρανειακή ακτινική απόσταση (comoving radial distance- απόσταση που μετράμε στο αδρανειακό μας σύστημα ως παρατηρητές)[61]:

$$D_{cmr} = \int \frac{cdt}{a} = \int_{1/(1+z)}^1 \frac{cda}{a\dot{a}} \quad (5.14)$$

Η απόσταση που διανύει το φώς (light travel time distance- χρόνος φωτός από την εκπομπή του μέχρι την καταγραφή του σήματος)[61]:

$$D_{ltt} = \int cdt = \int_{1/(1+z)}^1 \frac{cda}{\dot{a}} \quad (5.15)$$

Θεωρούμε πιστότητα X τέτοια ώστε:

$$\dot{a} = H_o \sqrt{X} \quad (5.16)$$

Για επίπεδο Σύμπαν ($\Omega_{tot} = 1$), με Ω_m , Ω_v (ύλη και κενό μόνο) η πιστότητα αυτή γίνεται:

$$X(a) = \frac{\Omega_m}{a} + \frac{\Omega_r}{a^2} + \Omega_v a^2 + (1 - \Omega_{tot}) \iff X(a) = \frac{\Omega_m}{a} + \Omega_v a^2 \quad (5.17)$$

Έτσι, η αδρανειακή ακτινική απόσταση:

$$\begin{aligned} D_{cmr} &= \int_{1/(1+z)}^1 \frac{c}{a \cdot H_o \sqrt{X}} da = \frac{c}{H_o} \int_z^0 (1+z) \cdot \frac{1}{\sqrt{\Omega_m/a + \Omega_v a^2}} d\left(\frac{1}{1+z}\right) = \\ &= \frac{c}{H_o} \int_z^0 \frac{(1+z)}{\sqrt{\Omega_m/a + \Omega_v a^2}} \left(\frac{-1}{(1+z)^2}\right) dz = \frac{c}{H_o} \int_0^z \frac{1}{(z+1)\sqrt{\Omega_m/a + \Omega_v a^2}} dz = \\ &= \frac{c}{H_o} \int_0^z \frac{1}{(z+1)\sqrt{\Omega_m(1+z) + \Omega_v/(1+z)^2}} dz \end{aligned} \quad (5.18)$$

Η απόσταση γωνιακής διαμέτρου $D_A = \frac{R}{\theta}$ (angular size distance- το εγκάρσιο ιδιομήκος R ένος αντικειμένου που υποτείνει γωνία θ): $D_A = \frac{D_{cmr}}{(1+z)}$

Η απόσταση λαμπρότητας (luminosity distance- ορίζεται ώστε ο νόμος αντιστρόφου τετραγώνου για βολομετρικές ροές $F_{bol} = L/(4\pi D_L^2)$ να λειτουργεί πλήρως)[61]:

$$D_L = (1+z)^2 D_A = (1+z) D_{cmr} \quad (5.19)$$

Έτσι, σύμφωνα με τον παραπάνω τύπο και τις χοσμολογικές παραδοχές μας, αρκεί να γνωρίζουμε το z μιας πηγής και να εκτιμήσουμε αριθμητικά το ολοκλήρωμα στην έκφραση D_{cmr} για να υπολογίσουμε την απόσταση λαμπρότητας D_L για κάθε AGN που μελετάμε. Έπειτα χρησημοποιούμε την σχέση ροής-λαμπρότητας για το φάσμα των μαλακών ακτίνων X :

$$L_{X,obs} = 4\pi D_L^2 F_{X,obs} \quad (5.20)$$

Όπου $F_{X,obs}$ είναι η παρατηρούμενη ροή στο αδρανειακό μας σύστημα. Για πηγή με ερυθρομεταποση z φωτόνιο που παρατηρείται να έχει συχνότητα ν_{obs} έχει εκπεμφθεί από την πηγή στο σύστημα ηρεμίας της με συχνότητα ν_{rest} με $\nu_{rest} = (1+z)\nu_{obs}$. Δηλαδή η παρατηρούμενη συχνότητα είναι σε χαμηλότερη ενέργεια από την εκπεμπόμενη[22].

Η ολοκληρωμένη ροή που παρατηρούμε και καταγράφουμε στην ενεργειακή μπάντα $0.2 - 2$ keV είναι $F_{X,obs}$ ένω η αντίστοιχη της ολοκληρωμένη ροή ηρεμίας της πηγής είναι $F_{X,rest}$. Διορθώνουμε λοιπόν την παρατηρούμενη λαμπρότητα $L_{X,obs}$ με τον λόγο της ροής στο εύρος ενεργειών του συστήματος ηρεμίας της πηγής προς την ροή στο εύρος ενεργειών του συστήματος παρατήρησης (K-correction) [23]:

$$K_{0.2-2} = \frac{F_{X,obs}}{F_{X,rest}} = \frac{\int_{0.2}^2 h\nu \cdot f(h\nu) d(h\nu)}{\int_{0.2(1+z)}^{2(1+z)} h\nu \cdot f(h\nu) d(h\nu)} \quad (5.21)$$

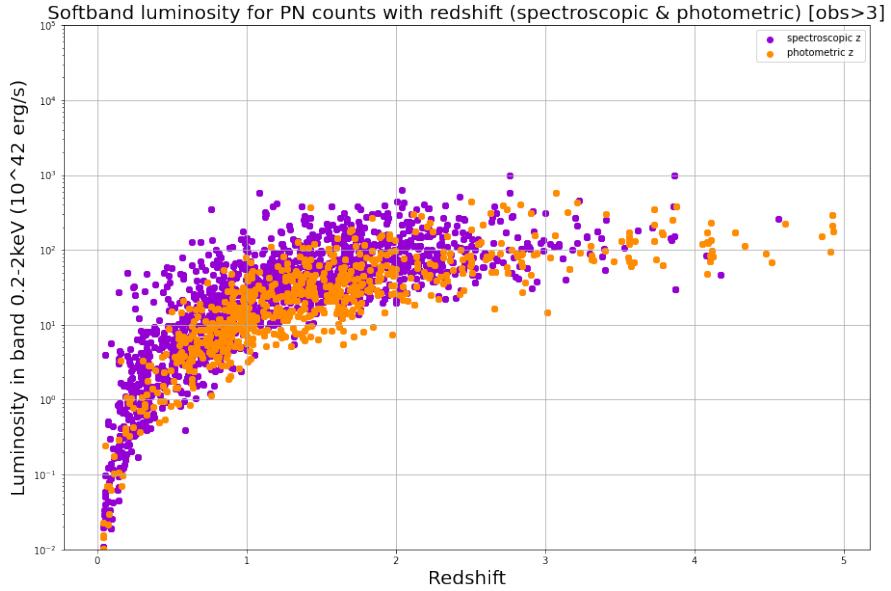
Όπου h η σταθερά Planck, ν η συχνότητα φωτεινού σήματος, $f(h\nu)$ η συνάρτηση ροής με ενέργεια φωτονίου. Σε μια πρώτη προσέγγιση η ροή εξαρτάται από την συχνότητα ως νόμος δύναμης με φασματικό δείκτη $\alpha = 1.9$, δηλαδή $f(h\nu) = A \cdot \nu^{-1.9}$ με A κάποια σταθερά. Τότε ο λόγος K-correction γίνεται:

$$\begin{aligned} K_{0.2-2} &= \frac{\int_{0.2}^2 A \cdot \nu \cdot \nu^{-1.9} h d\nu}{\int_{0.2(1+z)}^{2(1+z)} A \cdot \nu \cdot \nu^{-1.9} h d\nu} = \frac{\int_{0.2}^2 A \cdot \nu^{-0.9} h d\nu}{\int_{0.2(1+z)}^{2(1+z)} A \cdot \nu^{-0.9} h d\nu} \\ &= \frac{(2)^{1-0.9} - (0.2)^{1-0.9}}{(2(1+z))^{1-0.9} - (0.2(1+z))^{1-0.9}} = \\ &= \frac{(2)^{1-0.9} - (0.2)^{1-0.9}}{(1+z)^{1-0.9} \cdot [(2)^{1-0.9} - (0.2)^{1-0.9}]} = \frac{1}{(1+z)^{0.1}} \end{aligned} \quad (5.22)$$

Ετσι ο λόγος $F_{X,obs}/F_{X,rest} = (1+z)^{-0.1} \iff F_{X,rest} = (1+z)^{0.1} F_{X,obs}$, έχοντας κάνει την προσέγγιση νόμου δύναμης με φασματικό δείκτη $\alpha = 1.9$. Για την λαμπρότητα της πηγής στο αδρανειακό σύστημα ηρεμίας της έχουμε:

$$L_{X,rest} = 4\pi D_L^2 F_{X,rest} = 4\pi (1+z)^{0.1} D_L^2 F_{X,obs} \quad (5.23)$$

Με τον τρόπο αυτό έχουμε πληροφορία της πραγματικής (στο σύστημα ηρεμίας της πηγής) λαμπρότητας κάθε πηγής στην παρατηρούμενη ενεργειακή μπάντα $0.2 - 2$ keV, για τις πηγές για τις οποίες έχουμε είτε φωτομετρικό είτε φασματοσκοπικό redshift. Η εξάρτηση λαμπρότητας- redshift φαίνεται στο σχήμα 5.3, ενώ παρατηρούμε ότι οι πηγές με μεγαλύτερη λαμπρότητα είναι αυτές με τις μεγαλύτερες τιμές redshift (σχήμα 5.4).



ΣΧΗΜΑ 5.3: Λαμπρότητα (10^{42} erg s $^{-1}$) στις μαλακές ακτίνες X (0.2 – 2 keV) συναρτήσει του redshift.

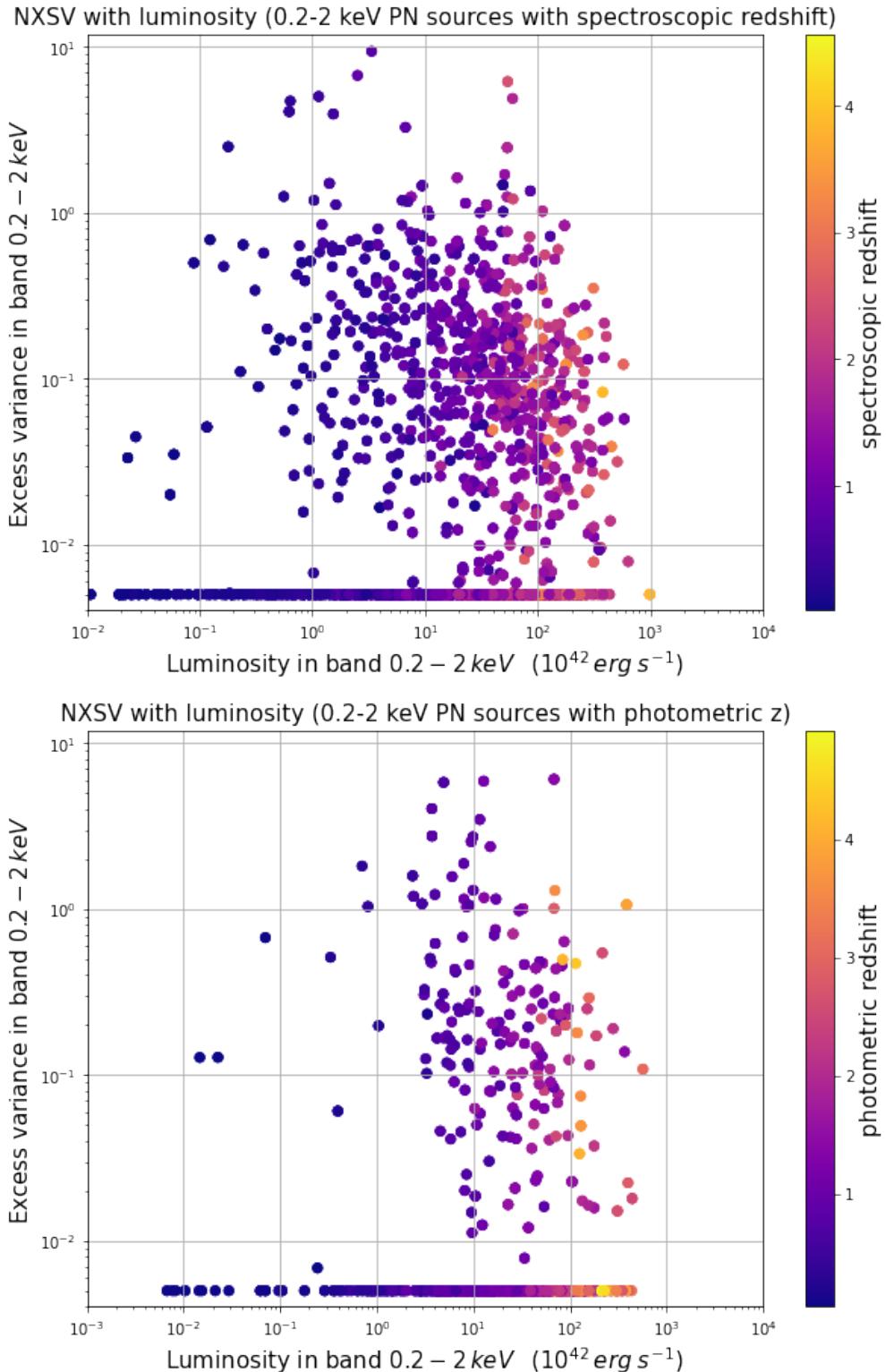
5.3 Περιορισμός δείγματος και ανάλυση δεδομένων

Θεωρούμε ότι η εγγενής μεταβλητότητα, την οποία εκτιμάμε με την σ_{rms}^2 , είναι μια στοχαστική διαδικασία - έχει δηλαδή χαρακτήρα “κόκκινου θορύβου” (red noise). Τότε η NXSV εξαρτάται από την διάρκεια της καμπύλης φωτός στο σύστημα ηρεμίας της πηγής. Καμπύλες φωτός πολύ μικρές σε έκταση κυριαρχούνται από στατιστικό θόρυβο και έτσι δεν είναι πολύ χρήσιμες στην μελέτη μας[35].

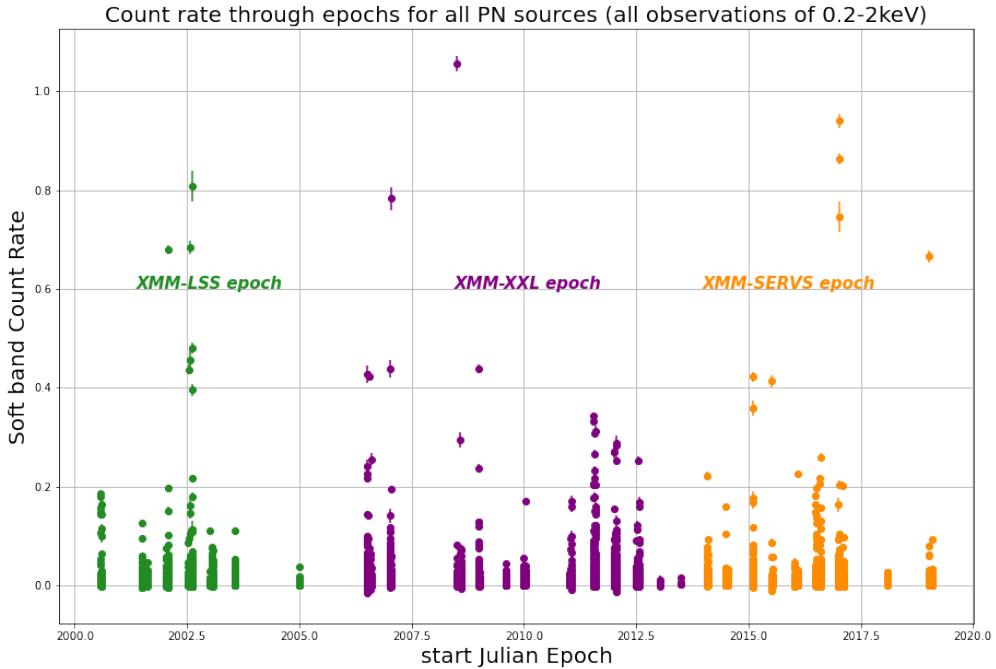
Οι συνολικές παρατηρήσεις όλων των πηγών εκτείνονται σε 19 έτη (~ 600 Ms). Σκοπός μας είναι να μελετήσουμε καμπύλες φωτός που να εκτείνονται σε όλο αυτό το χρονικό διάστημα (δηλαδή η κλίμακα χρόνου της εκτίμησης μεταβλητότητας είναι ~ 10 – 20 έτη) και τα σημεία τους να είναι όσο το δυνατόν ομοιόμορφα κατανεμημένα στην χρονοσειρά. Όμως, στον πλήρη πληθυσμό του πεδίου XMM-XXL-North δεν έχουμε καμία καμπύλη φωτός μεμονομένης πηγής με περισσότερα από 15 σημεία από τον ανιχνευτή PN.

Για να εκλέξουμε όσο το δυνατόν μεγαλύτερες καμπύλες φωτός ομοιόμορφης συλλογής, χωρίζουμε τις συνολικές παρατηρήσεις σε τρεις εποχές- τρία χρονικά διαστήματα των 6-7 περίπου ετών (~ 200 Ms) έκαστο. Ξεχωρίζουμε, λοιπόν, αφού έχουμε μετατρέψει τις χρονικές στιγμές έναρξης και λήξης κάθε παρατήρησης σε Ιουλιανή Εποχή (Julian Epoch), τις εξής εποχές:

- Εποχή 1: [2000.0, 2006.0] εκτείνεται σε 6 έτη, ~ 189 Ms



ΣΧΗΜΑ 5.4: NXSV με λαμπρότητα κατά redshift. Στο πάνω πάνελ οι πηγές για τις οποίες έχουμε φασματοσκοπική μέτρηση ερυθρομετατόπισης, ενώ στο κάτω πηγές για τις οποίες έχουμε μόνο φωτομετρική μέτρηση ερυθρομετατόπισης. Οι πηγές με NXSV < 0.005 απεικονίζονται στο επίπεδο 0.005.



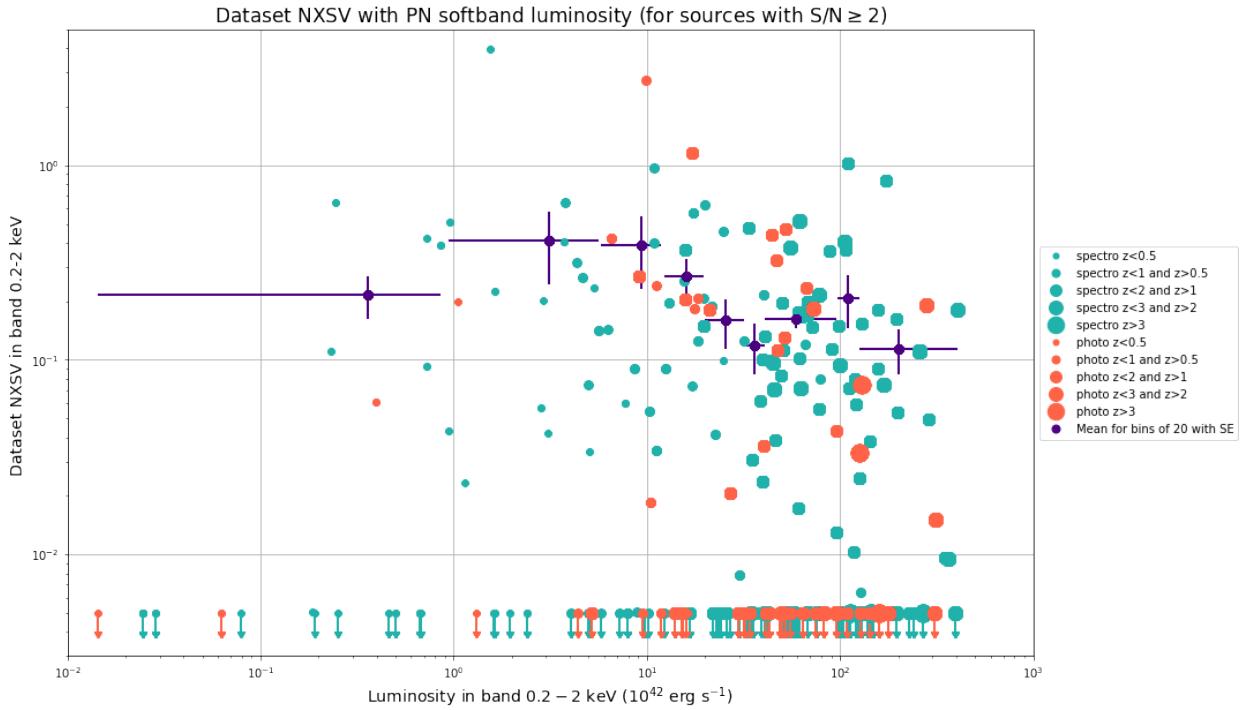
ΣΧΗΜΑ 5.5: Οι συνολικές παρατηρήσεις εμπίπτουν σε τρία χρονικά διαστήματα- εποχές. Εδώ ο ρυθμός καταμέτρησης (CR) με την χρονική τοποθέτηση της έναρξης κάθε παρατήρησης του ανιχνευτή PN στην ενεργειακή μπάντα 0.2 – 2 keV.

- Εποχή 2: (2006.0,2014.0] εκτείνεται σε 8 έτη, ~ 252 Ms
- Εποχή 3: (2014.0,2020.0] εκτείνεται σε 7 έτη, ~ 221 Ms

Οι περίοδοι αυτές αντιστοιχούν σε αδρές γραφμές στις 3 κύριες περιόδους κατά τις οποίες το πεδίο XMM-XXL-North παρατηρήθηκε από το τηλεσκόπιο XMM-Newton ως αποτέλεσμα 3 μεγάλων προγραμμάτων: XMM-LSS (αρχές 2000, [42]), XMM-XXL (\sim 2010, [41]) και XMM-SERVS (προς το τέλος της δεκαετίας 2010, [10]).

Περιορίζουμε το δείγμα μας σε πηγές που έχουν παρατηρήσεις από τον ανιχνευτή PN σε τρείς διαδοχικές διαφορετικές εποχές (όπως φαίνονται στο σχήμα 5.5), δηλαδή επιλέγουμε τις πηγές που έχουν μία τουλάχιστον παρατήρηση σε κάθε ένα από τα χρονικά διαστήματα που ορίσαμε, εποιώντας το δείγμα μας να έχει συνεχείς χρονικά παρατηρήσεις για μεγάλο χρονικό διάστημα. Η καμπύλη φωτός με το μεγαλύτερο παρατηρούμενο μήκος καλύπτει περίπου 17 έτη, ενώ το μέσο μήκος καμπύλης φωτός καλύπτει 11 έτη- αυτές είναι και οι χρονικές κλίμακες (~ 400 Ms) στις οποίες μελετάμε την μεταβλητότητα.

Έχοντας επιλέξει πηγές με παρατηρήσεις σε τρείς διαδοχικές εποχές στην ενεργειακή μπάντα 0.2 – 2 keV από τον ανιχνευτή PN, προκειμένου να αποκλείσουμε πηγές που έχουν πολύ θόρυβο (δηλαδή μικρό λόγο S/N) επιλέγουμε να κάνουμε τα γραφήματα της NXSV με

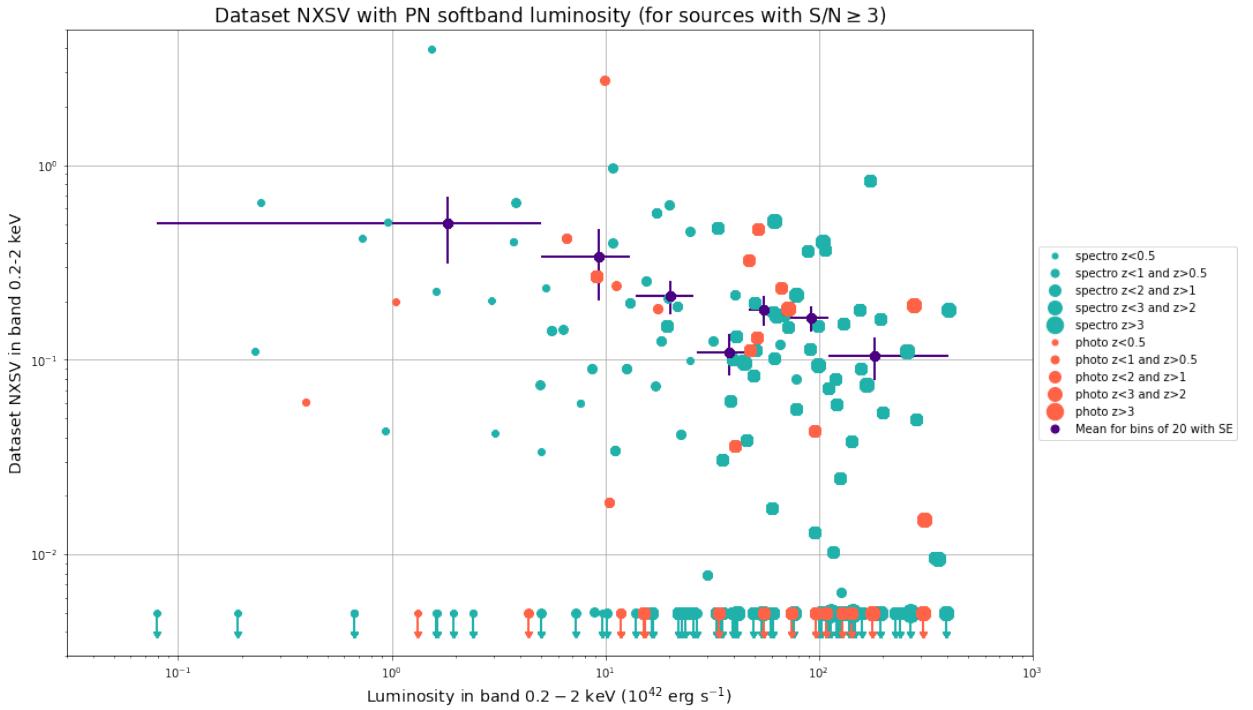


ΣΧΗΜΑ 5.6: Η NXSV με λαμπρότητα και binning κατά λαμπρότητα σε bin των 20 τουλάχιστον πηγών με διαφοροποίηση για redshift και επιλέγοντας πηγές με $S/N > 2$. Η λαμπρότητα είναι προσαρμοσμένη στο σύστημα ηρεμίας της πηγής και σημειώνεται στον οριζόντιο λογαριθμικό άξονα σε χλίμακα $10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ για την παρατηρούμενη ενεργειακή μπάντα $0.2 - 2 \text{ keV}$. Η NXSV είναι αδιάστατο μέγειος και σημειώνεται στον κατακόρυφο λογαριθμικό άξονα για την παρατηρούμενη ενεργειακή μπάντα $0.2 - 2 \text{ keV}$.

λαμπρότητα για πηγές με $S/N > 2$, $S/N > 3$, $S/N > 4$ (επιλέγοντας να βάλουμε ένα κάτω φραγμό στο S/N του δείγματός μας, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.2).

Στα σχήματα (5.6, 5.7, 5.8) βλέπουμε την κατανομή της NXSV όπως την υπολογίσαμε για κάθε πηγή σύμφωνα με τον τύπο (5.10) με την λαμπρότητα στο αδρανειακό σύστημα ηρεμίας που καταγράφουμε στις μαλακές ακτίνες X ($0.2 - 2 \text{ keV}$) σύμφωνα με τις σχέσεις (5.23, 5.19, 5.18)- η οποία υπολογίστηκε από φασματοσκοπικές μετρήσεις redshift για κάθε πηγή, ή φωτομετρικό για τις πηγές που δεν διέθεταν φασματοσκοπικό. Οι πηγές για τις οποίες υπολογίσαμε τιμή τιμή NXSV μικρότερη από 0.005 εμφανίζονται στο επίπεδο 0.005 του γραφήματος για λόγους εξοικονόμησης χώρου.

Επίσης, έχουμε ομαδοποιήσει (binning) τις πηγές αρχίζοντας από τις χαμηλότερες λαμπρότητες και φτιάχνοντας ομάδες (bin) των 20 πηγών με σκοπό να αναπαραστήσουμε την μέση τιμή του κάθε bin ώστε να φανεί η συσχέτιση της ensemble NXSV με την λαμπρότητα πιο καθαρά (έχει επισημαθεί ότι η ensemble NXSV δείνει χρήσιμα αποτελέσματα για συλλογή τουλάχιστον 20 καμπύλων φωτός [2]). Ορισμένες ομάδες (οι δύο ομάδες με τις υψηλότερες λαμπρότητες για $S/N > 2$, και η μια ομάδα με την υψηλότερη λαμπρότητα για



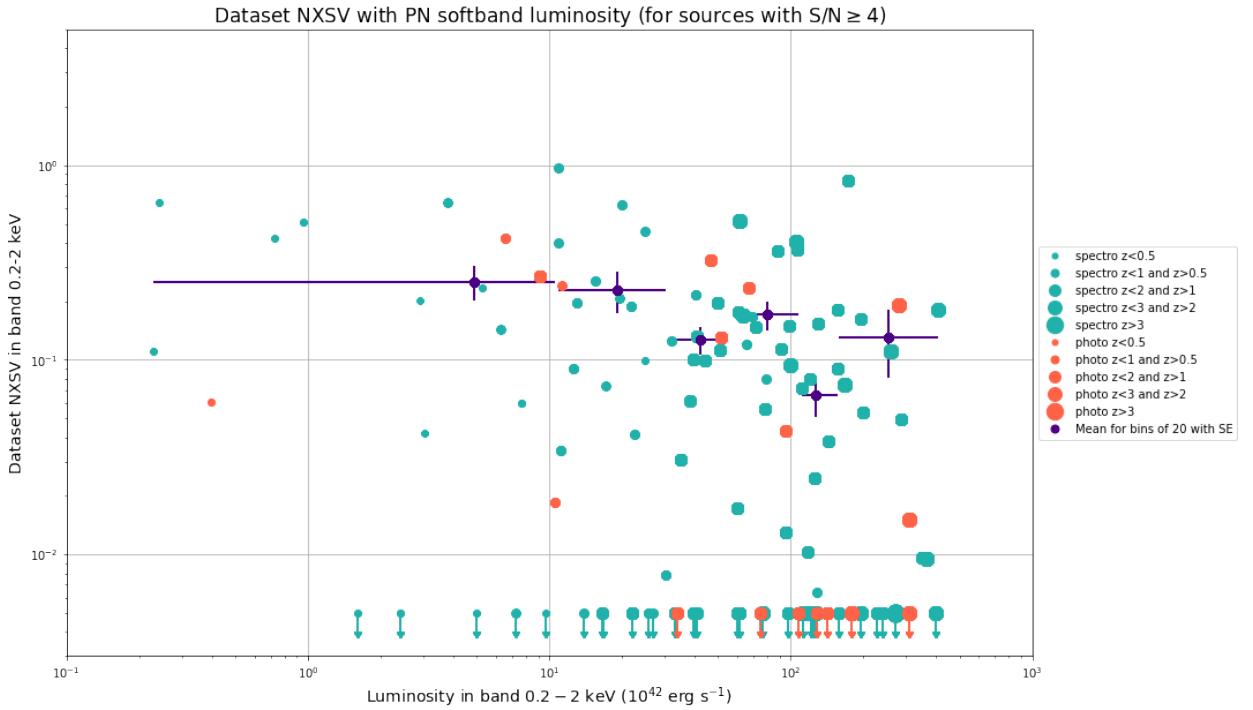
ΣΧΗΜΑ 5.7: Η NXSv με λαμπρότητα και binning κατά λαμπρότητα σε bin των 20 τουλάχιστον πηγών με διαφοροποίηση για redshift και επιλέγοντας πηγές με $S/N > 3$. Η λαμπρότητα είναι προσαρμοσμένη στο σύστημα ηρεμίας της πηγής και σημειώνεται στον οριζόντιο λογαριθμικό άξονα σε κλίμακα 10^{42} erg s $^{-1}$ για την παρατηρούμενη ενεργειακή μπάντα 0.2 – 2 keV. Η NXSv είναι αδιάστατο μέγειος και σημειώνεται στον κατακόρυφο λογαριθμικό άξονα για την παρατηρούμενη ενεργειακή μπάντα 0.2 – 2 keV.

$S/N > 3$) περιέχουν περισσότερες από 20 πηγές. Στον υπολογισμό της μέσης τιμής NXSv, δηλαδή της ensemble NXSv για κάθε ομάδα, έχουμε υπολογίσει τον καθαρό αριθμητικό μέσο της NXSv κάθε πηγής. Στον υπολογισμό αυτόν δεν αποκλείσαμε πηγές με μηδενική ή αρνητική τιμή σ_{rms}^2 , διότι τότε θα εισαγάγαμε μεροληψία (bias) στο δείγμα[35][2]. Η μέση τιμή αυτή είναι η ensemble NXSv για κάθε ομάδα πηγών και εκτιμά καλώς[35][2] την εγγενή μεταβλητότητα όλων των πηγών (δεδομένου ότι όλες οι πηγές σε κάθε bin λαμπρότητας έχουν παρόμοιες ιδιότητες και χαρακτηριστικά).

Οι σημάνσεις σφαλμάτων έγιναν ως εξής: το σφάλμα στις λαμπρότητες εκτείνεται από την χαμηλοτερη εως υψηλότερη τιμή λαμπρότητας των πηγών που περιέχονται στο bin (είναι δηλαδή το πλάτος του bin), το σφάλμα στην NXSv του κάθε bin είναι σφάλμα μέσης τιμής (standard error). Για κάθε bin των 20 (ή παραπάνω) πηγών:

$$\overline{\sigma_{rms}}_{err} = \frac{\sqrt{\sum_{j=1}^{20} (\sigma_{rms,j} - \overline{\sigma_{rms}})^2}}{(20 - 1)(20)}$$

Εξετάζοντας τα σχήματα (5.6, 5.7, 5.8), παρατηρούμε αντισυσχέτιση (anticorrelation) των



ΣΧΗΜΑ 5.8: Η NXSV με λαμπρότητα και binning κατά λαμπρότητα σε bin των 20 τουλάχιστον πηγών με διαφοροποίηση για redshift και επιλέγοντας πηγές με $S/N > 4$. Η λαμπρότητα είναι προσαρμοσμένη στο σύστημα ηρεμίας της πηγής και σημειώνεται στον οριζόντιο λογαριθμικό άξονα σε κλίμακα 10^{42} erg s $^{-1}$ για την παρατηρούμενη ενεργειακή μπάντα 0.2 – 2 keV. Η NXSV είναι αδιάστατο μέγεθος και σημειώνεται στον κατακόρυφο λογαριθμικό άξονα για την παρατηρούμενη ενεργειακή μπάντα 0.2 – 2 keV.

μεγεθών αυτών, το οποίο είναι συνεπές με αντίστοιχες έρευνες AGN που έχουν παρουσιαστεί σε εργασίες πάνω σε διαφορετικά πεδία (π.χ. CDF-S) και διαφορετικές χρονικές κλίμακες [35].

Προκειμένου να ελατώσουμε τον θόρυβο στο δείγμα, αλλά και να έχουμε αρκετές πηγές ώστε να δουλέψουμε, επιλέγομε από εδώ κι έπειτα να χρησιμοποιήσουμε τον περιορισμό $S/N > 3$ για τον λόγο σήματος προς θόρυβο του δείγματός μας, αυτό περιορίζει δραστικά το δείγμα μας σε 175 πηγές.

Έτσι για $S/N > 3$, με αρχική υπόθεση (P_{null}) ότι δεν υπάρχει συσχέτιση μεταξύ της κλασσικά υπολογισμένης NXSV σ_{rms}^2 και του λογαρίθμου της λαμπρότητας σε μαλακές ακτίνες X $\log L_X$, για το στατιστικό τεστ Kendall's τ ο συντελεστής συσχέτισης σ_{rms}^2 και $\log L_X$ για τις πηγές με φασματοσκοπικό z είναι $\tau_{spectro} = -0.092$ ενώ για τις πηγές με φωτομετρικό z είναι $\tau_{photo} = -0.141$ τα οποία αντιστοιχούν σε $P_{null,spectro} = 0.101$ και $P_{null,photo} = 0.266$. Τα αρνητικά πρόσημα στους συντελεστές υποδηλώνουν φθίνουσα μονότονη σχέση, ενώ θεωρούμε ότι υπάρχει (αντι)συσχέτιση αν έχουμε τιμή σημαντικότητας $P_{null} < 5\%$, το οποίο

δεν ισχύει ούτε για τις πηγές με φασματοσκοπικό ούτε και για τις πηγές με φωτομετρικό z . Σε πλήρη αναλογία, το στατιστικό τεστ Spearman's rank δίνει συντελεστή συσχέτισης $\rho_{spectro} = -0.134$ με $P_{null,spectro} = 0.110 > 0.05$ για τις πηγές με φασματοσκοπικό redshift και $\rho_{photo} = -0.211$ με $P_{null,photo} = 0.246 > 0.05$ για τις πηγές με φωτομετρικό redshift-δηλαδή επιβεβαιώνεται η μη συσχέτιση της σ_{rms}^2 των πηγών με την λογαριθμική λαμπρότητα $\log L_X$.

Για το σύνολο των πηγών (ανεξαρτήτως διαχωρισμού redshift), το τεστ Kendall's τ δίνει συντελεστή συσχέτισης $\tau_{tot} = -0.098$ με $P_{null,tot} = 0.053$ (οριακά > 0.05) ενώ το τεστ Spearman's rank δίνει συντελεστή συσχέτισης $\rho_{tot} = -0.145$ με $P_{null,tot} = 0.055$ (οριακά > 0.05), οπότε και στο σύνολο των πηγών δεν επιβεβαιώνεται η αντισυσχέτιση σε επίπεδο σημαντικότητας 95%¹, (όμως επιβεβαιώνεται σε επίπεδο σημαντικότητας 90%).

Για την ensemble NXS V ο έλεγχος Kendall's τ δίνει συντελεστή συσχέτισης $\tau = -0.810$ και ο έλεγχος Spearman's rank δίνει συντελεστή συσχέτισης $\rho = -0.893$ με τιμές σημαντικότητας $P_{null,\tau} = 0.011 < 0.05$ και $P_{null,\rho} = 0.007 < 0.05$ αντίστοιχα. Έχουμε δηλαδή ισχυρή ένδειξη αντισυσχέτισης της ensemble NXS V με την λογαριθμική λαμπρότητα.

Προσαρμόζουμε γραμμική σχέση μέσω γραμμικής παλινδρόμησης (linear regression) στα δεδομένα και βρίσκουμε κλίση -0.11 (δηλαδή $\sigma_{rms}^2 \propto L_X^{-0.11}$) με σφάλμα μέσης τιμής $StErr = 0.04$ για τις όλες τις πηγές μαζί. Επαναλαμβάνουμε για την ensemble NXS V και βρίσκουμε και πάλι κλίση -0.11 (δηλαδή $\sigma_{rms,ensemble}^2 = \overline{\sigma_{rms}^2} \propto L_X^{-0.11}$) με σφάλμα μέσης τιμής $StErr = 0.01$, έτσι επιβεβαιώνεται η αντισυσχέτιση².

Το συμπέρασμα της αντισυσχέτισης του πλάτους μεταβλητότητας $\sigma_{rms,ensemble}^2$ με την λογαριθμική λαμπρότητα $\log L_X$ στις ενέργειες $0.2 - 2$ keV, στο οποίο καταλήγουμε λαμβάνοντας υπ' όψιν τις τιμές μόνο (χωρίς να συνυπολογίζουμε σφάλματα) μας υποδεικνύει πως οι AGN με μεγαλύτερη λαμπρότητα είναι λιγότερο μεταβλητοί.

Αντισυσχέτιση πλάτους μεταβλητότητας AGN με λαμπρότητα σημαίνει πώς οι λαμπρότεροι AGN είναι λιγότερο μεταβλητοί, το οποίο από την σχέση Eddington συνεπάγεται πως οι AGN με την μεγαλύτερη μάζα μελανής οπής είναι οι λιγότερο μεταβλητοί. Αν δεχτούμε ότι η κύρια αιτία μεταβλητότητας είναι αστάθειες στον δίσκο προσάύξησης, τότε η αντισυσχέτιση θα υποδείκνυε ότι οι AGN με τις μεγαλύτερες μάζες μελανής οπής είναι αυτοί με τις λιγότερες αστάθειες στην διαδικασία προσαύξησης.

Παρ' όλα αυτά, η μεγάλη αβεβαιότητα μας εμποδίζει να βγάλουμε οριστικό συμπέρασμα για

¹H διεξαγωγή των στατιστικών ελέγχων έγινε με τις μεθόδους `scipy.stats.kendalltau` και `scipy.stats.spearmanr` της βιβλιοθήκης SciPy.

²Η γραμμική παλινδρόμηση έγινε με την μέθοδο `scipy.stats.linregress` της βιβλιοθήκης SciPy.

την (αντι)συσχέτιση ή μη του πλάτους μεταβλητότητας με την λαμπρότητα στο ενεργειακό παράθυρο $0.2 - 2$ keV.

Κεφάλαιο 6

Αλγόριθμος Bayes

6.1 Θεμελιώδης στατιστική Bayes

Προκειμένου να καταλήξουμε σε ένα συμπέρασμα υπολογίζουμε πιθανότητες της υπόθεσης που μας ενδιαφέρει- η οποία ποσοτικοποιείται σε ένα σετ παραμέτρων Θ - έχοντας διαθέσιμα δεδομένα D και έχοντας υποκείμενες εικασίες- δηλαδή ένα μοντέλο M . Το θεώρημα Bayes εκφράζει την εκ των υστέρων αυτή πιθανότητα (posterior probability)[26]:

$$p(\Theta|D, M) = \frac{p(\Theta|M) \cdot p(D|\Theta, M)}{p(D|M)} \quad (6.1)$$

Όπου:

- $p(\Theta|D, M)$: η εκ των υστέρων κατανομή πιθανότητας για τις παραμέτρους Θ (posterior probability- στο εξής όμως αναφερόμαστε σε αυτήν ως posterior).
- $p(\Theta|M)$: η εκ των προτέρων κατανομή πιθανότητας για τις παραμέτρους Θ (prior probability- στο εξής όμως αναφερόμαστε σε αυτήν ως prior).
- $p(D|\Theta, M)$: η δειγματοληπτική κατανομή των δεδομένων D δηλαδή το ενδεχόμενο να παρατηρήσουμε τα δεδομένα D θεωρώντας μοντέλο M με παραμέτρους Θ (likelihood- στο εξής όμως αναφερόμαστε σε αυτήν ως likelihood).
- $p(D|M)$: η “προγνωστική” κατανομή δεδομένων, Z (evidence- στο εξής όμως αναφερόμαστε σε αυτήν ως evidence).

Στην συμπερασματολογία (εκτίμηση παραμέτρων) ενδιαφερόμαστε για το πώς η posterior $p(\Theta|D, M)$ μεταβάλεται με τις παραμέτρους Θ όταν τα δεδομένα D έχουν σταθερές τιμές.

Οπότε, μεγαλύτερη σημασία έχει το πώς η δειγματοληπτική κατανομή $p(D|\Theta, M)$ μεταβάλεται με τις μαραμέτρους Θ , και όχι μετα δεδομένα D , γι' αυτό την ονομάζουμε ενδεχόμενο για τις Θ (likelihood) $\mathcal{L} \equiv p(D|\Theta, M)$. Η evidence $p(D|M)$ δεν έχει εξάρτηση από τις παραμέτρους Θ έτσι, λοιπόν, έχει τον ρόλο κανονικοποιητικού παράγοντα για την posterior που υπολογίζεται ως τέτοιος:

$$p(D|M) = \int_{\Omega_\Theta} p(D|\Theta, M) \cdot p(\Theta|M) d\Theta \quad (6.2)$$

Η posterior $p(\Theta|D, M)$ συνιστά την πλήρη συμπερασματολογία Bayes για τις τιμές των παραμέτρων και μπορεί να ολοκληρωθεί για κάθε παράμετρο. Αν χωρίσουμε τις Θ σε παραμέτρους που μας ενδιαφέρουν ψ και αδιάφορες παραμέτρους ϕ , τότε η συμπερασματολογία για τις ψ είναι η ολοκληρωμένη κατανομή που προκύπτει ολοκληρώνοντας την posterior ως προς τις παραμέτρους ϕ [26]:

$$p(\psi|D, M) = \int_{\Omega_\phi} p(\Theta|D, M) d\phi = \int_{\Omega_\phi} p(\psi, \phi|D, M) d\phi \quad (6.3)$$

Το θεώρημα Bayes εφαρμόζεται τόσο για υπολογισμό posterior κατανομών πυκνότητας πιθανότητας όσο και για διακριτές posterior κατανομές πιθανότητας, όπου αντί για ολοκληρώματα έχουμε ανθροίσματα.

6.1.1 Τεχνικές δειγματοληψίας Markov Chain Monte Carlo (MCMC)

Ο αλγόριθμος δειγματοληψίας Markov Chain Monte Carlo (MCMC) είναι μια μέθοδος Bayes που χρησιμοποιείται για ολοκλήρωση και εκτίμηση παραμέτρων. Ο αλγόριθμος σε κάθε βήμα συγχρίνει ένα αρχικό σημείο με ένα τυχόν σημείο από μία αρχική κατανομή με τοπική μεροληψία. Με πιθανότητα ανάλογη του πηλίκου των δύο σημείων ο αλγόριθμος επιλέγει ένα νέο σημείο ως σημείο εκκίνησης του επόμενου βήματος. Με κάθε επανάληψη παράγεται ένα σημείο, οπότε δημιουργείται μία αλυσίδα που έχει την ιδιότητα να αναπαριστά τα ανύσματα παραμέτρων Θ σε αναλογία με την πιθανότητά τους. Αυτή η αναπαράσταση του παραμετρικού χώρου μπορεί να ολοκληρωθεί ως προς τις παραμέτρους που δεν μας ενδιαφέρουν για να εξετάσουμε την κατανομή των παραμέτρων που μας ενδιαφέρουν. Η διάδοση σφαλμάτων στις εξαγόμενες ποσότητες μπορεί να γίνει σχολαστικά χωρίς να υιοθετήσουμε σφάλματα κατανομής Gauss[8]. Η συμπερασματολογία ακολουθώντας τεχνικές Markov

Chain Monte Carlo (MCMC) γίνεται με δείγματα από μη-κανονικοποιημένη posterior με αποτέλεσμα στην ισορροπία να έχουμε μια αλυσίδα που περιέχει ένα δείγμα του παραμετρικού χώρου κατανεμειμένο σύμφωνα με την posterior με μετρική που υπαγορεύει η prior χωρίς όμως να είναι κανονικοποιημένη.

6.1.2 Αλγόριθμος ένθετης δειγματοληψίας Nested Sampling (NS)

Η συμπερασματολογία Bayes ενέχει δύο υπολογιστικές προκλήσεις. Πρώτον, κατά την εκτίμηση των παραμέτρων Θ ενός μοντέλου M για τα δεδομένα D η posterior κατανομή μπορεί να είναι πολυτροπική (multi-modal)- τότε η σύγκλιση σε στατική κατάσταση (ισορροπία) της παραδοσιακής τεχνικής MCMC γίνεται πολύ αργή. Δεύτερον, κατά την επιλογή μοντέλου, η κατανομή evidence (σχέση 6.2) ως κανονικοποιητικός παράγοντας πρέπει να υπολογιστεί- αυτό σημαίνει υπολογισμό πολυδιάστατων ολοκληρωμάτων στον παραμετρικό χώρο, όταν η μετρική του παραμετρικού χώρου δίνεται από την prior.

Η τεχνική της ένθετης δειγματοληψίας (Nested Sampling, NS) είναι μια σύγχρονη τεχνική Monte Carlo που εστιάζει στον υπολογισμό του ολοκληρώματος αυτού και επιτρέπει τον υπολογισμό της posterior κατορθώνοντας ταυτόχρονα και εκτίμηση παραμέτρων και επιλογή μοντέλου[12]. Προτέρημα του αλγορίθμου nested sampling, εκτός από τον υπολογισμό πολυδιάστατων ολοκληρωμάτων, είναι ο εύκολος χειρισμός συναρτήσεων δειγματοληπτικής κατανομής (likelihood) που μπορεί να είναι πολυτροπικές ή με περίεργο σχήμα. Ο αλγόριθμος NS εκτιμά ολοκληρώματα εντοπίζοντας πώς τμήμα του όγκου παραμετρικού χώρου (όγκο τον οποίο υπαγορεύει η prior) συρρικνώνεται όταν σταδιακά αυξάνουμε το όριο της likelihood. Η μείωση στην επιφάνεια (για prior που ορίζει επιφάνεια παραμετρικού χώρου) σε ένα βήμα πολλαπλασιασμένη με το ύψος του βήματος στην likelihood προσεγγίζει τον συνολικό όγκο αυθοίζοντας, ανεξαρτήτως του σχήματος της επιφάνειας που αντιστοιχεί στο βήμα. Στην διαδικασία αυτή παράγει την posterior πιθανότητα για τις παραμέτρους και υπολογίζει το ολοκλήρωμα στον παραμετρικό χώρο[6].

6.2 Εφαρμογή συμπερασματολογίας Bayes στον αλγόριθμο υπολογισμού της NXS V

Σε κάθε πηγή AGN που μελετάμε αντιστοιχεί μια καμπύλη φωτός, κάθε σημείο της καμπύλης φωτός είναι μία παρατήρηση με καταγεγραμμένη διάρκεια και καταγεγραμμένο αριθμό φωτονίων σε δεδομένη ενέργεια και ανιχνευτικό μέσο.

Τα δεδομένα μας (D) είναι οι καταμετρήσεις φωτονίων για κάθε παρατήρηση (καταμετρήσεις φωτονίων για κάθε σημείο της καμπύλης φωτός) μιας πηγής.

Το μοντέλο (M) που ακολουθούμε είναι η υπόθεση ότι η παραγωγή φωτονίων ακτίνων X από εναν AGN είναι μία στοχαστική διαδικασία που διέπεται από στατιστική Gauss. Οπότε η υπόθεσή μας είναι ότι ο ρυθμός καταμέτρησης φωτονίων μίας πηγής (CR) έχει έναν πραγματικό μέσο CR_{mean} και εγγενή διακύμανση σ_{intr} η οποία είναι η μη-κανονικοποιημένη πραγματική διακύμανση

$$\sigma_{rms}^2 = \frac{\sigma_{intr}^2}{CR_{mean}^2} \iff \sigma_{intr} = \sqrt{\sigma_{rms}^2 \cdot CR_{mean}^2} \quad (6.4)$$

Επίσης στο μοντέλο M λαμβάνουμε υπό όψιν ότι η καταγραφή φωτονίων δεν είναι απλώς τα φωτόνια του στοχαστικού σήματος κανονικής κατανομής, αλλά περιέχεται θόρυβος που διέπεται από στατιστική Poisson. Την υπόθεση αυτή βασίζουμε στο γεγονός ότι η καταγραφή φωτονίων από ανιχνευτή ακτίνων X ακολουθεί κατανομή Poisson με αναμενόμενη τιμή που εξαρτάται από την ροή της πηγής. Έπειτα έχουμε ήδη εκφράσει την υπόθεση ότι αναμένουμε η καταγραφή φωτονίων στον ανιχνευτή για μία παρατήρηση να είναι $CR \cdot t_{exp} \cdot EEF + B$, όπου $CR \cdot t_{exp} \cdot EEF$ είναι η απόκριση του ανιχνευτή μας στον ρυθμό φωτονίων CR της πηγής και B το υπόβαθρο.

Οι παράμετροι (Θ) του μοντέλου μας επιλέγουμε να είναι οι $(CR_{mean}, \sigma_{rms}^2)$. Σκοπός μας είναι να κατασκευάσουμε έναν αλγόριθμο που εκτιμά τις παραμέτρους μας $(CR_{mean}, \sigma_{rms}^2)$, δηλαδή για κάθε πηγή του δείγματός μας να εκτιμήσουμε βάσει του αλγορίθμου τον μέσο ρυθμό φωτονίων και την NXS V.

6.2.1 Υπολογισμός ενδεχομένου παρατήρησης των φωτονίων για μία πηγή, μία καμπύλη φωτός

Διαδικασία Poisson: πιθανότητα να παρατηρήσουμε N φωτόνια στην καμπύλη φωτός

Τα δεδομένα μας (καταμετρήσεις φωτονίων) είναι σε διακριτά διαστήματα και οι καταμετρήσεις είναι ανεξάρτητες μεταξύ τους. Σχηματικά, μπορούμε να διαιρέσουμε νοητά τον χώρο δεδομένων σε bin χρονικού διαστήματος παρατήρησης. Αν υποθέσουμε ότι σε ένα ορισμένο μοντέλο M αναμένουμε να υπάρχουν λ_i προσμετρήσεις φωτονίων στο bin i , τότε αν το μοντέλο είναι σωστό- η πιθανότητα να παρατηρήσουμε ακριβώς N_i φωτόνια στο bin i των δεδομένων μας βρίσκεται από την κατανομή Poisson:

$$\mathcal{P}(N|\lambda) = \prod_{i=1}^{N_{obs}} \mathcal{P}_i(N_i|\lambda_i) = \prod_{i=1}^{N_{obs}} \frac{\lambda_i^{N_i}}{N_i!} e^{-\lambda_i} \quad (6.5)$$

Όπου:

- λ_i : η αναμενόμενη τιμή Poisson για το bin i .
- N_i : το πλήθος καταμετρήσεων φωτονίων μαλακών ακτίνων X για το bin i / για το i -οστό σημείο της καμπύλης φωτός.
- N_{obs} : το πλήθος των bin i / διαστήματα παρατηρήσεων, δηλαδή το πλήθος των σημείων στην καμπύλη φωτός.
- Ο παράγοντας $\prod_{i=1}^{N_{obs}} \frac{1}{N_i!}$ είναι ανεξάρτητος του μοντέλου (εξαρτάται μόνο από τα δεδομένα).

Στοχαστική διαδικασία Gauss: πιθανότητα να παρατηρήσουμε δεδομένο CR στην καμπύλη φωτός

Θα θεωρήσουμε στατιστική Gauss, δηλαδή ότι ο ρυθμός φωτονίων του στοχαστικού σήματος της πηγής ακολουθεί κανονική κατανομή $CR \sim \mathcal{N}(CR_{mean}, \sigma_{intr}^2)$ για καμπύλη φωτός με μέση τιμή $CR_{mean} = \frac{1}{N_{obs}} \sum_{i=1}^{N_{obs}} CR_i$ και εγγενή διακύμανση σ_{intr}^2 . Η (υλοποιημένη) συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας να έχουμε τις N_{obs} το πλήθος τιμές CR_i που έχουμε

στα δεδομένα μας υπολογίζεται:

$$\begin{aligned}
 p(CR|\sigma_{intr}) &= \prod_{i=1}^{N_{obs}} \mathcal{N}_i(CR_i|\sigma_{intr}) = \\
 &= \prod_{i=1}^{N_{obs}} \frac{\exp\left(-\frac{1}{2}\frac{(CR_i - CR_{mean})^2}{\sigma_{intr}^2}\right)}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_{intr}}
 \end{aligned} \tag{6.6}$$

Όπου:

- CR_i : ο ρυθμός καταμέτρησης φωτονίων που καταγράφηκε στο i -οστό σημείο της καμπύλης φωτός της πηγής (υλοποιημένη ποσότητα)
- σ_{intr} : η εγγενής διακύμανση της πηγής.
- CR_{mean} : ο εγγενής μέσος ρυθμός καταμέτρησης φωτονίων της πηγής.

Στοχαστική διαδικασία Gauss: πιθανότητα αναμενόμενης τιμής Poisson στην καμπύλη φωτός

Η αναμενόμενη τιμή Poisson για δεδομένο σημείο καμπύλης φωτός i (δηλαδή με δεδομένο χρόνο έκθεσης t_i , χλάσμα της PSF EEF_i και υπόβαθρο B_i) όπως συζητήθηκε για την σχέση 5.4:

$$\lambda_i = CR \cdot t_i \cdot EEF_i + B_i$$

Αφού ο CR ακολουθεί κανονική κατανομή $CR \sim \mathcal{N}(CR_{mean}, \sigma_{intr}^2)$, τότε το λ θα ακολουθεί κατανομή $\lambda \sim \mathcal{N}(t \cdot EEF \cdot CR_{mean} + B, t^2 EEF^2 \sigma_{intr}^2)$, οπότε η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας να έχουμε αναμενόμενη τιμή Poisson λ για όλα τα σημεία της καμπύλης φωτός:

$$\begin{aligned}
 p(\lambda|CR, \sigma_{intr}) &= \prod_{i=1}^{N_{obs}} \mathcal{N}_i(\lambda_i|CR, \sigma_{intr}) = \prod_{i=1}^{N_{obs}} \frac{\exp\left(-\frac{1}{2}\frac{(\lambda_i - \lambda_{mean})^2}{t_i^2 EEF_i^2 \sigma_{intr}^2}\right)}{\sqrt{2\pi} t_i EEF_i \sigma_{intr}} = \\
 &= \prod_{i=1}^{N_{obs}} \frac{\exp\left(-\frac{1}{2}\frac{(\lambda_i - \lambda_{mean})^2}{\sigma_{new,intr}^2}\right)}{\sqrt{2\pi} \sigma_{new,intr}}
 \end{aligned} \tag{6.7}$$

Όπου:

- $\lambda_i = t_i \cdot EEF_i \cdot CR + B_i$: για κάθε σημείο της καμπύλης φωτός.
- $\lambda_{mean} = \frac{1}{N_{obs}} \sum_{i=1}^{N_{obs}} \lambda_i$: μέση αναμενόμενη τιμή Poisson για όλη την καμπύλη φωτός.
- $\sigma_{new,intr}^2 = t_i^2 \cdot EEF_i^2 \cdot \sigma_{intr}^2$: διακύμανση της αναμενόμενης τιμής Poisson.

Ενδεχόμενο υλοποιημένου πλήθους φωτονίων για στοχαστική κανονική και μπύλη φωτός και θόρυβο Poisson

Δεδομένης της εξίσωσης 6.7:

$$p(\lambda|CR, \sigma_{intr}) = \prod_{i=1}^{N_{obs}} \frac{\exp\left(-\frac{1}{2}\frac{(\lambda_i - \lambda_{mean})^2}{\sigma_{new,intr}^2}\right)}{\sqrt{2\pi} \sigma_{new,intr}}$$

Και της εξίσωσης 6.5:

$$\mathcal{P}(N|\lambda) = \prod_{i=1}^{N_{obs}} \mathcal{P}_i(N_i|\lambda_i) = \prod_{i=1}^{N_{obs}} \frac{\lambda_i^{N_i}}{N_i!} e^{-\lambda_i}$$

Το ενδεχόμενο (likelihood) να παρατηρήσουμε N το πλήθος καταγεγραμμένα φωτόνια σε N_{obs} το πλήθος σημεία και μπύλης φωτός- δεδομένου ότι ο CR ακολουθεί κατανομή $\mathcal{N}(CR_{mean}, \sigma_{intr})$ - είναι η δεσμευμένη πιθανότητα να παρατηρήσουμε N φωτόνια για συγκεκριμένη τιμή του λ αναλογικά με την πιθανότητα να έχουμε αναμενόμενη τιμή λ δεδομένης της κατανομής του CR ολοκληρωμένο για όλες τις τιμές του λ :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(N|CR, \sigma_{intr}) &= \int_0^\infty \mathcal{P}(N|\lambda) \cdot p(\lambda|CR, \sigma_{intr}) d\lambda = \\ &= \int_0^\infty \prod_{i=1}^{N_{obs}} \frac{\lambda_i^{N_i}}{N_i!} e^{-\lambda_i} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{1}{2}\frac{(\lambda_i - \lambda_{mean})^2}{\sigma_{new,intr}^2}\right)}{\sqrt{2\pi} \sigma_{new,intr}} d\lambda_i = \\ &= \prod_{i=1}^{N_{obs}} \int_0^\infty \frac{\lambda_i^{N_i}}{N_i!} e^{-\lambda_i} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{1}{2}\frac{(\lambda_i - \lambda_{mean})^2}{\sigma_{new,intr}^2}\right)}{\sqrt{2\pi} \sigma_{new,intr}} d\lambda_i = \\ &= \prod_{i=1}^{N_{obs}} \mathcal{L}_i(N_i|CR_i, \sigma_{intr,i}) \end{aligned} \tag{6.8}$$

Οπότε, για το i -οστό σημείο και μπύλης φωτός:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_i(N_i|CR_i, \sigma'_{intr,i}) &= \int_0^\infty \frac{\lambda_i^{N_i}}{N_i!} e^{-\lambda_i} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{1}{2}\frac{(\lambda_i - \lambda_{mean})^2}{\sigma'^2_{intr,i}}\right)}{\sqrt{2\pi} \sigma'_{intr,i}} d\lambda_i = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi} N_i! \sigma'_{intr,i}} \int_0^\infty \lambda_i^{N_i} e^{-\lambda_i} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{(\lambda_i - \lambda_{mean})^2}{\sigma'^2_{intr,i}}\right) d\lambda_i \end{aligned} \tag{6.9}$$

Όπου: $\sigma'_{intr,i} = t_i \cdot EEF_i \cdot \sigma_{intr}$

6.2.2 Importance Sampling

Importance Sampling (ή αλλιώς δειγματοληψία σπουδαιότητας) είναι μια γενική τεχνική για τον υπολογισμό των ιδιοτήτων μιας συγκεκριμένης κατανομής η οποία μας δίνει έναν τρόπο υπολογισμού ολοκληρώματος γινομένου μιας κατανομής με μια συνάρτηση ως προς την τυχαία μεταβλητή της κατανομής κάνοντας δειγματοληψία της μεταβλητής αυτής από την κατανομή που ακολουθεί και ολοκληρώνοντας αριθμητικά (αθροίζοντας, δηλαδή) μόνο την συνάρτηση. Το ενδεχόμενο να παρατηρήσουμε N_i το πλήθος καταγεγραμμένα φωτόνια στο i -οστό σημείο της καμπύλης φωτός (εξίσωση 6.9):

$$\mathcal{L}_i(N_i|CR_i, \sigma_{intr}) = \int_0^\infty \frac{1}{N_i!} \cdot \lambda_i^{N_i} e^{-\lambda_i} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma'_{intr,i}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(\lambda_i - \lambda_{mean})^2}{\sigma'^2_{intr,i}}\right) d\lambda_i$$

Όπου: $\sigma'_{intr,i} = t_i \cdot \text{EEF}_i \cdot \sigma_{intr}$.

Θέλουμε να υπολογίσουμε την τιμή της συνάρτησης:

$$f_i(\lambda_i) = \frac{1}{N_i!} \cdot \lambda_i^{N_i} e^{-\lambda_i}$$

όπου η μεταβλητή λ_i ακολουθεί κατανομή $\lambda_i \sim q_i(\lambda_i) = \frac{\exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(\lambda_i - \lambda_{mean})^2}{\sigma'^2_{intr,i}}\right)}{\sqrt{2\pi} \sigma'_{intr,i}}$.

Έχουμε την εξής εκτίμηση $E[f_i(\lambda_i)]$ για την f_i :

$$E[f_i(\lambda_i)] = \int f_i(\lambda_i) q_i(\lambda_i) d\lambda_i \approx \frac{1}{N_{large}} \sum_{j=0}^{N_{large}} f_i(\lambda_{ij}) \quad (6.10)$$

- N_{large} : μήκος του ανίσματος λ_i ($j = 1, 2, 3, \dots, N_{large}$) που συλλέγεται από την κατανομή $q_i(\lambda_i)$.
- j : αριθμεί τα στοιχεία του μονοδιάστατου ανίσματος λ_i .
- λ_{ij} : j -στοιχείο του χώρου λ_i που συλλέγεται από την κατανομή $\frac{\exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(\lambda_{ij} - \lambda_{mean})^2}{\sigma'^2_{intr,i}}\right)}{\sqrt{2\pi} \sigma'_{intr,i}}$
- ειδικό βάρος = 1
- Η διακύμανση της εκτίμησης του importance sampling: $\frac{1}{N_{large}} \cdot \text{Var}[f_i(\lambda_i)]$

Η μέθοδος αυτή υπολογισμού ολοκληρωμάτων που περιέχουν κατανομές ελέγχουμε ότι δίνει με μεγάλη ακρίβεια ίδια αποτελέσματα με διαφορετικούς τρόπους αριθμητικής ολοκλήρωσης και κάνει πολύ γρηγορότερο τον αλγόριθμό μας.

6.2.3 Ο αλγόριθμος ένθετης δειγματοληψίας UltraNest και παράμετροι

Χρησιμοποιούμε το πακέτο UltraNest[7] για τον αλγόριθμο εκτίμησης παραμέτρων ($CR_{mean}, \sigma_{rms}^2$) για κάθε μία από τις 210 πηγές με τριών εποχών παρατηρήσεις από τον ανιχνευτή PN στις μαλακές ακτίνες X 0.2 – 2 keV με λόγο σήματος προς θόρυβο $S/N > 3$.

Το UltraNest είναι ένα γενικής χρήσης πακέτο συμπερασματολογίας Bayes που χρησιμοποιείται για εκτίμηση παραμέτρων και σύγκριση μοντέλων. Αφού ορίσουμε το πλήθος των παραμέτρων που μας ενδιαφέρει στο πρόβλημά μας, το UltraNest συλλέγει τυχαία ένα σετ N το πλήθος σημείων από μοναδιαίο υπερκύβο διαστάσεων όσο το πλήθος των παραμέτρων του μοντέλου μας. Μέσω της αντίστροφης συνάρτησης συσσωρευμένης κατανομής της prior που εμείς ορίζουμε, το σετ σημείων του μοναδιαίου υπερκύβου απεικονίζεται στον φυσικό παραμετρικό χώρο. Υπολογίζεται η likelihood \mathcal{L} για κάθε σημείο σύμφωνα με την συνάρτηση ενδεχομένου που εμείς ορίζουμε για το πρόβλημά μας. Σε αυτό το σετ σημείων ο αλγόριθμος ένθετης δειγματοληψίας NS αντικαθιστά επανειλημμένα το σημείο στο οποίο αντιστοιχεί η χαμηλότερη τιμή της likelihood μέσω δειγματοληψίας από την prior με περιορισμούς που θέτει η likelihood (likelihood-constrained prior sampling, LCPS). Σε κάθε επανάληψη i (δηλαδή μετά από κάθε σημείο που απορρίπτουμε) ο χώρος της prior συρρικνώνεται κατά περίπου $V_{i+1}/V_i = (N1)/N$, όπου $V_i = 1$ ο αρχικός όγκος της prior. Το σημείο που απορρίπτεται σε κάθε επανάληψη γίνεται δέιγμα της posterior με ειδικό βάρος $w_i = \mathcal{L}_i \times V_i$, αποδίδοντας έτσι την κατανομή posterior και την εκτίμηση της evidence $Z_i = \sum_{j=1}^i w_i$. Η επαναληπτική αυτή διαδικασία τερματίζεται όταν τα σημεία του τρέχοντος πληθυσμού (που δεν έχουμε απορρίψει) γίνονται ασήμαντα, δηλαδή όταν το ειδικό τους βάρος γίνει πολύ μικρότερο της evidence: $w_{\tau\rho\varepsilon\chi o\nu} = V_i \max_{i=1}^N \mathcal{L}_{\tau\rho\varepsilon\chi o\nu, i} \ll Z_i$ [7].

Για το πρόβλημά μας, έχουμε 2 το πλήθος παραμέτρους ($CR_{mean}, \sigma_{rms}^2$).

Ως prior του προβλήματός μας θέτουμε ένα εύλογο εύρος τιμών για κάθε μία από τις παραμέτρους. Οπότε θέτουμε τον μέσο ρυθμό να ακολουθεί συνεχή ομοιόμορφη κατανομή με

ελάχιστη τιμή 10^{-6} και μέγιστη τιμή 0.3, $CR_{mean} \sim \mathcal{U}(10^{-6}, 0.3)$ με συνάρτηση συσσωρευμένης κατανομής

$$\text{CDF}_{\mathcal{U}} = \begin{cases} 0 & , \text{για } CR_{mean} < 10^{-6} \\ \frac{CR_{mean} - 10^{-6}}{0.3 - 10^{-6}} & , \text{για } CR_{mean} \in (10^{-6}, 0.3) \\ 1 & , \text{για } CR_{mean} > 0.3 \end{cases}$$

και αντίστροφη συνάρτηση συσσωρευμένης κατανομής

$$\text{invCDF}_{\mathcal{U}} = \frac{0.3 - CR_{mean}}{0.3 - 10^{-6}} \quad , \text{για } CR_{mean} \in (10^{-6}, 0.3)$$

Ομοίως η εγγενής πραγματική διακύμανση θα ακολουθεί συνεχή ομοιόμορφη κατανομή με ελάχιστη τιμή 10^{-6} και μέγιστη τιμή 15, $\sigma_{rms}^2 \sim \mathcal{U}(10^{-6}, 15)$ με συνάρτηση συσσωρευμένης κατανομής

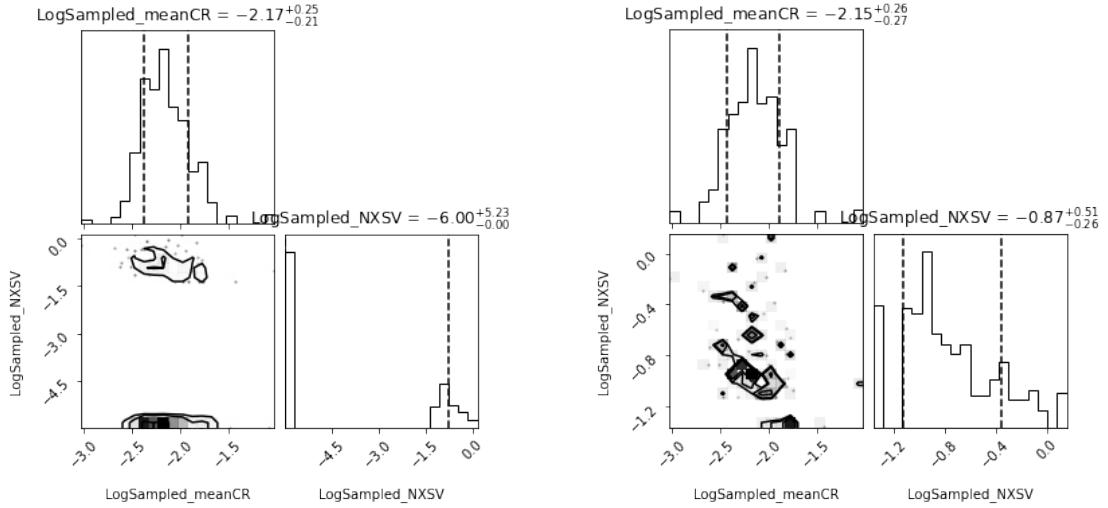
$$\text{CDF}_{\mathcal{U}} = \begin{cases} 0 & , \text{για } \sigma_{rms}^2 < 10^{-6} \\ \frac{\sigma_{rms}^2 - 10^{-6}}{15 - 10^{-6}} & , \text{για } \sigma_{rms}^2 \in (10^{-6}, 15) \\ 1 & , \text{για } \sigma_{rms}^2 > 15 \end{cases}$$

και αντίστροφη συνάρτηση συσσωρευμένης κατανομής

$$\text{invCDF}_{\mathcal{U}} = \frac{0.3 - \sigma_{rms}^2}{15 - 10^{-6}} \quad , \text{για } \sigma_{rms}^2 \in (10^{-6}, 15)$$

Και για τις δύο παραπάνω ποσότητες χρησιμοποιήσαμε την τιμή 10^{-6} ως κάτω όριο αντί για την τιμή 0. Αυτό έγινε επειδή δουλεύουμε σε λογαριθμικό χώρο και η πολύ μικρή ποσότητα 10^{-6} θεωρούμε ότι είναι αντιπροσωπευτική του φυσικού κάτω ορίου 0 χωρίς να έχουμε προβλήματα απειρισμού στον λογαριθμικό χώρο. Τα άνω όρια επιλέχθηκαν γενναιόδωρα και κάνουν τον αλγόριθμο πιο γρήγορο- για μεμονομένες πηγές τρέξαμε τον αλγόριθμο με ελεύθερο ανω όριο και συστηματικά απορρίπτονταν τιμές μεγαλύτερες ή παρόμοιες των ορίων που εν τέλει θέσαμε.

Ως likelihood του προβλήματός μας θέτουμε την συνάρτηση 6.8 όπου παίρνουμε το γινόμενο για κάθε σημείο καμπύλης φωτός της πηγής (εξίσωση 6.9). Στην παράσταση αυτή (εξίσωση 6.9) χρησιμοποιούμε την εκτίμηση importance sampling (εξίσωση 6.10) για να υπολογίσουμε το ολοκλήρωμα της Poisson με τον CR να σχηματίζεται από δειγματοληψία από φραγμένη κανονική κατανομή (truncated normal) ώστε να πληρούται το δεύτερο αξίωμα Kolmogorov



ΣΧΗΜΑ 6.1: Αριστερά: Τριγωνικό διάγραμμα (corner plot) του παραμετρικού χώρου του αλγορίθμου μας- απεικονίζονται οι δύο παράμετροι ($CR_{mean}, \sigma_{rms}^2$) σε λογαριθμική κλίμακα για όλες τις πηγές του πληθυσμού. Δεξιά: Τριγωνικό διάγραμμα (corner plot) του παραμετρικού χώρου αποκλείοντας τις πηγές για τις οποίες ο αλγόριθμος απέδωσε την χαμηλότερη τιμή πλάτους μεταβλητής $\sigma_{rms, Bayes}^2 = 10^{-6}$. Οι διακεκομένες κατακόρυφες γραμμές ορίζουν το διάστημα γύρω από την μέση τιμή στο οποίο περικλείεται το 68% (περίπου 1σ) της κατανομής κάθε παραμέτρου.

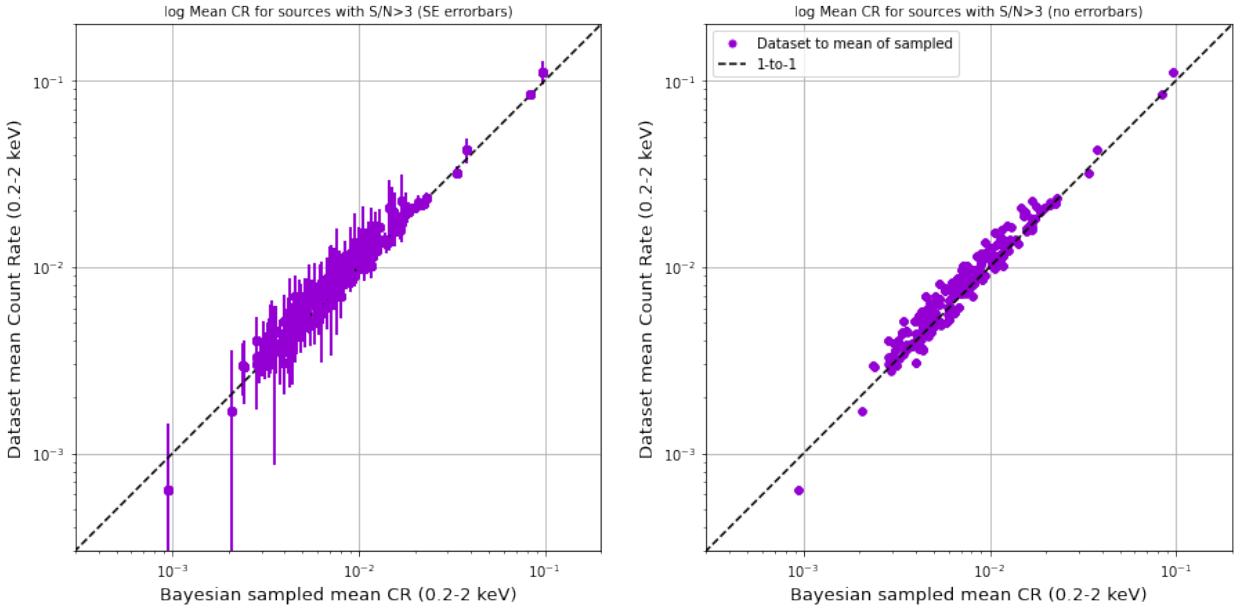
για τον φυσικό μας χώρο και, όπως διευκρινίσαμε με την εξίσωση 6.4, το σ_{intr}^2 στην σχέση της likelihood βρίσκεται από την απο-χανονικοποίηση της παραμέτρου σ_{rms}^2 .

Στην εφαρμογή του πακέτου UltraNest χρησιμοποιήσαμε λογαριθμικό χώρο, οπότε χρησιμοποιήσαμε τον δεκαδικό λογάριθμο της prior και της likelihood που ορίσαμε.

6.3 Αποτελέσματα και σύγκριση με την βάση δεδομένων

Αποτέλεσμα του αλγόριθμου αυτού με το πακέτο UltraNest είναι για κάθε μία από τις 210 πηγές μας να έχουμε μία αλυσίδα Markov με 3000 εως 5000 περίπου δείγματα τιμών CR_{mean} και άλλη μία αλυσίδα Markov με 3000 εως 5000 περίπου δείγματα τιμών σ_{rms}^2 .

Ως τιμές δειγματοληψίας του αλγορίθμου για τις πηγές μας χρησιμοποιούμε τον αριθμητικό μέσο των τιμών της αλυσίδας CR_{mean} με σφάλμα μέσης τιμής ως αβεβαιότητα και την επιχρατούσα τιμή (mode) των τιμών της αλυσίδας σ_{rms}^2 με το ελάχιστο διάστημα εμπιστοσύνης 68% (1σ) του μαζικότερου όγκου της αλυσίδας. Την επιχρατούσα τιμή και το διάστημα εμπιστοσύνης τα υπολογίζουμε αφού κάνουμε ένα ιστόγραμμα των καταμετρήσεων των τιμών τις αλυσίδας της διακύμανσης κατανεμημένο σε λογαριθμικό χώρο σε 500 ομάδες (bin) ίσου



ΣΧΗΜΑ 6.2: Ο μέσος ρυθμός καταγραφής φωτονίων (mean CR) όπως υπολογίσαμε από τα δεδομένα αρχείου με τον δειγματοληπτικό (mean CR) από τον αλγόριθμο. Ως τυμή του δειγματοληπτικού αλγορίθμου έχουμε τον αριθμητικό μέσο της αλυσίδας Markov κάθε πηγής με το σφάλμα μέσης τιμής ως αβεβαιότητα. Αριστερά έχουμε όλες τις πηγές μαζί με γραφικές σφαλμάτων, ενώ δεξιά έχουμε το ίδιο γράφημα χωρίς τις γραφικές σφαλμάτων.

λαγαριθμικού πλάτους. Ο μέσος της υψηλότερης bin του ιστογράμματος θεωρείται η επιχρατούσα τιμή (mode). Κανονικοποιούμε το ύψος των bin ώστε να εκφράζεται ως ποσοστό της μοναδιαίας επιφάνειας του ιστογράμματος κι έπειτα ξεκινώντας από την υψηλότερη bin συγχρίνουμε τις δύο εγγύτερες της (την εγγύτερη χαμηλότερων τιμών και την εγγύτερη υψηλότερων τιμών) και ανθροίζουμε στο ύψος της το ύψος της επικρατέστερης των δύο, επαναλαμβάνουμε μέχρι το άθροισμα αυτό κανονικοποιημένων τιμών να φτάσει το 0.68 (ελάχιστο διάστημα εμπιστοσύνης). Ως κάτω όριο του διαστήματος εμπιστοσύνης ορίζουμε το μέσο της κάτω χαμηλότερης bin ενώ ως άνω όριο το μέσο της άνω χαμηλότερης bin (με κέντρο την επικρατούσα τιμή). Για τις πηγές στις οποίες βρίσκουμε ότι η υψηλότερη bin (στην οποία τον μέσο θα είχαμε την επικρατέστερη τιμή) έχει ήδη ύψος ίσο ή μεγαλύτερο του 0.68 και είναι η bin με τις χαμηλότερες τιμές σ_{rms}^2 της αλυσίδας δίνουμε ως επικρατούσα τιμή την ελάχιστη 10^{-6} και ως κάτω όριο του διαστήματος εμπιστοσύνης επίσης 10^{-6} . Στο σχήμα 6.1 βλέπουμε την κατανομή του παραμετρικού χώρου δύο διαστάσεων του αλγορίθμου μας.

Κάνουμε το γράφημα μέσου ρυθμού καταγραφής φωτονίων της βάσης δεδομένων με τον μέσο ρυθμό καταγραφής φωτονίων που παρήξαμε από τον δειγματοληπτικό αλγόριθμο για να συγχρίνουμε αν τα αποτελέσματα είναι σε συμφωνία (Σχήμα 6.2). Ομοίως και για την

παράμετρο σ_{rms}^2 (Σχήμα 6.3).

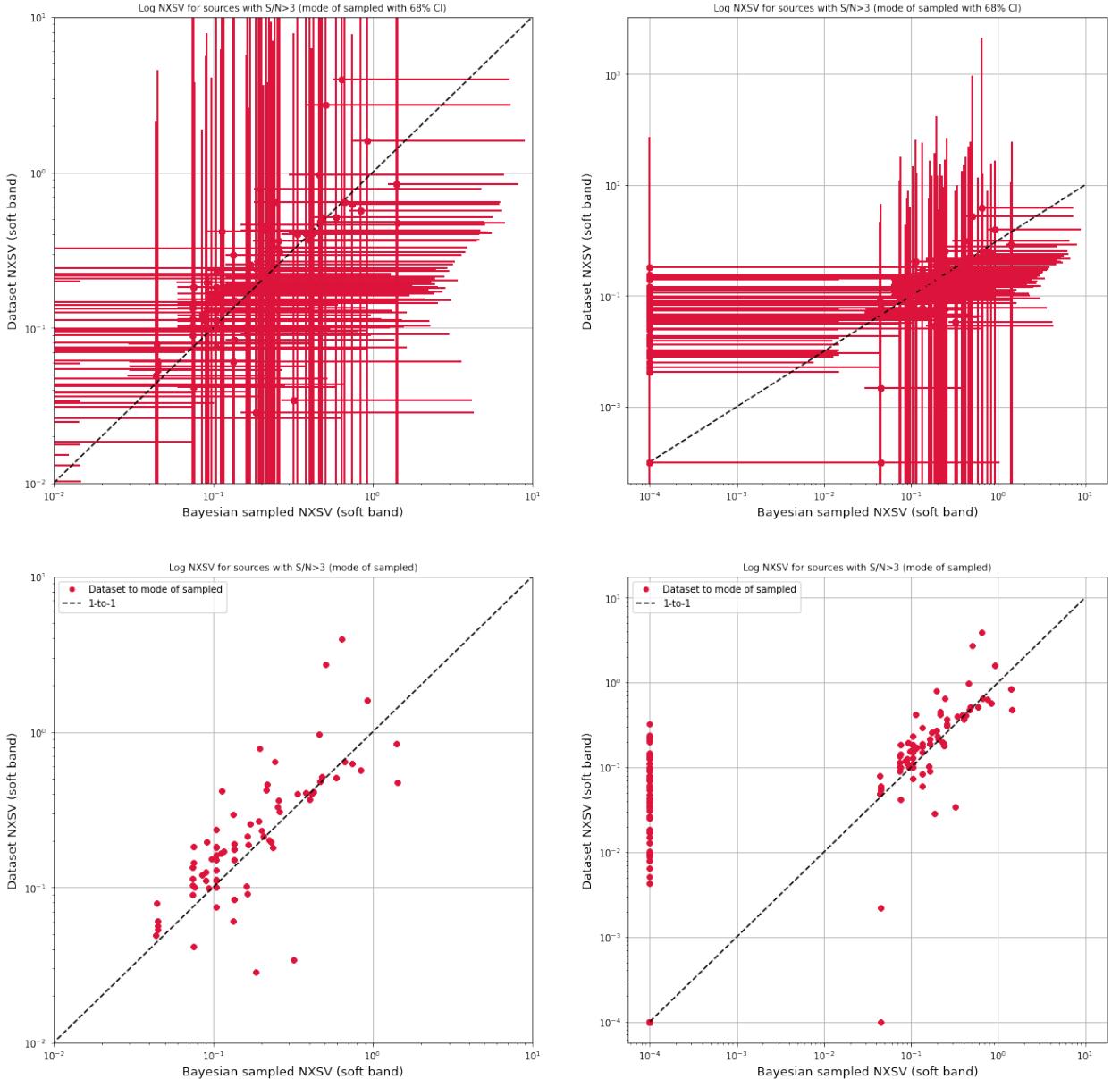
Η τιμή ρυθμού καταγραφής φωτονίων υπολογισμένη από την βάση δεδομένων προκύπτει από την εξίσωση 5.1 για κάθε σημείο καμπύλης φωτός μίας πηγής. Η τιμή του μέσου ρυθμού καταγραφής φωτονίων της βάσης δεδομένων είναι ο αριθμητικός μέσος της ποσότητας CR για όλα τα σημεία της καμπύλης φωτός μιας πηγής και το αντίστοιχο σφάλμα μέσης τιμής η απεικονιζόμενη αβεβαιότητα.

Η τιμή της εγγενούς διακύμανσης σ_{rms}^2 υπολογισμένη από την βάση δεδομένων (από τις καμπύλες φωτός) προκύπτει από την εξίσωση 5.10 ενώ η αβεβαιότητα (γραμμές σφάλματος) σε αυτήν προκύπτει από την εξίσωση 5.11 για κάθε πηγή και είναι η NXS V όπως συζητήθηκε στην παράγραφο 5.2.4. Οι γραμμές σφάλματος για την NXS V από τον δειγματοληπτικό αλγόριθμο σηματοδοτούν το ελάχιστο διάστημα εμπιστοσύνης (68% (1 σ) του μαζικότερου όγκου της αλυσίδας δειγματοληψίας για την NXS V. Στο σχήμα 6.3 τα γραφήματα στο πάνω δεξιά panel και κάτω δεξιά panel περιέχουν όλες τις πηγές (πάνω με γραμμές σφαλμάτων και κάτω χωρίς γραμμές σφαλμάτων) όμως οι πηγές που έχουν NXS V (κλασσικά υπολογισμένη ή από αλγόριθμο) με τιμή μικρότερη του 0.005 εμφανίζονται στα επίπεδα $x = 0.0001$ και $y = 0.005$, για λόγους εξοικονόμισης χώρου.

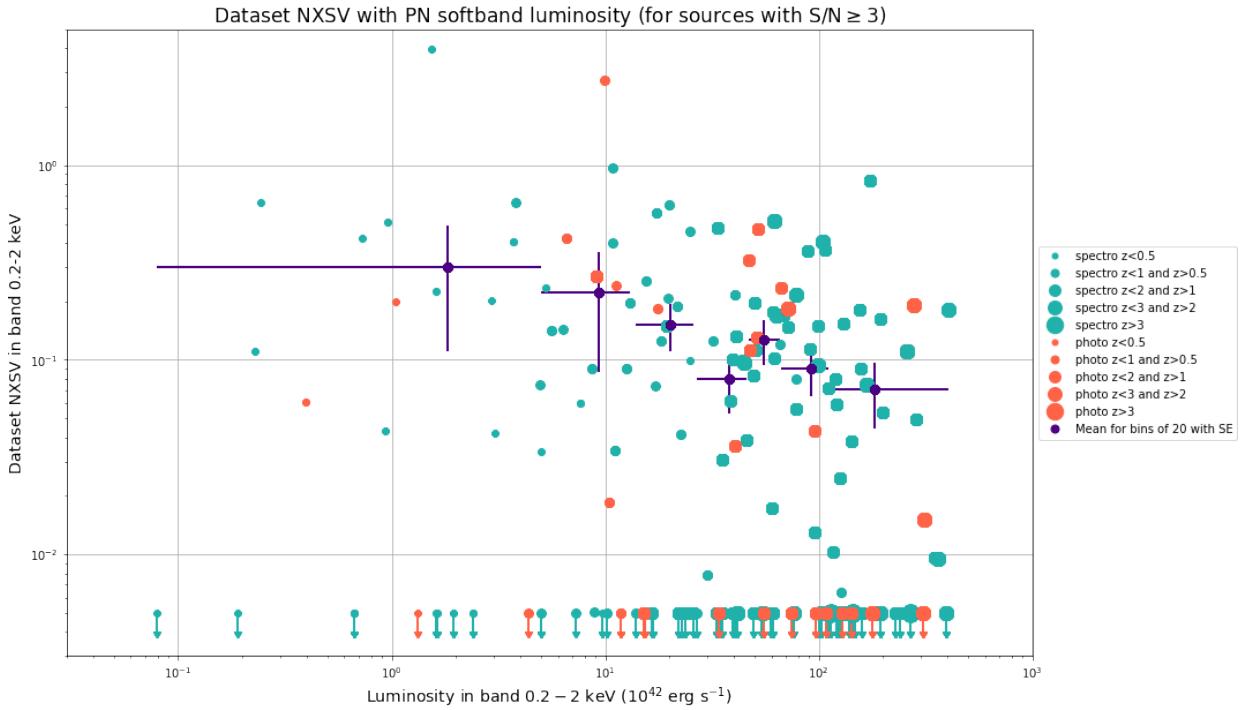
Παρατηρούμε ότι οι δειγματοληπτικές τιμές με τις κλασσικά υπολογισμένες τιμές συμφωνούν μέσα στα πλαίσια των γραμμών σφαλμάτων. Υπάρχουν πηγές για τις οποίες η δειγματοληπτική μέθοδος προβλέπει μικρότερο πλάτος NXS V (σημεία στο γράφημα 6.3 που βρίσκονται πάνω από την γραμή σχέσης 1-1), όμως οι γραμμές σφάλματος περικλείουν την σχέση ταύτης ένα-προς-ένα.

Προχωρούμε στο γράφημα εγγενούς διακύμανσης NXS V με την λαμπρότητα των πηγών, συγχρίνουμε το γράφημα κλασσικά υπολογισμένης NXS V με την λαμπρότητα (Σχήμα 6.4) με το γράφημα της δειγματοληπτικής NXS V με την λαμπρότητα (Σχήμα 6.5). Από τις 210 πηγές με παρατηρήσεις απότον ανιχνευτή PN σε τρείς εποχές και με λόγο σήματος προς θόρυβο > 3 οι 175 έχουν πληροφορία για ερυθρομετατόπιση (οπότε μόνο για αυτές έχουμε λαμπρότητα).

Στα γραφήματα αυτά ομαδοποιούμε τις πηγές σε ομάδες των 20 ξεκινώντας από τις χαμηλότερες λαμπρότητες (η τελευταία ομάδα- που αντιστοιχεί σε υψηλότερες λαμπρότητες έχει πάνω από 20 πηγές) και παίρνουμε τον αριθμητικό μέσο της NXS V για τις συλλογές αυτές των πηγών. Οι γραμμές σφάλματος των σημείων ensemble NXS V (από συλλογές 20 τουλάχιστον πηγών) προκύπτουν από σφάλμα μέσης τιμής. Αντίστοιχα για κάθε συλλογή υπολογίζεται ο αριθμητικός μέσος της λαμπρότητας. Οι γραμμές σφάλματος για την



ΣΧΗΜΑ 6.3: Η αναλυτική NXSV όπως υπολογίσαμε από τα δεδομένα αρχείου (σε κάθε κατακόρυφο άξονα) με την NXSV του δειγματοληπτικού αλγορίθμου συμπερασματολογίας Bayes (σε κάθε οριζόντιο άξονα). Με διακεκομένες γραμμές είναι η ένα προς ένα σχέση $y = x$. Τα κάτω πάνελ έχουν ακριβώς τις ίδιες πηγές και εύρος αξόνων με τα ακριβώς από πάνω, δεν έχουν όμως γραμμές σφαλμάτων. Στα πάνω πάνελ, αριστερά έχουμε τον κύριο όγκο των πηγών σε λογαριθμική κλίμακα με εύρος από 10^{-2} έως 10 , ενώ δεξιά έχουμε όλες τις πηγές απεικονίζοντας την NXSV όπου αυτή είναι μικρότερη του 0.005 στα επίπεδα $y = 0.005$ (για την κλασσικά υπολογισμένη) και $x = 0.005$ (για την δειγματοληπτική του αλγορίθμου).

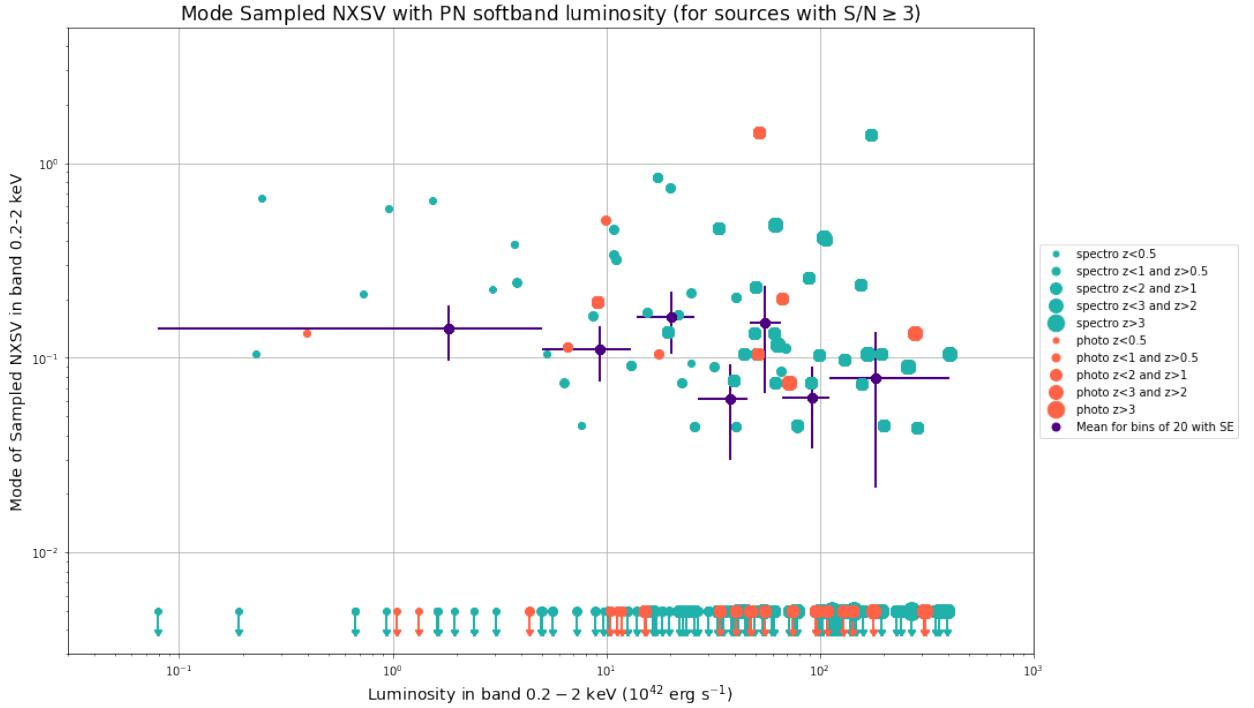


ΣΧΗΜΑ 6.4: Η αναλυτική NXS V όπως υπολογίσαμε από τα δεδομένα αρχείου με λαμπρότητα και binning κατά λαμπρότητα σε bin των 20 πηγών με διαφοροποίηση για redshift.

φωτεινότητα οριοθετούν το εύρος μέγιστης και ελάχιστης λαμπρότητας της συλλογής των πηγών.

Και στα δύο γραφήματα φαίνεται η αντισυσχέτιση της NXS V με την λαμπρότητα, στο σχήμα 6.5 φαίνεται πως για το αποτέλεσμα του αλγορίθμου έχουμε μια αμυδρή κλίση, ενώ στο σχήμα 6.4 (το κλασσικό αποτέλεσμα) η αντισυσχέτιση είναι πιο έκδηλη.

Προβαίνουμε σε στατιστικούς ελέγχους και απλή γραμμική προσαρμογή για να εξετάσουμε την σχέση δειγματοληπτικής NXS V $\sigma_{rms, Bayes}^2$ με τον λογάριθμο της λαμπρότητας σε μαλακές ακτίνες $X \log L_X$. Ως αρχική υπόθεση (P_{null}) θεωρούμε ότι δεν υπάρχει συσχέτιση μεταξύ της NXS V $\sigma_{rms, Bayes}^2$ και του $\log L_X$. Για το στατιστικό τεστ Kendall's τ ο συντελεστής συσχέτισης $\sigma_{rms, Bayes}^2$ και $\log L_X$ για τις πηγές με φασματοσκοπικό z είναι $\tau_{spectro} = -0.036$ ενώ για τις πηγές με φωτομετρικό z είναι $\tau_{photo} = -0.053$ τα οποία αντιστοιχούν σε $P_{null, spectro} = 0.539$ και $P_{null, photo} = 0.682$. Τα αρνητικά πρόσημα στους συντελεστές υποδηλώνουν φθίνουσα μονότονη σχέση, ενώ θεωρούμε ότι υπάρχει (αντι)συσχέτιση αν έχουμε τιμή σημαντικότητας $P_{null} < 5\%$, το οποίο δεν ισχύει ούτε για τις πηγές με φασματοσκοπικό ούτε για τις πηγές με φωτομετρικό z . Το στατιστικό τεστ Spearman's rank δίνει συντελεστή συσχέτισης $\rho_{spectro} = -0.048$ με $P_{null, spectro} = 0.573 > 0.05$ για τις πηγές με φασματοσκοπικό redshift και $\rho_{photo} = -0.074$ με $P_{null, photo} = 0.686 > 0.05$.



ΣΧΗΜΑ 6.5: Η NXSv από τον αλγόριθμο Bayes με λαμπρότητα και binning κατά λαμπρότητα σε bin των 20 πηγών με διαφοροποίηση για redshift.

για τις πηγές με φωτομετρικό redshift- δηλαδή δεν έχουμε συσχέτιση της $\sigma_{rms, Bayes}^2$ των πηγών με την λογαριθμική λαμπρότητα $\log L_X$.

Για το σύνολο των πηγών (ανεξαρτήτως διαχωρισμού redshift), το τεστ Kendall's τ δίνει συντελεστή συσχέτισης $\tau_{tot} = -0.032$ με $P_{null,tot} = 0.537 > 0.05$ ενώ το τεστ Spearman's rank δίνει συντελεστή συσχέτισης $\rho_{tot} = -0.047$ με $P_{null,tot} = 0.541 > 0.05$, οπότε και στο σύνολο των πηγών επιβεβαιώνεται η μη-συσχέτιση δειγματοληπτικής NXSv και λογαριθμικής λαμπρότητας.

Για την ensemble NXSv ο έλεγχος Kendall's τ δίνει συντελεστή συσχέτισης $\tau = -0.238$ και ο έλεγχος Spearman's rank δίνει συντελεστή συσχέτισης $\rho = -0.393$ με τιμές σημαντικότητας $P_{null,\tau} = 0.562 > 0.05$ και $P_{null,\rho} = 0.383 > 0.05$ αντίστοιχα. Έχουμε δηλαδή μη-συσχέτιση της ensemble NXSv με την λογαριθμική λαμπρότητα σε επίπεδο σημαντικότητας 95%. Η ensemble NXSv μας επιτρέπει να ελαττώσουμε την διασπορά του δείγματος ώστε να φανεί τυχούσα υποβόσκουσα εξάρτηση.

Προσαρμόζουμε γραμμική σχέση μέσω γραμμικής παλινδρόμησης (linear regression) στα δεδομένα και βρίσκουμε κλίση -0.03 (δηλαδή $\sigma_{rms, ensemble}^2 = \overline{\sigma_{rms}^2} \propto L_X^{-0.03}$) με σφάλμα μέσης τιμής $StErr = 0.02$ για την ensemble NXSv, φυσικά, η κλίση -0.03 με σφάλμα μέσης τιμής 0.02 δεν είναι ικανή να υποστηρίξει συσχέτιση.

Σε αντίθεση με το χλασσικό αποτέλεσμα, στην περίπτωση της δειγματοληπτικής ensemble NXSIV δεν υποστηρίζεται καμία συσχέτιση με την λαμπρότητα, έτσι συμπεράνουμε ότι για τον αλγόριθμό που προσαρμόσαμε στα δεδομένα του δείγματός μας, οι AGN διαφορετικής λαμπρότητας είναι εξίσου μεταβλητοί.

Ακόμα κι εδώ, όμως, η αβεβαιότητα των υπολογισμών- τόσο για την εκτίμηση της εγγενούς διακύμανσης όσο και τα σφάλματα μέσης τιμής που αντιστοιχούν στην ensemble NXSIV- είναι τόσο μεγάλη που μας εμποδίζει να έχουμε ένα καταληκτικό συμπέρασμα.

Κεφάλαιο 7

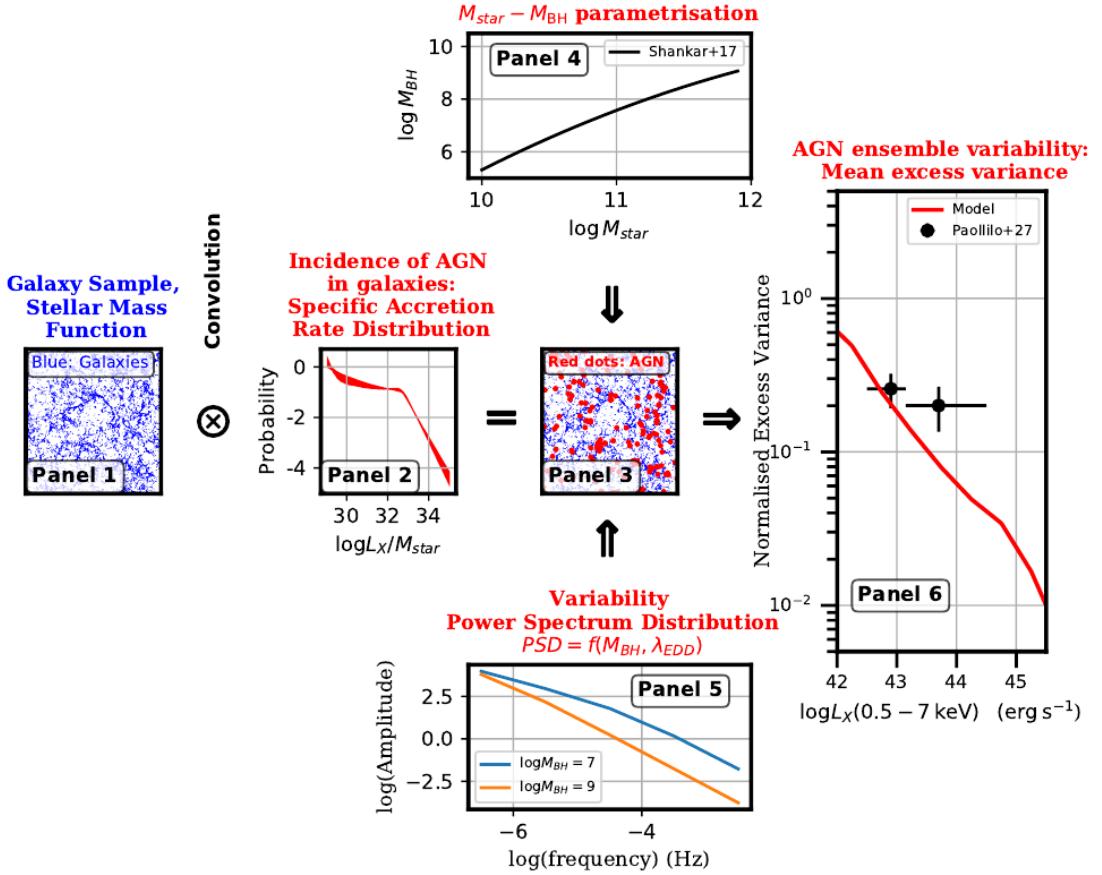
Μοντέλα μεταβλητήτας

Προκειμένου να βγάλουμε συμπεράσματα για την σχέση της μεταβλητότητας συλλογών τουλάχιστον 20 πηγών (ensemble NXS) με θεμελιώδεις φυσικές παραμέτρους, όπως η μάζα κεντρικής μελανής οπής και ο ρυθμός προσαύξησης, θα συγχρίνουμε με μοντέλα μεταβλητότητας συλλογής AGN που παρουσιάζονται στην εργασία “Exploring black-hole scaling relations via the ensemble variability of Active Galactic Nuclei” (Georgakakis et al. 2021)[16]. Τα μοντέλα αυτά κατασκευάστηκαν με βάση παρατηρησιακές σχέσεις.

7.1 Δόμηση μοντέλων μεταβλητότητας

7.1.1 Τεχνητός πληθυσμός AGN

Η κατασκευή τεχνητού πληθυσμού AGN ξεκινά από ένα δείγμα γαλαξιών που ακολουθούν συγκεκριμένη συνάρτηση μάζας (όπως αυτό φαίνεται στο Panel 1 του σχήματος 7.1) στους οποίους εφαρμόζεται η παρατηρησιακά καθοριζόμενη κατανομή ρυθμών προσαύξησης $\mathbf{p}(\lambda)$ για συγκεκριμένο ρυθμό προσαύξησης $\lambda \propto L_X/M_\star$ [16]. Όπου λ ο ρυθμός προσαύξησης, L_X η λαμπρότητα στις ακτίνες X σε δεδομένο φασματικό παράθυρο και M_\star η αστρική μάζα ενος γαλαξία. Η κατανομή $\mathbf{p}(\lambda)$ μετρά την πιθανότητα ένας γαλαξίας να φιλοξενεί έναν AGN με ρυθμό προσαύξησης $\lambda \propto L_X/M_\star$ (όπως αυτό φαίνεται στο Panel 2 του σχήματος 7.1)[16]. Ο συγκεκριμένος ρυθμός προσαύξησης αυτός ($\lambda \propto L_X/M_\star$) είναι μια παράμετρος που προκύπτει από παρατηρησιακά δεδομένα και είναι ένα μέτρο του πόση λαμπρότητα στις ακτίνες X παράγει ένας AGN σε σχέση με την αστρική μάζα του γαλαξία που τον “φιλοξενεί”. Χρησιμοποιώντας αυτόν τον ρυθμό προσαύξησης στην $\mathbf{p}(\lambda)$, η κατανομή αυτή μας δίνει



ΣΧΗΜΑ 7.1: Panel 1: ογκική πυκνότητα γαλαξιών σε τμήμα κοσμικού ιστού. Panel 2: πιθανότητα ένας γαλαξίας να έχει συγκεκριμένο ρυθμό προσύξησης. Panel 3: κατανομή AGN στην ογκική πυκνότητα γαλαξιών με αντίστοιχες τιμές παραμέτρων (L_X , M_* , z). Panel 4: προσθήκη πληροφορίας M_{BH} και λ_{Edd} για το δείγμα, από την παραμετροποίηση μάζας κεντρικής μελανής οπής με αστρική μάζα γαλαξία και από την σχέση $\lambda_{\text{Edd}} \propto L_X/M_{\text{BH}}$. Panel 5: Μορφή συνάρτησης PSD $P(f)$ με εξάρτηση από τις φυσικές παραμέτρους του δείγματος (μάζας κεντρικής μελανής οπής M_{BH} και ρυθμό προσύξησης λ_{Edd}). Panel 6: Ολοκλήρωση της PSD στις χρονικές αλιμάκες που μελετάμε για ευθύνη υπολογισμό πλάτους μεταβλητήτας και σύγκριση με δεδομένα. (Εικόνα από [16])

ένα μέτρο πιθανότητας να υπάρχει ενεργός γαλαξίας ανάμεσα σε πολλούς γαλαξίες. Έτσι η συνέλιξη της κατανομής πιθανότητας να υπάρχει AGN με την γαλαξιακή πυκνότητα συγκεκριμένης συνάρτησης μάζας, μας δίνει μια χωρική κατανομή AGN (όπως αυτή φαίνεται στο Panel 3 του σχήματος 7.1 με υπόβαθρο την γαλαξιακή πυκνότητα)[16]. Το αποτέλεσμα είναι να έχουμε παράξει ένα τεχνητό δείγμα AGN το οποίο είναι συνεπές με την εξελισσόμενη συνάρτηση λαμπρότητας ακτίνων X των AGN, αναπαράγει την παρατηρούμενη συνάρτηση αστρικής μάζας των γαλαξιών με ενεργό γαλαξιακό πυρήνα, την χωρική κατανομή AGN στον κοσμικό ιστό και τις ιδιότητες των AGN σε όλα τα μήκη κύματος[16]. Κάθε σημείο στο τεχνητό αυτό δείγμα AGN έχει αντίστοιχες τιμές λαμπρότητας L_X (για την ενεργειακή

μπάντα $2 - 10$ keV), αστρικής μάζας γαλαξία M_\star και redshift z .

Ακολουθώντας την παραμετροποίηση μάζας κεντρικής μελανής οπής με αστρική μάζα γαλαξία, όπως αυτή φαίνεται στο Panel 4 του σχήματος 7.1, αντιστοιχίζουμε σε κάθε AGN με αστρική μάζα M_\star μια τιμή μάζας κεντρικής υπερμεγέθους μελανής οπής M_{BH} . Στο τοπικό σύμπαν η αστρική μάζα του κεντρικού σφαιροειδούς των γαλαξιών συσχετίζεται στενά με την μάζα της κεντρικής μελανής οπής [51][48], στον αλγόριθμο παραγωγής τεχνητού πληθυσμού και μοντέλων για την ensemble NXS V χρησιμοποιείται η συσχέτιση[48]:

$$\log_{10} \frac{M_{BH}}{M_\odot} = 8.35 + 1.31 \cdot \log_{10} \left(\frac{M_\star}{M_\odot} - 11.0 \right)$$

για να αντιστοιχίζουμε αστρικές μάζες του κεντρικού σφαιροειδούς με μάζες κεντρικών μελανών οπών.

Κατ' επέκταση, για κάθε τιμή φωτεινότητας L_X που διαθέτουμε, αντιστοιχίζουμε μια τιμή πηλίκου Eddington λ_{Edd} σε κάθε ενεργό γαλαξιακό πυρήνα, με $\lambda_{Edd} \propto L_X/L_{Edd} \iff \lambda_{Edd} \propto L_X/M_{BH}$, όπου L_{Edd} η βολομετρική λαμπρότητα Eddington (στην έκφραση του πηλίκου έχουμε και παράγοντα βολομετρικής διόρθωσης[11] τον οποίο λαμβάνει υπ' όψιν ο αλγόριθμος). Οι στοχαστικές μεταβολές στην λαμπρότητα των AGN που θέλουμε να μελετήσουμε σε διάφορες χρονικές κλίμακες περιγράφονται ποσοτικά από την PSD $\mathcal{P}(f)$, δηλαδή την κατανομή της διακύμανσης της καμπύλης φωτός σε συχνότητες Fourier (όπως αυτή φαίνεται στο Panel 5 του σχήματος 7.1). Η ολοκλήρωση της PSD στις χρονικές κλίμακες που θέλουμε να μελετήσουμε καθορίζει το πλάτος μεταβλητότητας (NXSV) των αντίστοιχων AGN του δείγματος. Το πλάτος μεταβλητότητας κάθε AGN του τεχνητού δείγματος ομαδοποιείται κατά λαμπρότητα και έτσι προκύπτει η ensemble NXS V (όπως φαίνεται με συνεχή γραμμή στο Panel 6 του σχήματος 7.1) και συγκρίνεται άμεσα με τα παρατηρησιακά αποτελέσματα (κουκίδες στο Panel 6 του σχήματος 7.1)[16].

7.1.2 Μοντελοποίηση PSD και πλάτος μεταβλητότητας (NXSV)

Παρατηρήσεις δείχνουν ότι οι PSD κοντινών AGN τύπου Seyfert (μια από τις μεγαλύτερες κατηγορίες ενεργών γαλαξιακών πυρήνων) μπορούν να προσεγγιστούν πρακτικά με μορφή κυρτωμένου νόμου δύναμης (broken power-law) του οποίου οι παράμετροι (κλίση, συχνότητα αποκοπής, παράγοντας κανονικοποίησης) εξαρτώνται από φυσικές ιδιότητες του συστήματος (όπως είναι η μάζα κεντρικής υπερμεγέθους μελανής οπής και ρυθμός προσαύξησης)[43]

[16]. Θα υιοθετήσουμε την εξής μορφή για την συνάρτηση πυκνότητας φασματικής ενεργειακής ισχύος PSD των AGN[18] [35], η οποία βασίζεται σε φασματικές μελέτες κοντινών AGN:

$$\mathcal{P}(f) = A \cdot f^{-1} \left(1 + \frac{f}{f_b}\right)^{-1} \quad (7.1)$$

Όπου A ο παράγοντας κανονικοποίησης και f_b η συχνότητα αποκοπής. Εδώ η PSD έχει λογαριθμική κλίση -1 για $f \ll f_b$ και -2 για $f \gg f_b$.

Θα εξετάσουμε τέσσερεις διαφορετικές εμπειρικές σχέσεις που συσχετίζουν την μορφή της PSD με την μάζα κεντρικής υπερμεγέθους μελανής οπής M_{BH} και το πηλίκο Eddington λ_{Edd} ενός AGN, οπότε μοντελοποιούμε την PSD (σχέση 7.1) ως εξής[35]:

- **Μοντέλο 1:** Το πλάτος της PSD στην συχνότητα αποκοπής f_b είναι σταθερό σύμφωνα με την σχέση

$$f_b \times \mathcal{P}(f) = 0.02$$

για όλους τους AGN. Ενώ η συχνότητα αποκοπής εξαρτάται από την μάζα μελανής οπής σύμφωνα με την σχέση

$$f_b = 580 / (M_{BH}/M_\odot) \text{ s}^{-1}$$

- **Μοντέλο 2:** Το πλάτος της PSD στην συχνότητα αποκοπής f_b είναι σταθερό όπως στο Μοντέλο 1, ενώ η συχνότητα αποκοπής εξαρτάται και από την μάζα μελανής οπής και από τον ρυθμό προσαύξησης σύμφωνα με την σχέση

$$f_b = (200/86400)(L_{44,bol})(M_{6,BH})^2 \text{ s}^{-1}$$

όπου η $L_{44,bol}$ είναι η βολομετρική φωτεινότητα σε μονάδες $10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ και $M_{6,BH}$ είναι η μάζα μελανής οπής σε μονάδες $10^6 M_\odot$.

- **Μοντέλο 3:** Η συχνότητα αποκοπής εξαρτάται από την μάζα μελανής οπής σύμφωνα με την σχέση

$$f_b = 580 / (M_{BH}/M_\odot) \text{ s}^{-1}$$

όπως στο Μοντέλο 1. Ομως ο παράγοντας κανονικοποίησης της PSD εξαρτάται από τον ρυθμό προσαύξησης σύμφωνα με την σχέση

$$f_b \times \mathcal{P}(f) = 3 \cdot 10^{-3} \lambda_{Edd}^{-0.8}$$

- **Μοντέλο 4:** Όπως και στο Μοντέλο 2, η συχνότητα αποκοπής εξαρτάται από την μάζα μελανής οπής και από τον ρυθμό προσαύξησης σύμφωνα με την σχέση

$$f_b = (200/86400)(L_{44,bol})(M_{6,BH})^2 \text{ s}^{-1}$$

αλλά ο παράγοντας κανονικοποίησης της PSD εξαρτάται από τον ρυθμό προσαύξησης σύμφωνα με την σχέση

$$f_b \times \mathcal{P}(f) = 3 \cdot 10^{-3} \lambda_{Edd}^{-0.8}$$

όπως στο Μοντέλο 3.

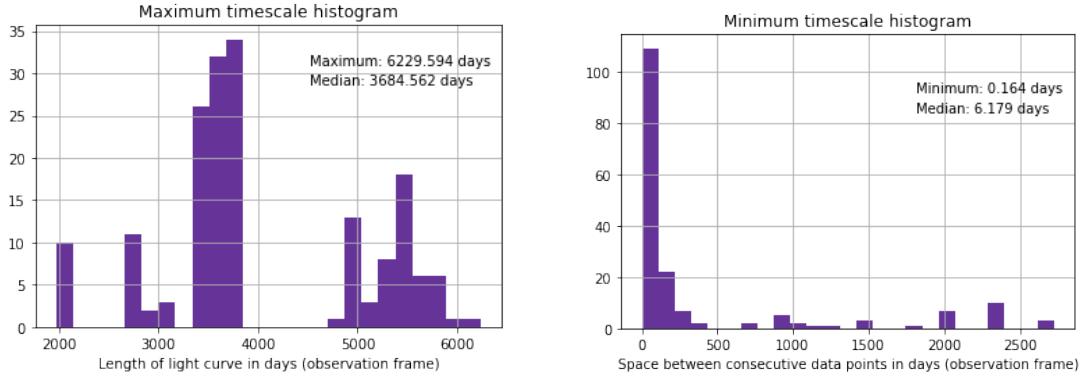
Στα Μοντέλα 1 και 3 η συχνότητα αποκοπής εξαρτάται μόνο από την μάζα κεντρικής μελανής οπής, γι' αυτό και στο σχήμα 7.3 βλέπουμε ότι κατανείμεται σταθερά με την λαμπρότητα, ενώ το ίδιο δεν συμβαίνει για τα Μοντέλα 2 και 4 τα οποία εξαρτώνται από την βιολομετρική λαμπρότητα L_{bol} (η οποία έχει συνιστώσα L_X) ή από το πηλίκο Eddington $\lambda_{Edd} \propto L_X/M_{BH}$, γι' αυτό και στο διάγραμμα του σχήματος 7.3 φαίνεται η εξάρτηση της συχνότητας αποκοπής από την λαμπρότητα L_X .

Έχοντας τιμές για λαμπρότητα στις ακτίνες X, αστρική μάζα γαλαξία, redshift, μάζα κεντρικής υπερμεγέθους μελανής οπής και πηλίκο Eddington ($L_X, M_*, z, M_{BH}, \lambda_{Edd}$) για κάθε AGN του τεχνητού δείγματός μας, μοντελοποιούμε το πλάτος μεταβλητότητας σ_{rms}^2 για κάθε ξεχωριστό AGN και για συλλογή AGN (ensemble NSXV). Για κάθε ξεχωριστό μοντέλο PSD που χρησιμοποιούμε (από τα Μοντέλα 1,2,3,4), και δεδομένες τις παραμέτρους ($L_X, M_*, z, M_{BH}, \lambda_{Edd}$) για κάθε AGN του τεχνητού δείγματός υπολογίζουμε την ποσότητα[35]:

$$\begin{aligned} \sigma_{rms,mod}^2 &= \int_{f_{min}}^{f_{max}} \mathcal{P}(f) df \\ &= A \cdot \left[\ln\left(\frac{f_{max}}{f_{min}}\right) - \ln\left(\frac{f_b + f_{max}}{f_b + f_{min}}\right) \right] \end{aligned} \quad (7.2)$$

7.2 Προσαρμογή μοντέλων στο δείγμα μας και σύγκριση

Τα παραπάνω μοντέλα έχουν κάποιες ελεύθερες παραμέτρους (χρονικές κλίμακες ολοκλήρωσης της PSD για τον υπολογισμό πλάτους μεταβλητότητας $\sigma_{rms,mod}^2$), αλλά και παραμέτρους



ΣΧΗΜΑ 7.2: Ιστογράμματα των μέγιστων και ελάχιστων χρονικών κλιμάκων. Αριστερά: ιστόγραμμα κατανομής των μηχών καμπύλων φωτός για όλες τις πηγές του πεδίου XMM-XXLL-N που μελετάμε στο αδρανειακό σύστημα παρατήρησης, με τον διάμεσο αυτών να αποτελεί την μέγιστη χρονική κλίμακα μας. Δεξιά: ιστόγραμμα κατανομής των διαστημάτων μεταξύ διαδοχικών σημείων καμπύλων φωτός για όλες τις πηγές του πεδίου XMM-XXLL-N που μελετάμε στο αδρανειακό σύστημα παρατήρησης, με τον διάμεσο αυτών να αποτελεί την ελάχιστη χρονική κλίμακα μας.

που μπορούμε να προσαρμόσουμε ώστε να συμπίπτουν με τα χαρακτηριστικά του πληθυσμού AGN του πεδίου XMM-XXL-North που μελετάμε (ενεργειακό παράθυρο φλαμπρότητας, εύρος ερυθρομετατοπίσεων).

Χρησιμοποιούμε το εργαλείο WebPIMMS για να μετατρέψουμε την λαμπρότητα του τεχνητού δείγματος από $2 - 10$ keV σε $0.2 - 2$ keV κάνοντας την παραδοχή φασματικού δείκτη 1.9 σε πρώτη προσέγγιση νόμου δύναμης της PSD των AGN[32]. Επίσης προσαρμόζουμε το δείγμα αυτό σε ερυθρομετατοπίσεις από $z_{min,mod} = 0$ έως $z_{max,mod} = 4$.

Έπειτα, για κάθε μοντέλο PSD που εφαρμόζουμε, υπολογίζουμε πλάτος μεταβλητότητας $\sigma_{rms,mod}^2$ ολοκληρώνοντας την εκάστοτε συνάρτηση PSD $\mathcal{P}(f)$ με άκρα ολοκλήρωσης που αντιστοιχούν σε χρονικές κλίμακες $f_{max} = 1/T_{min,mod}$ και $f_{min} = 1/T_{max,mod}$.

Ως μέγιστη κλίμακα χρόνου $T_{max,mod} = 1/f_{min}$ για το μοντέλο μας επιλέγουμε το μέγιστο χρονικό διάστημα $\Delta T_{lightcurve}$ που εκτείνεται η καμπύλη φωτός μιας πηγής (απόσταση του πρώτου από το τελευταίο σημείο), όπως το καταγράφουμε στο αδρανειακό σύστημα παρατήρησης. Για τις πηγές του πεδίου που μελετάμε, η μέγιστη αυτή χρονική κλίμακα σε σύστημα ηρεμίας είναι $T_{max,mod} = 3684.562$ days (όπως φαίνεται στο σχήμα 7.2). Αυτός είναι ο διάμεσος του μήκους των καμπύλων φωτός στο σύστημα παρατήρησης του πληθυσμού που μελετάμε.

Ως ελάχιστη κλίμακα χρόνου $T_{min,mod} = 1/f_{max}$ για τα μοντέλα μας επιλέγουμε το ελάχιστο χρονικό διάστημα μεταξύ διαδοχικών σημείων μιας καμπύλης φωτός, για τις καμπύλες

φωτός των πηγών του δείγματός μας όπως το καταγράφουμε στο αδρανειακό σύστημα παρατήρησης. Βρίσκουμε τον αριθμητικό διάμεσο των διαστημάτων μεταξύ διαδοχικών σημείων καπυλών φωτός ο οποίος είναι $T_{min,mod} = 6.179$ days (όπως φαίνεται στο σχήμα 7.2). Έτσι στην εφαρμογή των μοντέλων που κάνουμε χρησιμοποιούμε ως μέγιστη χρονική κλίμακα $T_{max,mod} = 3684.562$ days και ως ελάχιστη χρονική κλίμακα $T_{min,mod} = 6.179$ days.

Εισάγουμε τους χρόνους στο σύστημα παρατήρησης, αφού ο αλγόριθμος της εργασίας [16] αναλαμβάνει διορθώσεις για το αδρανειακό σύστημα ηρεμίας των πηγών.

Όπως έχει επισημανθεί, σύμφωνα με μελέτες[2], η μεροληψία (bias) στην εκτίμηση της ensemble NXS V είναι σημαντική όταν η ελάχιστη συχνότητα ολοκλήρωσης (που συνδέεται με την μέγιστη χρονική κλίμακα $f_{min} = 1/T_{max,mod}$) είναι μεγαλύτερη της συχνότητας αποκοπής f_b των PSD των μοντέλων. Η ελάχιστη συχνότητα για την μελέτη μας είναι

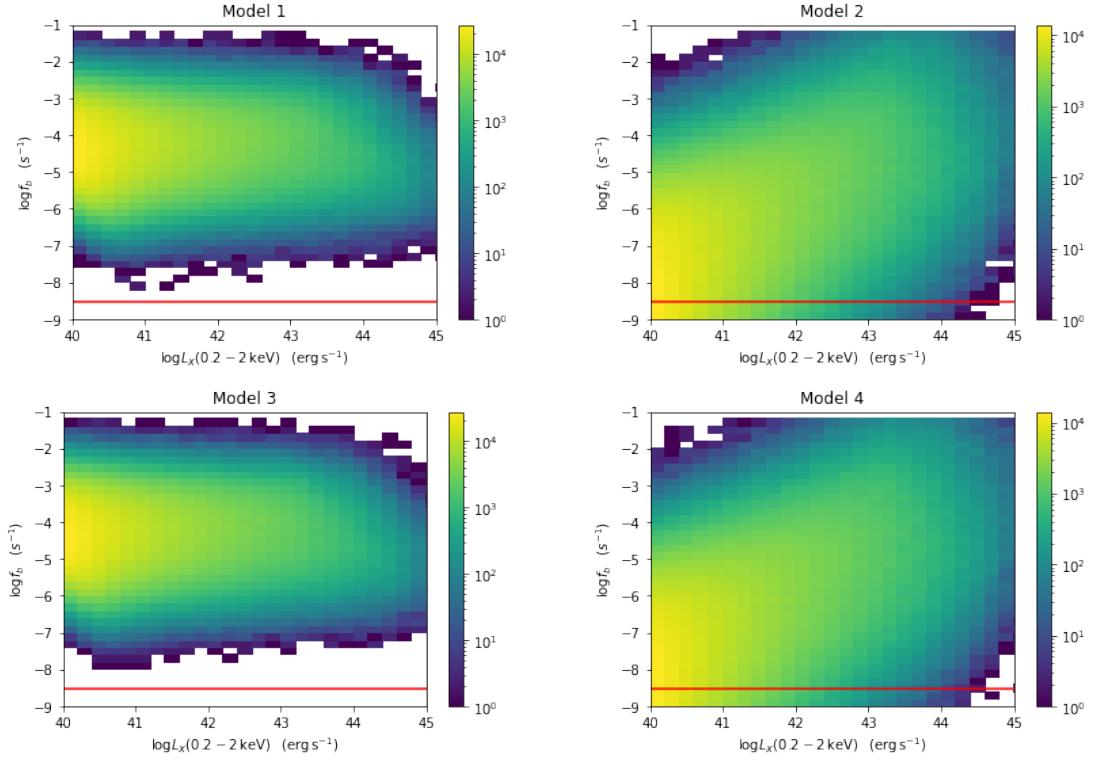
$$f_{min} = \frac{1}{T_{max,mod}} = \frac{1}{3684.562 \text{ days}} = 3.1 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$$

Για κάθε ένα μοντέλο κάνουμε το διάγραμμα πυκνότητας της συχνότητας αποκοπής f_b με την λαμπρότητα L_X στο ενεργειακό παράθυρο $0.2 - 2$ keV χαράζοντας και το επίπεδο $f_{min} = 3.1 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$. Εξετάζουμε έτσι αν υπάρχει σημαντική μεροληψία στον υπολογισμό μας.

Όπως φαίνεται από το σχήμα 7.3, για τα Μοντέλα 1 και 3 δεν έχουμε σημαντικό bias στον υπολογισμό της σ_{rms}^2 , όμως για τα Μοντέλα 2 και 3 στις λαμπρότητες $10^{40} - 10^{45}$ erg s $^{-1}$ βλέπουμε ότι έχουμε συχνότητες αποκοπής μικρότερες της ελάχιστης συχνότητας ολοκλήρωσης, οπότε έχουμε σημαντικό bias στον υπολογισμό της σ_{rms}^2 από φαινόμενα aliasing από χαμηλότερες συχνότητες. Ο αλγόριθμος που υπολογίζει την ensemble NXS V με ολοκλήρωση των PSD διορθώνει την σ_{rms}^2 με πολλαπλασιαστικό παράγοντα $C \cdot 0.48^{\beta-1}$, λαμβάνοντας τιμές $C = 1.3$ και $\beta = 1.1$.

Καταλήγουμε στην παραγωγή τεχνητού δείγματος AGN με redshift $z \in [0, 4]$ και λαμπρότητα L_X στο ενεργειακό παράθυρο $[0.2\text{keV}, 2 \text{ keV}]$ για κάθε μοντέλο PSD, για το οποίο υπολογίζουμε πλάτος μεταβλητότητας $\sigma_{rms,mod}^2$ ολοκληρώνοντας τις PSD των μοντέλων για παρατηρούμενες χρονικές κλίμακες $T_{min,mod} = 6.179$ days και $T_{max,mod} = 3684.562$ days. Συνυπολογίζεται διόρθωση bias.

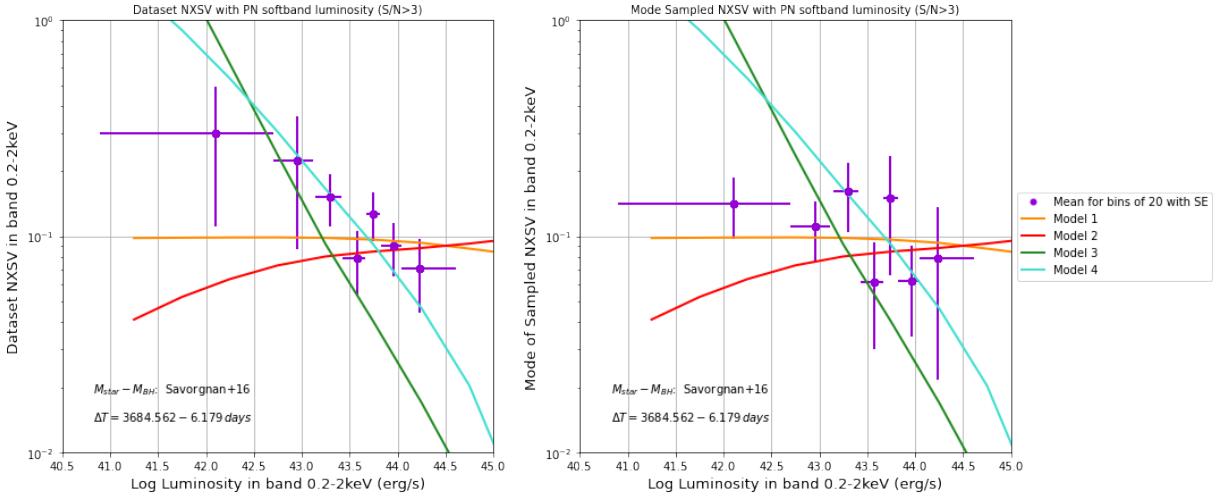
Στο σχήμα 7.4 χαράσουμε την σχέση πλάτους μεταβλητότητας με λαμπρότητα στις μαλακές



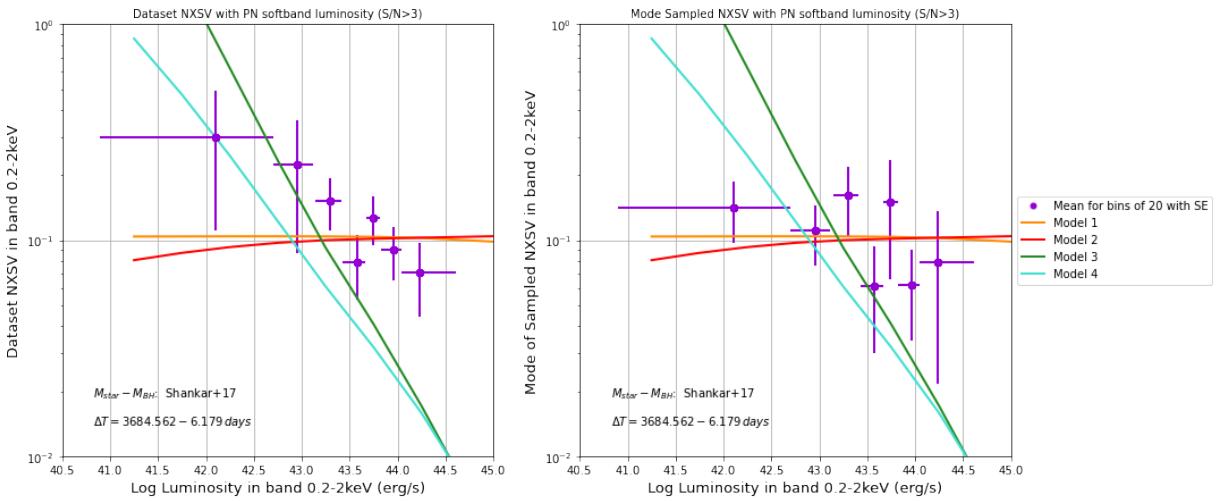
ΣΧΗΜΑ 7.3: Διαγράμματα πυκνότητας της συχνότητας αποκοπής f_b (χατακόρυφος άξονας) με λαμπρότητα L_X στο ενεργειακό παράθυρο $0.2 - 2 \text{ keV}$ για κάθε ένα από τα τέσσερα Μοντέλα (σε κάθε πάνελ), η συχνότητα αποκοπής έχει μετασχηματιστεί για το αδρανειακό σύστημα παρατήρησης. Η κόκκινη γραμμή αντιπροσωπεύει την ελάχιστη συχνότητα ολοκλήρωσης της PSD: $f_{min} = 3.1 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ η οποία βασίζεται στην μέση μέγιστη χρονική κλίμακα στο σύστημα παρατήρησης. Οι άξονες του γραφήματος είναι σε λογαριθμική κλίμακα.

ακτίνες X για κάθε μοντέλο (συνεχής γραμμή με χρωματικό αώδικα για Μοντέλο 1, Μοντέλο 2, Μοντέλο 3, Μοντέλο 4) για το τεχνητό δείγμα AGN με τα χαρακτηριστικά που συζητήσαμε, και τοποθετούμε την ensemble NXSIV για ομάδες 20 τουλάχιστον πηγών του πληθυσμού AGN του πεδίου XMM-XXL-North όπως την υπολογίσαμε από δεδομένα αρχείου (επιλέγοντας πηγές με λόγο $S/N > 3$ και με διαιθέσιμη τιμή redshift) και την ensemble NXSIV για ομάδες 20 τουλάχιστον AGN από τον δειγματολογικό αλγόριθμο Bayes που βασίσαμε στις πηγές του πληθυσμού AGN του πεδίου XMM-XXL-North. Στο σχήμα 7.4 η συνάρτηση αστρικής μάζας κεντρικού σφαιροειδούς με την μάζα υπερμεγέθους μελανής οπής που χρησιμοποιήθηκε στον τεχνητό πληθυσμό μας είναι η (Savorgnan)[48]

$$\log_{10} \frac{M_{BH}}{M_\odot} = 8.35 + 1.31(\log_{10} \frac{M_\star}{M_\odot} + 11.0)$$



ΣΧΗΜΑ 7.4: Αριστερά: η NXS V όπως υπολογίσαμε από τα δεδομένα αρχείου με λαμπρότητα και binning κατά λαμπρότητα σε bin των 20 πηγών με διαφοροποίηση για redshift και τα Μοντέλα 1, 2, 3, 4 διαφοροποιούνται στην μορφή της PSD όπως έχει επισημανθεί, η ελάχιστη χρονική κλίμακα μεταβλητότητας είναι $T_{min,mod} = 6.179$ days, δηλαδή ο διάμεσος των μικρότερων χρονικών αποστάσεων ηρεμίας διαδοχικών σημείων καμπύλης φωτός μεταξύ των πηγών και η μέγιστη χρονική κλίμακα είναι η μέγιστη όλων των καμπύλων φωτός $T_{max,mod} = 3684.562$ days. Δεξιά: η NXS V από τον αλγόριθμο Bayes όπως έχει περιγραφεί με λαμπρότητα και τα ίδια ακριβώς φασματικά μοντέλα.



ΣΧΗΜΑ 7.5: Αριστερά: η NXS V όπως υπολογίσαμε από τα δεδομένα αρχείου με λαμπρότητα και binning κατά λαμπρότητα σε bin των 20 πηγών με διαφοροποίηση για redshift και τα Μοντέλα 1, 2, 3, 4 διαφοροποιούνται στην μορφή της PSD όπως έχει επισημανθεί, εδώ αυτή τη φορά αντί να χρησιμοποιήσουμε την σχέση αστρικής μάζας με μάζα μελανής οπής όπως προτείνεται από την εργασία [48], χρησιμοποιούμε την συσχέτιση μαζών σύμφωνα με την εργασία [51]. Δεξιά: η NXS V από τον αλγόριθμο Bayes όπως έχει περιγραφεί με φωτεινότητα και τα ίδια ακριβώς φασματικά μοντέλα.

ενώ, για σύγκριση, χαράσουμε το ίδιο διάγραμμα στο σχήμα 7.5 ακολουθώντας για τον πληθυσμό μας την εναλλακτική σχέση (Shankar)[51]

$$\log \frac{M_{BH}}{M_{\odot}} = 7.574 + 1.946(\log \frac{M_{\star}}{M_{\odot}} + 11.0) - 0.306(\log \frac{M_{\star}}{M_{\odot}} + 11.0)^2 - 0.011(\log \frac{M_{\star}}{M_{\odot}} + 11.0)^3$$

Παρατηρούμε ότι στην περίπτωση του κλασσικού υπολογισμού της ensemble NXS V από την βάση δεδομένων το Μοντέλο 1 περνά από τις γραμμές σφαλμάτων 5 σημείων από τα 7, ενώ το Μοντέλο 4 περνά από τις γραμμές σφάλματος 4 σημείων από τα 7. Στον υπολογισμό της ensemble NXS V από τον δειγματοληπτικό αλγόριθμο συμπερασματολογίας Bayes τόσο το Μοντέλο 1 όσο και και το Μοντέλο 4 περνούν από τις γραμμές σφάλματος 4 σημείων από τα 7 (αναφερόμαστε πρωτίστως στα μοντέλα με χρήση της σχέσης μάζας Savorgnan που θεωρείται πιο έγκυρη- χρησημοποιούμε την σχέση μάζας Shankar αμιγώς για σύγκριση).

Λόγω των μεγάλων σφαλμάτων των μετρήσεων είναι δύσκολο να βγάλουμε συμπεράσματα για το ποιό μοντέλο περιγράφει καλύτερα τα δεδομένα μας.

Εφαρμόζουμε το στατιστικό τεστ χ^2 καλύτερης προσαρμογής, το οποίο λαμβάνει υπ' όψη την αβεβαιότητα στις μετρήσεις ως εξής

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{x_{obs} - x_{model}}{\sigma_i} \right)^2$$

με x_{obs} τις μετρήσεις της ensemble NXS V, x_{model} την τιμή της NXS V που προτείνει το εκάστοτε μοντέλο για την ίδια λαμπρότητα και σ_i η κανονική απόκλιση (standard deviation)- η οποία σχετίζεται αλλά δεν είναι το ίδιο το κανονικό σφάλμα (standard error) των μετρήσεων μας. Το μοντέλο που προσαρμόζεται καλύτερα στα δεδομένα μας είναι αυτό με την μικρότερη ποσότητα χ^2 . Έπειτα εφαρμόζουμε το τεστ χ^2 ανά βαθμό ελευθερίας (Reduced χ^2), όπου υπολογίζουμε την ποσότητα

$$\chi_{\nu}^2 = \frac{\chi^2}{\nu}$$

για ν βαθμούς ελευθερίας. Το τεστ αυτό εγγυάται ότι δεν οδηγηθήκαμε σε λάθος αποτέλεσμα λόγω μερικών παθολογικών σημείων στα δεομένα μας.

Εφαρμόζοντας το τεστ χ^2 και το reduced χ^2 προκύπτουν οι πίνακες

χ^2 για την κλασσική ensemble NXS V		
Μοντέλο	με σχέση μάζας Savorgnan	με σχέση μάζας Shankar
Μοντέλο 1	0.239148	0.238390
Μοντέλο 2	0.353530	0.274656
Μοντέλο 3	1.504368	1.495005
Μοντέλο 4	0.859485	1.592550

χ^2 για την bayesian ensemble NXS V		
Μοντέλο	με σχέση μάζας Savorgnan	με σχέση μάζας Shankar
Μοντέλο 1	0.211197	0.251096
Μοντέλο 2	0.369378	0.293122
Μοντέλο 3	5.696387	5.616701
Μοντέλο 4	4.780370	0.727012

χ^2 για την κλασσική ensemble NXS V		
Μοντέλο	με σχέση μάζας Savorgnan	με σχέση μάζας Shankar
Μοντέλο 1	0.034164	0.034056
Μοντέλο 2	0.050504	0.039237
Μοντέλο 3	0.214909	0.213572
Μοντέλο 4	0.122784	0.227507

χ^2_ν για την bayesian ensemble NXS V		
Μοντέλο	με σχέση μάζας Savorgnan	με σχέση μάζας Shankar
Μοντέλο 1	0.030171	0.035870
Μοντέλο 2	0.052768	0.041875
Μοντέλο 3	0.813769	0.802386
Μοντέλο 4	0.682910	0.103859

Βλέπουμε ότι το Μοντέλο 1 είναι αυτό με την καλύτερη προσαρμογή τοσο για την κλασσική ensemble NXS V όσο και για την bayesian ensemble NXS V, έχει συστηματικά την μικρότερη ποσότητα χ^2 και χ^2_ν για οποιαδήποτε συνάρτηση μάζας.

Τα υπόλοιπα μοντέλα φαίνεται να υπολείπονται των παρατηρήσεων, όμως ασφαλέστερα συμπεράσματα για καθαρή προσαρμογή με τα δεδομένα μας θα μπορούσαμε να βγάλουμε αν

είχαμε μικρότερα σφάλματα- δηλαδή επιπλέον παρατηρήσεις (αφού στις μετρήσεις της ensemble NXSV τα σφάλματα είναι στατιστικά).

Κεφάλαιο 8

Συμπεράσματα & Προτάσεις για Μελλοντική Έρευνα

8.1 Συσχέτιση ensemble NXS V με την λαμπρότητα L_X

Στο σχήμα 6.4 έχουμε την σχέση του κλασσικά υπολογισμένου πλάτους μεταβλητότητας σ_{rms}^2 για κάθε πηγή και την ensemble NXS V με την λογαριθμική λαμπρότητα L_X . Για την σχέση της ensemble NXS V με το παρατηρησιακό μέγεθος της λαμπρότητας L_X ο στατιστικός έλεγχος Kendall's τ δίνει συντελεστή συσχέτισης $\tau = -0.810$ και ο έλεγχος Spearman's rank δίνει συντελεστή συσχέτισης $\rho = -0.893$ με τιμές σημαντικότητας $P_{null,\tau} = 0.011 < 0.05$ και $P_{null,\rho} = 0.007 < 0.05$ αντίστοιχα. Οι παραπάνω τιμές σημαντικότητας είναι μικρότερες της κρίσιμης τιμής $5\% = 0.05$, οπότε σε επίπεδο σημαντικότητας 95% έχουμε ισχυρή ένδειξη αντισυσχέτισης της ensemble NXS V με την λογαριθμική λαμπρότητα, όπως είδαμε και στην παράγραφο 5.3.

Στο σχήμα 6.5 έχουμε την σχέση του αλγορίθμικά εκτιμημένου πλάτους μεταβλητότητας $\sigma_{rms,Bayes}^2$ και την Bayesian ensemble NXS V με την λογαριθμική λαμπρότητα L_X . Για την σχέση της Bayesian ensemble NXS V με το παρατηρησιακό μέγεθος της λαμπρότητας L_X ο στατιστικός έλεγχος Kendall's τ δίνει συντελεστή συσχέτισης $\tau = -0.238$ και ο έλεγχος Spearman's rank δίνει συντελεστή συσχέτισης $\rho = -0.393$ με τιμές σημαντικότητας $P_{null,\tau} = 0.562 > 0.05$ και $P_{null,\rho} = 0.383 > 0.05$. Οι παραπάνω τιμές σημαντικότητας είναι πολύ μεγαλύτερες από 5%, οπότε, στην περίπτωση της δειγματοληπτικής ensemble NXS V, η συσχέτιση κατηγορηματικά απορρίπτεται όπως είδαμε και στην παράγραφο 6.3.

Οι στατιστικοί έλεγχοι που εφαρμόσαμε αν και λαμβάνουν υπ’ όψιν την αβεβαιότητα στις μετρήσεις, δεν μπορούν να είναι καθοριστικοί στο συμπέρασμά μας όταν έχουμε την τιμή της ensemble NXS V του δείγματος για μόλις 7 το πλήθυος ομάδες πηγών που περιέχουν 20 ή περισσότερες πηγές (δηλαδή 7 σημεία) και με τόσο μεγάλη αβεβαιότητα συνολικά. Ωστόσο, είδαμε στην παράγραφο 7.2 ότι από τα διαθέσιμα μοντέλα που εφαρμόσαμε, το “επίπεδο” μοντέλο 1 είναι αυτό το οποίο περιγράφει καλύτερα τόσο την ensemble NXS V από τον κλασικό υπολογισμό φωτομετρικών δεδομένων των καμπύλων φωτός όσο και την ensemble NXS V από την εκτίμηση παραμέτρων της Bayesian μεθόδου.

Όμως, παρ’ ότι το μοντέλο 1 είναι αυτό που στα πλαίσια των σφαλμάτων περιγράφει την σχέση ensemble NXS V με την λογαριθμική φωτεινότητα και στις δύο περιπτώσεις, τα σφάλματα παραμένουν πολύ μεγάλα ώστε να αποφανθούμε ποιό από τα ήδη υπάρχοντα μοντέλα περιγράφει τα δεδομένα μας καλύτερα ή ακόμα για να χαράξουμε καμπύλη που να προσαρμόζεται καλά στα δεδομένα. Για να ξεπεραστεί αυτό, χρειαζόμαστε περισσότερες πηγές με καμπύλες φωτός στις χρονικές κλίμακες που μελετάμε- δηλαδή, περισσότερες παρατηρήσεις.

8.2 Συμπεράσματα

Αρχικά, αξίζει να σημειώσουμε ότι χρησιμοποιώντας μοντέλα τα οποία βασίστηκαν σε εμπειρικές σχέσεις που πηγάζουν από παρατηρήσεις AGN στο κοντινό σύμπαν, χωρίς αλλαγές παραμέτρων (fitting) είμαστε σε θέση να αναπαράγουμε με ικανοποιητική ακρίβεια την μεταβλητότητα μακρινών AGN. Αυτό σημαίνει ότι, σε πρώτη προσέγγιση, δεν υπάρχει διαφοροποίηση των ιδιοτήτων που μελετάμε με την ερυθρομετατόπιση και οι φυσικές διεργασίες του τοπικού σύμπαντος φαίνεται να ισχύουν και στο μακρινό.

Στα πλαίσια της στατιστικής αβεβαιότητας των υπολογισμών μας, ευνοείται ένα επίπεδο μοντέλο συσχέτισης της ensemble NXS V με την λογαριθμική λαμπρότητα L_X . Δηλαδή, μη-συσχέτιση της ensemble NXS V με την λογαριθμική λαμπρότητα L_X που υποδεικνύει ότι (αν η μεταβλητότητα στις ακτίνες X οφείλεται κατά βάση σε αστάθειες στον δίσκο προσαύξησης) ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες με διαφορετική μάζα κεντρικής μελανής οπής παρουσιάζουν στατιστικά όμοιες αστάθειες στην διαδικασία προσάυξησης.

Αυτό έρχεται σε αντίθεση με μελέτες μεταβλητότητας AGN που έχουν διεξαχθεί σε πεδία που έχουν ερευνηθεί σε βάθος όπως το πεδίο Chandra Deep Field - South[35] και το πεδίο Lockman Hole[39] στα οποία έχει παρατηρηθεί αντισυσχέτιση της NXS V με την φωτεινότητα L_X στις ακτίνες X.

Εδώ πρέπει να σημειώσουμε ότι τα αποτελέσματά μας δεν είναι καθοριστικά, αφού η αβεβαιότητα στις μετρήσεις μας είναι μεγάλη.

Βελτίωση της προσέγγισής μας

Περισσότερες παρατηρήσεις θα βελτιώσουν σημαντικά τόσο την ποιότητα των καμπυλών φωτός που χρησιμοποιούμε όσο και το πλήθος των πηγών που πληρούν τα χαρακτηριστικά ώστε να ενταχθούν στην έρευνά μας. Ακολούθως, θα περιοριστούν σημαντικά τα περιθώρια αβεβαιότητας των μετρήσεών μας ώστε να μπορούμε να έχουμε μια πιο ξεκάθαρη εικόνα συμβατότητας με ήδη υπάρχοντα μοντέλα ή για να χαράξουμε καμπύλες που προσαρμόζουν τα δεδομένα μας.

Ένα ακόμα σημείο της μελέτης μας που μπορεί να ωφεληθεί από μεγαλύτερο πλήθος πηγών είναι ο τροπος που ομαδοποιούμε AGN για τον υπολογισμό της ensemble NXS. Περισσότερες πηγές στο δείγμα μας θα μας επέτρεπαν να κάνουμε την ομαδοποίηση σε μικρότερα διαστήματα λαμπροτήτων, με αποτέλεσμα οι πηγές σε ένα bin από τις οποίες προκύπτει μία μέτρηση ensemble NXS να είναι πολύ πιο όμοιας λαμπρότητας μεταξύ τους. Συνεπώς έχουμε πολύ περισσότερες πιθανότητες να ισχύει η παραδοχή μας ότι οι πηγές σε ένα bin έχουν παρόμοιες ιδιότητες και χαρακτηριστικά.

Τέλος, η μέθοδος στατιστικής Bayes είναι η πλέον αξιόπιστη για την εκτίμηση φυσικών παραμέτρων από τα δεδομένα μας. Στην εργασία μας χρησιμοποιήσαμε uninformative priors, απλές παραδοχές για το σήμα (ακολουθεί κανονική κατανομή), τον θόρυβο (είναι διαδικασία Poisson) και γραμμικότητα για την ανταπόχριση του ανιχνευτή (η συνολική καταμέτρηση φωτονίων T στο διάφραγμα είναι $T = CR \cdot t_{exp} \cdot EEF + B$), καθώς και μη-συσχέτιση ενός σήματος με σήμα από διαφορετική συχνότητα ή από διαφορετικό χρόνο. Οι παραδοχές αυτές είναι συνεπείς με το φυσικό μοντέλο που ακολουθούμε, αλλά υπάρχουν περιθώρια να επανεξεταστούν: είτε για θέσπιση αυστηρότερων prior (αν έχουμε συναρτήσεις που συνθέτουν γενική μορφή στοχαστικού σήματος), είτε για διαφορετικό φορμαλισμό ανταπόχρισης ανιχνευτή (έλεγχοι συμπεριφοράς των καμερών CCD σε εργαστηριακό κενό), είτε για έλεγχο συσχέτισης των σημείων μιας καμπύλης φωτός (μεσώ προσομοιώσεων). Έπειτα, στα πλαίσια της μεθόδου Bayes που χρησιμοποιήσαμε, είναι και ο χειρισμός των αλυσίδων Markov για τις παραμέτρους που εκτιμήσαμε (μέσος ρυθμός φωτονίων και κανονικοποιημένη εγγενής διακύμανση) ο χειρισμός αυτός (για την μέτρηση επιχρατούσας τιμής και διαστήματος εμπιστοσύνης) έγινε μέσω ιστογραμμάτων και μπορεί να γίνει με περισσότερη ευαισθησία

(περισσότερα λογαριθμικά διαβαθμισμένα bin στο ιστόγραμμα - ειδικά για πηγές με χαμηλές τιμές κανονικοποιημένης εγγενούς διακύμανσης).

Μελέτη για την φυσική που διέπει συστήματα προσαύξησης

Στην εργασία αυτή επιχειρήσαμε να συγχρίνουμε την μεταβλητότητα του πληθυσμού ενεργών γαλαξιακών πυρήνων μας με το παρατηρησιακό μέγεθος της λαμπρότητας L_X . Το μέγεθος αυτό το υπολογίσαμε κάνοντας συνήθεις παραδοχές για κοσμολογικές παραμέτρους και χρησιμοποιώντας μετρήσεις ερυθρομετατόπισης- ήταν, δηλαδή, ένας ευθύς υπολογισμός. Μεγάλο φυσικό ενδιαφέρον έχει η σύγκριση της μεταβλητότητας με τα θεμελιώδη χαρακτηριστικά των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων ως μεγάλης κλίμακας συστήματα προσαύξησης, δηλαδή η σύγκριση με την μάζα κεντρικής μελανής οπής και με τον ρυθμό προσαύξησης. Όπως είδαμε, όμως (φορμαλισμός αναλυτικών συναρτήσεων PSD), για τα μεγέθη αυτά χρειαζόμαστε αστροφυσικά μοντέλα και μαθηματική μοντελοποίηση παρατηρησιακών δεδομένων.

Στην εργασία αυτή δεν κάναμε καμία μοντελοποίηση- παρά μόνο χρησιμοποιήσαμε ήδη υπάρχοντα μοντέλα.

Περισσότερες παρατηρήσεις θα οδηγούσαν σε καλύτερο υπολογισμό της ensemble NXS V με μικρότερα σφάλματα, όμως ακόμα και τότε, αν μοντελοποιούσαμε κατάλληλα την συσχέτιση της μάζας μελανής οπής και του ρυθμού προσαύξησης στο δείγμα μας, θα μπορούσαμε μόνο να αποφανθούμε για μέση μάζα M_{BH} και \dot{m}_{Edd} για την συλλογή AGN που περιέχονται στο κάθε bin που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό της ensemble NXS V. Γι' αυτόν ακριβώς τον λόγο η ensemble NXS V είναι χρήσιμη όταν μελετάμε πεδία με AGN που έχουν όσο το δυνατόν παραπλήσια χαρακτηριστικά και έχουμε περιορισμένη πρόσβαση σε παρατηρήσεις ώστε να διαμορφωθούν χρήσιμες καμπύλες φωτός για κάθε ξεχωριστή πηγή.

Επέκταση

Όπως είδαμε στην ενότητα 5.3, περιορίσαμε το δείγμα μας χωρίζοντας τον χρόνο παρατηρήσεων σε τρείς εποχές ώστε να έχουμε καμπύλες φωτός που εκτείνονται σε χρονικές κλίμακες 10 – 20 yr. Η μελέτη που κάναμε αφορούσε την μεταβλητότητα των AGN σε αυτήν την χρονική κλίμακα. Με τα δεδομένα που έχουμε θα μπορούσαμε να κάνουμε μελέτη για καμπύλες φωτός που εκτείνονται σε μικρότερα χρονικά διαστήματα- όπου θα είχαμε

και περισσότερες πηγές, αφού πολλές καμπύλες φωτός απορρίφθηκαν στην παρούσα μελέτη επειδή δεν εκτείνονταν στην χρονική χλίμακα που θέσαμε.

Επίσης, χρησιμοποιήσαμε μόνο τα δεδομένα από τον ανιχνευτή PN (ο οποίος έχει την μεγαλύτερη απόδοση) όμως ωστε μπορούσαμε να χρησιμοποιήσουμε και τον συνδυασμό δεδομένων από τους ανιχνευτές MOS 1 και MOS 2.

Στους καταλόγους με τους οποίους δουλέψαμε υπάρχουν τα φωτομετρικά δεδομένα και για σκληρές ακτίνες X, οπότε μπορούμε να επεκτείνουμε την έρευνά μας και στο ενεργειακό παράθυρο αυτό. Μελετάμε ξεχωριστά τις μαλακές ακτίνες X από τις σκληρές διότι υπάρχουν διαφορές στην PSD (δηλαδή στο φάσμα) μαλακών και σκληρών ακτίνων X όπως έχει παρατηρηθεί σε κοντινούς AGN, και έτσι αποφεύγουμε επιπλοκές στην ερμηνεία των σχέσεων μεταβλητήτας με άλλες φυσικές παραμέτρους[30].

Παράρτημα Α'

Κώδικας εφαρμογής του
αλγορίθμου Bayes

```

# Imports
import numpy as np
import scipy as sp
import pandas as pd
from scipy.stats import truncnorm
import scipy.stats as st
import ultranest

#####
#Functions
## Multi-indexing Function
def IndexPixEp(df):
    df['npixel'] = df['healpix'].copy()
    df['Epoch_index']= df['Epochs'].copy()
    df.set_index(['npixel', 'Epoch_index'], inplace=True) # Indexing 2 levels
    df.sort_index(inplace=True) # ascending order of index (healpix)
    return(df)

## Minimum (68%) confidence interval function
def minconf(SampledNXSV,numberofbins):
    logh, loge = np.histogram(SampledNXSV, bins=numberofbins)
    #logh: counts in each bin, loge: bin size or bin intervals
    logbins = np.logspace(np.log10(np.min(SampledNXSV)),np.log10(np.
    max(SampledNXSV)),len(loge))
    #logbins: Constructing the bins

    lgv = loge[0:-1]+(loge[1:]-loge[0:-1])/2.0      # USEFUL to constrain SENSIBLE
    #upper index values
    # (loge[1:]-loge[0:-1]) : difference of neighbouring bin intervals
    # (loge[1:]-loge[0:-1])/2.0 : half the difference between neighbouring bin
    #intervals
    # lgv : shifting every bin interval by its semidistance to the neighbouring
    #one
    imode = np.argmax(logh)          # returns indices of the max element of the
    #array
    il, iu = intPDF(lgv, logh, imode)  # returns the lower and upper INDEX
    #values that contain most massive 68%
    if(il==imode):           # if lowest index is the index with highest counts
        fl = 0.000001          # np.min(SampledNXSV) # lowest sampled value
        mode = 0.000001         # lgv[imode]       # value in the middle of
    #highest bin
        fu = lgv[iu]      # value in the middle of the upper bin
    else:
        mode = lgv[imode]   #value in the middle of the highest bin

```

```

        fl = lgv[il]
        fu = lgv[iu]
        return mode, fl, fu

## Integrating the probability density function (from histogram)
def intPDF(lgflux, prob, imode, CL=0.6826):
    probN = prob / prob.sum() # Normalising the binned counts collection
    iu = imode # Upper & lower index equates to index of binu
    with highest counts
    il = imode
    C = probN[imode] # Number of counts in bin with highest counts
    while True:
        #print il, iu, C, lgflux[il], lgflux[iu], lgflux[imode], lgflux[0]
        if(C>CL): # if fraction of counts by itself is higher thanu
            ~68% we break
            break
        if( il-1>=0 and iu+1<lgflux.size-1 ): #stepping one index lower and oneu
            higher (sensible index values)
            if(probN[il-1]>=probN[iu+1]): # if fraction of counts in one binu
                ~lower is >= one bin higher
                C = C + probN[il-1] # we add to the normalised counts Cu
                ~the counts of lower bin
                il = il - 1 # we proceed one index lower thatu
                ~before
                else: # if fraction of counts in one binu
                    ~lower is < one bin higher
                    C = C + probN[iu+1] # we add to the normalised counts Cu
                    ~the counts of higher bin
                    iu = iu + 1 #and step one higher/ BIN COUNTSu
                    ~behave as AREA of pdf
                    if(il-1<0 and iu+1<lgflux.size-1): # if non-sensical Lower Index value,u
                        ~then proceed to higher bins
                        C = C + probN[iu+1]
                        iu = iu + 1
                    if(il-1>=0 and iu+1>=lgflux.size-1): # if non-sensical Upper Indexu
                        ~value, then proceed to lower bins
                        C = C + probN[il-1]
                        il = il - 1
    return il, iu; # return the INDEX values

#####
# Data & Indexing
df_PN_spectro = pd.read_csv('/home/mado/XMM-XXL data/Reduced_PN_spectro.csv')
df_PN_photo = pd.read_csv('/home/mado/XMM-XXL data/Reduced_PN_photo.csv')
df_PN_bin3epo = pd.read_csv('/home/mado/XMM-XXL data/Binned_PN_3epoch.csv')

```

```

df_PN_bin3epo = IndexPixEp(df_PN_bin3epo)

#####
# Bayesian

Chains_NXSV_SN3 = {}
Chains_CR_SN3 = {}
index_pixel =0

## Prior
def Prior(cube):      # USE INVERSE CDF of prior (inverse cdf of log uniform)
    theta = cube.copy()
    theta[0] = 10**((cube[0] * (np.log10(0.3) - np.log10(0.000001)) + np.log10(0.000001)))
    theta[1] = 10**((cube[1] * (np.log10(15) - np.log10(0.000001)) + np.log10(0.000001)))
    return theta

## Log Likelihood of each source (Importance sampling)
for pxli in df_PN_bin3epo[df_PN_bin3epo['SNR_band6_stacked_PN']>3].index:
    get_level_values('npixel').unique():
        # pxli= healpix index - each index is one AGN source
        df_working = df_PN_bin3epo[df_PN_bin3epo['SNR_band6_stacked_PN']>3].
        loc[(pxli)].reset_index() # slice of dataframe
        # Integration points
        LargeN = 1000
        # Parametres' names
        param_names = ['mu', 'NormXSV']

        def LogLike(theta): # df = df_PN_bin3epo for most calculations
            integrationpoints = 50000 for our calc
            CR_mean = theta[0]
            sigmaTot = np.sqrt( theta[1]* (CR_mean**2))
            low = 0.0
            high = CR_mean +10*sigmaTot
            ProposedCRvaluesPos = np.random.normal(CR_mean, sigmaTot, size=LargeN)
            ProposedCRvaluesPos[ProposedCRvaluesPos <0]=0.0
            LikelihoodSource = np.zeros(shape=(len(df_working)))
            for ObservIndex in range(len(df_working)):
                # Lightcurve point values
                texp = df_working.band6_exposure[ObservIndex]
                frac = df_working.eef[ObservIndex]
                Bgr = df_working.band6_bck_counts[ObservIndex]

```

```

Ni= df_working.band6_src_counts[ObservIndex]
# Lambda linspace
ProposedLambdaValues = ProposedCRvaluesPos*texp*frac + Bgr
x = ProposedLambdaValues
sample = st.poisson.pmf(Ni, x) #the poisson quantity in I.S.
#summation
S = sample.sum() # the sum in I.S. formula
I = S/LargeN # I.S. estimation of integral
if I>0:
    LikelihoodSource[ObservIndex]= np.log(I) # log likelihood of
#each lightcurve point
else:
    LikelihoodSource[ObservIndex]= -200

TotLsource = np.sum(LikelihoodSource)
return TotLsource

sampler = ultranest.ReactiveNestedSampler(param_names, LogLike, Prior)
result = sampler.run()
sampler.print_results()

SampledCRs = (result['samples'][:,0]).tolist()
SampledNXSVs = (result['samples'][:,1]).tolist()
hpx = df_working.healpix[0]
Ones_CR = np.ones(shape= len(SampledCRs))
Ones_NXSV = np.ones(shape= len(SampledNXSVs))

A1 = ( hpx * Ones_CR).tolist()
B1 = SampledCRs

A2 = ( hpx * Ones_NXSV).tolist()
B2 = SampledNXSVs

Chains_CR_SN3[index_pixel] = pd.DataFrame({'healpix': A1, 'CHAIN_MeanCR':B1})
Chains_NXSV_SN3[index_pixel] = pd.DataFrame({'healpix': A2, 'CHAIN_NXSV':B2})

index_pixel = index_pixel +1

df_MeanCR_chain = pd.concat(Chains_CR_SN3)
df_NXSV_chain = pd.concat(Chains_NXSV_SN3)

#####
# Handling chains
## Mean Count Rate

```

```

Dict_Bayesian_CR_SN3 = []
for pxli in df_MeanCR_chain.index.get_level_values('npixel').unique(): #_
    # iterate sources
    df_working = df_MeanCR_chain.loc[[pxli]].reset_index() #_
    # dataframe of source
    SampledCR = df_working.CHAIN_MeanCR.to_numpy() # array_
    # chain

    A1 = np.mean(SampledCR) # Mean
    B1 = np.std(SampledCR) # Standard Deviation
    C1 = np.std(SampledCR)/(np.sqrt(len(SampledCR))) # Standard Error of Mean

    Dict_Bayesian_CR_SN3.append({'healpix': pxli, 'Mean_MeanCR': A1, #_
        'StDev_MeanCR':B1, 'StEr_MeanCR':C1})

MeanCR_SN3_Bayes = pd.DataFrame(Dict_Bayesian_CR_SN3, columns=['healpix', #_
    'Mean_MeanCR', 'StDev_MeanCR', 'StEr_MeanCR'])
## NXSV
Dict_Bayesian_NXSV_SN3 = []

df_work = df_NXSV_chain.loc[[pxli]].reset_index() # dataframe of source
SampledNXSV = df_work.CHAIN_NXSV.to_numpy()

for pxli in df_NXSV_chain.index.get_level_values('npixel').unique(): # iterate_
    # sources
    df_working = df_NXSV_chain.loc[[pxli]].reset_index() #_
    # dataframe of source
    SampledNXSV = df_working.CHAIN_NXSV.to_numpy() # array_
    # chain
    mode, fl, fu = minconf(SampledNXSV,500)

    A2 = np.mean(SampledNXSV) # Mean
    B2 = np.std(SampledNXSV) # Standard Deviation
    C2 = np.std(SampledNXSV)/(np.sqrt(len(SampledNXSV))) # Standard Error of_
    # Mean
    D2 = np.median(SampledNXSV) # Median
    E2 = np.quantile(SampledNXSV,[0.16,0.5,0.84])[0] # Lower value of_
    # Confidence Interval 68%
    F2 = np.quantile(SampledNXSV,[0.16,0.5,0.84])[2] # Upper value of_
    # Confidence Interval 68%
    G2 = mode # Mode
    H2 = fl # low value of CI 68%
    I2 = fu # upper value of CI 68%

```

```
Dict_Bayesian_NXSV_SN3.append({'healpix': pxli, 'Mean_NXSV': A2,  
                                'StDev_NXSV':B2, 'StEr_NXSV':C2, 'Median_NXSV':D2, 'Low68CI_NXSV_np':E2,  
                                'Up68CI_NXSV_np':F2, 'Mode_NXSV':G2, 'Low68CI_NXSV':H2, 'Up68CI_NXSV':I2})  
  
NXSV_SN3_Bayes_B = pd.DataFrame(Dict_Bayesian_NXSV_SN3, columns =['healpix',  
                                'Mean_NXSV', 'StDev_NXSV', 'StEr_NXSV', 'Median_NXSV', 'Low68CI_NXSV_np',  
                                'Up68CI_NXSV_np', 'Mode_NXSV', 'Low68CI_NXSV', 'Up68CI_NXSV'])  
NXSV_SN3_Bayes_B
```

Βιβλιογραφία

- [1] 2021. "*XMM-Newton User's Handbook*", Issue 2.19, 2021 (ESA: *XMM-Newton SOC*).
- [2] V. Allevato, M. Paolillo, I. Papadakis, and C. Pinto. 2013. "*Measuring X-Ray Variability in Faint/Sparsely Sampled Active Galactic Nuclei*". (July 2013).
- [3] P. Arévalo, I. Papadakis, B. Kuhlbrodt, and W. Brinkmann. 2005. "*X-ray to UV variability correlation in MCG-6-30-15*". (Feb. 2005).
- [4] Eric G. Blackman. 1998. "*Variability associated with alpha accretion disc theory for standard and advection-dominated discs*". (Oct. 1998).
- [5] N. Brandt. 2014. "*An Observational Overview of Active Galactic Nuclei*". *USTC Summer School on "Formation and Co-Evolution of Galaxies and Supermassive Black Holes"* (2014). Hefei, China.
- [6] Johannes Buchner. 2014. "*A statistical test for Nested Sampling algorithms*". *arXiv e-prints* (July 2014).
- [7] Johannes Buchner. 2021. "*UltraNest - a robust, general purpose Bayesian inference engine*". *The Journal of Open Source Software* (April 2021).
- [8] J. Buchner, A. Georgakakis, K. Nandra, L. Hsu, C. Rangel, M. Brightman, A. Merloni, M. Salvato, J. Donley, and D. Kocevski. 2014. "*X-ray spectral modelling of the AGN obscuring region in the CDFS: Bayesian model selection and catalogue*". (April 2014).
- [9] Bradley W. Carroll and Dale A. Ostlie. 2017. "*An Introduction to Modern Astrophysics*" (2 ed.). Cambridge University Press.

- [10] C. T. J. Chen, W. N. Brandt, B. Luo, P. Ranalli, G. Yang, D. M. Alexander, F. E. Bauer, D. D. Kelson, M. Lacy, K. Nyland, P. Tozzi, F. Vito, M. Cirasuolo, R. Gilli, M. J. Jarvis, B. D. Lehmer, M. Paolillo, D. P. Schneider, O. Shemmer, I. Smail, M. Sun, M. Tanaka, M. Vaccari, C. Vignali, Y. Q. Xue, M. Banerji, K. E. Chow, B. Häufner, R. P. Norris, J. D. Silverman, and J. R. Trump. 2018. "*The XMM-SERVS survey: new XMM-Newton point-source catalogue for the XMM-LSS field*". (Aug. 2018).
- [11] F. Duras, A. Bongiorno, F. Ricci, E. Piconcelli, F. Shankar, E. Lusso, S. Bianchi, F. Fiore, R. Maiolino, A. Marconi, F. Onori, E. Sani, R. Schneider, C. Vignali, and F. La Franca. 2020. "*Universal bolometric corrections for active galactic nuclei over seven luminosity decades*". (April 2020).
- [12] Farhan Feroz, Michael P. Hobson, Ewan Cameron, and Anthony N. Pettitt. 2019. "*Importance Nested Sampling and the MultiNest Algorithm*". *The Open Journal of Astrophysics* (Nov. 2019).
- [13] Juhan Frank, Andrew King, and Derek J. Raine. 2002. "Accretion Power in Astrophysics: Third Edition".
- [14] C. M. Gaskell. 2006. "*Optical and X-ray Variability of AGNs*". In *AGN Variability from X-Rays to Radio Waves (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 360)*, C. Martin Gaskell, Ian M. McHardy, Bradley M. Peterson, and Sergey G. Sergeev (Eds.).
- [15] N. Gehrels. 1986. "*Confidence Limits for Small Numbers of Events in Astrophysical Data*". (April 1986).
- [16] A. Georgakakis, I. Papadakis, and M. Paolillo. 2021. "*Exploring black-hole scaling relations via the ensemble variability of Active Galactic Nuclei*". (May 2021).
- [17] A. Georgakakis, M. Salvato, Z. Liu, J. Buchner, W. N. Brandt, T. Tasnim Ananna, A. Schulze, Yue Shen, S. LaMassa, K. Nandra, A. Merloni, and I. D. McGreer. 2017. "*X-ray constraints on the fraction of obscured active galactic nuclei at high accretion luminosities*". (Aug. 2017).
- [18] O. González-Martín and S. Vaughan. 2012. "*X-ray variability of 104 active galactic nuclei. XMM-Newton power-spectrum density profiles*". (Aug. 2012).

- [19] Matthew Aaron Thomas Grant. 2019. *"X-ray Variability, Excess Variances and the Black Hole Properties of AGN"*. (1 2019).
- [20] F. Haardt and L. Maraschi. 1991. *"A Two-Phase Model for the X-Ray Emission from Seyfert Galaxies"*. (Oct. 1991).
- [21] A. V. Halevin. 2004. *"Multidimensional analysis of X-ray variability of AGN"*. arXiv e-prints (Sept. 2004).
- [22] David W. Hogg, Ivan K. Baldry, Michael R. Blanton, and Daniel J. Eisenstein. 2002. *"The K correction"*. (Oct. 2002).
- [23] L. R. Jones, C. Scharf, H. Ebeling, E. Perlman, G. Wegner, M. Malkan, and D. Horner. 1998. *"The WARPS Survey. II. The log N– log S Relation and the X-Ray Evolution of Low-Luminosity Clusters of Galaxies"*. (March 1998).
- [24] Alan P. Lightman and Douglas M. Eardley. 1974. *"Black Holes in Binary Systems: Instability of Disk Accretion"*. (Jan. 1974).
- [25] Zhu Liu, Andrea Merloni, Antonis Georgakakis, Marie-Luise Menzel, Johannes Buchner, Kirpal Nandra, Mara Salvato, Yue Shen, Marcella Brusa, and Alina Streblowska. 2016. *"X-ray spectral properties of the AGN sample in the northern XMM-XXL field"*. (June 2016).
- [26] Thomas J. Loredo. 2004. *"Bayesian Adaptive Exploration"*. In *Bayesian Inference and Maximum Entropy Methods in Science and Engineering (American Institute of Physics Conference Series)*, Gary J. Erickson and Yuxiang Zhai (Eds.).
- [27] E. Lusso, A. Comastri, B. D. Simmons, M. Mignoli, G. Zamorani, C. Vignali, M. Brusa, F. Shankar, D. Lutz, J. R. Trump, R. Maiolino, R. Gilli, M. Bolzonella, S. Puccetti, M. Salvato, C. D. Impey, F. Civano, M. Elvis, V. Mainieri, J. D. Silverman, A. M. Koekemoer, A. Bongiorno, A. Merloni, S. Berta, E. Le Floc'h, B. Magnelli, F. Pozzi, and L. Riguccini. 2012. *"Bolometric luminosities and Eddington ratios of X-ray selected active galactic nuclei in the XMM-COSMOS survey"*. (2012).
- [28] A. Markowitz and R. Edelson. 2001. *"An RXTE Survey of Long-Term X-Ray Variability in Seyfert 1 Galaxies"*. (2001).

- [29] S. Mateos, X. Barcons, F. J. Carrera, M. J. Page, M. T. Ceballos, G. Hasinger, and A. C. Fabian. 2007. "*XMM-Newton observations of the Lockman Hole. V. Time variability of the brightest AGN*". (2007).
- [30] I. McHardy, P. Uttley, R. Taylor, and I. Papadakis. 2006. "*The AGN/X-Ray Binary Connection*". In *AGN Variability from X-Rays to Radio Waves (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 360)*, C. Martin Gaskell, Ian M. McHardy, Bradley M. Peterson, and Sergey G. Sergeev (Eds.).
- [31] M. L. Menzel, A. Merloni, A. Georgakakis, M. Salvato, E. Aubourg, W. N. Brandt, M. Brusa, J. Buchner, T. Dwelly, K. Nandra, I. Pâris, P. Petitjean, and A. Schwope. 2016. "*A spectroscopic survey of X-ray-selected AGNs in the northern XMM-XXL field*". (2016).
- [32] K. Mukai. 1993. "*PIMMS and Viewing: proposal preparation tools*". *Legacy* (May 1993).
- [33] K. Nandra, I. M. George, R. F. Mushotzky, T. J. Turner, and T. Yaqoob. 1997. "*ASCA Observations of Seyfert 1 Galaxies. I. Data Analysis, Imaging, and Timing*". (Feb. 1997).
- [34] Hagai Netzer. 2013. "The Physics and Evolution of Active Galactic Nuclei". Cambridge University Press.
- [35] M. Paolillo, I. Papadakis, W. N. Brandt, B. Luo, Y. Q. Xue, P. Tozzi, O. Shemmer, V. Allevato, F. E. Bauer, A. Comastri, R. Gilli, A. M. Koekemoer, T. Liu, C. Vignali, F. Vito, G. Yang, J. X. Wang, and X. C. Zheng. 2017. "*Tracing the accretion history of supermassive black holes through X-ray variability: results from the ChandraDeep Field-South*". (Nov. 2017).
- [36] M. Paolillo, E. J. Schreier, R. Giacconi, A. M. Koekemoer, and N. A. Grogin. 2004. "*Prevalence of X-Ray Variability in the Chandra Deep Field-South*". (Aug. 2004).
- [37] I. E. Papadakis. 2004. "*The scaling of the X-ray variability with black hole mass in active galactic nuclei*". (Feb. 2004).
- [38] I. E. Papadakis, W. Brinkmann, M. Gliozzi, and C. Raeth. 2010. "*XMM-Newton long-look observation of the narrow-line Seyfert 1 galaxy PKS 0558-504. II. Timing analysis*". (July 2010).

- [39] I. E. Papadakis, E. Chatzopoulos, D. Athanasiadis, A. Markowitz, and I. Georgantopoulos. 2008. "*The long-term X-ray variability properties of AGNs in the Lockman Hole region*". (Aug. 2008).
- [40] I. E. Papadakis and A. Lawrence. 1993. "*Improved Methods for Power Spectrum Modelling of Red Noise*". (April 1993).
- [41] M. Pierre, F. Pacaud, C. Adami, S. Alis, B. Altieri, N. Baran, C. Benoist, M. Birkingshaw, A. Bongiorno, M. N. Bremer, M. Brusa, A. Butler, P. Ciliegi, L. Chiappetti, N. Clerc, P. S. Corasaniti, J. Coupon, C. De Breuck, J. Democles, S. Desai, J. Delhaize, J. Devriendt, Y. Dubois, D. Eckert, A. Elyiv, S. Ettori, A. Evrard, L. Faccioli, A. Farahi, C. Ferrari, F. Finet, S. Fotopoulou, N. Fourmanoit, P. Gandhi, F. Gastaldello, R. Gastaud, I. Georgantopoulos, P. Giles, L. Guennou, V. Guglielmo, C. Horellou, K. Husband, M. Huynh, A. Iovino, M. Kilbinger, E. Koulouridis, S. Lavoie, A. M. C. Le Brun, J. P. Le Fevre, C. Lidman, M. Lieu, C. A. Lin, A. Mantz, B. J. Maughan, S. Maurogordato, I. G. McCarthy, S. McGee, J. B. Melin, O. Melnyk, F. Menanteau, M. Novak, S. Paltani, M. Plionis, B. M. Poggianti, D. Pomarede, E. Pompei, T. J. Ponman, M. E. Ramos-Caja, P. Ranalli, D. Rapetti, S. Raychaudury, T. H. Reiprich, H. Rottgering, E. Rozo, E. Rykoff, T. Sadibekova, J. Santos, J. L. Sauvageot, C. Schimdt, M. Sereno, G. P. Smith, V. Smolčić, S. Snowden, D. Spergel, S. Stanford, J. Surdej, P. Valageas, A. Valotti, I. Valtchanov, C. Vignali, J. Willis, and F. Ziparo. 2016. "*The XXL Survey. I. Scientific motivations - XMM-Newton observing plan - Follow-up observations and simulation programme*". (June 2016).
- [42] M. Pierre, F. Pacaud, P. A. Duc, J. P. Willis, S. Andreon, I. Valtchanov, B. Altieri, G. Galaz, A. Gueguen, J. P. Le Fèvre, O. Le Fèvre, T. Ponman, P. G. Sprimont, J. Surdej, C. Adami, A. Alshino, M. Bremer, L. Chiappetti, A. Detal, O. Garcet, E. Gosset, C. Jean, D. Maccagni, C. Marinoni, A. Mazure, H. Quintana, and A. Read. 2006. "*The XMM Large-Scale Structure survey: a well-controlled X-ray cluster sample over the D1 CFHTLS area*". (Oct. 2006).
- [43] G. Ponti, I. Papadakis, S. Bianchi, M. Guainazzi, G. Matt, P. Uttley, and N. F. Bonilla. 2012. "*CAIXA: a catalogue of AGN in the XMM-Newton archive. III. Excess variance analysis*". (June 2012).

- [44] J. F. Radcliffe, P. D. Barthel, M. A. Garrett, R. J. Beswick, A. P. Thomson, and T. W. B. Muxlow. 2021. "The radio emission from active galactic nuclei". *Astronomy Astrophysics* (May 2021).
- [45] A. Ruiz, A. Georgakakis, S. Gerakakis, R. Saxton, P. Kretschmar, A. Akylas, and I. Georgantopoulos. 2021. "The RapidXMM Upper Limit Server: X-ray aperture photometry of XMM-Newton archival observations". (2021).
- [46] George B. Rybicki and Alan P. Lightman. 1986. "Radiative Processes in Astrophysics".
- [47] Lia F Sartori, Kevin Schawinski, Benny Trakhtenbrot, Neven Caplar, Ezequiel Treister, Michael J Koss, C Megan Urry, and Ce Zhang. 2018. "A model for AGN variability on multiple time-scales". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* 476 (Feb 2018).
- [48] Giulia A. D. Savorgnan, Alister W. Graham, Alessandro Marconi, and Eleonora Sani. 2016. "Supermassive Black Holes and Their Host Spheroids. II. The Red and Blue Sequence in the M_{BH} - $M_{*,sph}$ Diagram". (Jan. 2016).
- [49] N. I. Shakura and R. A. Sunyaev. 1973. "Reprint of 1973: Black holes in binary systems. Observational appearance.". (June 1973).
- [50] N. I. Shakura and R. A. Sunyaev. 1976. "A Theory of the Instability of disk Accretion on to Black Holes and the Variability of Binary X-ray Sources, Galactic Nuclei and Quasars". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 175 (06 1976).
- [51] Francesco Shankar, Alessandro Sonnenfeld, Gary A. Mamon, Kyu-Hyun Chae, Raphael Gavazzi, Tommaso Treu, Benedikt Diemer, Carlo Nipoti, Stewart Buchan, Mariangela Bernardi, Ravi Sheth, and Marc Huertas-Company. 2017. "Revisiting the Bulge-Halo Conspiracy. I. Dependence on Galaxy Properties and Halo Mass". (May 2017).
- [52] H. C. Spruit. 2010. "Accretion disks".
- [53] L. Strüder, U. Briel, K. Dennerl, R. Hartmann, E. Kendziorra, N. Meidinger, E. Pfeffermann, C. Reppin, B. Aschenbach, W. Bornemann, H. Bräuninger, W. Burkert, M. Elender, M. Freyberg, F. Haberl, G. Hartner, F. Heuschmann, H. Hippmann, E. Kastelic, S. Kemmer, G. Kettenring, W. Kink, N. Krause, S. Müller, A. Oppitz, W.

- Pietsch, M. Popp, P. Predehl, A. Read, K. H. Stephan, D. Stötter, J. Trümper, P. Holl, J. Kemmer, H. Soltau, R. Stötter, U. Weber, U. Weichert, C. von Zanthier, D. Carathanassis, G. Lutz, R. H. Richter, P. Solc, H. Böttcher, M. Kuster, R. Staubert, A. Abbey, A. Holland, M. Turner, M. Balasini, G. F. Bignami, N. La Palombara, G. Villa, W. Buttler, F. Gianini, R. Lainé, D. Lumb, and P. Dhez. 2001. "The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton: The pn-CCD camera". (Jan. 2001).
- [54] M. B. Taylor. 2005. "TOPCAT & STIL: Starlink Table/VOTable Processing Software". In *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV*, P. Shopbell, M. Britton, and R. Ebert (Eds.).
- [55] M. J. L. Turner, A. Abbey, M. Arnaud, M. Balasini, M. Barbera, E. Belsole, P. J. Bennie, J. P. Bernard, G. F. Bignami, M. Boer, U. Briel, I. Butler, C. Cara, C. Chabaud, R. Cole, A. Collura, M. Conte, A. Cros, M. Denby, P. Dhez, G. Di Coco, J. Dowson, P. Ferrando, S. Ghizzardi, F. Gianotti, C. V. Goodall, L. Gretton, R. G. Griffiths, O. Hainaut, J. F. Hochedez, A. D. Holland, E. Jourdain, E. Kendziorra, A. Lagostina, R. Laine, N. La Palombara, M. Lortholary, D. Lumb, P. Marty, S. Molendi, C. Pigot, E. Poindron, K. A. Pounds, J. N. Reeves, C. Reppin, R. Rothenflug, P. Salvatat, J. L. Sauvageot, D. Schmitt, S. Sembay, A. D. T. Short, J. Spragg, J. Stephen, L. Strüder, A. Tiengo, M. Trifoglio, J. Trümper, S. Vercellone, L. Vigroux, G. Villa, M. J. Ward, S. Whitehead, and E. Zonca. 2001. "The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton: The MOS cameras". (Jan. 2001).
- [56] T. J. Turner, I. M. George, K. Nandra, and D. Turcan. 1999. "On X-Ray Variability in Seyfert Galaxies". (1999).
- [57] P. Uttley. 2006. "The Relationship Between Optical and X-ray Variability in Seyfert Galaxies". In *AGN Variability from X-Rays to Radio Waves (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 360)*, C. Martin Gaskell, Ian M. McHardy, Bradley M. Peterson, and Sergey G. Sergeev (Eds.).
- [58] S. Vaughan, R. Edelson, R. S. Warwick, and P. Uttley. 2003. "On characterizing the variability properties of X-ray light curves from active galaxies". (Nov. 2003).
- [59] S. Vaughan, A. C. Fabian, and K. Nandra. 2003. "X-ray continuum variability of MCG-6-30-15". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 339 (03 2003).

- [60] N. A. Webb, M. Coriat, I. Traulsen, J. Ballet, C. Motch, F. J. Carrera, F. Koliopanos, J. Authier, I. de La Calle, M. T. Ceballos, E. Colomo, D. Chuard, M. Freyberg, T. Garcia, M. Kolehmainen, G. Lamer, D. Lin, P. Maggi, L. Michel, C. G. Page, M. J. Page, J. V. Perea-Calderon, F. X. Pineau, P. Rodriguez, S. R. Rosen, M. Santos Lleo, R. D. Saxton, A. Schwope, L. Tomas, M. G. Watson, and A. Zakardjian. 2020. "*VizieR Online Data Catalog: XMM-Newton Serendipitous Source Catalogue 4XMM-DR9 (Webb+, 2020)*". *VizieR Online Data Catalog* (July 2020).
- [61] E.L. Wright. 2006. "*A Cosmology Calculator for the World Wide Web*". (Dec. 2006).

Δήλωση Συγγραφικής Ιδιότητας

Δηλώνω ότι αυτή η πτυχιακή εργασία με τίτλο «Μεταβλητότητα των AGN στις μαλακές ακτίνες X: το πεδίο XMM-XXL-North» και η δουλειά που παρουσιάζεται σε αυτή είναι δικά μου. Επιβεβαιώνω ότι:

- Η εργασία αυτή πραγματοποιήθηκε εξ ολοκλήρου κατά τον χρόνο προπτυχιακών σπουδών μου στο Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών.
- Όπου οποιοδήποτε μέρος αυτής της πτυχιακής εργασίας έχει προηγουμένως κατατεθεί για την απόκτηση πτυχίου ή άλλου τίτλου σε αυτό ή άλλο πανεπιστήμιο, αυτό διατυπώνεται ξεκάθαρα.
- Όπου έχω συμβουλευτεί την δημοσιευμένη δουλειά τρίτων, αυτό αποδίδεται ορθώς.
- Όπου έχω παραθέσει από δουλειά τρίτων, η πηγή δίνεται πάντα. Με εξαίρεση αυτές τις παραθέσεις, αυτή η πτυχιακή εργασία είναι εξ ολοκλήρου προσωπική μου εργασία.
- Έχω παραθέσει όλες τις κύριες πηγές βοήθειας.
- Όπου αυτή η πτυχιακή εργασία είναι βασισμένη σε συνεργατική δουλειά δική μου και τρίτων, έχω καταστήσει ξεκάθαρο ποιά κομμάτια έχουν πραγματοποιηθεί από άλλους και πώς συνέβαλα εγώ.
- Οι κανονισμοί για την απόκτηση πτυχίου μου είναι γνωστοί.

Η πτυχιακή εργασία που υποβάλω πραγματοποιήθηκε με την συνεργασία και επίβλεψη του Κύριου Ερευνητή του Εθνικού Αστεροσκοπείου Αθηνών Δρ. Αντώνη Γεωργακάκη και συνεπίβλεψη της Επίκουρης Καθηγήτριας του Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών Δρ. Καλλιόπης Δασύρα.

Αθήνα, 2021.