

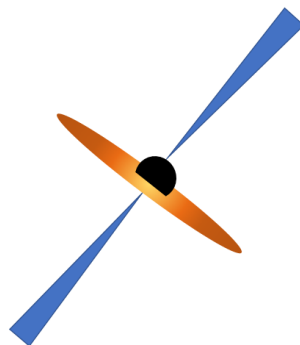
Τομέας Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής
Τμήμα Φυσικής
Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών



Διπλωματική Εργασία

Παραγωγή κοσμικών ακτίνων από Blazar υπό
συνθήκες ελαχιστοποίησης της ισχύος των
πιδάκων τους

Αναστασία Τσιλιμιδού



Αθήνα
Ιούλιος 2024

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τους επιβλέποντες αυτής της διπλωματικής εργασίας, την κα. Μαρία Πετροπούλου, Επίκουρη Καθηγήτρια του τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημίου Αθηνών για την πολύτιμη καθοδήγησή της και τις χρήσιμες συμβουλές της. Επίσης, τον κ. Σταύρο Δημητρακούδη, Διδάκτορα του τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημίου Αθηνών, για την καθοδήγηση, τις συμβουλές και την βοήθεια που μου παρείχε με τις κατατοπιστικές του απαντήσεις στα ερωτήματα μου κατά τη διάρκεια εκπόνησης της παρούσας εργασίας.

Επιπλέον, τον κ. Γιώργο Βασιλόπουλο, Επίκουρο Καθηγητή του τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημίου Αθηνών, για την βοήθειά του σε ό,τι απαιτούσε εγκαταστάσεις και χρήση λογισμικού μέσω διακομιστή.

Τέλος, να ευχαριστήσω τους κοντινούς μου ανθρώπους, οικογένεια και φίλους, για την ενθάρρυνση και ψυχολογική στήριξη που μου παρήχαν σε όλη τη διάρκεια των μεταπτυχιακών σπουδών μου.

Περίληψη

Στόχος της παρούσας εργασίας είναι να υπολογιστεί η ροή κοσμικών ακτίνων στη Γη από blazar σε συνθήκες ελαχιστοποίησης της ισχύος των πιδάκων τους. Έχοντας ως αφετηρία την ανάλυση της δημοσίευσης [13] η ελαχιστοποίηση της ισχύος μας δίνει τον παράγοντα Doppler και το μαγνητικό πεδίο συναρτήσει μεγεθών τα οποία μπορούμε να παρατηρήσουμε από τα φάσματα των γαλαξιών. Επικεντρωνόμαστε στις φωτο-αδρονικές αλληλεπιδράσεις μεταξύ πρωτονίων και φωτονίων εντός του πίδακα και πιο συγκεκριμένα σε αυτή που οδηγεί σε παραγωγή νετρονίων. Θεωρώντας πως τα τελευταία διαφεύγουν από τον πίδακα, ως ουδέτερα φορτισμένα, διασπώνται οδηγώντας σε παραγωγή πρωτονίων (κοσμικές ακτίνες) και νετρίνων. Έχουν μελετηθεί και επεξεργαστεί δεδομένα από 23 blazar με χρήση του λογισμικού CRPropa. Με βάση, λοιπόν, αυτό υπολογίζεται η ελάχιστη ροή κοσμικών ακτίνων και νετρίνων στη Γη και, τέλος, γίνεται κανονικοποίηση αυτής με βάση 2026 blazar (1371 BL Lac και 655 FSRQ) που είχαν ανιχνευθεί ως το 2020.

Abstract

The purpose of this thesis is to calculate the flux of cosmic rays from blazars under conditions of minimization of the power of their jets. Using the equations from *Maria Petropoulou and Charles D. Dermer, Properties of Blazar Jets Defined by an Economy of Power* [13], we have the equations for the minimum magnetic field and the minimum Doppler factor that are required for these conditions. We assume that protons interact with photons and we focus on the interaction that produces neutrons. Neutrons escape from the jet, since they are neutrally charged, then decay and produce protons (cosmic rays) and neutrinos. We use the simulation framework CRPropa to study the propagation of these high energy protons based on a sample of 23 blazars. We calculate the minimum flux of cosmic rays and neutrinos and we also estimate the flux that we would have calculated if the sample was the 2026 blazars (1371 BL Lacs and 655 FSRQs) which had been discovered until 2020.

| Σταθερές | | |
|--------------------------------------|-------------|----------------------------|
| Όνομα | Συμβολισμός | Τιμή |
| Ταχύτητα του φωτός | c | $3 \cdot 10^{10} cm/s$ |
| Ενέργεια ηρεμίας πρωτονίου | $m_p c^2$ | $1 GeV$ |
| Ενέργεια ηρεμίας ηλεκτρονίου | $m_e c^2$ | $0.5 MeV$ |
| Μάζα ηλεκτρονίου προς μάζα πρωτονίου | μ | $1/1830$ |
| Σταθερά του Planck | h | $6.63 \cdot 10^{-27} ergs$ |
| Ενεργός διατομή Thomson | σ_T | $6.65 \cdot 10^{-25} cm^2$ |
| Παρσέκ | pc | $3.08 \cdot 10^{18} cm$ |
| Electron Volt | eV | $1.6 \cdot 10^{-12} erg$ |

Περιεχόμενα

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Blazar | 13 |
| 1.1 | Υπέρφωτη κίνηση | 13 |
| 1.2 | Προώθηση Doppler | 14 |
| 1.3 | Μηχανισμοί απώλειας ενέργειας | 14 |
| 1.3.1 | Ακτινοβολία Σύγχροτρον | 15 |
| 1.3.2 | Φωτο-αδρονικές αλληλεπιδράσεις | 16 |
| 2 | Ελαχιστοποίηση ισχύος | 19 |
| 2.1 | Συστήματα αναφοράς | 19 |
| 2.2 | Μοντέλο LHS και ελαχιστοποίηση της ισχύος | 19 |
| 3 | Μηχανισμός | 23 |
| 3.1 | Ενεργειακή μελέτη μέσω κινηματικής | 23 |
| 3.2 | Ισχύς νετρονίων | 26 |
| 3.3 | Συνθήκη κατωφλίου | 31 |
| 3.4 | Απόσταση που διανύουν τα νετρόνια | 32 |
| 4 | Προσομοιώσεις με CRPropa | 35 |
| 4.1 | Κατασκευή κώδικα και επιλογή προσομοιώσεων | 35 |
| 4.2 | Ενέργειες κατωφλίου και μέση ελεύθερη διαδρομή | 37 |
| 4.3 | Ένα παράδειγμα επεξεργασίας ενός blazar | 38 |
| 4.4 | Μερικά παραδείγματα λειτουργίας του CRPropa | 42 |
| 5 | Αποτελέσματα | 51 |
| 5.1 | Κοσμικές ακτίνες | 52 |
| 5.2 | Νετρίνα | 60 |
| 5.3 | Συμπεράσματα | 65 |
| 6 | Παράρτημα | 67 |

Εισαγωγή

Οι blazars είναι μια υποκατηγορία των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων, γνωστοί ως Active Galactic Nuclei (AGN), οι οποίοι έχουν πίδακες σχετικιστικά κινούμενου πλάσματος. Οι πίδακες αυτοί είναι στραμμένοι περίπου στην διεύθυνση παρατήρησής τους από εμάς και παρατηρείται το φαινόμενο της υπέρφωτης κίνησης. Η ακτινοβολία που παίρνουμε καλύπτει όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα έχοντας έντονη συνεισφορά στις ακτίνες γ . Αποτελούν μεταβλητές πηγές με γρήγορες διακυμάνσεις στην λαμπρότητα με χρονική κλίμακα από ώρες ως μέρες.

Η ανίχνευση κάποιων εξωγαλαξιακών υψηλοενεργειακών σωματιδίων θεωρείται ότι προκύπτει από τους blazar. Στους πίδακες των blazar υπάρχει πλάσμα και μαγνητικά πεδία τα οποία επιταχύνουν φορτισμένα σωματίδια. Εφόσον υπάρχει μαγνητικό πεδίο, ηλεκτρόνια και πρωτόνια επιταχύνονται και ακτινοβολούν μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον. Σε ένα τυπικό φάσμα των blazar παρατηρούμε δύο καμπούρες (hump). Το πρώτο hump, εκτεινόμενο σε συχνότητες από ράδιο ως ακτίνες X, θεωρείται ότι προκύπτει από ακτινοβολία σύγχροτρον των ηλεκτρονίων μιας περιοχής του πίδακα δίνοντας φωτόνια που καλύπτουν όλο αυτό το εύρος. Το δεύτερο hump, το οποίο εκτείνεται από τις ακτίνες χ ως και ακτίνες γ , θεωρούμε, στα πλαίσια αυτής της εργασίας, ότι προκύπτει από ακτινοβολία σύγχροτρον πρωτονίων. Έτσι, παράγονται αυτά τα υψηλοενεργειακά φωτόνια. Τα πρωτόνια αυτά, καθώς ακτινοβολούν με σύγχροτρον, είναι δυνατόν να αλληλεπιδράσουν και με φωτόνια και να δώσουν νετρόνια, πρωτόνια, πιόνια και νετρίνα υψηλών ενέργειων. Θα ασχοληθούμε με την περίπτωση των νετρονίων τα οποία διασπώνται και δίνουν τα πρωτόνια που ονομάζουμε κοσμικές ακτίνες και φτάνουν στη Γη.

1 Blazar

Όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή, οι blazar είναι γαλαξίες που ανήκουν στην κατηγορία των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων, AGN, με το χαρακτηριστικό ότι οι πίδακες τους έχουν κατεύθυνση περίπου ίδια με την ευθεία παρατήρησης. Το πλάσμα στους πίδακες αυτούς κινείται σχετικιστικά και συνέπεια αυτού είναι να παρατηρείται το φαινόμενο της υπέρφωτης κίνησης. Οι blazar χωρίζονται σε δύο υποκατηγορίες: τους BL Lac και τους FSRQs. Οι ομοιότητες τους είναι αρκετές και ορισμένες φορές δύσκολα γίνεται η κατηγοριοποίησή τους. Παρόλα αυτά, η κυριότερη διαφορά μεταξύ των δύο αυτών υποκατηγοριών είναι ότι οι FSRQs έχουν έντονες γραμμές εκπομπής ενώ οι BL Lacs δεν έχουν ή έχουν αλλά είναι ασθενείς [10]. Ωστόσο, και οι δύο αυτές υποκατηγορίες blazar αποτελούν ισχυρές πηγές υψηλοενεργειακών φωτονίων και κοσμικών ακτίνων όπως θα δούμε στη συνέχεια.

1.1 Υπέρφωτη κίνηση

Ένα χαρακτηριστικό των blazar είναι ότι παρατηρείται μία φαινόμενη κίνηση περιοχών στον στραμμένο προς τα εμάς πίδακα με ταχύτητα μεγαλύτερη από αυτήν του φωτός. Όπως είναι γνωστό κάτι τέτοιο δεν είναι δυνατό παρόλα αυτά έχει επικρατήσει η ονομασία του φαινομένου ως υπέρφωτη κίνηση [12]. Οι δύο προϋποθέσεις για αυτό το φαινόμενο είναι οι ταχύτητες των περιοχών αυτών του πίδακα στο σύστημα ηρεμίας τους να είναι κοντά στην ταχύτητα του φωτός και η γωνία θ που σχηματίζεται ανάμεσα στην ευθεία παρατήρησης και στην προέκταση της ευθείας του πίδακα να είναι μικρή.

Το φαινόμενο της υπέρφωτης κίνησης οφείλεται στο ότι εάν μία περιοχή ενός πίδακα ακτινοβολεί και η αρχική της απόσταση από εμάς είναι D τότε τα φωτόνια σε μία επόμενη στιγμή t_1 δεν θα καλύπτουν πλέον απόσταση D αλλά απόσταση $D - Ut_1 \cos\theta$ εφόσον απομακρύνονται από την κεντρική περιοχή με ταχύτητα $U = \beta c$ και μεταξύ του πίδακα και της ευθείας παρατήρησης σχηματίζεται γωνία θ . Επομένως, το χρονικό διάστημα που μετράμε μεταξύ των δύο χρονικών στιγμών θα είναι μικρότερο κατά τον παράγοντα $1 - \beta \cos\theta$ δηλαδή,

$$\Delta t_{obs} = (1 - \beta \cos\theta)t_1. \quad (1)$$

Η φαινόμενη ταχύτητα στο επίπεδο του ουρανού $U_{\varphi\alpha\nu}$ θα είναι:

$$U_{\varphi\alpha\nu} = \frac{\beta c \sin\theta}{1 - \beta \cos\theta}. \quad (2)$$

Η φαινόμενη αυτή ταχύτητα, όπως αναφέρθηκε πριν, παρατηρείται μεγαλύτερη του φωτός. Το μέγεθος αυτό γίνεται μεγαλύτερο της ταχύτητας του φωτός ή αλλιώς διαιρώντας με c , $\beta_{\varphi\alpha\nu} > 1$, όταν ο παρονομαστής είναι πολύ μικρός. Αυτό απαιτεί β και $\cos\theta$ να είναι κοντά στη μονάδα δηλαδή $\beta \simeq 1$ και $\theta \ll 1$.

Εφόσον $\beta_{\varphi\alpha\nu} > 1$ τότε $\beta \sin\theta > 1 - \beta \cos\theta$ και συνεπώς,

$$\beta(\sin\theta + \cos\theta) > 1. \quad (3)$$

Το ακρότατο της συνάρτησης υπολογίζεται αν παραγωγισθεί ως προς θ και γίνει ίσο με μηδέν. Προκύπτει, λοιπόν, ότι $\theta_{max} = \frac{\pi}{2}$ και αντικαθιστώντας στην προηγούμενη σχέση το θ_{max} , αποδεικνύεται ότι πρέπει $\beta > 0,7$ δηλαδή $U > 0,7c$.

1.2 Προώθηση Doppler

Ένα άλλο φαινόμενο που μας ενδιαφέρει και αποτελεί και αυτό συνέπεια της σχετικιστικής κίνησης του πλάσματος στον πίδακα, είναι η προώθηση Doppler (relativistic beaming ή Doppler boosting). Το φαινόμενο αυτό έχει να κάνει με τη σχέση των παρατηρούμενων μεγεθών με αυτών στο εσωτερικό της πηγής. Η σύνδεση μεταξύ των παραμέτρων των δύο συστημάτων γίνεται με τον παράγοντα Doppler δ (ή δ_D όπως θα συμβολίζεται παρακάτω), ο οποίος ορίζεται ως εξής:

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos\theta)}, \quad (4)$$

όπου Γ ο παράγοντας Lorentz του πίδακα.

Όταν, λοιπόν, θεωρούμε ότι $\theta \ll 1$ για τον πίδακα που είναι στραμμένος στην κατεύθυνση παρατήρησης προκύπτει ότι $\delta \simeq \Gamma$ ενώ για τον πίδακα που είναι στραμμένος στην αντίθετη φορά έχουμε $\theta \gg 1$ και προκύπτει $\delta \simeq \frac{1}{\Gamma}$.

Στην παρούσα εργασία, θα χρειαστούμε τους μετασχηματισμούς για δύο μεγέθη κυρίως: την ενέργεια E ή ε και την ισχύ L (ή λαμπρότητα), οι οποίοι δίνονται από τις σχέσεις:

$$\varepsilon = \delta \varepsilon' \quad (5)$$

$$L = \delta^4 L' \quad (6)$$

όπου τονούμενο το συγκινούμενο σύστημα και άτονο το παρατηρούμενο [12].

Αυτό σημαίνει ότι η ενέργεια και η ισχύς των περιοχών του πλάσματος του πίδακα που κινούνται προς τον παρατηρητή φαίνονται ενισχυμένες ενώ η ενέργεια και η ισχύς αυτών που κινούνται σε μεγαλύτερες γωνίες φαίνονται αποδυναμωμένες. Ιδιαίτερος όσον αφορά την ισχύ η διαφορά, όπως προκύπτει από τη σχέση, μπορεί να είναι αρκετές τάξεις μεγέθους.

1.3 Μηχανισμοί απώλειας ενέργειας

Υπάρχουν πολλοί μηχανισμοί απώλειας ενέργειας σωματιδίων και κέρδους ενέργειας. Εμάς μας ενδιαφέρουν οι απώλειες εδώ. Οι απώλειες αυτών αποτελούν ενεργειακό κέρδος σε άλλα σωματίδια. Τα σωματίδια που χάνουν ενέργεια είναι αδρόνια και λεπτόνια, κυρίως πρωτόνια και ηλεκτρόνια. Τα σωματίδια που είτε παράγονται είτε προϋπάρχουν και κερδίζουν ενέργεια μπορεί να είναι φωτόνια και νετρίνα. Τα τελευταία είναι και αυτά που μπορούν να παρατηρηθούν και να ανιχνευτούν άμεσα με τηλεσκόπια και κατάλληλους ανιχνευτές αντίστοιχα.

Οι μηχανισμοί απώλειας ενέργειας στην αστροφυσική είναι αρκετοί, με συνήθεστερους την ακτινοβολία σύγχροτρον και τον αντίστροφο σχεδιασμό Compton. Πέρα από αυτούς, υπάρχουν και αρκετές αλληλεπιδράσεις σωματιδίων (αδρόνια, λεπτόνια, πυρήνες) με φωτόνια που δίνουν αρχικά κάποια ασταθή σωματίδια και μετά από κάποιο χρόνο κάποια άλλα. Θα ασχοληθούμε με δύο μηχανισμούς απώλειας ενέργειας που θα μας απασχολήσουν στην παρούσα εργασία, δηλαδή την ακτινοβολία σύγχροτρον και τις φωτο-αδρονικές αλληλεπιδράσεις.

1.3.1 Ακτινοβολία Σύγχροτρον

Ο μηχανισμός σύγχροτρον αποτελεί ξεκάθαρα έναν μηχανισμό παραγωγής φωτονίων. Η παραγωγή της ακτινοβολίας αυτής προκύπτει από επιταχυνόμενα σχετικιστικά φορτισμένα σωματίδια (θεωρούμε ότι έχουμε ηλεκτρόνια και πρωτόνια, γι' αυτό θα αναφέρονται αυτά από εδώ και πέρα) κινούμενα μέσα σε μαγνητικά πεδία. Γενικά, η ακτινοβολούμενη ισχύς P σχετικιστικά κινούμενου φορτίου q σε μαγνητικό πεδίο B δίνεται από την σχέση Larmor [15]:

$$P = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 (\alpha_{\parallel}^2 + \gamma^2 \alpha_{\perp}^2), \quad (7)$$

όπου α_{\parallel} η παράλληλη συνιστώσα, α_{\perp} η κάθετη συνιστώσα της επιτάχυνσης στο διάνυσμα της ταχύτητας και γ ο παράγοντας Lorentz των σωματιδίων.

Χρησιμοποιώντας τον δεύτερο νόμο του Νεύτωνα στη σχετικιστική μορφή για να βρούμε την επιτάχυνση, και θεωρώντας ισοτροπική κατανομή σωματιδίων, καταλήγουμε στη σχέση:

$$P = \frac{4q^4}{9m^2 c^3} \beta^2 \gamma^2 B^2, \quad (8)$$

Από την παραπάνω σχέση προκύπτει ότι στην περίπτωση που έχουμε ηλεκτρόνια, ο ρυθμός απώλειας ενέργειας (ή ακτινοβολούμενη ισχύς) είναι:

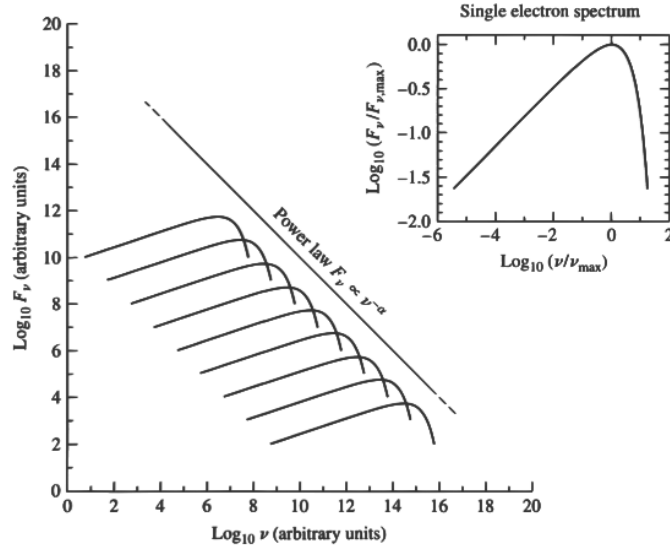
$$P_e = \frac{4}{3} \sigma_{\tau} c u_B \beta^2 \gamma^2 \quad (9)$$

όπου σ_{τ} η ενεργός διατομή Thomson και $u_B = B^2/8\pi$, ενώ στην περίπτωση που έχουμε πρωτόνια ίδιου γ η ακτινοβολούμενη ισχύς συναρτήσει της ισχύς των ηλεκτρονίων είναι:

$$P_p = \left(\frac{m_e}{m_p} \right)^2 P_e. \quad (10)$$

Αυτό σημαίνει ότι τα πρωτόνια ίδιου γ με τα ηλεκτρόνια ακτινοβολούν περίπου 1.000.000 φορές λιγότερο και άρα η συνεισφορά τους είναι αμελητέα. Φυσικά, αυτό δεν συμβαίνει στην περίπτωση που έχουμε γ πρωτονίων πολύ μεγαλύτερο από αυτό των ηλεκτρονίων.

Για λόγους απλοποίησης, θα θεωρήσουμε στην παρούσα εργασία ότι έχουμε μονοενεργητικά ηλεκτρόνια και μονοενεργητικά πρωτόνια. Το φάσμα της ακτινοβολίας σύγχροτρον που προκύπτει σε μία τέτοια περίπτωση είναι αυτό που φαίνεται στο σχήμα 1 [9]:



Σχήμα 1: Κυρίως σχήμα: Το φάσμα της ακτινοβολίας σύγχροτρον ηλεκτρονίων διαφορετικών ενεργειών. Πάνω δεξιά: Το φάσμα της ακτινοβολίας σύγχροτρον μονοενεργητικών ηλεκτρονίων.

Μπορούμε να πούμε ότι όλη η ακτινοβολία μονοενεργητικών ηλεκτρονίων ή πρωτονίων εκπέμπεται σε μία ενέργεια - συχνότητα, εκεί όπου παρουσιάζεται το μέγιστο. Η ενέργεια αυτή, κατά προσέγγιση, και θεωρώντας ισοτροπική κατανομή σωματιδίων, υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\varepsilon_{syn} = \frac{3}{2} \mu m_e c^2 \frac{B}{B_{cr}} \gamma^2 \quad (11)$$

όπου $\mu = m_e/m_p$, $B_{cr} = m_e^2 c^3 / e \hbar = 4.4 \times 10^{13} \text{G}$.

Συνεπώς, τα φωτόνια που παράγονται από σύγχροτρον είτε ηλεκτρονίων είτε πρωτονίων θα θεωρούμε ότι ακτινοβολούν κατά προσέγγιση σε μία ενέργεια.

1.3.2 Φωτο-αδρονικές αλληλεπιδράσεις

Στην παρούσα εργασία, θα θεωρήσουμε δύο φωτο-αδρονικές αλληλεπιδράσεις, οι οποίες είναι:

1. $p + \gamma \rightarrow n(p) + \pi^+(\pi^0)$ photopion production και
2. $p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$ photopair production ή Bethe-Heitler

Κυρίως, θα μας απασχολήσει η πρώτη που οδηγεί σε παραγωγή νετρονίων καθώς είναι αυτή που θα χρησιμοποιήσουμε για την αναλυτική περιγραφή και τους υπολογισμούς παρακάτω. Είναι αυτή από την οποία θεωρούμε ότι παράγονται οι κοσμικές ακτίνες που φτάνουν στη Γη. Έπειτα, και οι δύο θα ληφθούν υπόψη στις προσομιώσεις με το CRPropa καθώς θα θεωρήσουμε ότι στο ταξίδι τους από τους μακρινούς blazar στους οποίους οι κοσμικές ακτίνες παράγονται μέχρι να φτάσουν στη Γη υπάρχουν πεδία φωτονίων και άρα είναι δυνατό να αλληλεπιδράσουν και με τις δύο διαδικασίες.

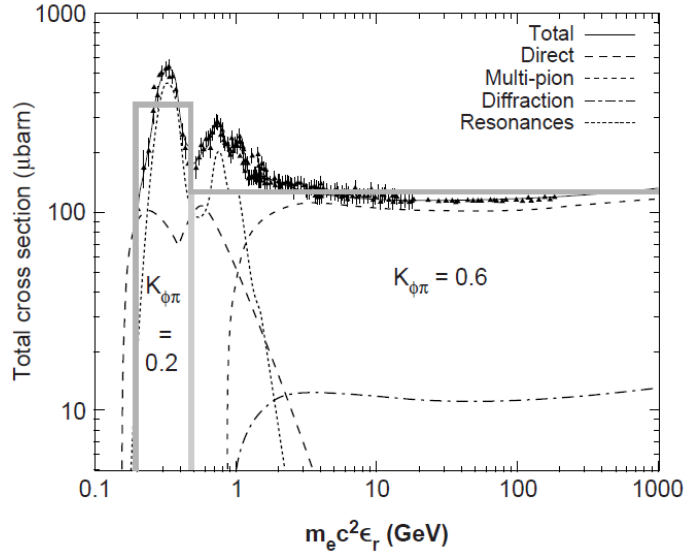
Για αυτές τις αλληλεπιδράσεις ορίζεται ο συντελεστής ανελαστικότητας k που δηλώνει το ποσοστό της ενέργειας του υψηλοενεργειακού πρωτονίου που καταλήγει στα δευτερεύοντα προϊόντα της αλληλεπίδρασης δηλαδή στα πόνια και στα ζεύγη e^+e^- . Φυσικά, κάθε αλληλεπίδραση έχει τον δικό της συντελεστή. Έτσι, για την photopion, ισχύει ότι $k_{\phi\pi} \simeq 0,2 - 0,5$ ενώ για την photopair ισχύει ότι $k_{\phi e} \simeq 2m_e/m_p$ [8]. Αυτό σημαίνει ότι για να χάσει ένα τέτοιο πρωτόνιο σημαντικό μέρος της αρχικής ενέργειάς του χρειάζεται μόνο μερικές photopion αλληλεπιδράσεις ενώ αντίστοιχα, με την photopair χρειάζεται εκατοντάδες.

Η χρονική κλίμακα ενεργειακών απωλειών της photopion αλληλεπίδρασης ορίζεται ως [8]:

$$t_{p\gamma}^{-1} = \frac{c}{2\gamma_p^2} \int_0^\infty \frac{n_{ph}(\varepsilon)}{\varepsilon^2} d\varepsilon \int_0^{2\gamma_p\varepsilon} \varepsilon_r \sigma_{p\gamma}(\varepsilon_r) k_{p\gamma}(\varepsilon_r) d\varepsilon_r, \quad (12)$$

όπου $\varepsilon_r = \gamma_p\varepsilon(1 - \beta_p \cos\theta)$ η ενέργεια του φωτονίου στο σύστημα ηρεμίας του πρωτονίου, $\sigma_{p\gamma}(\varepsilon_r)$ η ενεργός διατομή και $k_{p\gamma}(\varepsilon_r)$ ο συντελεστής ανελαστικότητας.

Αυστηρά, ο συντελεστής ανελαστικότητας και η ενεργός διατομή είναι συναρτήσες της ε_r . Στην παρακάτω εικόνα φαίνεται η ενεργός διατομή συναρτήσες της ενέργειας ε_r .



Σχήμα 2: Η ενεργός διατομή της photopion αλληλεπίδρασης συναρτήσες της ενέργειας του φωτονίου στο σύστημα ηρεμίας του πρωτονίου ε_r [8].

Αν θεωρήσουμε ότι η ενεργός διατομή μπορεί να προσεγγιστεί με δύο συναρτήσες βήματος τότε προκύπτει:

$$\sigma_{p\gamma}(\varepsilon_r) = \begin{cases} 340\mu b & \text{αν } \varepsilon_{th} = 390 \leq \varepsilon_r \leq 980 \\ 120\mu b & \text{αν } \varepsilon_r \geq 980 \end{cases} \quad (13)$$

και σε αυτή την περίπτωση ο συντελεστής ανελαστικότητας είναι:

$$k_{p\gamma}(\varepsilon_r) = \begin{cases} 0,2 & \text{αν } \varepsilon_{th} = 390 \leq \varepsilon_r \leq 980 \\ 0,6 & \text{αν } \varepsilon_r \geq 980 \end{cases} \quad (14)$$

Εμείς θα χρησιμοποιήσουμε την εξής σχέση:

$$\hat{\sigma}_{p\gamma} = \sigma_{p\gamma}(\varepsilon_r)k_{p\gamma}(\varepsilon_r) = \sigma_1 k_1 \Theta(\varepsilon_r - 390) \simeq 70\Theta(\varepsilon_r - 390)\mu\text{b}, \quad (15)$$

άρα θα θεωρήσουμε ότι $\hat{\sigma}_{p\gamma} = 70\mu\text{b}$ [8].

Η σχέση υπολογισμού της ενέργειας κατωφλίου στο παρατηρούμενο σύστημα οποιασδήποτε αλληλεπίδρασης $\alpha + b \rightarrow c + d$ είναι η εξής:

$$\varepsilon_\alpha \varepsilon_b - p_\alpha p_b \geq m_\alpha m_b c^2 + \Delta m c^2 (m_\alpha + m_b + \frac{\Delta m}{2}) \quad (16)$$

όπου $\Delta m = m_c + m_d - (m_\alpha + m_b)$.

Αντικαθιστώντας στην σχέση 16 την αλληλεπίδραση $p + \gamma \rightarrow n + \pi^+$ προκύπτει ότι η ενέργεια κατωφλίου είναι $\varepsilon_{th} \simeq 150\text{MeV}$.

Αντίστοιχα, η ενέργεια κατωφλίου για την αλληλεπίδραση $p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$, προκύπτει πάλι από την ίδια σχέση να είναι $\varepsilon_{th} \simeq 1\text{MeV}$.

2 Ελαχιστοποίηση ισχύος

2.1 Συστήματα αναφοράς

Για την αναλυτική περιγραφή και υπολογισμό των αναγκαίων σχέσεων, χρειάζεται προσοχή και θα επισημαίνεται το σύστημα αναφοράς στο οποίο αναφερόμαστε. Κατά κύριο λόγο, έχουμε χρησιμοποιήσει τρία διαφορετικά συστήματα αναφοράς.

Όταν θέλουμε να υπολογίσουμε ενέργειες κατωφλίου και έπειτα από μία αλληλεπίδραση τί ποσό ενέργειας θα καταλήξει στα παραγόμενα σωματίδια από τα αρχικά, βολεύει να μεταφερθούμε στο σύστημα του κέντρου ορμής. Στην περίπτωση δε που έχουμε διάσπαση ενός σωματιδίου σε άλλα δευτερογενή, το σύστημα κέντρου ορμής ταυτίζεται με το σύστημα ηρεμίας του σωματιδίου που διασπάται.

Το δεύτερο σύστημα αναφοράς που χρησιμοποιούμε είναι το συγκρινόμενο σύστημα με τον πίδακα καθώς μελετάμε αλληλεπιδράσεις μέσα σε μία μικρή περιοχή ακτίνας r'_b . Το σύστημα αυτό θα συνδέεται παρακάτω συχνά με το παρατηρούμενο σύστημα και θα συμβολίζεται με τόνους.

Το τελευταίο σύστημα που θα μας απασχολήσει είναι το παρατηρούμενο. Επειδή ακριβώς όλα τα μεγέθη μετρώνται άμεσα σε αυτό όλες οι σχέσεις θα εξάγονται συναρτήσει μεγεθών στο παρατηρούμενο σύστημα το οποίο θα συμβολίζεται με άτονα μεγέθη.

2.2 Μοντέλο LHS και ελαχιστοποίηση της ισχύος

Στη δημοσίευση *Properties of Blazar jets defined by an economy of power* των *Maria Petropoulou and Charles D. Dermer* [13] αναλύονται δύο μοντέλα εξήγησης των φασμάτων των blazar σε συνθήκες ελαχιστοποίησης της ισχύος των πιδάκων τους. Εμάς μας ενδιαφέρει η δεύτερη περίπτωση στην οποία το δεύτερο hump στο φάσμα θεωρείται ότι οφείλεται σε σύγχροτρον πρωτονίων. Η παρακάτω μικρή ανάλυση της δημοσίευσης αυτής γίνεται γιατί αποτελεί την αφετηρία της παρούσας εργασίας.

Η ισχύς ενός πίδακα μπορεί να υπολογιστεί στο παρατηρούμενο σύστημα αναφοράς σύμφωνα με την σχέση:

$$L_j = 2\pi r_b'^2 \beta \Gamma^2 c \sum_{i=e,p,B} (u'_i + P'_i) + L_j^r + L_j^{cold}, \quad (17)$$

όπου ο πρώτος όρος αφορά την ισχύ των σχετικιστικών ηλεκτρονίων, πρωτονίων και μαγνητικού πεδίου, ο δεύτερος όρος αφορά την ισχύ των υπάρχοντων φωτονίων (όρος ακτινοβολίας) και ο τρίτος όρος αφορά την ισχύ των ψυχρών σωματιδίων άρα την ισχύ που οφείλεται σε κινητική ενέργεια. Στο μοντέλο LHS θεωρούμε ότι η ισχύς των σχετικιστικών λεπτονίων του πίδακα για το δεύτερο hump και η ισχύς των ψυχρών σωματιδίων είναι αμελητέες σε σχέση με τις υπόλοιπες.

Θεωρούμε $\psi = 2\Gamma/\delta_D$ όπου δ_D ο παράγοντας Doppler και Γ ο παράγοντας Lorentz της σφαιρικής περιοχής εκπομπής του πίδακα ακτίνας r'_b με $r'_b = c\delta_D t_\nu$ καθώς και ότι έχουμε μονοενεργητικούς πληθυσμούς σωματιδίων με

$$N_i(\gamma'_i) = N_i \delta(\gamma'_i - \bar{\gamma}'_i). \quad (18)$$

Και τα πρωτόνια και τα ηλεκτρόνια θα ακτινοβολούν μέσω σύγχροτρον στην χαρακτηριστική ενέργεια,

$$\varepsilon'_{s,i} = \varepsilon_{s,i}/\delta_D = (3/2)m_e c^2 \mu (B'/B_{cr}) \gamma_i'^2. \quad (19)$$

Η λαμπρότητα που ακτινοβολείται από τα σχετικιστικά σωματίδια δίνεται από τη σχέση $L_{s,i} = \delta_D^4 \xi_i N_i \mu^2 c \sigma_\tau B'^2 \bar{\gamma}_i^2 / 6\pi$ όπου $\xi_i = (1 + t_{syn,i}(\bar{\gamma}_i')/t_{ad})^{-1}$ και $t_{ad} = r'_b/c$. Με βάση την παραπάνω σχέση για την λαμπρότητα και χρησιμοποιώντας ότι η συγκινούμενη ενεργειακή πυκνότητα δίνεται από την σχέση $u'_i = 3m_i c^2 \bar{\gamma}_i' N_i / 4\pi r'_b{}^3$, η ισχύς των σχετικιστικών ηλεκτρονίων είναι:

$$\psi^{-2} L_j^e = \mathcal{B} x^{-3/2} y^{-5/2} (1 + (2\mathcal{B}/L_{s,e}) x^{-3/2} y^{-1/2}), \quad (20)$$

όπου $\mathcal{B} = (3\sqrt{3}\pi/\sqrt{2})(m_e c^2 L_{s,e}/c\sigma_\tau B_{cr}^2 t_v \sqrt{\varepsilon_{s,e}})$, $x = B'/B_{cr}$ και $y = \delta_D$. Ως $L_{s,e}$ θεωρούμε το peak του πρώτου hump του φάσματος και ως $\varepsilon_{s,e}$ την ενέργεια στην οποία εμφανίζεται αυτό το peak. Με κατάλληλη κανονικοποίηση θα θεωρήσουμε $L_{s,e} = 10^{45} L_{45} \text{erg/s}$ και $\varepsilon_{s,e} = 10^{-3} \varepsilon_{-3}$.

Ακολουθώντας παρόμοια βήματα για να βρούμε την ισχύ των σχετικιστικών πρωτονίων, προκύπτει:

$$\psi^{-2} L_j^p = \mathcal{C} x^{-3} y^{-4} (1 + (2\mathcal{C}/L_{s,p}) x^{-3} y^{-2}), \quad (21)$$

όπου $\mathcal{C} = 3\pi m_p c^2 n L_{s,p} / \mu^2 e c^2 \sigma_\tau t_v^2 B_{cr}^3$. Ως $L_{s,p}$ θεωρούμε το peak του δεύτερου hump του φάσματος. Με κατάλληλη κανονικοποίηση θα θεωρήσουμε, $L_{s,p} = 10^{45} L_{\gamma,45} \text{erg/s}$.

Οι τρεις άλλες συνιστώσες οι οποίες είναι του μαγνητικού πεδίου, της ακτινοβολίας και των ψυχρών πρωτονίων δίνονται, αντίστοιχα, από τις εξής σχέσεις:

$$\psi^{-2} L_j^B = \mathcal{A} x^2 y^4, \quad (22)$$

$$\psi^{-2} L_j^r = \mathcal{E} y^{-2}, \quad (23)$$

$$\psi^{-2} L_j^{\text{cold}} = \mathcal{D} x^{-1} y^{-2}, \quad (24)$$

όπου $\mathcal{A} = c^3 t_v^2 B_{cr}^2 / 12$, $\mathcal{E} = \kappa L_{s,e}$, $\mathcal{D} = 27\pi m_p c^2 L_{s,e} / 8\sigma_\tau c t_v \varepsilon_{s,e} B_{cr}^2$.

Για να συνεχίσουμε, θα πρέπει να κάνουμε κάποιες απλοποιήσεις. Σε ένα φάσμα ενός blazar, όπως έχουμε αναφέρει ξανά υπάρχουν δύο humps. Αυτά μπορούν να εξηγηθούν με δύο τρόπους: είτε θεωρώντας ότι το χαμηλοενεργειακό μέρος οφείλεται σε ακτινοβολία σύγχροτρον ηλεκτρονίων και το υψηλοενεργειακό σε inverse Compton σκεδιάζοντας τα φωτόνια που παράχθηκαν από τη σύγχροτρον σε πιο υψηλές ενέργειες (LSC model), είτε θεωρώντας το ίδιο για το χαμηλοενεργειακό κομμάτι αλλά ότι το υψηλοενεργειακό προέρχεται από σύγχροτρον ακτινοβολία πρωτονίων (LHS model). Το δεύτερο είναι και αυτό που θα υποθέσουμε στην παρούσα εργασία.

Θεωρούμε, λοιπόν, ότι η συνεισφορά των σχετικιστικών ηλεκτρονίων στην ισχύ του πίδακα, αν και επαρκής για να δημιουργεί το χαμηλοενεργειακό μέρος του φάσματος, είναι αμελητέα συγκριτικά με την συνεισφορά των σχετικιστικών πρωτονίων. Άρα, θεωρούμε $\mathcal{B} \rightarrow 0$. Αντίστοιχα, θεωρούμε ότι $\mathcal{D} \rightarrow 0$ και $\xi_p = 1$.

Ελαχιστοποιώντας τώρα την συνολική ισχύ του πίδακα ως προς τον παράγοντα Doppler και ως προς το μαγνητικό πεδίο ώστε να βρεθούν οι τιμές ελαχιστοποίησης της, καταλήγουμε στις εξής σχέσεις:

$$B'_{min} = 147\kappa^{-4/7} n^{3/7} t_{\nu,3}^{-4/7} L_{45}^{-4/7} L_{\gamma,45}^{3/7} G \quad (25)$$

$$\delta_{D,min} = 6.9\kappa^{5/14} n^{-1/7} L_{45}^{5/14} t_{\nu,3}^{-1/7} L_{\gamma,45}^{-1/7} \quad (26)$$

όπου και οι δύο εξαρτώνται από το κ για το οποίο ισχύει

$$\kappa = 2(1 + \zeta_s + L_{s,p}/L_{s,e})/3 + 2\psi^2 A_c/5, \quad (27)$$

το ζ_s μετρά την ισχύ των SSC φωτονίων, το $L_{s,p}/L_{s,e}$ την ισχύ της ακτινοβολίας σύγχροτρον και το A_c την ισχύ της εκπομπής Compton. Το n ορίζεται ως $n = r'_b e B' / m_p \bar{\gamma}'_p e^2$ και υιοθετώντας το Hillas criterion θέτουμε $n = 1$, το $t_{\nu,3}$ είναι το variability time κανονικοποιημένο και ορίζεται ως $t = 10^3 t_{\nu,3}$, το L_{45} είναι η ισχύς του πρώτου hump κανονικοποιημένη ως $L = 10^{45} L_{45} \text{erg/s}$ και, τέλος, το $L_{\gamma,45}$ είναι η ισχύς που προέρχεται από το δεύτερο hump και ορίζεται ως $L_\gamma = 10^{45} L_{\gamma,45} \text{erg/s}$.

Η ελάχιστη συνολική ισχύς του πίδακα συναρτήσε των παραπάνω παραμέτρων δίνεται από τη σχέση:

$$\psi^{-2} L_{j,min} = 1.6 \times 10^{44} (\kappa t_{\nu,3} n L_{45} L_{\gamma,45})^{2/7} \text{erg/s}. \quad (28)$$

Για αυτές τις προϋποθέσεις ελαχιστοποίησης της ισχύος η συνεισφορά του μαγνητικού πεδίου, των σχετικιστικών πρωτονίων και της ακτινοβολίας είναι 50%, 33% και 17% της συνολικής ισχύος, αντίστοιχα.

3 Μηχανισμός

Τα φωτόνια κυρίως του πρώτου hump που είναι πιο χαμηλοενεργειακά και έχουν προκύψει από την σύγχροτρον των ηλεκτρονίων, μπορεί να αλληλεπιδράσουν με τα πρωτόνια καθώς ακτινοβολούν με σύγχροτρον. Η αλληλεπίδραση αυτή φαίνεται στην εξής σχέση:

$$p + \gamma \rightarrow n + \pi^+ \quad (29)$$

ή όπως είπαμε πριν με την εξής αλληλεπίδραση,

$$p + \gamma \rightarrow p + \pi^0. \quad (30)$$

Το ποια από τις δύο γίνεται με μεγαλύτερη πιθανότητα έχει να κάνει με τις ενέργειες των αλληλεπιδρώντων. Αν η ενέργεια του συστήματος είναι κοντά στην ενέργεια κατωφλίου τότε έχουμε πιθανότητες 1/3 και 2/3 αντίστοιχα. Αν είναι αρκετά μεγαλύτερη τότε οι πιθανότητες αντιστρέφονται. Επειδή εμείς θα μελετήσουμε ένα ευρύ φάσμα ενεργειών από την ενέργεια κατωφλίου και πάνω θα πάρουμε προσεγγιστικά πιθανότητα 1/2 και για τις δύο.

Στην περίπτωση των νετρονίων, επειδή είναι ασταθή, διασπώνται μετά από περίπου 14 λεπτά και δίνουν πρωτόνια, ηλεκτρόνια και αντινεutrίνο ηλεκτρονίου σύμφωνα με την εξής σχέση:

$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e \quad (31)$$

Τα πρωτόνια αυτά είναι που ενδεχομένως ανιχνεύουμε σε υψηλές ενέργειες και ονομάζουμε κοσμικές ακτίνες.

Τα π^+ της ίδιας αλληλεπίδρασης θα διασπασθούν δίνοντας μεταξύ άλλων και μόνια μ^+ τα οποία επειδή είναι ασταθή θα δώσουν τελικά υψηλοενεργειακά νεutrίνο και ποζιτρόνια e^+ . Ενώ τα π^0 θα διασπασθούν δίνοντας δύο ακτίνες γ . Έχουμε τις παρακάτω, λοιπόν, σχέσεις:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (32)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (33)$$

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (34)$$

3.1 Ενεργειακή μελέτη μέσω κινηματικής

Η αλληλεπίδραση που θα μελετήσουμε είναι η ακόλουθη:

$$p + \gamma \rightarrow n + \pi^+.$$

Σε αυτές τις αλληλεπιδράσεις είναι σημαντικό να ορίσουμε τον συντελεστή ανελαστικότητας της αλληλεπίδρασης. Κοντά στην ενέργεια κατωφλίου, ο συντελεστής ανελαστικότητας k παίρνει την τιμή περίπου 0,2 ενώ για μεγαλύτερες ενέργειες φτάνει το 0,6. Εμείς για απλούστευση θα το πάρουμε σταθερό $k = 0,2$.

Θα θεωρήσουμε ότι το νεutrίνο είναι μία άλλη μορφή του πρωτονίου άρα έχουμε μόνο ένα δευτερογενές σωματίδιο που είναι το πόνιο και συνεπώς κατά την διάσπαση του νετρονίου, το 80% της ενέργειας του θα καταλήξει στο πρωτόνιο. Αρκούν μερικές τέτοιες αλληλεπιδράσεις ώστε το αρχικό πρωτόνιο να χάσει την ενέργεια του. Συνεπώς, η ενέργεια του π^+ θα είναι $\varepsilon_{\pi^+} = k_{p\gamma}\varepsilon_p = 0,2\varepsilon_p$, ενώ

του νετρονίου θα είναι $\varepsilon_n = 0,8\varepsilon_p$. Το φωτόνιο θεωρούμε ότι έχει ενέργεια πολύ μικρότερη από αυτή του πρωτονίου άρα θεωρούμε ως ολική αρχική ενέργεια αυτή του πρωτονίου.

Ας προχωρήσουμε στον προσδιορισμό της ενέργειας των σωματιδίων στις εξής επακόλουθες διασπάσεις:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

Για τον υπολογισμό αυτόν πρέπει να μεταβούμε στο σύστημα κέντρου ορμής (Center of momentum Frame, CoM), το οποίο όταν μιλάμε για διασπάσεις ενός σωματιδίου συμπίπτει με το σύστημα ηρεμίας του αρχικού σωματιδίου. Συγκεκριμένα, εδώ έχουμε το $\pi^+ RF$ (π^+ Rest Frame). Για την διάσπαση του π^+ στο σύστημα ηρεμίας του, το οποίο στο εξής θα συμβολίζεται με *, τα διανύσματα των τετραορμών είναι τα εξής:

$$P_{\pi^+}^* = P_{\mu^+}^* + P_{\nu_\mu}^* \quad (35)$$

με $P_{\pi^+}^* = (m_{\pi^+}c, 0)$, $P_{\mu^+}^* = (E_{\mu^+}^*/c, \vec{p}_{\mu^+}^*)$ και $P_{\nu_\mu}^* = (E_{\nu_\mu}^*/c, \vec{p}_{\nu_\mu}^*)$. Επειδή το νεutrino έχει αμελητέα μάζα ισχύει ότι $\vec{p}_{\nu_\mu}^* = E_{\nu_\mu}^*/c$, χρησιμοποιώντας την διατήρηση της ορμής $\vec{p}_{\nu_\mu}^* = -\vec{p}_{\mu^+}^*$ και την σχέση ενέργειας-ορμής από την σχετικότητα $E^2 = \vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4$, καταλήγουμε στα εξής αποτελέσματα:

$$\begin{aligned}E_{\nu_\mu}^* &= (m_{\pi^+}^2 c^4 - m_{\mu^+}^2 c^4)/2m_{\pi^+} c^2 \simeq 29,8\text{MeV}, \\ E_{\mu^+}^* &\simeq 110\text{MeV}\end{aligned} \quad (36)$$

Οι παραπάνω ενέργειες αφορούν το $\pi^+ RF$, συνεπώς θα πρέπει να το υπολογίσουμε στο σύστημα του εργαστηρίου υπό τον μετασχηματισμό $\varepsilon_{\nu_\mu} = \gamma_{\pi^+} E_{\nu_\mu}^* (1 + \beta_{\pi^+} \mu)$. Θέτοντας το $\mu = \cos\theta = 1$ και $\beta \simeq 1$, λαμβάνουμε τιμή για την μέγιστη ενέργεια που θα πάρει το ν_μ δηλαδή,

$$\varepsilon_{\nu_\mu} = 2\gamma_{\pi^+} E_{\nu_\mu}^* \Rightarrow \varepsilon_{\nu_\mu} = 0,427\varepsilon_{\pi^+} \simeq 0,427 \cdot 0,2\varepsilon_p \simeq 0,085\varepsilon_p, \quad (37)$$

και άρα εφόσον μιλάμε για διάσπαση,

$$\varepsilon_{\mu^+} = 0,573\varepsilon_{\pi^+}. \quad (38)$$

Προχωράμε στην διάσπαση του μ^+ . Το μ^+ διασπάται, όπως έχουμε ήδη πει σε e^+ , ν_e και $\bar{\nu}_\mu$. Χωρίς να κάνουμε περαιτέρω υποθέσεις και εφαρμόζοντας την αρχή διατήρησης της τετραορμής, γρήγορα καταλαβαίνουμε ότι η πολυπλοκότητα στις σχέσεις είναι μεγάλη άρα οδηγούμαστε στο να κάνουμε αναγκαστικά κάποια υπόθεση. Θεωρούμε, λοιπόν, ότι το ποζιτρόνιο που παράγεται είναι ακίνητο δηλαδή έχει μόνο την ενέργεια ηρεμίας του $\sim 0,5\text{MeV}$. Τώρα, απλοποιούνται κατά πολύ τα πράγματα καθώς η ενέργεια του μιονίου θα μοιραστεί στα δύο νεutrino. Για την ενέργεια του μ^+ έχουμε πει ότι είναι $\varepsilon_{\mu^+} = 0,573\varepsilon_{\pi^+}$ και εκφράζοντας την συναρτήσει της ενέργειας του αρχικού πρωτονίου έχουμε ότι:

$$\varepsilon_{\mu^+} = 0,573\varepsilon_{\pi^+} = 0,573 \cdot 0,2\varepsilon_p \Rightarrow \varepsilon_{\mu^+} \simeq 0,11\varepsilon_p, \quad (39)$$

ενώ για την ενέργεια των δύο νεutrino,

$$\varepsilon_{\nu_e} = \varepsilon_{\bar{\nu}_\mu} \simeq 0,05\varepsilon_p. \quad (40)$$

Το παραγόμενο n από την άλλη, ως ασταθές σωματίδιο και αυτό, θα διασπασθεί σε p, e^- και $\bar{\nu}_e$. Και σε αυτή τη διάσπαση θα θεωρήσουμε ότι το ηλεκτρόνιο παράγεται ακίνητο άρα έχει μόνο την ενέργεια ηρεμίας του $\sim 0,5\text{MeV}$. Προφανώς, εδώ πρέπει να γίνει η ίδια ανάλυση με το πόνιο γιατί τα παραγόμενα δεν είναι ίδια σωματρία και άρα δεν γίνεται να πούμε ότι η ενέργεια θα μοιραστεί όπως κάναμε για το μόνιο. Ξαναμεταφερόμαστε, λοιπόν, στο σύστημα ηρεμίας του νετρονίου, αυτήν τη φορά, που συμπίπτει με το σύστημα κέντρου ορμής καθώς έχουμε διάσπαση. Για τις τετραορμές θα ισχύει η σχέση:

$$P_n^* = P_p^* + P_{e^-}^* + P_{\bar{\nu}_e}^* \quad (41)$$

όπου τα διανύσματα των τετραορμών θα είναι $P_n^* = (m_n c, 0)$, $P_p^* = (E_p^*/c, \vec{p}_p^*)$, $P_{e^-}^* = (E_{e^-}^*/c, \vec{p}_{e^-}^*)$, $P_{\bar{\nu}_e}^* = (E_{\bar{\nu}_e}^*/c, \vec{p}_{\bar{\nu}_e}^*)$ αντίστοιχα.

Συνεχίζοντας με το ίδιο σκεπτικό με πριν και κάνοντας τις πράξεις καταλήγουμε στα εξής:

$$p_p^* c = -p_{\bar{\nu}_e}^* c \simeq -0,779\text{MeV} \quad (42)$$

και επειδή για το νεutrino ισχύει ότι $E_{\bar{\nu}_e}^* = p_{\bar{\nu}_e}^* c$ θα ισχύει ότι:

$$E_{\bar{\nu}_e}^* \simeq 0,779\text{MeV}. \quad (43)$$

Μετασχηματίζοντας στο σύστημα του εργαστηρίου και υπολογίζοντας ξανά την μέγιστη ενέργεια ως,

$$\varepsilon_{\bar{\nu}_e} = 2\gamma_n E_{\bar{\nu}_e}^*, \quad (44)$$

καταλήγουμε στη σχέση,

$$\varepsilon_{\bar{\nu}_e} \simeq 0,0016\varepsilon_n \simeq 0,0016 \cdot 0,8\varepsilon_p \simeq 0,0013\varepsilon_p \quad (45)$$

και άρα η υπόλοιπη ενέργεια θα πάει στο πρωτόνιο κοσμικής ακτίνας,

$$\varepsilon_{pCR} \simeq 0,998\varepsilon_n \simeq 0,998 \cdot 0,8\varepsilon_p \simeq 0,798\varepsilon_p. \quad (46)$$

Συνοψίζοντας, λοιπόν, για τις ενέργειες κάθε σωματιδίου που παράγεται από την φωτο-αδρονική αλληλεπίδραση

$$p + \gamma \rightarrow n + \pi^+$$

έχουμε καταλήξει στις εξής σχέσεις συναρτήσεως της ενέργειας του αρχικού πρωτονίου:

$$\varepsilon_n \simeq 0,8\varepsilon_p \quad (47)$$

$$\varepsilon_{\pi^+} \simeq 0,2\varepsilon_p \quad (48)$$

$$\varepsilon_{\mu^+} \simeq 0,11\varepsilon_p \quad (49)$$

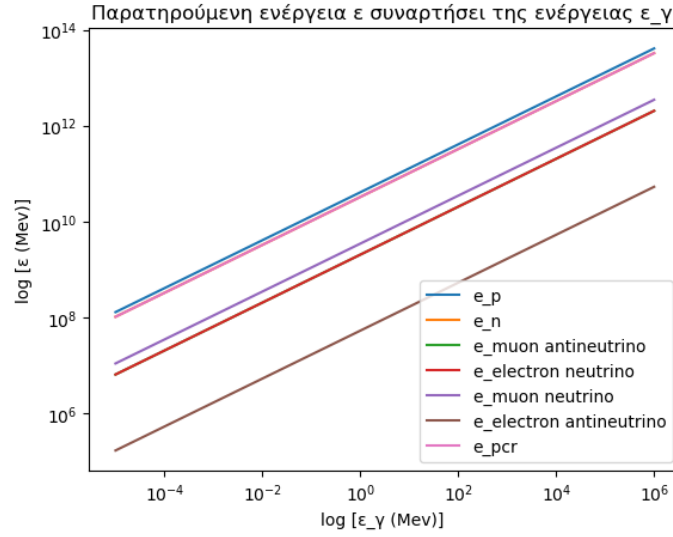
$$\varepsilon_{\nu_\mu} \simeq 0,085\varepsilon_p \quad (50)$$

$$\varepsilon_{\nu_{e^-}} = \varepsilon_{\bar{\nu}_e} \simeq 0,05\varepsilon_p \quad (51)$$

$$\varepsilon_{\bar{\nu}_{e-}} \simeq 0,0013\varepsilon_p \quad (52)$$

$$\varepsilon_{PCR} \simeq 0,798\varepsilon_p. \quad (53)$$

Συνεπώς, τα νεutrίνο και των τεσσάρων ειδών παίρνουν περίπου το 20% της ενέργειας του αρχικού πρωτονίου και το υπόλοιπο περίπου 80% της ενέργειας του αρχικού πρωτονίου πηγαίνει στο πρωτόνιο κοσμικής ακτίνας.



Σχήμα 3: Οι παρατηρούμενες ενέργειες των παραγόμενων σωματιδίων συναρτήσει της ενέργειας ε_γ των φωτονίων.

Αυτό σημαίνει ότι όσο αυξάνεται η ενέργεια των φωτονίων που προκύπτουν από σύγχροτρον πρωτονίων, τόσο αυξάνονται και οι ενέργειες που θα έχουν τα παραγόμενα σωματίδια μέσω της φωτο-αδρονικής αλληλεπίδρασης. Αυτή η σύνδεση είναι λογική καθώς αυξάνοντας την ενέργεια των σύγχροτρον φωτονίων σημαίνει ότι έχουν προκύψει από πιο ενεργητικά πρωτόνια. Όσο πιο ενεργητικό είναι ένα πρωτόνιο τόσο πιο πολύ ενέργεια θα δώσει στα παραγόμενα σωματίδια που θα προκύψουν από την αλληλεπίδραση του με κάποιο φωτόνιο.

3.2 Ισχύς νετρονίων

Έχουμε εξ αρχής υποθέσει ότι έχουμε μονοενεργητικά ηλεκτρόνια και πρωτόνια. Με μια αρκετά καλή προσέγγιση μπορούμε να πούμε ότι δίνουν μονοενεργητικά φωτόνια μέσω σύγχροτρον στην χαρακτηριστική συχνότητα. Επομένως, θα έχουμε μία κατανομή της οποίας η αριθμητική πυκνότητα δίνεται από τη σχέση

$$n'(\varepsilon') = n'_0 \delta(\varepsilon' - \varepsilon'_s), \quad (54)$$

όπου τα τονούμενα μεγέθη χρησιμοποιούνται για να περιγράψουμε τα μεγέθη στο συγκινούμενο σύστημα της περιοχής του πίδακα που μελετάμε. Η σχέση αυτή μπορεί να περιγράψει δύο πληθυσμούς με δύο διαφορετικές χαρακτηριστικές

ενέργειες: στο πρώτο hump έχουμε παραγωγή φωτονίων στη χαρακτηριστική ενέργεια από ακτινοβολία σύγχροτρον μονοενεργητικών ηλεκτρονίων ενώ στο δεύτερο hump έχουμε παραγωγή φωτονίων στην χαρακτηριστική ενέργεια από ακτινοβολία σύγχροτρον μονοενεργητικών πρωτονίων.

Καθώς τα πρωτόνια χάνουν ενέργεια μέσω σύγχροτρον ακτινοβολίας είναι πιθανό να συγκρουστούν με φωτόνια και να δώσουν τα παραγόμενα σωματίδια που έχουμε ήδη αναλύσει. Θεωρούμε ότι τα φωτόνια που είναι πιο πιθανό να αλληλεπιδράσουν με τα πρωτόνια προς παραγωγή νετρονίων είναι εκείνα που προέρχονται από την σύγχροτρον ηλεκτρονίων καθώς τα φωτόνια που παράγονται είναι πιο χαμηλοενεργειακά από εκείνα της σύγχροτρον πρωτονίων, άρα θα μπορούν να αλληλεπιδρούν με πιο ενεργητικά πρωτόνια ώστε να διατηρείται και η συνθήκη για την ενέργεια κατωφλίου.

Για να απλουστεύσουμε τους υπολογισμούς μας θα θεωρήσουμε μία σταθερή ενεργό διατομή της αλληλεπίδρασης καθώς και σταθερό συντελεστή ανελαστικότητας $k_{p\gamma} = 0,2$. Το γινόμενο αυτών των δύο θα το συμβολίζουμε ως $\hat{\sigma}_{p\gamma}$ και θα ισχύει $\hat{\sigma}_{p\gamma} = 70\mu b$. Σκοπός μας σε αυτό το σημείο είναι να βρεθεί ο συντελεστής απόδοσης της διαδικασίας ώστε να υπολογιστεί έπειτα η ισχύς των νετρονίων $\psi^{-2}L_{n,min}$. Θέλουμε επίσης να γίνει αυτό συναρτήσει των παραμέτρων της δημοσίευσης [13] οι οποίες είναι στο παρατηρούμενο σύστημα αναφοράς.

Ο συντελεστής αλληλεπίδρασης $f_{p\gamma}$ δίνεται από την σχέση:

$$f_{p\gamma} = \frac{1}{1 + \frac{t_{p\gamma}}{t_{esc}}} \quad (55)$$

Μία καλή προσέγγιση όταν ο συντελεστής είναι μικρός είναι να τον ορίσουμε ως εξής:

$$f_{p\gamma} = \frac{t_{esc}}{t_{p\gamma}}. \quad (56)$$

Αυτό σημαίνει ότι ο χρόνος που χρειάζονται για να διαφύγουν, είναι μικρότερος από αυτόν που χρειάζονται για να χάσουν σημαντικό μέρος της ενέργειας τους μέσω της αλληλεπίδρασης $p\gamma$. Λίγα είναι τα πρωτόνια που θα αλληλεπιδράσουν με φωτόνια άρα περιμένω μικρές αποδόσεις.

Ο χρόνος $t_{p\gamma}$ αντικαθιστώντας στην 12 ,την 54 και το $\hat{\sigma}_{p\gamma}$ υπολογίζεται από την σχέση:

$$t_{p\gamma}^{-1} = \frac{c}{2\gamma_p^2} \int \frac{n'_0 \delta(\epsilon' - \epsilon'_s)}{\epsilon'^2} d\epsilon' \int_{\epsilon_{th}}^{2\gamma_p \epsilon'} \epsilon_r \hat{\sigma}_{p\gamma} d\epsilon_r \quad (57)$$

όπου κάνοντας τις πράξεις και θεωρώντας ότι $\epsilon' \gg \epsilon_{th}$, καταλήγουμε ότι:

$$t_{p\gamma}^{-1} = cn'_0 \hat{\sigma}_{p\gamma}. \quad (58)$$

Έχοντας υπόψιν ότι στο συγκινούμενο σύστημα ο χρόνος διαφυγής είναι $t_{esc} = r'_b/c$, έχουμε ότι η απόδοση θα είναι:

$$f_{p\gamma} = n'_0 \hat{\sigma}_{p\gamma} r'_b \quad (59)$$

όπου αντικαθιστώντας το $r'_b = t_v c \delta_D$, $t_v = 10^3 t_{v,3s}$, δ_D με τη σχέση 26 προκύπτει τελικά ότι:

$$f_{p\gamma} = 6,9 \cdot 10^3 n'_0 \hat{\sigma}_{p\gamma} c t_{v,3s}^{6/7} \kappa^{5/14} n^{-1/7} L_{45}^{5/14} L_{\gamma,45}^{-1/7}, \quad (60)$$

στην απλοποιημένη μορφή και όταν ο συντελεστής είναι μικρός. Στους υπολογισμούς στα παρακάτω κεφάλαια μέσω του προγράμματος CRProa θα υπολογιστεί ο συντελεστής απόδοσης με βάση την ακριβή σχέση και θα χρησιμοποιηθεί αυτός για την εξαγωγή των αποτελεσμάτων. Έτσι, θα δούμε επιπλέον σε ποιούς γαλαξίες ισχύει η προσέγγιση.

Σε αυτό το σημείο χρειάζεται ιδιαίτερη προσοχή γιατί πρέπει να προσδιοριστεί και το n'_0 και να γραφεί συναρτήσει των παραμέτρων που μπορούμε να παρατηρούμε. Η ενεργειακή πυκνότητα υπολογίζεται ως εξής:

$$u' = \int n'_e \varepsilon' d\varepsilon' \quad (61)$$

όπου εφόσον έχω μονοενεργητικό πληθυσμό και λύνοντας θα προκύψει η σχέση:

$$u' = n'_0 \varepsilon'_s. \quad (62)$$

Η ισχύς L' δίνεται από τη σχέση:

$$L' = 4\pi r_b'^2 c u' \quad (63)$$

όπου αντικαθιστώντας ξανά και λύνοντας ως προς n'_0 προκύπτει:

$$n'_0 = \frac{L'}{4\pi c^3 10^6 t_{\nu,3}^2 \delta_D^2 \varepsilon'_s} \quad (64)$$

Πριν προχωρήσουμε θα πρέπει να αντικαταστήσουμε τα τονούμενα μεγέθη με τα παρατηρούμενα δηλαδή

$$L' = 10^{45} L_{45} / \delta_D^4 \quad (65)$$

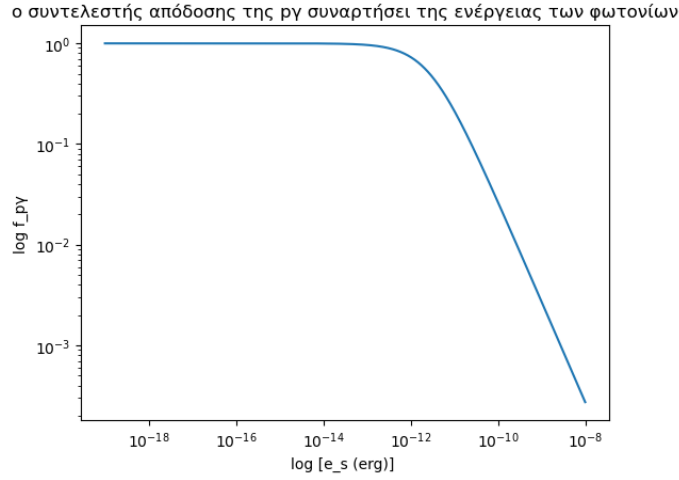
που περιγράφει το μετασχηματισμό της ισχύος του πίδακα από το συγκινούμενο στο παρατηρούμενο σύστημα και αντίστοιχα για την ενέργεια

$$\varepsilon'_s = \varepsilon_s / \delta_D. \quad (66)$$

Έχοντας ένα φάσμα ενός blazar μπορούμε να βρούμε την ισχύ L του πρώτου hump, που θεωρούμε ότι αυτά είναι τα φωτόνια στόχοι. Τα φάσματα δίνονται συνήθως σε άξονες $\varepsilon L_\varepsilon$ συναρτήσει της ενέργειας ε (ή αντίστοιχα νL_ν συναρτήσει της συχνότητας ν). Το σημείο μεγιστοποίησης της καμπύλης σε τέτοια διαγράμματα μας δίνει μία καλή προσέγγιση της συνολικής ισχύος και είναι και ένας από τους λόγους που τα προτιμάμε. Αντικαθιστώντας και κάνοντας πράξεις, θα προκύψει:

$$t_{esc}/t_{p\gamma} = \frac{10^{42} \hat{\sigma}_{p\gamma}}{6,9^4 4\pi c^2} \varepsilon_s^{-1} \kappa^{-10/7} n^{4/7} L_{45}^{-3/7} t_{v,3}^{-3/7} L_{\gamma,45}^{4/7}. \quad (67)$$

Χρησιμοποιούμε τα nominal values ώστε να κάνουμε την γραφική του συντελεστή συναρτήσει της ενέργειας των φωτονίων στόχων. Για τις τιμές, λοιπόν, $\kappa = n = L_{45} = L_{\gamma,45} = t_{v,3} = 1$ προκύπτει η παρακάτω γραφική:



Σχήμα 4: Ο συντελεστής απόδοσης $f_{p\gamma}$ συναρτήσει της ενέργειας ϵ_s των φωτονίων στόχων.

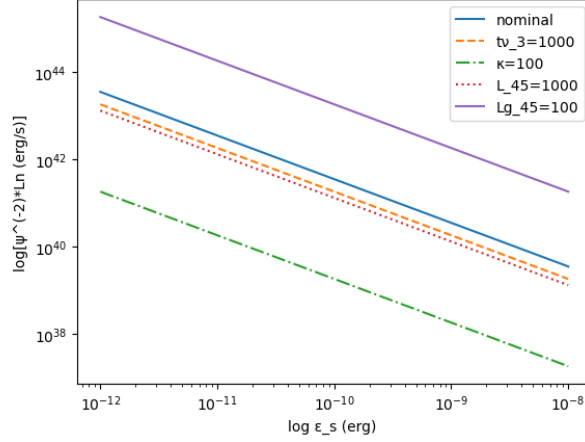
Εδώ, έχει χρησιμοποιηθεί ο πλήρης ορισμός της απόδοσης δηλαδή η σχέση 55. Παρόλα αυτά το εύρος των ενεργειών που μας ενδιαφέρει κυρίως είναι από 10^{-12} erg ως 10^{-8} erg τα οποία αντιστοιχούν σε περίπου 1eV ως 10^4 eV που μέσα σε αυτό το εύρος βρίσκουμε την χαρακτηριστική ενέργεια σύγχροτρον από ηλεκτρόνια στα φάσματα των blazar. Παρατηρούμε, λοιπόν, ότι ο $f_{p\gamma}$ παίρνει τιμές από 10^{-1} ως 10^{-3} για τις nominal values. Για αυτές τις τιμές, όσο αυξάνεται το peak της σύγχροτρον, ο συντελεστής απόδοσης μειώνεται. Αυτό συμβαίνει διότι έχοντας ίδια ισχύ, εάν αυξηθεί η ενέργεια των σύγχροτρον φωτονίων πρέπει να μειωθεί το n'_0 . Αυτό οδηγεί στο γεγονός ότι θα έχω λιγότερους στόχους για τα πρωτόνια, επομένως και λιγότερες αλληλεπιδράσεις $p\gamma$. Με μεταβολή δύο-τρεις τάξεις μεγέθους κάθε μιας από τις παραμέτρους που στο διάγραμμα έχουν τα nominal values και αφήνοντας τις άλλες ίσες με τη μονάδα, παρατηρούμε ότι προκύπτει ο ίδιος συντελεστής απόδοσης δηλαδή η ίδια γραφική. Αυτό συμβαίνει γιατί έχει χρησιμοποιηθεί για την γραφική ο αυστηρός ορισμός.

Για να προσδιορίσουμε την ισχύ των νετρονίων θα χρειαστούμε σίγουρα την ισχύ των πρωτονίων η οποία προσδιορίζεται μέσω της σχέσης 28, και συγκεκριμένα αποτελεί το 33% αυτής. Οι αλληλεπιδράσεις $p\gamma$ που δίνουν νετρόνια είναι οι μισές περίπου όπως έχουμε ήδη πει. Επίσης, πρέπει να μπει ένας παράγοντας που να δείχνει το μέρος της ενέργειας που καταλήγει στο νετρόνιο. Τέλος, θα πρέπει να ληφθεί υπόψιν και η απόδοση των αλληλεπιδράσεων αυτών, την οποία υπολογίζουμε με βάση τον αυστηρό ορισμό. Γενικά, λοιπόν, ισχύει:

$$\psi^{-2} L_{n,min} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1 - k_{p\gamma}}{k_{p\gamma}} \cdot f_{p\gamma} \cdot \psi^{-2} L_{p,min}^j \quad (68)$$

Υπολογίζοντας την ισχύ αυτή για τα nominal values και για ενέργεια 100eV η οποία αποτελεί την ενέργεια σύγχροτρον ηλεκτρονίων στο φάσμα του Mrk 421 βρίσκουμε $f_{p\gamma} = 0,0009$, $\psi^{-2} L_{p,min} = 1,125 \cdot 10^{44}$ erg/s, $\psi^{-2} L_{n,min} = 1 \cdot 10^{41}$ erg/s.

Ελάχιστη ισχύς νετρονίων συναρτήσει της ενέργειας των φωτονίων στόχων



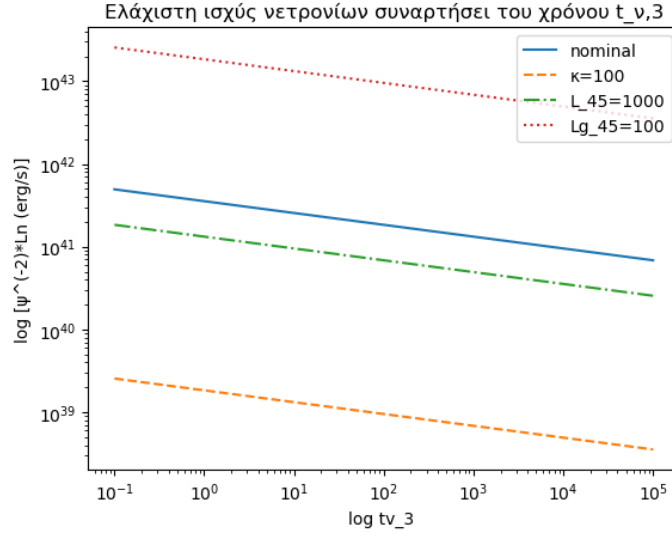
Σχήμα 5: Η ελάχιστη ισχύς των νετρονίων $\psi^{-2}L_{n,min}$ συναρτήσει της ενέργειας ϵ_s των φωτονίων-στόχων.

Στο παραπάνω διάγραμμα φαίνεται η ισχύς των νετρονίων συναρτήσει την ενέργεια σύγχροτρον των φωτονίων στόχων για διάφορες τιμές των παραμέτρων. Καθώς αυξάνεται η ενέργεια των φωτονίων, η ισχύς των νετρονίων μειώνεται: έχοντας σταθερή ισχύ σύγχροτρον φωτονίων αλλά αυξάνοντας την ενέργεια σύγχροτρον θα πρέπει σύμφωνα με τις σχέσεις 62, 63 να μειωθεί το n'_0 . Έτσι, εφόσον ο πληθυσμός των φωτονίων μειώνεται θα γίνονται και πιο σπάνια αλληλεπιδράσεις άρα παραγωγή λιγότερων νετρονίων.

Σε αργά μεταβαλλόμενους πίδακες η ισχύς των νετρονίων μειώνεται γιατί αυξάνοντας το $t_{v,3}$ σύμφωνα με την σχέση $r'_b = t_{v,3}cd_D$ αυξάνεται η ακτίνα της περιοχής που μελετώ. Όμως, έχω σταθερή ισχύ φωτονίων στα δύο humps άρα σταθερό n'_0 . Αυτό σημαίνει ότι σε μία πιο αργά μεταβαλλόμενη περιοχή του πίδακα $t_{v,3} = 100$, κρατώντας τα υπόλοιπα σταθερά, θα έχω μεγαλύτερη ακτίνα με ίδιο αριθμό φωτονίων με την περιοχή όπου $t_{v,3} = 1$, άρα λιγότερες αλληλεπιδράσεις προς παραγωγή νετρονίων και συνεπώς μικρότερη ισχύ.

Αντίστοιχα, όταν αυξάνεται η ισχύς των φωτονίων στόχων σε $L_{45} = 1000$, το n'_0 θα μειωθεί αν αντικαταστήσουμε στις 26, 60, 64, 65, άρα θα έχω πάλι λιγότερες αλληλεπιδράσεις και συνεπώς χαμηλότερη ισχύ νετρονίων.

Τέλος στο παρακάτω σχήμα φαίνεται η ισχύς των νετρονίων συναρτήσει του $t_{v,3}$.



Σχήμα 6: Η ελάχιστη ισχύς των νετρονίων $\psi^{-2}L_{n,min}$ συναρτήσεως του $t_{v,3}$.

3.3 Συνθήκη καταφλίου

Για να αλληλεπιδράσουν τα φωτόνια με τα πρωτόνια θα πρέπει να έχουν κατάλληλη ενέργεια. Υπάρχει, δηλαδή, ένα κατώτατο όριο ενέργειας πάνω από το οποίο τα φωτόνια θα μπορούν να αλληλεπιδράσουν με τα πρωτόνια προς παραγωγή νετρονίων.

Η ενέργεια των φωτονίων που έχουν προκύψει από την σύγχροτρον ακτινοβολία των πρωτονίων δίνεται από την εξής σχέση:

$$\varepsilon_{\gamma}^{obs} = \delta_D \frac{B'}{B_{cr}} \mu m_e c^2 \gamma_p'^2 \quad (69)$$

όπου $\mu = \frac{m_e}{m_p}$. Λύνοντας ως προς γ_p' μπορώ να βρω το γ των πρωτονίων:

$$\gamma_p' = \frac{B_{cr}}{\mu m_e c^2} \varepsilon_{\gamma}^{obs 1/2} \delta^{-1/2} B'^{-1/2}. \quad (70)$$

Η συνθήκη καταφλίου που πρέπει να ικανοποιούν τα φωτόνια είναι η εξής:

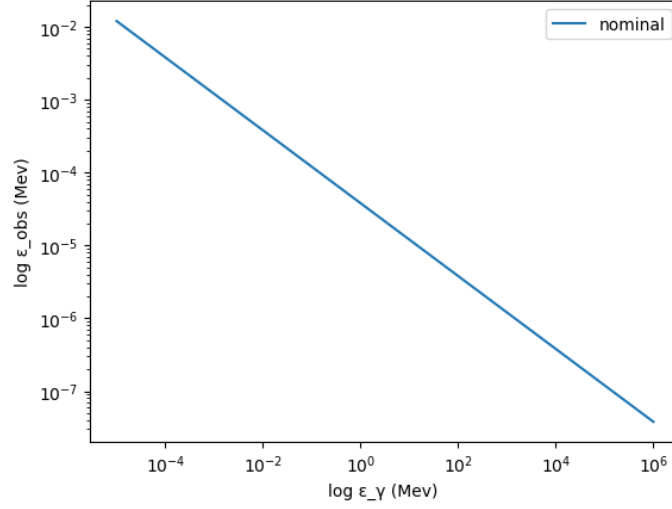
$$2\gamma_p' \varepsilon_s' > \varepsilon_{th} \quad (71)$$

Αντικαθιστώντας με τις σχέσεις 26, 66, 70 προκύπτει μία σχέση για την ενέργεια των φωτονίων:

$$\varepsilon_s^{obs} > \frac{6,9^{3/2} 147^{1/2}}{2} \varepsilon_{th} \left(\frac{\mu m_e c^2}{B_{cr}} \right)^{1/2} \varepsilon_{\gamma}^{obs -1/2} \kappa^{1/4} t_{v,3}^{-1/2} L_{45}^{1/4} \quad (72)$$

Συνεπώς, τα φωτόνια τα οποία έχουν προκύψει από την ακτινοβολία σύγχροτρον των ηλεκτρονίων και έχουν παρατηρούμενη ενέργεια πάνω από την τιμή της σχέσης 72, μπορούν να αλληλεπιδράσουν με πρωτόνια προς παραγωγή νετρονίων.

Στο παρακάτω διάγραμμα φαίνεται η ελάχιστη ενέργεια των αλληλεπιδρώντων φωτονίων συναρτήσεως της ενέργειας των φωτονίων που προκύπτουν από την ακτινοβολία σύγχροτρον των πρωτονίων στα nominal values.



Σχήμα 7: Κατώτατο όριο παρατηρούμενης ενέργειας αλληλεπιδρώντων φωτονίων συναρτήσει της ενέργειας σύγχροτρον των φωτονίων που προκύπτουν από τα πρωτόνια (nominal values).

Παρατηρούμε ότι όσο αυξάνεται η ενέργεια σύγχροτρον των πρωτονίων, μειώνεται το κατώτατο όριο για την ενέργεια των φωτονίων που θα αλληλεπιδράσουν. Αυτό θα συμβεί διότι η συνθήκη κατωφλίου 72 το επιβάλλει. Εφόσον αυξηθεί η ενέργεια σύγχροτρον των φωτονίων που προέρχονται από τα πρωτόνια, αυτό σημαίνει ότι έχουν προέλθει από πιο ενεργητικά πρωτόνια σύμφωνα με την σχέση 69. Επομένως, το όριο των φωτονίων με τα οποία θα μπορούν να αλληλεπιδράσουν θα μειωθεί.

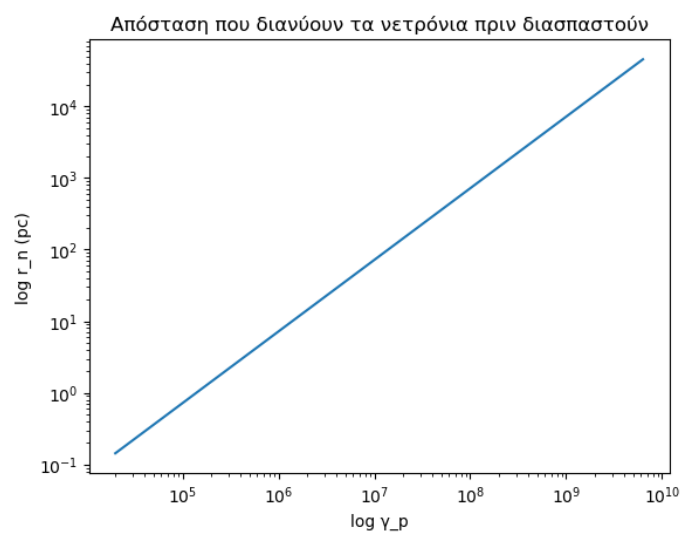
3.4 Απόσταση που διανύουν τα νετρόνια

Ο λόγος που παρατηρούμε κοσμικές ακτίνες μέσω των συγκεκριμένων φωτο-αδρονικών αλληλεπιδράσεων είναι γιατί μεσολαβεί όπως έχουμε εξηγήσει η παραγωγή νετρονίων. Τα νετρόνια καθώς είναι ουδέτερα φορτισμένα δεν αλληλεπιδρούν με το μαγνητικό πεδίο. Ο χρόνος ζωής τους είναι περίπου 15min. Σε αυτό το χρονικό διάστημα είναι πιθανό να προλάβουν να αποδράσουν από την περιοχή που μελετάμε και από τον πίδακα. Αν θεωρήσουμε ότι με το που παραχθούν τα νετρόνια, διαφεύγουν άμεσα από τον πίδακα, τότε η απόσταση την οποία διανύουν πριν διασπαστούν και δώσουν πρωτόνια υπολογίζεται ως εξής:

$$r_n = \gamma_n c t_n \quad (73)$$

όπου το γ_n υπολογίζεται από τη σχέση $\gamma_n = 0,8 \gamma_p \frac{m_p}{m_n}$.

Στο Σχήμα 8 φαίνεται το γ_n συναρτήσει της χαρακτηριστικής ενέργειας σύγχροτρον των φωτονίων που προέρχονται από τα πρωτόνια. Αυξάνοντας την ενέργεια σύγχροτρον σημαίνει ότι έχω πιο υψηλοενεργειακά πρωτόνια από τα οποία προέρχονται τα φωτόνια. Αυτό σημαίνει ότι με κάποια φωτο-αδρονική αλληλεπίδραση θα παραχθούν πιο ενεργητικά νετρόνια, συνεπώς νετρόνια με μεγαλύτερο γ_n . Συνεπώς, θα διανύσουν και μεγαλύτερη απόσταση μέχρι να διασπαστούν.



Σχήμα 8: Απόσταση που διανύουν τα νετρόνια συναρτήσει του συντελεστή Lorentz των πρωτονίων από τα οποία προήλθαν.

4 Προσομοιώσεις με CRPropa

Το CRPropa (Cosmic Ray Propagation Framework) είναι ένα πρόγραμμα με προσομοιώσεις με τη βοήθεια του οποίου μελετάται η διάδοση υψηλοενεργειακών κοσμικών ακτίνων (Ultra High Energy Cosmic Rays). Ως UHECR ορίζονται οι κοσμικές ακτίνες ενέργειας μεγαλύτερης του $1\text{EeV}(10^{18}\text{eV})$. Το ανοιχτό αυτό περιβάλλον προσομοιώσεων, επιλύοντας την εξίσωση διάδοσης των κοσμικών ακτίνων, αποτελεί ένα σημαντικό εργαλείο στη μελέτη υψηλοενεργειακών σωματιδίων ακόμα και πυρήνων μέχρι και τον σίδηρο στον γαλαξιακό και στον εξωγαλαξιακό χώρο. Διαθέτει πληθώρα επιλογών όσο αφορά τις αλληλεπιδράσεις των σωματιδίων με κοσμικά υπόβαθρα (CMB, EBL), τις οριακές συνθήκες, την γεωμετρία του παρατηρητή που ανιχνεύει τα σωματίδια αυτά, τα χαρακτηριστικά της πηγής και τον τρόπο αποθήκευσης των αρχείων.

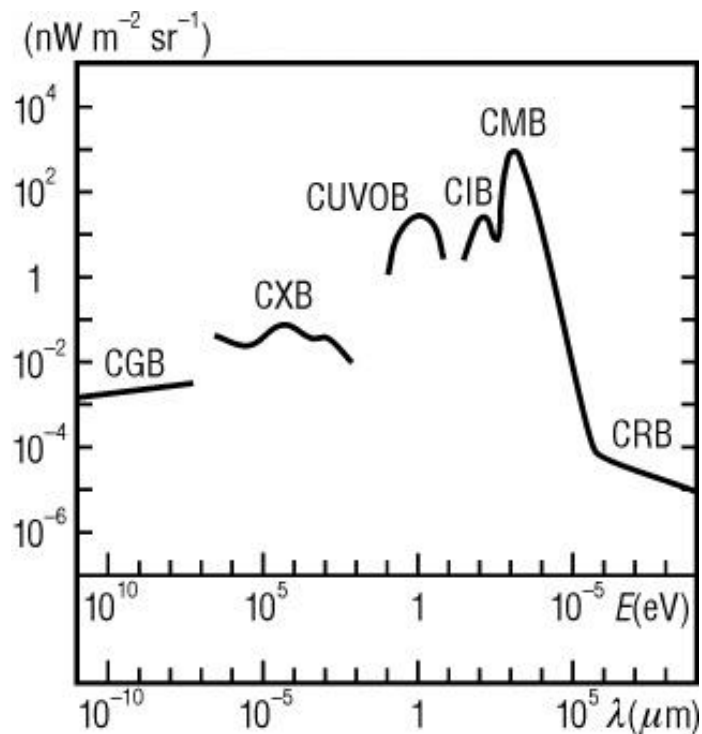
4.1 Κατασκευή κώδικα και επιλογή προσομοιώσεων

Το δείγμα μας αποτελείται από 23 blazars τα φάσματα των οποίων μελετήθηκαν με βάση τις δημοσιεύσεις [11] και [2]. Οι 23 αυτοί blazars επιλέχθηκαν με βάση το πλήθος των παρατηρήσεων δηλαδή αν επαρκούσαν οι παρατηρήσεις ώστε το φάσμα να είναι ευδιάκριτο. Αφού κατασκευάστηκε ο κώδικας για έναν γαλαξία, αλλάζοντας κάθε φορά τις παρατηρησιακές παραμέτρους για τον καθένα, λήφθηκαν αποτελέσματα για όλους. Η απόσταση τους υπολογίστηκε με βάση την ερυθρομετατόπιση με την βοήθεια του έτοιμου online κώδικα <https://www.astro.ucla.edu/~wright/CosmoCalc.html>.

Αρχικά, επιλέγουμε πώς θα διαδοθούν τα πρωτόνια από την πηγή. Επιλέγουμε την προσομοίωση για την απλή διάδοση (Simple propagation), δηλαδή θεωρούμε ότι άπαξ και οι κοσμικές ακτίνες βγουν από την περιοχή του πίδακα, ταξιδεύουν ευθύγραμμα χωρίς να υπάρχει αλληλεπίδραση με εξωτερικά γαλαξιακά μαγνητικά πεδία τα οποία θα έστριβαν τα πρωτόνια αυτά. Όπως θα δούμε αργότερα, αυτό δε θα αποτελέσει πρόβλημα γιατί ο παρατηρητής μας θα έχει τη γεωμετρία σφαίρας γύρω από την πηγή. Επιπλέον, οφείλουμε να συμπεριλάβουμε και την ερυθρομετατόπιση του κάθε blazar προσθέτοντας αμέσως μετά και την προσομοίωση Redshift.

Στη συνέχεια, πρέπει να ορίσουμε τις αλληλεπιδράσεις τις οποίες θα κάνουν οι κοσμικές ακτίνες. Το CMB αποτελεί το κυριάρχο σε πυκνότητα υπόβαθρο επομένως πρέπει να συμπεριληφθεί (με πυκνότητα $0,26\text{eV}/\text{cm}^3$). Εκτός του CMB όμως, θα συμπεριλάβουμε και το EBL, Extragalactic background light, το οποίο είναι το δεύτερο πιο πυκνό υπόβαθρο μετά το CMB, όπως φαίνεται στην παρακάτω εικόνα. Το EBL είναι το πεδίο φωτονίων που οφείλεται στον σχηματισμό των αστέρων συν μια συνεισφορά από τους AGNs και στο ηλεκτρομαγνητικό φάσμα καλύπτει περιοχές του υπέρυθρου και ορατού. Αυτό σημαίνει ότι, έχοντας δύο πληθυσμούς κοσμικών ακτίνων διαφορετικών ενεργειών, αυτός με την μεγαλύτερη ενέργεια θα μπορεί να ξεκινήσει να αλληλεπιδρά με φωτόνια του CMB άρα και του EBL ενώ ο πληθυσμός κοσμικών ακτίνων με χαμηλότερη ενέργεια θα μπορέσει να ξεκινήσει να αλληλεπιδρά με φωτόνια μόνο του EBL ώστε να διατηρείται σταθερή η ενέργεια κατωφλίου.

Τα πρωτόνια, λοιπόν, θεωρούμε ότι θα αλληλεπιδράσουν με δύο τρόπους: την photopion production και την electron pair production οι οποίες έχουν αναλυθεί σε προηγούμενο κεφάλαιο. Προσθέτουμε τις προσομοιώσεις και έχουμε τελειώσει με τις αλληλεπιδράσεις.



Σχήμα 9: Ενεργειακή κατανομή της ακτινοβολίας υποβάθρου.
Image credit: Pkisscs, Diffuse extragalactic background radiation, 2007

Οι κοσμικές ακτίνες που φτάνουν στην Γη, προέρχονται από blazars που βρίσκονται σε διαφορετικές αποστάσεις. Για κάθε γαλαξία, λοιπόν, πρέπει να ορίσουμε το σημείο ανίχνευσης αυτών των σωματιδίων, δηλαδή έναν 'παρατηρητή'. Αντί να θεωρήσω την Γη στο κέντρο και τους γαλαξίες τοποθετημένους σε διάφορες αποστάσεις γύρω από την Γη, θα θεωρήσουμε κάθε φορά που τρέχουμε το πρόγραμμα, τον γαλαξία στο κέντρο μιας σφαίρας με ακτίνα όση είναι η απόσταση του γαλαξία από τη Γη. Η σφαίρα αυτή, που ορίζεται για κάθε γαλαξία με ακτίνα την απόσταση του από τη Γη, είναι ο 'παρατηρητής' μας. Με αυτόν τον τρόπο, ορίζουμε δύο παρατηρητές. Ο ένας θα καταγράφει τα πρωτόνια και ο άλλος θα καταγράφει νετρίνα.

Επόμενο βήμα είναι να οριστεί η πηγή. Σε αυτό το σημείο του προγράμματος ορίζουμε την απόσταση της, τον τύπο σωματιδίων που στέλνει και την ενέργεια τους. Εφόσον έχω ορίσει τον παρατηρητή όπως αναφέρθηκε παραπάνω, όλες οι πηγές τοποθετώνται στο κέντρο άρα στα $0 Mpc$. Αν βάζαμε την απόσταση του γαλαξία και εδώ το CRProga θα διπλασίαζε την απόσταση στα αποτελέσματα γιατί εφόσον το σωματίδιο διαδίδεται ευθεία θα διέσχιζε την διάμετρο της σφαίρας και όχι την ακτίνα καθώς θα είχε τοποθετήσει τον γαλαξία στο κέλυφος της σφαίρας και όχι στο κέντρο. Ως τύπο σωματιδίων έχουμε επιλέξει τα πρωτόνια και σαν ενέργεια βάζουμε αυτήν που καταλήγει στα πρωτόνια κοσμικών ακτίνων από τις διασπάσεις και τις σχέσεις που αναλύσαμε και υπολογίσαμε σε προηγούμενο κεφάλαιο.

Για κάθε γαλαξία, το πρόγραμμα ρυθμίζεται να διαδώσει 10.000 πρωτόνια κοσμικών ακτίνων και να τα αποθηκεύει σε αρχείο txt. Στο αρχείο αυτό επιλέγουμε

να εμφανίζονται η απόσταση του γαλαξία, η αρχική ενέργεια, ο τύπος αρχικού και τελικού σωματιδίου και η ενέργεια με την οποία φτάνουν και παρατηρούνται στη Γη. Το ίδιο ισχύει και για τα αρχεία των νετρίνων. Τέλος, εμφανίζουμε τα ιστογράμματα αυτών και επεξεργαζόμαστε τα δεδομένα.

4.2 Ενέργειες κατωφλίου και μέση ελεύθερη διαδρομή

Σε αυτό το σημείο, θα ήταν χρήσιμο να υπολογιστούν οι ενέργειες κατωφλίου που πρέπει να έχουν τα πρωτόνια κοσμικών ακτίνων για τις αλληλεπιδράσεις που συμπεριλαμβάνουμε στο CRProa. Όπως έχει ήδη αναφερθεί τα πρωτόνια αλληλεπιδρούν με τα φωτόνια του CMB και του EBL. Το EBL αποτελείται κυρίως από το CUVOB (Cosmic UltraViolet Optical Background) και CIB (Cosmic Infrared Background) τα οποία παρουσιάζουν δύο peaks στα 1eV και 10^{-2} eV. Η ενέργεια των φωτονίων του CMB είναι 7×10^{-4} eV. Χρησιμοποιώντας την σχέση 16 υπολογίζουμε τις ελάχιστες ενέργειες που πρέπει να έχει ένα πρωτόνιο για να αλληλεπιδράσει με τα προαναφερθέντα υπόβανθρα είτε μέσω photopion είτε μέσω Bethe Heitler.

| | CMB (7×10^{-4} eV) | EBL (10^{-2} eV) | EBL (1eV) |
|---------------|---------------------------------|---------------------|-----------|
| photopion | 212 EeV | 14 EeV | 0,14 EeV |
| Bethe Heitler | 0,7 EeV | 0,1 EeV | 0,001 EeV |

Πίνακας 1: Ενέργεια κατωφλίου των πρωτονίων.

Παρατηρησιακά αυτά τα όρια μπορεί να διαφέρουν λίγο. Για παράδειγμα σύμφωνα με το Greisen–Zatsepin–Kuzmin limit για την photopion με το CMB το όριο αυτό είναι 50EeV. Το CRProa όπως θα δούμε παρακάτω με παραδείγματα φαίνεται να θεωρεί ως ελάχιστες ενέργειες των πρωτονίων για τις αλληλεπιδράσεις περίπου το 1/10 των θεωρητικών υπολογισμών.

Μπορούμε πλέον να υπολογίσουμε και την μέση ελεύθερη διαδρομή των αλληλεπιδράσεων. Ωστόσο, αυτό που πρέπει να λαμβάνουμε υπόψη στην ανάλυση είναι τα κατώτατα όρια των ενεργειών που υπολογίστηκαν και όχι τόσο η μέση ελεύθερη διαδρομή. Ως μέση ελεύθερη διαδρομή \bar{l} ορίζεται η μέση απόσταση που διανύει ένα σωματίδιο μέχρι να αλληλεπιδράσει. Συνεπώς άλλα σωματίδια διανύουν παραπάνω απόσταση άλλα λιγότερη. Γι' αυτό το ασφαλέστερο κριτήριο αποτελεί η ελάχιστη ενέργεια αλληλεπίδρασης.

Η μέση ελεύθερη διαδρομή δίνεται από τη σχέση:

$$\bar{l} = \frac{1}{n\sigma} = \frac{\varepsilon}{u\sigma} \quad (74)$$

όπου n η αριθμητική πυκνότητα των φωτονίων στόχων και u η ενεργειακή τους πυκνότητα. Για τα φωτόνια του CMB ισχύει ότι $u_{CMB} = 0,25\text{eV}/\text{cm}^3$ ενώ για το EBL ισχύει ότι $u_{EBL} = 10^{-2}\text{eV}/\text{cm}^3$. Για την photopion production έχουμε πάρει σταθερή ενεργή διατομή $\hat{\sigma}_{pp} = 7 \times 10^{-29}\text{cm}^2$, ενώ για την Bethe Heitler προκύπτει ότι η ενεργός διατομή είναι περίπου 84 φορές μικρότερη της photopion production κατά προσέγγιση. Συνεπώς, η μέση ελεύθερη διαδρομή της Bethe Heitler προκύπτει 84 φορές μεγαλύτερη της photopion production. Στον παρακάτω πίνακα έχουν υπολογιστεί η μέση ελεύθερη διαδρομή για κάθε κατηγορία φωτονίων-στόχων.

| | CMB ($7 \times 10^{-4} eV$) | EBL ($10^{-2} eV$) | EBL (1eV) |
|---------------|----------------------------------|----------------------|--------------|
| photon | 13,3 Mpc | 5000 Mpc | 500000 Mpc |
| Bethe Heitler | 1117 Mpc | 420000 Mpc | 42000000 Mpc |

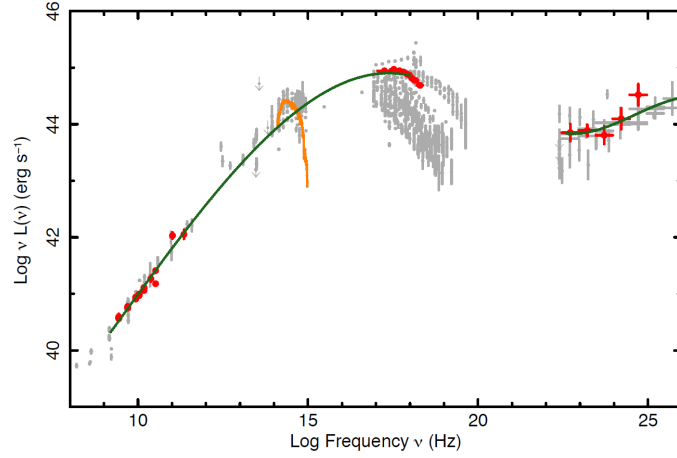
Πίνακας 2: Μέση ελεύθερη διαδρομή των κοσμικών ακτίνων.

Ξανατονίζεται ότι το ασφαλέστερο κριτήριο για να κρίνουμε εάν ένα πρωτόνιο αλληλεπιδρά είναι η κατώτατη ενέργεια μέσω της συνθήκης καταφλίου για την κάθε αλληλεπίδραση δηλαδή ο πίνακας 1.

4.3 Ένα παράδειγμα επεξεργασίας ενός blazar

Για την ακόλουθη επεξεργασία χρησιμοποιήθηκαν τιμές από τους πίνακες 1 και 13 της δημοσίευσης *The Spectral Energy Distribution of Fermi bright blazars* [2]. Από τους blazars που υπάρχει το φάσμα τους, χρησιμοποιήθηκαν οι στήλες της ερυθρομετατόπισης του πίνακα 1 και από τον πίνακα 13 τα: $\log v_{peak}^s, \log(v_{peak}^s F(v_{peak}^s))$ που δείχνουν τη συχνότητα που έχουμε peak και μια προσέγγιση της συνολικής ροής του πρώτου hump μέσω σύγχροτρον ηλεκτρονίων και $\log v_{peak}^{IC}, \log(v_{peak}^{IC} F(v_{peak}^{IC}))$ που δείχνουν τη συχνότητα που έχουμε peak και μια προσέγγιση της συνολικής ροής του δεύτερου hump μέσω σύγχροτρον πρωτονίων όπως έχουμε θεωρήσει εξαρχής. Επίσης, έχουν χρησιμοποιηθεί και φάσματα blazars από τη δημοσίευση *Simultaneous Planck, Swift, and Fermi observations of X-ray and ray selected blazars* [11] ώστε να έχουμε μεγαλύτερο δείγμα. Από όλους αυτούς επιλέγουμε μόνο αυτούς για τους οποίους ο συντελεστής απόδοσης της διαδικασίας $p + \gamma \rightarrow n + \pi^+$ υπολογίζεται μικρότερος από $\simeq 0,1$. Τελικά, το δείγμα που λαμβάνεται υπόψιν αποτελείται από 23 γαλαξίες.

Συνεχίζοντας, θα αναλύσουμε την επεξεργασία που έχει γίνει για κάθε γαλαξία από το δείγμα μας. Ως παράδειγμα θα πάρουμε τον Mkn 421. Από το πίνακα 13 διαβάζουμε τις δυο χαρακτηριστικές συχνότητες σύγχροτρον, των ηλεκτρονίων ν και των πρωτονίων ν_γ . Μετατρέπουμε την συχνότητα σε ενέργεια μέσω της γνωστής σχέσης $\varepsilon = h\nu$ και με την κατάλληλη μετατροπή ώστε να έχουμε MeV. Για τον συγκεκριμένο, λοιπόν έχουμε $\nu = 10^{16,6} \text{Hz}$ δηλαδή $\varepsilon_{obs} = 0,00016 \text{MeV}$ και $\nu_\gamma = 10^{25} \text{Hz}$ δηλαδή $\varepsilon_{\gamma,obs} = 41308,8 \text{MeV}$.



Σχήμα 10: Το φάσμα του Mkn 421. Η πράσινη γραμμή είναι η καλύτερη προσαρμογή στα δεδομένα [11].

Μέσω του πίνακα 13 εισάγουμε τα νf_ν και $\nu_\gamma f_{\nu,\gamma}$. Άρα ισχύει ότι $\nu f_\nu = 10^{-9,4} \text{erg/sec/cm}^2$ και $\nu_\gamma f_{\nu,\gamma} = 10^{-9,9} \text{erg/sec/cm}^2$. Η ροή ακτινοβολίας συνδέεται με την λαμπρότητα μέσω της σχέσης $f = L/4\pi R^2$ συνεπώς η σχέση γίνεται $\nu f_\nu = \nu L_\nu/4\pi d^2 = 10^{45} L_{45}/4\pi d^2$ και $\nu_\gamma f_{\nu,\gamma} = \nu_\gamma L_{\nu,\gamma}/4\pi d^2 = 10^{45} L_{\gamma,45}/4\pi d^2$ όπου d η απόσταση της πηγής. Υπενθυμίζουμε ότι τα παραπάνω μεγέθη είναι όλα στο σύστημα του παρατηρητή.

Για κάθε γαλαξία θα υπολογίζουμε το κ μέσω της σχέσης $\kappa = 2(1+L_{s,p}/L_{s,e})/3$ γιατί θεωρούμε αμελητέους τους υπόλοιπους όρους. Επίσης, σύμφωνα με το Hillas criterion θέτουμε $n = 1$ και $t_{v,3} = 86,4$ δηλαδή μία μέρα. Με βάση την παραπάνω σχέση για την λαμπρότητα, υπολογίζεται ότι για τον συγκεκριμένο γαλαξία έχουμε $L_{45} \simeq 0,77$ και $L_{\gamma,45} \simeq 0,24$.

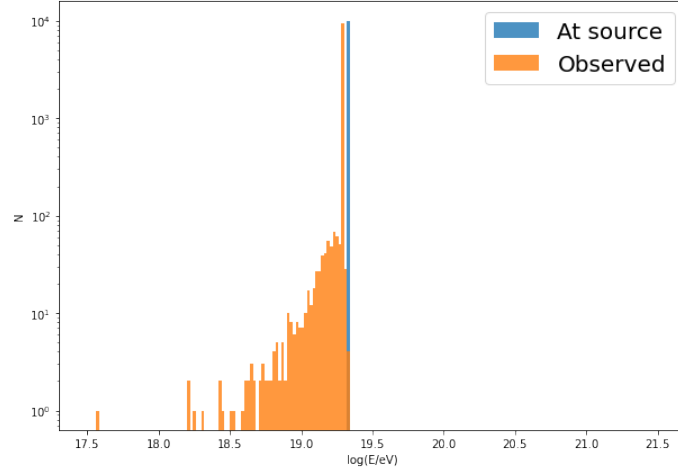
Σύμφωνα με τις σχέσεις 25, 26 προσδιορίζουμε τον παράγοντα Doppler και το μαγνητικό πεδίο στο συγκινούμενο σύστημα με τον πίδακα και ισούνται με $\delta \simeq 3,88$ και $B'_{min} \simeq 7,85\text{G}$.

Μέσω της σχέσης 70 υπολογίζουμε το γ'_p . Για τον γαλαξία που μελετάμε λοιπόν προκύπτει $\gamma_p \simeq 7,4 \times 10^9$.

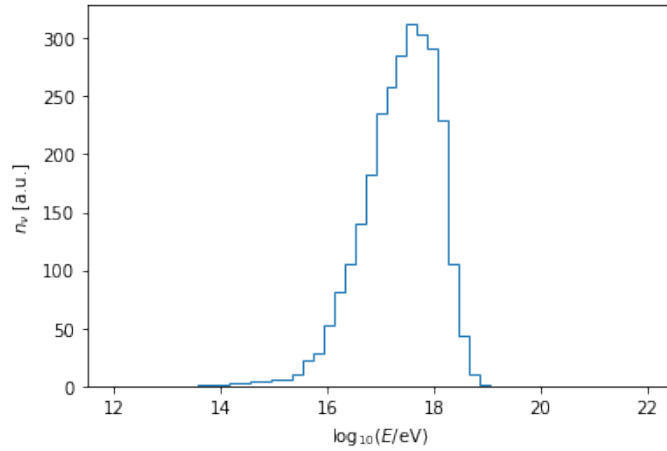
Για να υπολογίσουμε την ενέργεια του αρχικού, λοιπόν, πρωτονίου αρκεί να εφαρμόσουμε την σχέση $\varepsilon_p = \delta_{D,min} \gamma_p m_p c^2$ ώστε να πάρουμε την ενέργεια στο παρατηρούμενο σύστημα. Ισχύει ότι $\varepsilon_p \simeq 26,95\text{EeV}$. Η ενέργεια αυτή είναι η ενέργεια των αρχικών πρωτονίων λίγο πριν την αλληλεπίδρασή τους με τα φωτόνια για τον συγκεκριμένο γαλαξία στο παρατηρούμενο σύστημα αναφοράς. Με βάση τις σχέσεις 47 ως 53 πλέον μπορούμε να υπολογίσουμε την παρατηρούμενη ενέργεια που καταλήγει σε κάθε σωματίδιο που παράγεται από την φωτο-αδρονική αλληλεπίδραση. Έτσι, η ενέργεια που καταλήγει στα πρωτόνια κοσμικών ακτίνων είναι $\varepsilon_{crp} \simeq 21,56\text{EeV}$. Αυτά εφόσον έχουν δραπετεύσει πλέον με αυτή την ενέργεια από την περιοχή του πίδακα, κατά τη διαδρομή τους προς τη Γη, ξανααλληλεπιδρούν με φωτόνια του υποβάθρου μέσω των δύο αλληλεπιδράσεων δηλαδή των photopion και photo pair ή Bethe Heitler.

Σε αυτό το σημείο πια είμαστε έτοιμοι να εισάγουμε και να τρέξουμε τις προσομοιώσεις που έχουμε επιλέξει στο CRPropa. Τρέχουμε τις προσομοιώσεις και εξάγουμε ιστογράμματα για τα πρωτόνια κοσμικών ακτίνων και για τα νετρίνα που

παρατηρούμε.



Σχήμα 11: Πρωτόνια κοσμικών ακτίνων από τον Mkn 421. Το μπλε χρώμα δείχνει την ενέργεια τους όταν ξεκινούν από την πηγή και το πορτοκαλί δείχνει το πως έχει κατανομηθεί η ενέργεια τους όταν φτάνουν στη Γη.



Σχήμα 12: Νετρίνα από τον Mkn 421 που φτάνουν στη Γη.

Τα παραπάνω ιστογράμματα δείχνουν πόσα πρωτόνια και νετρίνα φτάνουν στη Γη με δεδομένο ότι έχουν ξεκινήσει από την πηγή 10.000 πρωτόνια κοσμικών ακτίνων (δηλαδή αφού τα νετρίνα με τη διάσπαση τους έχουν δώσει πρωτόνια).

Συνεπώς, για να υπολογίσουμε τη ροή κοσμικών ακτίνων που παρατηρούμε στη Γη, πρέπει πρώτα να υπολογιστεί ο πραγματικός αριθμός p_{cr} ο οποίος θα ισούται με τον πραγματικό αριθμό νετρονίων εφόσον από ένα νετρόνιο παράγεται ένα p_{cr} . Παίρνοντας τον προσεγγιστικό ορισμό του $f_{p\gamma}$ 67 και αντικαθιστώντας τις σταθερές προκύπτει ότι:

$$f_{p\gamma} = 1,71 \times 10^{-6} \varepsilon_s^{-1} \kappa^{-10/7} n^{4/7} L_{45}^{-3/7} t_{v,3}^{-3/7} L_{\gamma,45}^{4/7}. \quad (75)$$

Υπενθυμίζουμε ότι στο δείγμα των γαλαξιών που έχουμε επιλέξει ο συντελεστής απόδοσης είναι μικρός άρα ο προσεγγιστικός τύπος για αυτόν βγάζει ίδια τιμή με τον ακριβή ορισμό.

Βασιζόμενοι στην δημοσίευση των [13] υπολογίζεται άμεσα το $\psi^{-2}L_{p,min}$. Για να απαλείψουμε το ψ ώστε να έχουμε καθαρή ισχύ σκεφτομαστε ως εξής:

Εφόσον $\psi = 2\Gamma/\delta_D$ και για τους blazars ισχύει ότι $\delta \simeq \Gamma$ τότε προσεγγιστικά μπορούμε να πάρουμε $\psi \simeq 2$. Συνεπώς, $L_{p,min} = 4 \cdot 0,33 \cdot 1.6 \cdot 10^{44}(\kappa t_{v,3n}L_{45}L_{\gamma,45})^{2/7} \text{erg/s}$, άρα,

$$L_{p,min} = 2,11 \cdot 10^{44}(\kappa t_{v,3n}L_{45}L_{\gamma,45})^{2/7} \text{erg/s} \quad (76)$$

Υπολογίζοντας το $f_{p\gamma}$ και το $L_{p,min}$ για κάθε γαλαξία μπορούμε μέσω της σχέσης 68 να υπολογίσουμε την ισχύ των νετρονίων $L_{n,min}$ για καθέναν από αυτούς καθώς και μέσω της σχέσης 47 την ενέργεια των νετρονίων ε_n . Συγκεκριμένα για τον Mkn 421 υπολογίζουμε ότι: $f_{p\gamma} = 0,0009$, $L_p \simeq 4,5 \times 10^{44} \text{erg/s}$, $L_n \simeq 4 \times 10^{41} \text{erg/s}$ και $\varepsilon_n \simeq 21,5 \text{EeV}$.

Αν θεωρήσουμε μια σχέση της μορφής

$$L_n = \alpha_n \varepsilon_n \quad (77)$$

τότε το α_n έχει διαστάσεις number/s και θα προσδιορίζει τον πραγματικό αριθμό των νετρονίων που παράγονται άρα και τον πραγματικό αριθμό p_{cr} . Υπολογίζουμε, λοιπόν, $\alpha_n \simeq 1,2 \times 10^{34} \text{neutrons/s}$.

Για κάθε p_{cr} που φτάνει στη Γη με συγκεκριμένη ενέργεια ε πρέπει να υπολογιστεί η ροή του f . Μπορούμε να πούμε ότι με το CRPropa διαδίδουμε 10.000 πρωτόνια σε 1s. Άρα, για να υπολογιστεί η ροή των p_{cr} πρέπει να εφαρμοστεί ο εξής τύπος,

$$f = \frac{1}{10000} \alpha_n \frac{\varepsilon}{2\pi\theta^2 d^2} \quad (78)$$

όπου ο όρος $\frac{1}{10000} \alpha_n$ δίνει τον πραγματικό αριθμό πρωτονίων με ενέργεια ε και d η απόσταση του συγκεκριμένου blazar από τη Γη, και η γωνία θ είναι το άνοιγμα του κώνου που σχηματίζει ο πίδακας και θεωρούμε για όλους ότι $\theta \simeq 2^\circ$. Ο παράγοντας 2 μπαίνει γιατί έχουμε δύο πίδακες και σε εμάς φτάνει ροή μόνο από τον έναν. Φτιάχνουμε ένα αρχείο με τις ενέργειες και τις ροές και θα επαναληφθεί η ίδια διαδικασία για τους 23 γαλαξίες.

Η ίδια κανονικοποίηση πρέπει να γίνει και για τα νετρίνα. Από $10000p_{cr}$ παράγονται μέχρι να φτάσουν στη Γη, 2726 νετρίνα. Ο όρος, λοιπόν, που πρέπει να μπει ως κανονικοποίηση στην 78, είναι

$$f = \frac{1}{2726} \alpha_\nu \frac{\varepsilon}{2\pi\theta^2 d^2} \quad (79)$$

όπου α_ν ο πραγματικός αριθμός νετρίνων. Αντί να κάνουμε αυτό, σκεφτόμαστε ως εξής: το α_ν ισούται με τα παραγόμενα νετρίνα μέσω της προσομοίωσης δια τα 10000 πρωτόνια που ταξίδεψαν πολλαπλασιασμένα με τον πραγματικό αριθμό νετρονίων που είναι και ο πραγματικός αριθμός πρωτονίων, δηλαδή,

$$\alpha_\nu = \frac{2726}{10000} \alpha_n. \quad (80)$$

Αν αντικαταστήσουμε την 80 στην 79 καταλήγουμε στην 78 η οποία ισχύει και για τα νετρίνα. Για κάθε νεutrino που φτάνει στη Γη με συγκεκριμένη ενέργεια

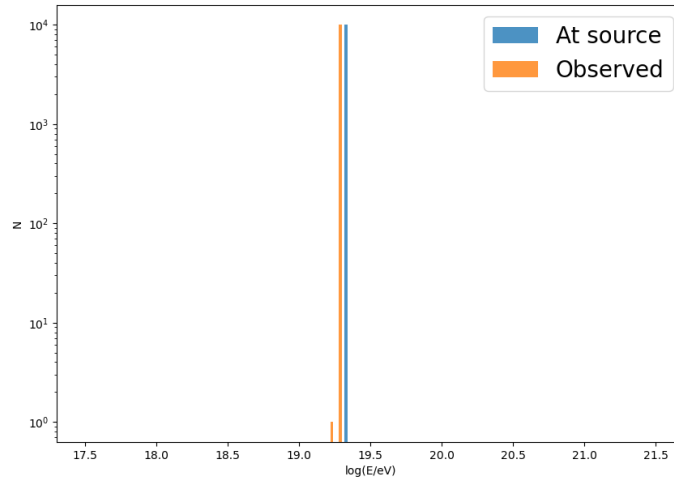
ε πρέπει να υπολογιστεί η ροή του f . Φτιάχνουμε και πάλι ένα αρχείο με τις ενέργειες και τις ροές για τα νετρίνα και θα επαναληφθεί η ίδια διαδικασία για τους 23 γαλαξίες.

4.4 Μερικά παραδείγματα λειτουργίας του CRPropa

Ας εξετάσουμε με κάποια παραδείγματα την λειτουργία του CRPropa.

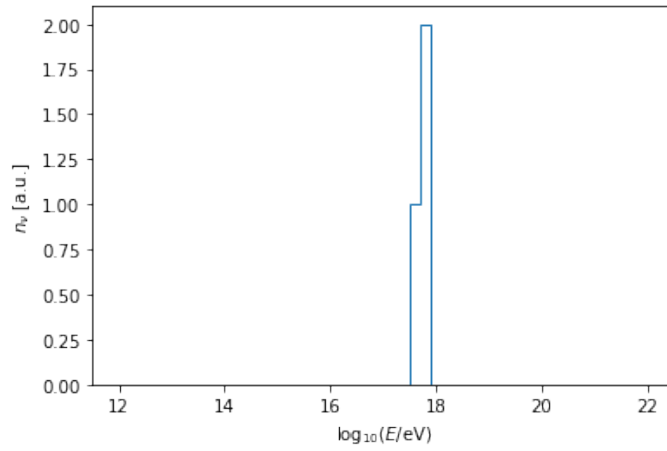
Έχοντας αναλύσει παραπάνω την επεξεργασία και έχοντας δείξει τα αποτελέσματα από τον Mkn 421 ας δούμε τι συμβαίνει μεταβάλλοντας την απόσταση, τον τρόπο αλληλεπίδρασης των πρωτονίων με τα φωτόνια, το υπόβαθρο των φωτονίων και την αρχική ενέργεια των p_{cr} .

Ας υποθέσουμε, λοιπόν, ότι κατά τη διαδρομή των p_{cr} προς τη Γη, αυτά αλληλεπιδρούν μόνο με το CMB. Ξεκινούν με την ενέργεια που έχουμε υπολογίσει, δηλαδή $\simeq 21,56\text{EeV}$. Αυτό που περιμένουμε είναι ότι τα p_{cr} θα αλληλεπιδράσουν μόνο μέσω Bethe Heitler γιατί όπως φαίνεται στον 1 δεν έχουν την απαιτούμενη ενέργεια για να αλληλεπιδράσουν και με photopion. Συνεπώς, δεν θα παραχθούν νετρίνα. Επειδή όμως έχουμε αναφέρει ότι το CRPropa λαμβάνει για ενέργειες threshold περίπου μία τάξη μεγέθους μικρότερες από τις θεωρητικές καθώς οι παρατηρούμενες διαφέρουν λίγο, ενδέχεται να παραχθούν ελάχιστα. Τρέχουμε, λοιπόν, τον κώδικα για να δούμε.



Σχήμα 13: Κοσμικές ακτίνες από τον Mkn 421 χωρίς EBL.

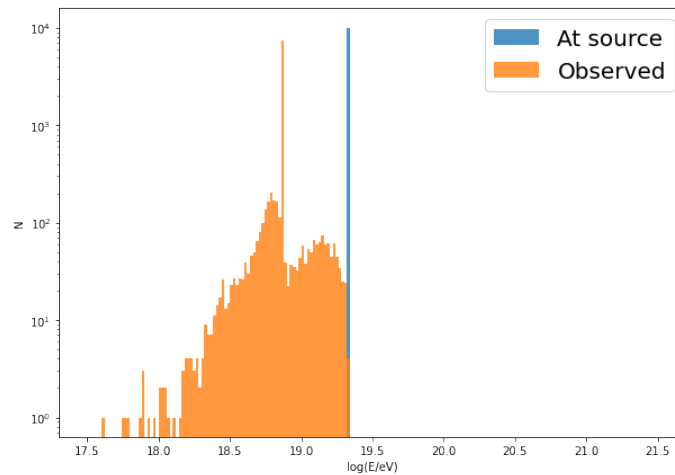
Όπως φαίνεται στο 13 τα p_{cr} δεν αλληλεπιδρούν με photopion. Αλληλεπιδρούν μόνο με Bethe Heitler και επειδή η απόσταση είναι μόνο 131Mpc και για να φανεί μεγάλο εύρος στις ενέργειες πρέπει να αλληλεπιδράσουν πολλές φορές με το υπόβαθρο γι' αυτό όλα συγκεντρώνονται στο ίδιο bin με περίπου ίδια ενέργεια. Δεν προλαβαίνουν να αλληλεπιδράσουν αρκετά με το CMB μέσω Bethe Heitler.



Σχήμα 14: Νετρίνα από τον Mkn 421 χωρίς EBL.

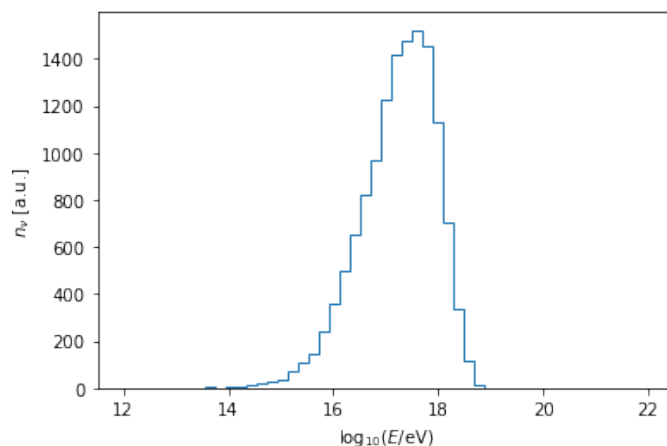
Στην εικόνα 14 φαίνονται τα νετρίνα που παράγονται. Όπως περιμέναμε είναι ελάχιστα, σχεδόν καθόλου. Αυτό συμβαίνει γιατί είμαστε περίπου στο threshold της αλληλεπίδρασης που λαμβάνει το CRPropa και η απόσταση του γαλαξία από εμάς είναι αρκετά μικρή.

Υποθέτουμε τώρα ότι η τοποθετούμε τον γαλαξία σε μεγαλύτερη απόσταση. Δηλαδή, θα μεγαλώσουμε τη σφαιρική γεωμετρία των παρατηρητών μας κατά μία τάξη μεγέθους, τοποθετώντας την πηγή σε απόσταση 1310Mpc. Σε αυτή την περίπτωση εφόσον η απόσταση που διανύουν τα p_{cr} είναι μεγαλύτερη, περιμένουμε να αλληλεπιδράσουν περισσότερο με το φωτόνια του υποβάθρου άρα η κατανομή στις παρατηρούμενες ενέργειες θα είναι πιο ευρεία. Θεωρούμε ότι τα p_{cr} αλληλεπιδρούν και με CMB και με EBL, μέσω photopion και Bethe Heitler. Όσο αφορά τα νετρίνα, θα παραχθούν περισσότερα για τον ίδιο λόγο. Ας δούμε τα ιστογράμματα που προκύπτουν.



Σχήμα 15: Κοσμικές ακτίνες από τον Mkn 421 αν τον τοποθετήσουμε στην απόσταση των 1310 Mpc.

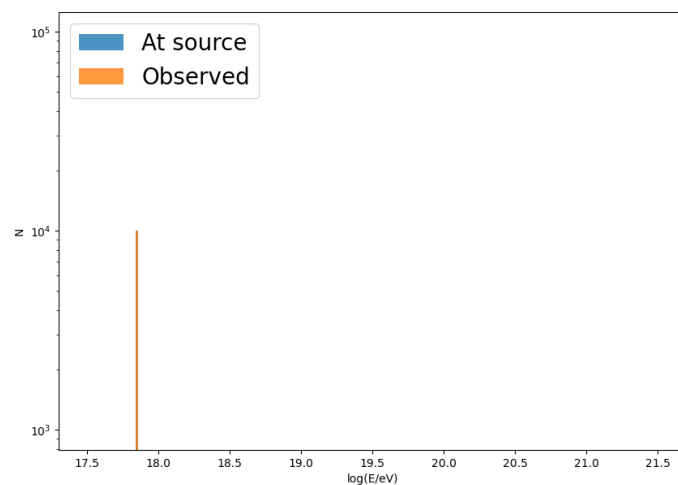
Όπως επιβεβαιώνεται από το ιστόγραμμα στην εικόνα 15 τα p_{cr} αλληλεπιδρούν περισσότερο με τα φωτόνια υποβάθρου και η κατανομή στις παρατηρούμενες ενέργειες είναι πιο ευρεία. Αν συγκρίνουμε τις εικόνες 11 και 15, όπου το μόνο μέγεθος που έχει μεταβληθεί είναι η απόσταση, θα δούμε ότι παρατηρούνται περισσότερα πρωτόνια σε χαμηλότερες ενέργειες όταν η απόσταση είναι μεγαλύτερη.



Σχήμα 16: Νετρίνα από τον Mkn 421 αν τον τοποθετήσουμε στην απόσταση των 1310 Mpc.

Φυσικά, όπως είναι λογικό, παράγονται περισσότερα νετρίνα όταν η απόσταση της πηγής είναι μεγαλύτερη. Αν συγκρίνουμε τις εικόνες 12 και 16, βλέπουμε ότι το εύρος των ενεργειών είναι περίπου ίδιο. Εφόσον ένα πρωτόνιο για να χάσει το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας του μέσω photopion χρειάζεται μερικές αλληλεπιδράσεις και εφόσον η ενέργεια των αρχικών πρωτονίων είναι ίδια στα δύο παραδείγματα, είναι λογικό η ενέργειες των νετρίνων να είναι περίπου ίδιες και το μόνο που αλλάζει είναι ο αριθμός τους, Αυξάνοντας την απόσταση της πηγής, τα p_{cr} έχουν τη δυνατότητα να αλληλεπιδράσουν πιο πολλές φορές, άρα να παραχθούν πιο πολλά νετρίνα.

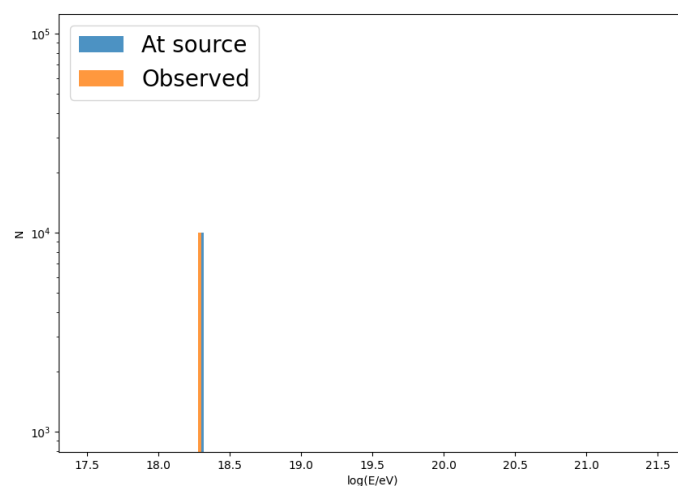
Υποθέτουμε πάλι ότι έχουμε μόνο CMB. Τα p_{cr} αλληλεπιδρούν με photopion και Bethe Heitler. Θα μεταβάλλουμε τώρα την αρχική ενέργεια των p_{cr} . Θέτουμε $\epsilon_{p_{cr}} = 0,7\text{EeV}$. Η τιμή αυτή αποτελεί την ενέργεια κατωφλίου για την Bethe Heitler με το CMB. Άρα θα πρέπει τα p_{cr} να μην αλληλεπιδράσουν καθόλου μέσω Bethe Heitler με το CMB. Φυσικά, δεν περιμένουμε αλληλεπιδράσεις μέσω photopion καθώς η ενέργεια κατωφλίου για αυτήν είναι μεγαλύτερη, άρα δεν θα έχουμε καθόλου παραγωγή νετρίνων.



Σχήμα 17: Κοσμικές ακτίνες από τον Mkn 421 αρχικής ενέργειας 0,7EeV με υπόβαθρο CMB.

Όπως φαίνεται στην εικόνα 17 δεν έχουμε καθόλου αλληλεπιδράσεις σε αυτήν την περίπτωση και φυσικά ούτε νετρίνα. Η μία στήλη ταυτίζεται με την άλλη, επομένως ότι φεύγει από την πηγή, φτάνει στη Γη.

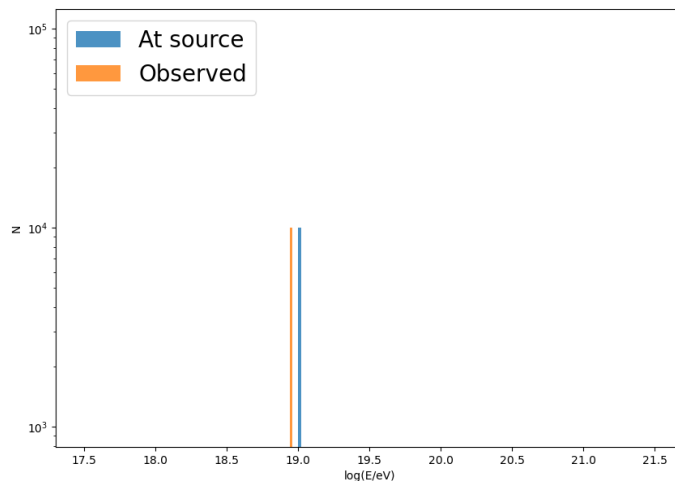
Αυξάνουμε την ενέργεια στα 2EeV. Η αλληλεπίδραση που θα μπορεί να γίνει σύμφωνα με τον πίνακα 1 είναι η Bethe Heitler. Άρα δεν αναμένουμε παραγωγή νετρίνων. Για να χαθεί σημαντικό μέρος της ενέργειας του πρωτονίου μέσω αυτής της αλληλεπίδρασης, πρέπει το πρωτόνιο να αλληλεπιδράσει πολλές φορές με το υπόβαθρο. Όμως η απόσταση είναι αρκετά μικρή επομένως περιμένουμε στις παρατηρούμενες κοσμικές ακτίνες στο ιστόγραμμα να υπάρχει μία κύρια στήλη σε ένα bin ενεργειών και όχι μία ευρεία κατανομή στις ενέργειες.



Σχήμα 18: Κοσμικές ακτίνες από τον Mkn 421 αρχικής ενέργειας 2EeV με υπόβαθρο CMB.

Στην εικόνα 18 φαίνεται το ιστόγραμμα σε αυτήν την περίπτωση για τις κοσμικές ακτίνες και ισχύει αυτό που προβλέψαμε. Τα p_{cr} χάνουν ελάχιστα ενέργεια μόνο μέσω Bethe Heitler, γι' αυτό και το πρόγραμμα δεν εμφανίζει παραγωγή νετρίνων.

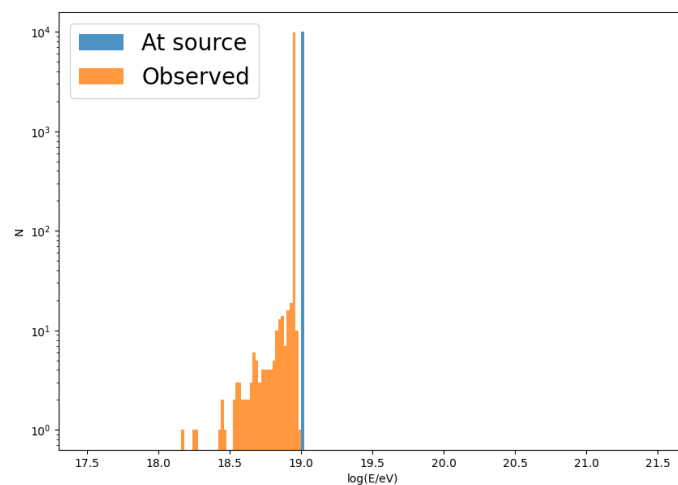
Συνεχίζουμε, αυξάνοντας την αρχική ενέργεια στα 10EeV. Το ιστόγραμμα για τις κοσμικές ακτίνες είναι το ακόλουθο:



Σχήμα 19: Κοσμικές ακτίνες από τον Mkn 421 αρχικής ενέργειας 10EeV με υπόβαθρο CMB.

Στο σχήμα 19 ισχύει ό,τι και πριν. Η αλληλεπίδραση που συμβαίνει είναι μόνο η Bethe Heitler καθώς όπως και στα δύο προηγούμενα παραδείγματα η ενέργεια δεν επαρκεί για photopion. Έχοντας όμως ξεκινήσει με πιο υψηλή τιμή αρχικής ενέργειας, τα p_{cr} μπορούν να αλληλεπιδράσουν πιο πολλές φορές αλλά επειδή πάλι η απόσταση είναι μικρή, θα αλληλεπιδράσουν όλα περίπου ίδιες φορές, μη προλαβαίνοντας προφανώς να πέσει η ενέργεια τους τόσο που να φτάσει στο threshold. Προφανώς, πάλι δεν έχουμε παραγωγή νετρίνων σε αυτή την περίπτωση.

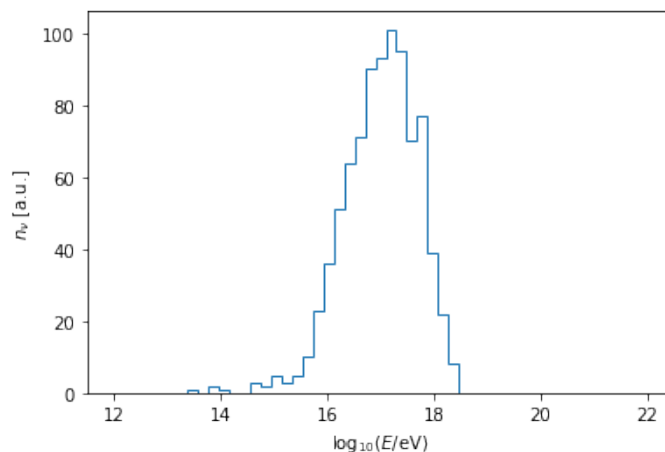
Κρατάμε σταθερή αρχική ενέργεια των p_{cr} στα 10EeV και ξαναπροσθέτουμε το EBL. Έχουμε δηλαδή αλληλεπιδράσεις των p_{cr} με EBL και CMB μέσω photopion και Bethe Heitler. Σύμφωνα με τον πίνακα 1 περιμένουμε τα πρωτόνια να αλληλεπιδράσουν μέσω photopion μόνο με το EBL και μέσω Bethe Heitler και με τους δύο στόχους.



Σχήμα 20: Κοσμικές ακτίνες από τον Mkn 421 αρχικής ενέργειας 10EeV με υπόβαθρο CMB και EBL.

Στο σχήμα 20 λόγω photopion παρατηρείται η μικρή κατανομή αυτή στις ενέργειες. Επίσης, λόγω Bethe Heitler, όπως πριν, παρατηρείται η μεγάλη στήλη δίπλα στην αρχική ενέργεια της πηγής.

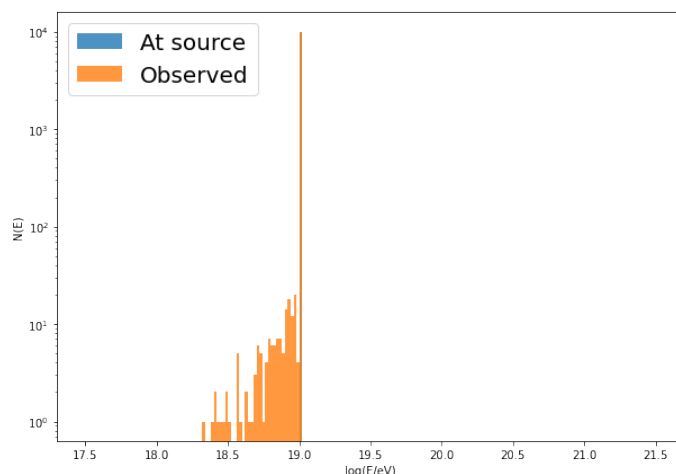
Εφόσον τα πρωτόνια πλέον αλληλεπιδρούν με photopion θα έχουμε και παραγωγή νετρίνων που φαίνεται στο σχήμα 21. Εάν η αρχική ενέργεια των p_{cr} ήταν μεγαλύτερη ώστε να ξεπεράσει τα περίπου 20EeV, θα είχαμε και photopion με το CMB και άρα πολλά παραπάνω νετρίνα όπως βλέπουμε ότι ισχύει στο σχήμα 12 που είναι το πραγματικό.



Σχήμα 21: Νετρίνα από τον Mkn 421 αρχικής ενέργειας 10EeV με υπόβαθρο CMB και EBL.

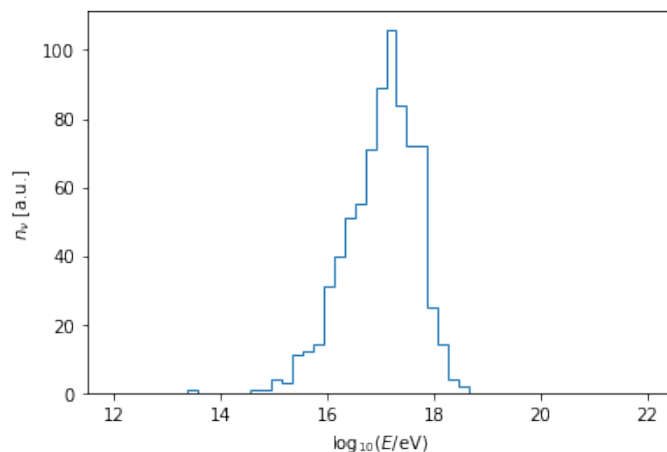
Εξακολουθούμε να κρατάμε την ενέργεια στα 10EeV. Έχουμε αλληλεπιδράσεις των p_{cr} με EBL και CMB αλλά μόνο μέσω photopion. Προφανώς τα πρωτόνια θα αλληλεπιδράσουν μόνο με τα φωτόνια του EBL. Επειδή για την photopion χρειά-

ζονται μόνο μερικές αλληλεπιδράσεις ώστε το πρωτόνιο να χάσει μεγάλο μέρος της ενέργειάς του, η κατανομή των ενεργειών θα είναι εκτεταμένη και δεν θα υπάρχει η ψηλή στήλη που υπήρχε όταν είχαμε και Bethe Heitler. Εφόσον η πυκνότητα του EBL είναι αρκετά μικρότερη από αυτή του CMB ο αριθμός των των p_{cr} που θα αλληλεπιδράσουν θα είναι μικρός.



Σχήμα 22: Κοσμικές ακτίνες από τον Mkn 421 αρχικής ενέργειας 10EeV με υπόβαθρο CMB και EBL με αλληλεπιδράσεις photopion.

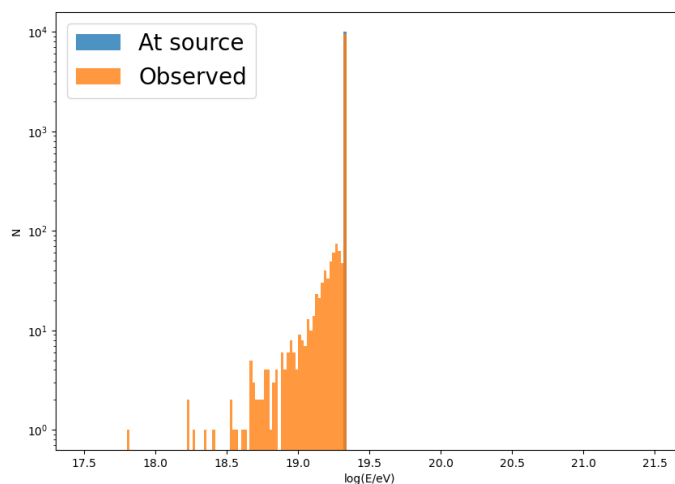
Όσον αφορά τα νετρίνα (σχήμα 23), θα έχουμε περίπου ίδιο αριθμό με το σχήμα 21 γιατί και εκεί τα νετρίνα παράγονται μόνο από την photopion με το EBL.



Σχήμα 23: Νετρίνα από τον Mkn 421 αρχικής ενέργειας 10EeV με υπόβαθρο CMB και EBL με αλληλεπιδράσεις photopion.

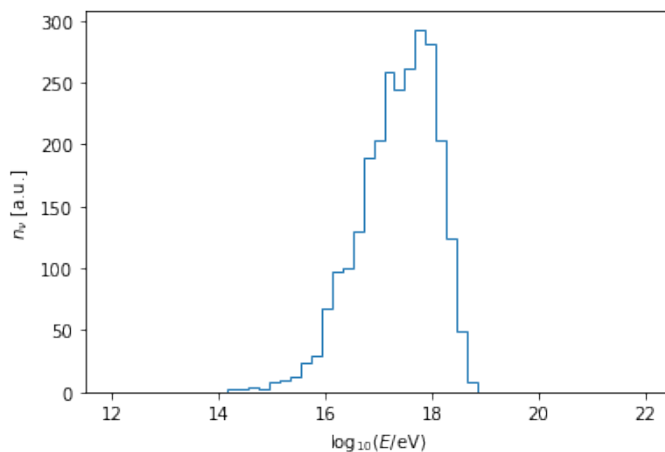
Τέλος, εισάγουμε στο πρόγραμμα την πραγματική αρχική ενέργεια p_{cr} στα 21,56EeV. Συνεχίζουμε με τα δύο υπόβαθρα και με μόνο photopion (σχήμα 24. Τώρα που η ενέργεια έχει αυξηθεί τα πρωτόνια θα αλληλεπιδράσουν με τα

φωτόνια του EBL και του CMB. Για την photopion, όπως αναφέρθηκε και πριν, χρειάζονται μόνο μερικές αλληλεπιδράσεις ώστε το πρωτόνιο να χάσει μεγάλο μέρος της ενέργειας του άρα η κατανομή των ενεργειών θα είναι εκτεταμένη πιο πολύ από αυτή στο σχήμα 22. Πάλι δεν θα υπάρχει η ψηλή στήλη που υπήρχε όταν είχαμε και Bethe Heitler. Εφόσον η πυκνότητα του CMB είναι μεγαλύτερη από όλα τα υπόβαθρα φωτονίων ο αριθμός των p_{cr} που θα αλληλεπιδράσουν εδώ θα είναι παραπάνω από ότι στο σχήμα 22. Φυσικά, υπάρχουν και κάποια, όπως προηγουμένως που δεν θα αλληλεπιδράσουν καθόλου.



Σχήμα 24: Κοσμικές ακτίνες από τον Mkn 421 αρχικής ενέργειας 21,56EeV με υπόβαθρο CMB και EBL με αλληλεπιδράσεις photopion.

Για τα νετρίνα (σχήμα 25), θα έχουμε περίπου ίδιο αριθμό με το σχήμα 12 γιατί και εκεί τα νετρίνα παράγονται μόνο από την photopion με το EBL και το CMB.



Σχήμα 25: Νετρίνα από τον Mkn 421 αρχικής ενέργειας 21,56EeV με υπόβαθρο CMB και EBL με αλληλεπιδράσεις photopion.

5 Αποτελέσματα

Στον πίνακα 3 αναγράφονται τα ονόματα των 23 blazars οι οποίοι μελετήθηκαν, ο τύπος τους, οι αποστάσεις τους και η ερυθρομετατόπιση τους.

| Όνομα | Τύπος | z | Απόσταση (Mpc) |
|-----------------------|--------|-------|----------------|
| 1ES 1959+650 | BL Lac | 0,047 | 209 |
| 1ES 0502+675 | BL Lac | 0,416 | 2275 |
| 1H 1013+498 | BL Lac | 0,212 | 1046 |
| 1RXS J003334.6-192130 | BL Lac | 0,61 | 3602 |
| 3C 66A | BL Lac | 0,444 | 2458 |
| Mkn 421 | BL Lac | 0,03 | 131 |
| Mkn 501 | BL Lac | 0,033 | 145 |
| ON 231 | BL Lac | 0,102 | 470 |
| PKS 0447-439 | BL Lac | 0,205 | 1008 |
| PKS 2155-304 | BL Lac | 0,116 | 540 |
| RXJ10586+5628 | BL Lac | 0,143 | 677 |
| 1ES 1741+196 | BL Lac | 0,084 | 383 |
| 1ES 2344+514 | BL Lac | 0,044 | 195 |
| 1Jy 0118-272 | BL Lac | 0,557 | 3226 |
| 1Jy 2005-489 | BL Lac | 0,071 | 320 |
| 1RXSJ 105837.5+562816 | BL Lac | 0,143 | 677 |
| 4C 55.17 | FSRQ | 0,896 | 5769 |
| AP Lib | BL Lac | 0,048 | 213 |
| NGC 1275 | FSRQ | 0,018 | 78 |
| ON 325 | BL Lac | 0,13 | 610 |
| PKS 0202-17 | FSRQ | 1,74 | 13097 |
| PKS 2204-54 | FSRQ | 1,215 | 8407 |
| S5 1133+704 | BL Lac | 0,045 | 199 |

Πίνακας 3: Το δείγμα μας αποτελούμενο από 23 blazar. Στον πίνακα φαίνεται το όνομα κάθε γαλαξία, ο τύπος, η ερυθρομετατόπιση και η απόσταση του απ' τη Γη.

Έχοντας κάνει την διαδικασία που περιγράφηκε στο υποκεφάλαιο 4.3 για καθέναν από τους 23 blazars, λαμβάνουμε αρχεία για καθέναν από αυτούς όπου αναγράφεται η απόσταση της πηγής, η αρχική και τελική ενέργεια, ο αρχικός και τελικός τύπος σωματιδίου. Για τα πρωτόνια, φυσικά, η στήλη του αρχικού και τελικού σωματιδίου είναι ίδια (1000010010 κωδικός για τα πρωτόνια στο CR-Propra). Ξεκινούν πρωτόνια από την πηγή και η μία εκ των δύο σφαιρών παρατήρησης, ανιχνεύει επίσης πρωτόνια. Στα αρχεία για τα νετρίνα, ο αρχικός τύπος σωματιδίου είναι τα πρωτόνια και ο τελικός νετρίνα γιατί έχουμε θέσει τον δεύτερο παρατηρητή

με γεωμετρία σφαίρας να ανιχνεύει νετρίνα. Τα νετρίνα που ανιχνεύονται με βάση την αλληλεπίδραση που μελετάμε είναι νετρίνα και αντινετρίνα ηλεκτρονίου και μιονίου (12, 14, -12, -14 κωδικός για τα τέσσερα ήδη νετρίνων στο CRPropa).

Τελειώνοντας το υποκεφάλαιο 4.3 φτιάξαμε αρχεία που περιέχουν ροές. Για κάθε ενέργεια οποιουδήποτε παρατηρήσιμου σωματιδίου, λάβαμε τη ροή του. Το επόμενο βήμα είναι να ενώσουμε τα αρχεία αυτά των 23 γαλαξιών τα οποία πλέον θα περιέχουν δύο στήλες: ενέργεια σωματιδίου και ροή που αντιστοιχεί στον πραγματικό αριθμό σωματιδίων με τη συγκεκριμένη ενέργεια. Για να εξαγάγουμε τα τελικά ιστογράμματα, χωρίζουμε τις ενέργειες σε bins και αθροίζουμε τις ροές που αντιστοιχούν σε κάθε bin.

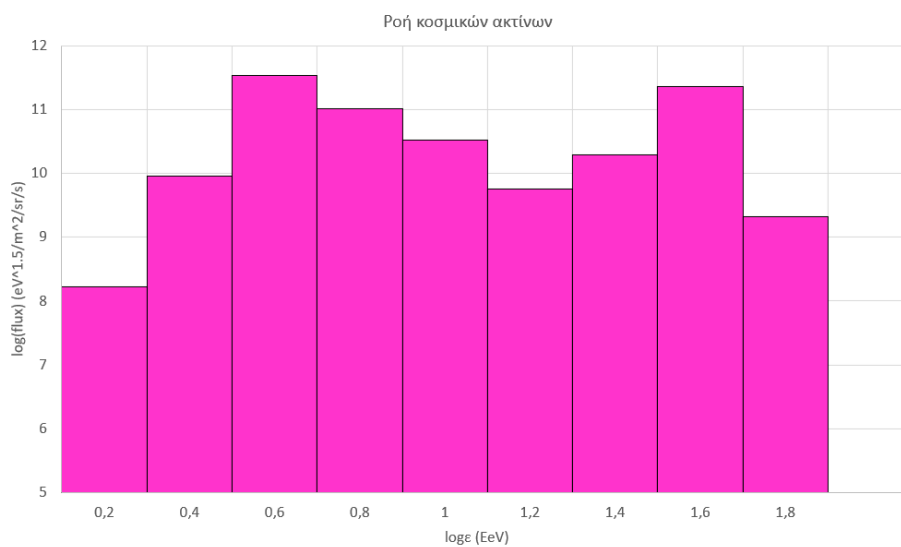
5.1 Κοσμικές ακτίνες

Στον πίνακα 4 φαίνονται τα ενεργειακά bins και η ροή ανά ενεργειακό bin σε $eV^{1,5}/m^2/sr/s$ για τις κοσμικές ακτίνες.

| log(energy group) | energy group (EeV) | Ροή ($eV^{1,5}/m^2/sr/s$) |
|-------------------|--------------------|-----------------------------|
| 0 ως 0,2 | 1,585 | $1,67 \cdot 10^8$ |
| 0,2 ως 0,4 | 2,51 | $9,02 \cdot 10^9$ |
| 0,4 ως 0,6 | 3,98 | $3,39 \cdot 10^{11}$ |
| 0,6 ως 0,8 | 6,31 | $1,05 \cdot 10^{11}$ |
| 0,8 ως 1 | 10 | $3,4 \cdot 10^{10}$ |
| 1 ως 1,2 | 15,85 | $5,77 \cdot 10^9$ |
| 1,2 ως 1,4 | 25,12 | $1,95 \cdot 10^{10}$ |
| 1,4 ως 1,6 | 39,81 | $2,33 \cdot 10^{11}$ |
| 1,6 ως 1,8 | 63,1 | $2,1 \cdot 10^9$ |

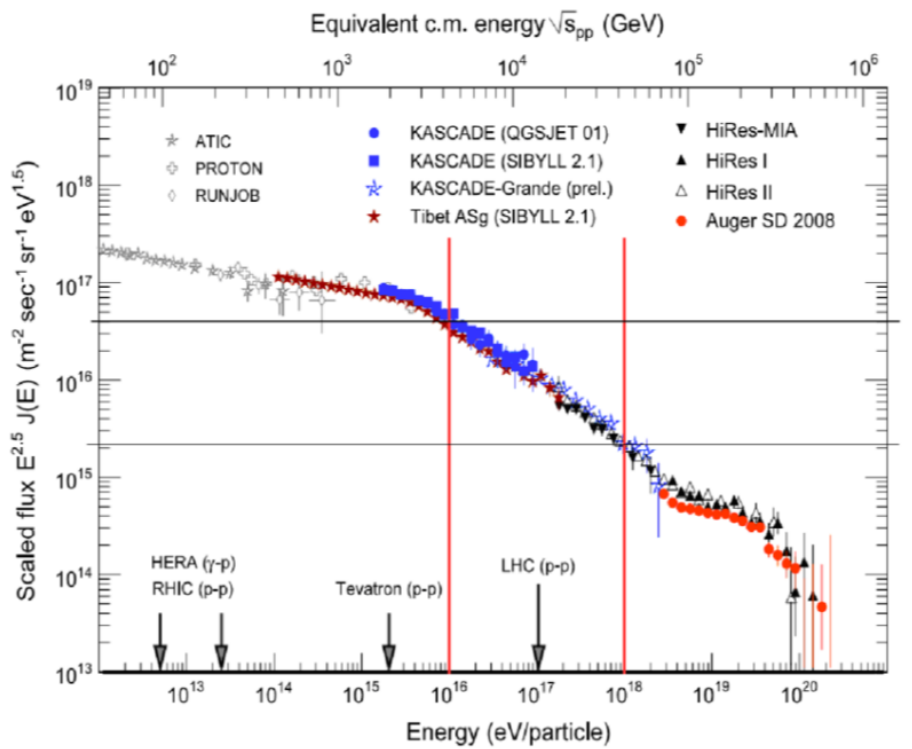
Πίνακας 4: Οι κοσμικές ακτίνες κατανεμημένες σε ενεργειακά bins και η ροή που αντιστοιχεί σε κάθε bin.

Το ιστόγραμμα που προκύπτει για τις κοσμικές ακτίνες είναι το εξής:



Σχήμα 26: Ολική ροή κοσμικών ακτίνων υπολογισμένη από 23 blazars υπό συνθήκες ελαχιστοποίησης της ισχύος των πιδάκων.

Για να διαπιστώσουμε αν τα αποτελέσματα μας είναι λογικά, θα χρησιμοποιήσουμε για σύγκριση ένα σχήμα από την βιβλιογραφία [14] που δείχνει τη ροή κοσμικών ακτίνων που φτάνουν στη Γη.

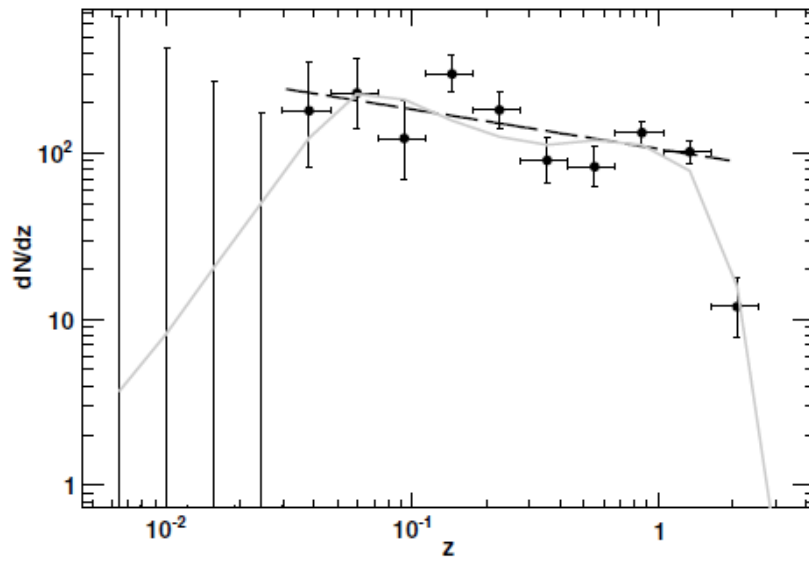


Σχήμα 27: Μετρούμενη ροή κοσμικών ακτίνων στη Γη. [14]

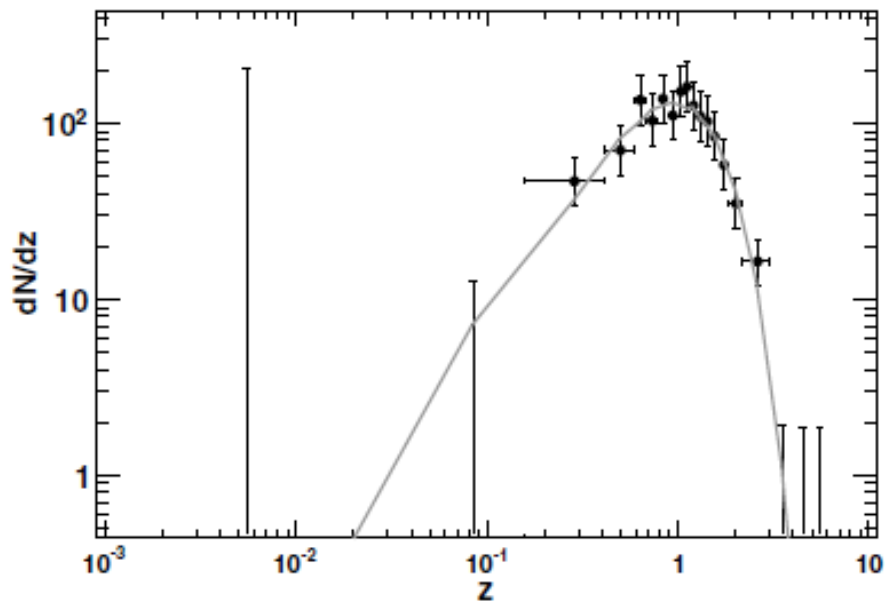
Οι ενέργειες που μας ενδιαφέρουν εκτείνονται από 10^{18} EeV ως περίπου 10^{20} EeV. Η μετρούμενη ροή σε αυτές τις ενέργειες ξεκινά από 2×10^{15} ως 10^{14} σε μονάδες $\text{eV}^{1.5}/\text{m}^2/\text{s}/\text{sr}$. Η ροή που έχουμε υπολογίσει εμείς για τις ίδιες ενέργειες εκτείνεται από $10^{8.2}$ ως $10^{11.5}$. Το γεγονός ότι η ροή που υπολογίζουμε είναι μικρότερη κατά αρκετές τάξεις μεγέθους από την παρατηρούμενη οφείλεται σε δύο αιτίες.

Η πρώτη είναι ότι εξ αρχής έχουμε επιλέξει γαλαξίες με μικρή απόδοση στις $\text{p}\gamma$ αλληλεπιδράσεις ενώ η δεύτερη είναι ότι το δείγμα μας των 23 γαλαξιών είναι ένα μικρό ποσοστό των blazars που έχουν παρατηρηθεί. Αυτό θα διορθωθεί στη συνέχεια πολλαπλασιάζοντας τη ροή με έναν παράγοντα κανονικοποίησης ώστε να προβλεφθεί η ροή κοσμικών ακτίνων και νετρίνων από ένα μεγαλύτερο δείγμα γαλαξιών υπό αυτές τις συνθήκες ελαχιστοποίησης της ισχύος.

Όπως αναφέρθηκε και πριν το δείγμα μας αποτελείται από 23 blazars εκ των οποίων οι τέσσερις είναι FSRQs και οι υπόλοιποι 19 είναι BL Lac ενώ μέχρι και το 2020 είχαν καταγραφεί 1371 BL Lacs και 655 FSRQs [3]. Στο σχήμα 28 φαίνεται η κατανομή του αριθμού των BL Lacs συναρτήσει της ερυθρομετατόπισης z όπως υπολογίστηκε με βάση 211 BL Lacs [5], ενώ στο σχήμα 29 φαίνεται η κατανομή του αριθμού των FSRQs συναρτήσει της ερυθρομετατόπισης z όπως υπολογίστηκε με βάση 186 FSRQs [4].



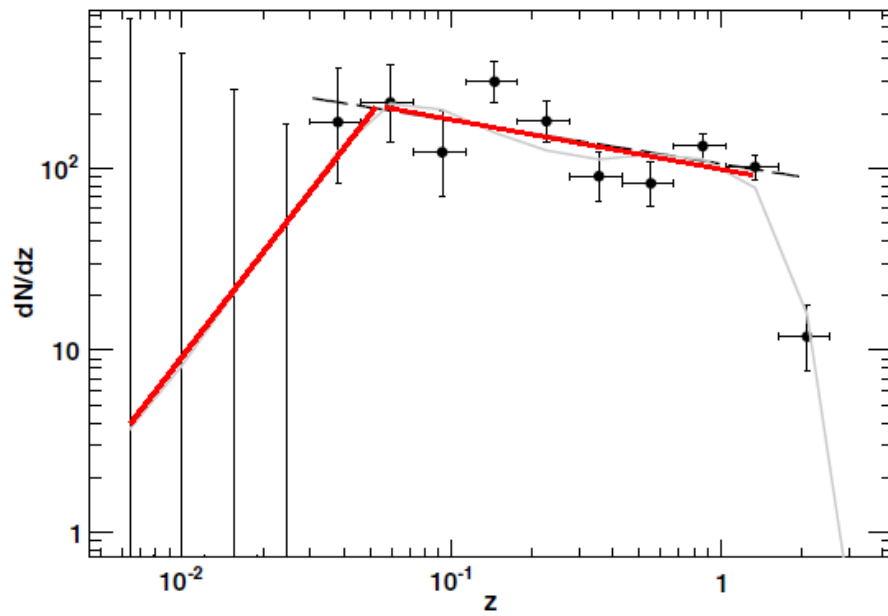
Σχήμα 28: Κατανομή αριθμού BL Lacs συναρτήσει της ερυθρομετατόπισης z . [5]



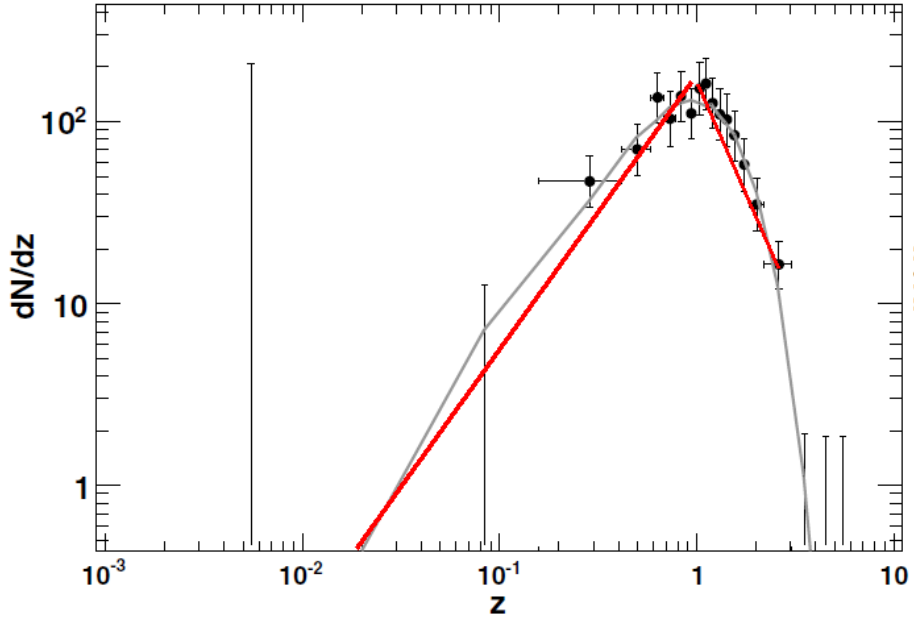
Σχήμα 29: Κατανομή αριθμού FSRQs συναρτήσει της ερυθρομετατόπισης z . [4]

Εάν σε αυτές τις κατανομές κάνουμε προσαρμογή γραμμικών σχέσεων, μπορούμε να υπολογίσουμε έναν παράγοντα κανονικοποίησης που να εκφράζει πόσες γαλαξίες υπάρχουν σε κάποιο εύρος ερυθρομετατόπισης. Γι' αυτό εν τέλει θα χωρίσουμε

τον άξονα της ερυθρομετατόπισης σε bins και θα υπολογίσουμε τον παράγοντα κανονικοποίησης.



Σχήμα 30: Προσαρμογή γραμμικών σχέσεων στην κατανομή αριθμού BL Lacs συναρτήσει της ερυθρομετατόπισης z .



Σχήμα 31: Προσαρμογή γραμμικών σχέσεων στην κατανομή αριθμού FSRQs συναρτήσει της ερυθρομετατόπισης z .

Εμάς μας ενδιαφέρει ο αριθμός N των blazars που αντιστοιχούν σε κάθε bin. Στο σχήμα 30 συνολικά υπάρχουν 211 BL Lac και στο σχήμα 31 186 FSRQs. Σε ένα κανονικό διάγραμμα dN/dz συναρτήσει του z , για τον αριθμό N ισχύει:

$$N = \int_{z_i}^{z_f} \frac{dN}{dz} dz. \quad (81)$$

Οι άξονες μας εδώ είναι λογαριθμικοί. Θεωρούμε ότι,

$$\frac{dN}{dz} = 10^b z^a. \quad (82)$$

Λογαριθμίζοντας την 82, καταλήγουμε στη σχέση,

$$\log \frac{dN}{dz} = a \log z + b, \quad (83)$$

όπου αν θέσουμε $y = \log \frac{dN}{dz}$ και $x = \log z$ καταλήγουμε στη γραμμική σχέση που θέλαμε, δηλαδή σχέση της μορφής $y = ax + b$.

Αντικαθιστώντας την 82 στην 81, καταλήγουμε στην εξής σχέση για το N σε κάθε j bin:

$$N_j = \frac{10^b}{a+1} [(10^{\log z_2})^{(a+1)} - (10^{\log z_1})^{(a+1)}], \quad (84)$$

όπου a και b θα λάβουν τέσσερις τιμές αναλόγως με τα χαρακτηριστικά της ευθείας με την καλύτερη προσαρμογή, $\log z_2$ το άνω όριο του bin και $\log z_1$ το κάτω.

Για τους BL Lac προκύπτει ότι:

| a | b |
|-------|------|
| 1,84 | 4,6 |
| -0,24 | 2,02 |

Πίνακας 5: Οι παράμετροι a και b για τους BL Lac.

ενώ για τους FSRQs,

| a | b |
|------|------|
| 1,49 | 2,21 |
| -2,3 | 2,17 |

Πίνακας 6: Οι παράμετροι a και b για τους FSRQs.

Στους πίνακες 7 και 8 φαίνονται τα bins στα οποία χωρίσαμε την ερυθρομετατόπιση z , ο αριθμός N που υπολογίσαμε με βάση τα παραπάνω, ο αριθμός γαλαξιών στο δείγμα μας και ο παράγοντας κανονικοποίησης g που θα πολλαπλασιαστεί με τις ροές κοσμικών ακτίνων για κάθε γαλαξία αναλόγως την απόσταση του από τη Γη και έχει υπολογιστεί ως εξής:

Για τους BL Lac:

$$g_{BL\text{Lac}} = \frac{N_j}{N_{j,\text{sample}}} \frac{1371}{211} \quad (85)$$

Για τους FSRQs:

$$g_{FSRQs} = \frac{N_j}{N_{j,\text{sample}}} \frac{655}{186} \quad (86)$$

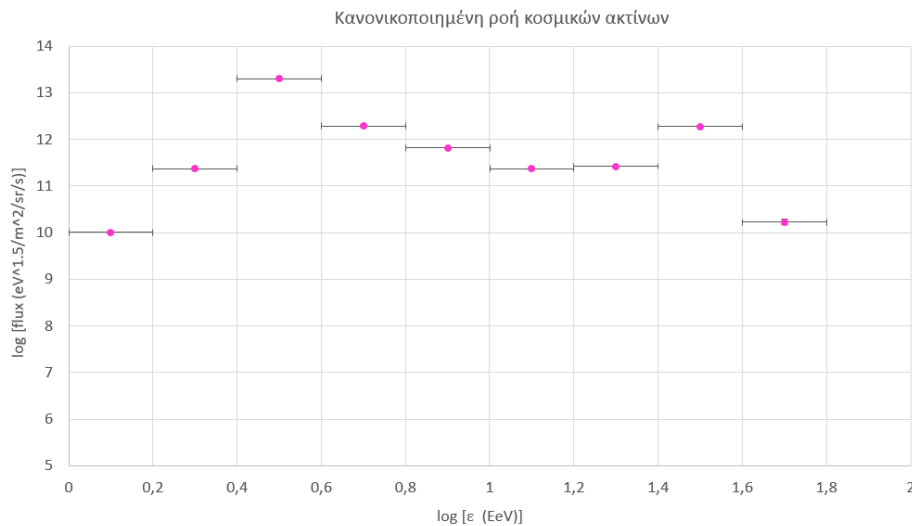
| z bins | N_j | $N_{j,\text{sample}}$ | παράγοντας κανονικοποίησης για τους BL Lac |
|--------------|-------|-----------------------|--|
| -1,8 ως -1,5 | 1 | 1 | 6,49 |
| -1,5 ως -1,2 | 5 | 5 | 6,49 |
| -1,2 ως -0,9 | 12 | 4 | 19,49 |
| -0,9 ως -0,6 | 20 | 5 | 25,99 |
| -0,6 ως -0,3 | 34 | 2 | 110,46 |
| -0,3 ως 0 | 57 | 2 | 185,18 |

Πίνακας 7: Τα bins στα οποία χωρίσαμε την ερυθρομετατόπιση z , ο αριθμός N των γαλαξιών σε κάθε bin, ο αριθμός γαλαξιών στο δείγμα μας και ο παράγοντας κανονικοποίησης g για τους BL Lac.

| z bins | N_j | $N_{j,sample}$ | παράγοντας κανονικοποίησης για τους FSRQs |
|----------|-------|----------------|---|
| -2 ως 0 | 65 | 2 | 114,45 |
| 0 ως 0,5 | 89 | 2 | 156,71 |

Πίνακας 8: Τα bins στα οποία χωρίσαμε την ερυθρομετατόπιση z , ο αριθμός N των γαλαξιών σε κάθε bin, ο αριθμός γαλαξιών στο δείγμα μας και ο παράγοντας κανονικοποίησης g για τους FSRQs.

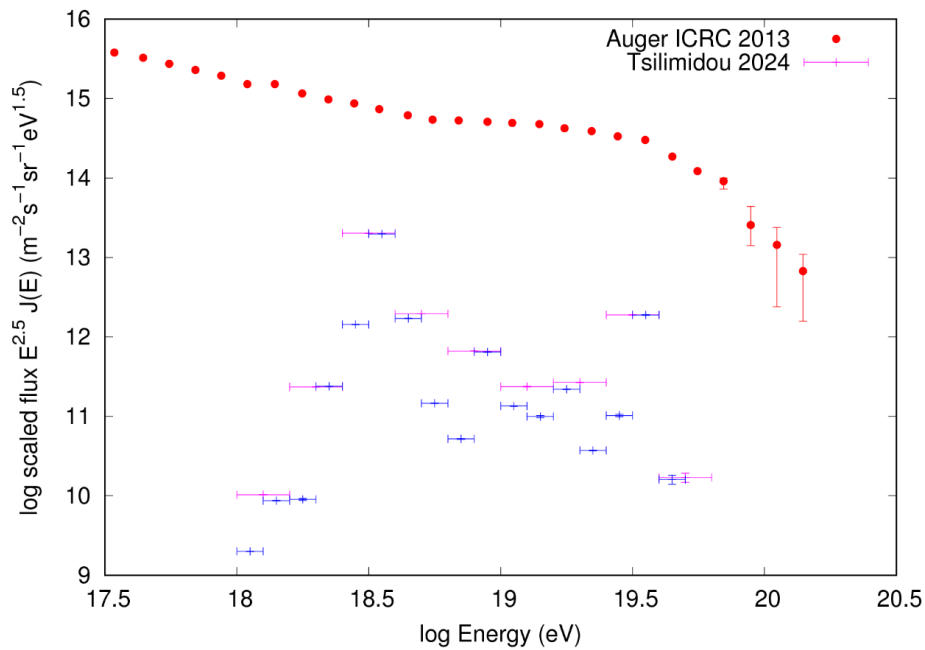
Επιστρέφοντας, λοιπόν, στο βήμα πριν την ομαδοποίηση των ρών όλων των γαλαξιών ανά bins ενεργειών, πολλαπλασιάζουμε τη ροή κάθε γαλαξία με τον παράγοντα κανονικοποίησης αναλόγως με την ερυθρομετατόπισή του. Ενώνουμε τις κανονικοποιημένες ροές των 23 γαλαξιών σε ένα αρχείο και, όπως πριν, χωρίζουμε τις ενέργειες σε bins με βήμα 0.2, αθροίζοντας τις ροές σε κάθε bin και φτιάχνουμε το ιστόγραμμα ξανά.



Σχήμα 32: Κανονικοποιημένη ροή κοσμικών ακτίνων με βάση 1371 BL Lacs και 655 FSRQs.

Συγκρίνοντας με το σχήμα 27 παρατηρούμε ότι ακόμα και με την κανονικοποίηση που κάναμε προκειμένου να εκτιμήσουμε τη ροή κοσμικών ακτίνων για το αρκετά μεγαλύτερο δείγμα blazar που έχει ανιχνευθεί, η ροή που προβλέπεται με βάση τις συνθήκες ελαχιστοποίησης που έχουμε εφαρμόσει εκτείνεται σε 1-2 τάξεις μεγέθους πιο κάτω από την παρατηρούμενη.

Τοποθετώντας σε κοινό διάγραμμα την υπολογιζόμενη ροή κοσμικών ακτίνων και τα παρατηρησιακά δεδομένα προκύπτει το εξής σχήμα:



Σχήμα 33: Σύγκριση της ροής κοσμικών ακτίνων με τα παρατηρησιακά δεδομένα. Με έντονο ροζ έχει υπολογιστεί η ροή κοσμικών ακτίνων με ενεργειακό bin 0,2 ενώ με μπλε με ενεργειακό bin 0,1.

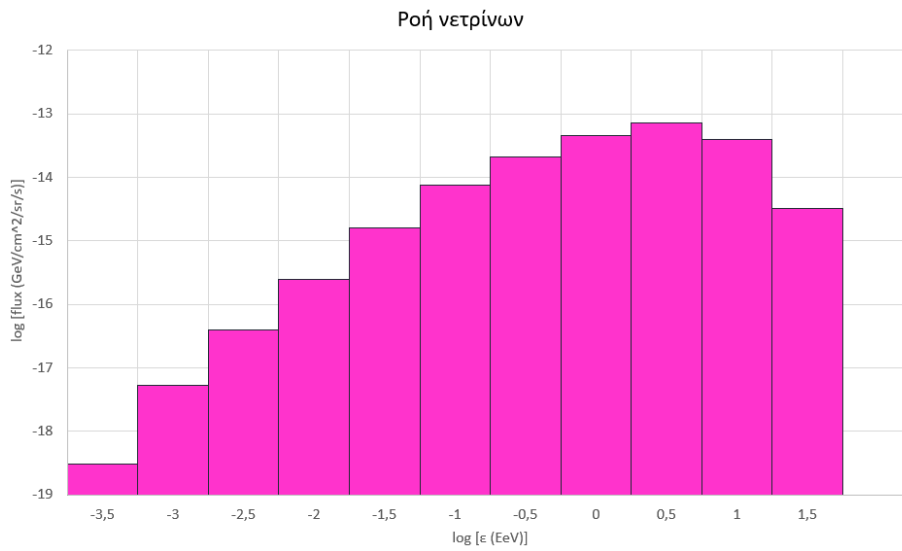
Η ροή έχει υπολογιστεί χρησιμοποιώντας δύο διαφορετικά binning width. Όπως όμως προκύπτει δεν διακρίνεται κάποια αξιοσημείωτη διαφορά. Τα σφάλματα της ροής προκύπτουν υπολογίζοντας το στατιστικό σφάλμα που προκύπτει από τη διάδοση των σωματιδίων ενώ το σφάλμα στις ενέργειες έχει να κάνει με το binning που χρησιμοποιείται.

5.2 Νετρίνα

Για τα νετρίνα εφαρμόζουμε ακριβώς τα ίδια βήματα. Δηλαδή ενώνουμε τα 23 αρχεία με τις στήλες ενέργειας και ροής των νετρίνων που παράγονται κατά τη διάδρομή των κοσμικών ακτίνων από τους blazar ως τη Γη. Χωρίζουμε τις ενέργειες σε bins και φτιάχνουμε το ιστόγραμμα. Στον πίνακα 9 φαίνονται τα ενεργειακά bins και η ροή ανά ενεργειακό bin σε $\text{GeV}/\text{cm}^2/\text{sr}/\text{s}$ για τα νετρίνα.

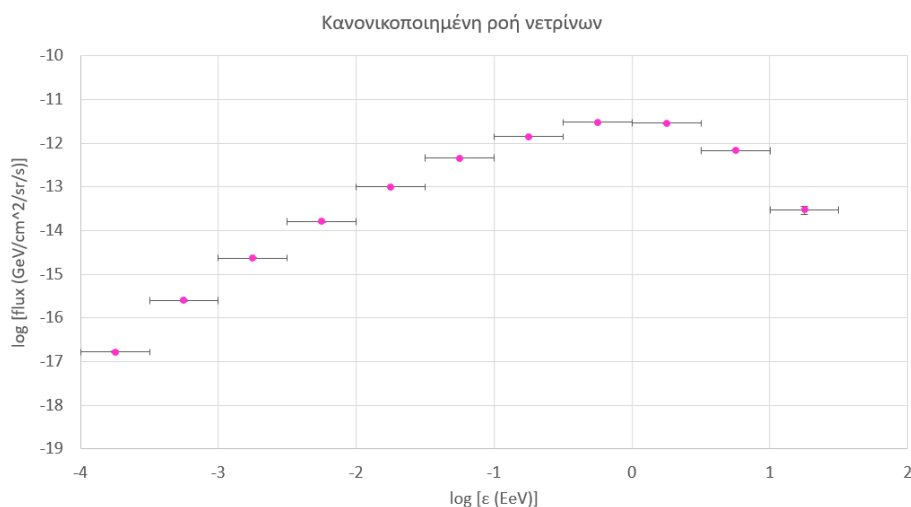
| log(energy group) | Energy group (EeV) | Ροή (GeV/cm ² /sr/s) |
|-------------------|--------------------|---------------------------------|
| -4 ως -3,5 | 0,0003 | $1,65 \cdot 10^{-17}$ |
| -3,5 ως -3 | 0,001 | $2,49 \cdot 10^{-16}$ |
| -3 ως -2,5 | 0,003 | $2,33 \cdot 10^{-15}$ |
| -2,5 ως -2 | 0,01 | $1,6 \cdot 10^{-14}$ |
| -2 ως -1,5 | 0,03 | $9,85 \cdot 10^{-14}$ |
| -1,5 ως -1 | 0,1 | $4,6 \cdot 10^{-13}$ |
| -1 ως -0,5 | 0,3 | $1,4 \cdot 10^{-12}$ |
| -0,5 ως 0 | 1 | $2,97 \cdot 10^{-12}$ |
| 0 ως 0,5 | 3,16 | $2,83 \cdot 10^{-12}$ |
| 0,5 ως 1 | 10 | $6,75 \cdot 10^{-13}$ |
| 1 ως 1,5 | 31,62 | $2,96 \cdot 10^{-14}$ |

Πίνακας 9: Ενεργειακά bins και η ροή ανά ενεργειακό bin για τα νετρίνα με βάση τους 23 blazar.



Σχήμα 34: Ροή νετρίνων που παράγονται στη διαδρομή των κοσμικών ακτίνων με βάση το δείγμα των 23 blazars.

Χρησιμοποιούμε ξανά τους παράγοντες κανονικοποίησης στους πίνακες 7, 8 και υπολογίζουμε ξανά τη ροή με την ίδια διαδικασία ώστε να διευρύνουμε τα αποτελέσματα μας στο δείγμα των 1371 BL Lac και 655 FSRQs. Προκύπτει το ιστόγραμμα 35.



Σχήμα 35: Κανονικοποιημένη ροή νετρίνων που παράγονται στη διαδρομή των κοσμικών ακτίνων.

Παρατηρούμε ότι ήδη η ροή νετρίνων όταν εφαρμόζουμε την κανονικοποίηση στο σχήμα 35 αυξάνεται κατά 1-2 τάξεις μεγέθους. Σε αυτό το σημείο, όταν εξετάζαμε τις κοσμικές ακτίνες σταματήσαμε και συγκρίναμε με τη βιβλιογραφία. Για τα νετρίνα, όμως, μπορούμε να κάνουμε ένα επιπλέον βήμα. Τα νετρίνα που διαφεύγουν από τον πίδακα και διασπώνται σε πρωτόνια, τα οποία θα αλληλεπιδράσουν στη διαδρομή, έχουν προκύψει από κάποια αρχικά πρωτόνια εντός του πίδακα όπως έχουμε ήδη αναφέρει μέσω της αλληλεπίδρασης τους με φωτόνια. Άρα, θα προκύψουν νετρίνα και εντός του πίδακα τα οποία ως μη φορτισμένα σωματίδια δεν θα αλληλεπιδράσουν με το μαγνητικό πεδίο και συνεπώς είναι ελεύθερα να διαφύγουν. Αυτά δεν αλληλεπιδρούν ούτε στη διαδρομή.

Τα νετρίνα αυτά θα διαφύγουν από τον πίδακα με ενέργειες που δίνονται από τις σχέσεις 50, 51, 52. Μάλιστα, κάθε blazar θα παράγει νετρίνα τεσσάρων διαφορετικών ειδών αλλά τριών διαφορετικών ενεργειών. Μπορούμε να υπολογίσουμε και τη ροή αυτή, η οποία περιμένουμε ήδη ότι θα είναι υψηλότερη από τη ροή των νετρίνων που παράγονται στη διαδρομή. Παίρνουν μεγαλύτερο ποσοστό της ενέργειας του αρχικού πρωτονίου από αυτά που παράγονται στη διαδρομή μέσω των κοσμικών ακτίνων και εάν σκεφτούμε ότι διαδίδουμε 10.000 πρωτόνια για κάθε γαλαξία και ένα μέρος αυτών δίνει νετρίνα, τα νετρίνα που έχουν παραχθεί από πριν είναι 40.000 και μάλιστα με μεγαλύτερες ενέργειες.

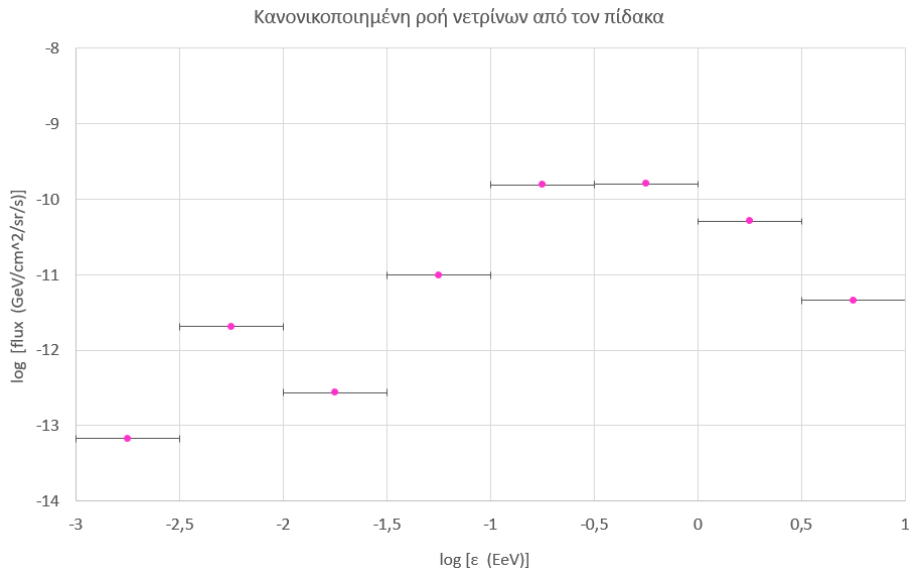
Για τον υπολογισμό των αρχικών νετρίνων, ωστόσο, δεν χρειάζεται να εμπλακούμε με το CRPropa καθώς αυτό υπολογίζει τα νετρίνα που παράγονται στη διαδρομή. Άρα, στον υπολογισμό της ροής δεν χρειάζεται κάποιος παράγοντας κανονικοποίησης για τον πραγματικό αριθμό νετρίνων. Θα χρειαστούμε, όμως, τον πραγματικό αριθμό νετρίνων που παράγεται στον πίδακα ο οποίος για κάθε είδος νετρίνων ισούται με τον αριθμό νετρονίων που έχουμε ήδη υπολογίσει. Και πάλι θα πολλαπλασιάσουμε με τον παράγοντα κανονικοποίησης του αριθμού των blazar ανά bin ερυθρομετατόπισης όπως κάναμε για τη ροή κοσμικών ακτίνων. Η ροή, λοιπόν, των αρχικών νετρίνων, i είδους, που παράγονται σε κάθε blazar θα

είναι:

$$f_{\nu_i} = \frac{g\alpha_n\varepsilon_{\nu_i}}{2\pi\theta^2d^2} \quad (87)$$

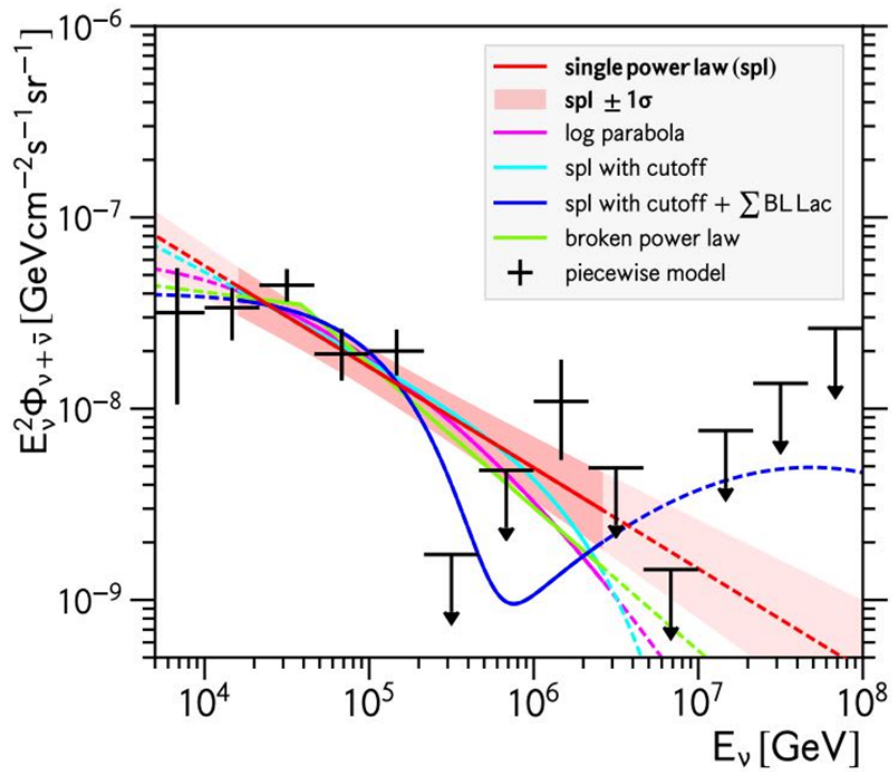
όπου το g είναι ο παράγοντας κανονικοποίησης του αριθμού των blazar ανά bin ερυθρομετατόπισης, α_n είναι ο αριθμός των νετρονίων και ε_{ν_i} η ενέργεια των νετρίνων i είδους.

Ενώνουμε τις ενέργειες των νετρίνων και τις ροές τους σε ένα αρχείο και κάνουμε την ομαδοποίηση σε συγκεκριμένα bins ενεργειών όπως πριν. Η ροή που προκύπτει για τα συγκεκριμένα νετρίνα φαίνεται στο ιστόγραμμα 36.



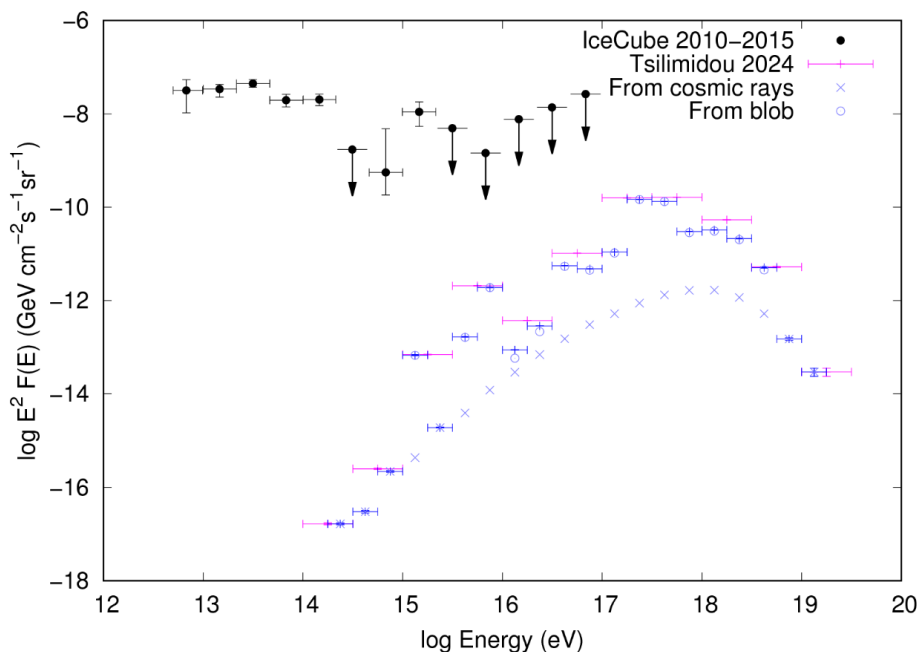
Σχήμα 36: Κανονικοποιημένη ροή νετρίνων που παράγονται στους πίδακες.

Στο σχήμα 37 φαίνεται η ροή νετρίνων από μετρήσεις 6 χρόνων καθώς και τα άνω όρια αυτής για κάποιες ενέργειες. Συγκρίνοντας με το σχήμα 36 που φαίνεται η κυρίαρχη κανονικοποιημένη ροή νετρίνων που έχουμε υπολογίσει φαίνεται ότι για ενέργειες $10^{17} eV$ η υπολογιζόμενη ροή είναι 2 τάξεις μεγάλους πιο κάτω από το άνω όριο. Η διαφορά αυτή ταιριάζει με τη διαφορά που παρατηρήθηκε και στις κοσμικές ακτίνες μεταξύ των αποτελεσμάτων μας και της βιβλιογραφίας.



Σχήμα 37: Ροή νετρίνων συναρτήσει της ενέργειας [1]. Οι μαύροι σταυροί αναπαριστούν το μοντέλο που ταιριάζει καλύτερα σε δεδομένα από το 2010 ως το 2015. Με τα μαύρα βέλη φαίνονται τα όρια κάτω από τα οποία αναμένεται να ανιχνευθούν νετρίνα.

Τοποθετώντας σε κοινό διάγραμμα την υπολογιζόμενη ροή κοσμικών ακτίνων και τα παρατηρησιακά δεδομένα προκύπτει το εξής σχήμα:



Σχήμα 38: Σύγκριση της ροής νετρίνων με τα παρατηρησιακά δεδομένα. Με έντονο ροζ έχει υπολογιστεί η ροή νετρίνων με ενεργειακό bin 0,5 ενώ με μπλε με ενεργειακό bin 0,25. Η προέλευση των νετρίνων δηλώνεται με διαφορετικό είδος σημείων.

5.3 Συμπεράσματα

Συνολικά, λοιπόν, υπολογίζουμε ροή κοσμικών ακτίνων και νετρίνων η οποία φαίνεται πως είναι μικρότερη από την μετρούμενη. Υιοθετώντας το LHS μοντέλο και ελαχιστοποιώντας την αρχική ισχύ του πίδακα, καταλήγει κάποιος στις 25 και 26. Αυτές είναι οι τιμές μαγνητικού πεδίου και παράγοντα Doppler για τις οποίες έχω την ελάχιστη παραγόμενη ισχύ στον πίδακα. Οι λύσεις του συστήματος αποτελούν το ολικό ελάχιστο της ισχύος. Στην πραγματικότητα όμως κανείς δεν μας εγγυάται ότι ισχύουν τέτοιες συνθήκες στους πίδακες των blazars. Μάλιστα, ενδέχεται να μην ισχύουν άρα να επικρατούν άλλες τιμές μαγνητικών πεδίων και παραγόντων Doppler.

Οι υποθέσεις που έχουν γίνει είναι αρκετές και η οποιαδήποτε μεταβολή τους θα ακολουθούσαν και από μεταβολή των αποτελεσμάτων. Σε πραγματικά περιβάλλοντα blazars δεν είναι απαραίτητο ότι επικρατούν οι συνθήκες ελαχιστοποίησης που έχουμε λάβει εδώ υπόψιν. Εάν η ισχύς των σχετικιστικών πρωτονίων αυξηθεί, αυτό συνεπάγεται αυξημένη ισχύ νετρονίων β8, άρα και κοσμικών ακτίνων και νετρίνων. Εφόσον η ισχύς είναι ανάλογη με την ροή, θα έχω και αυξημένη ροή κοσμικών ακτίνων και νετρίνων. Η αλλαγή, όμως, της ισχύος των σχετικιστικών πρωτονίων L_p θα οδηγήσει σε αλλαγή του φάσματος που λαμβάνουμε θεωρώντας ως κύριο μηχανισμό απωλειών την ακτινοβολία σύγχροτρον. Το πρόβλημα δεν είναι γραμμικό, επομένως δεν μπορεί να γίνει ασφαλής πρόβλεψη για αυτή

τη μεταβολή. Το ίδιο ισχύει και για την συνολική ισχύ του πίδακα καθώς αυτή εξαρτάται και από τις συνιστώσες μαγνητικού πεδίου και ακτινοβολίας.

Επίσης, το γεγονός ότι υπολογίζουμε μικρότερη ροή από την παρατηρούμενη συνδέεται άμεσα με το ότι έχουμε λάβει υπόψη γαλαξίες με μικρό συντελεστή απόδοσης της γ αλληλεπίδρασης. Από την 68 προκύπτει ότι η ισχύς που θα καταλήξει στα νετρόνια είναι ένα μικρό ποσοστό (κάτω από 20%) της ισχύος των σχετικιστικών πρωτονίων. Αυτό οδηγεί σε μικρές ροές κοσμικών ακτίνων και νετρίνων, εφόσον οι υπόλοιπες σχέσεις απορρέουν από αυτήν. Άρα στην παρούσα εργασία υπολογίζεται ένα κάτω όριο της ροής των κοσμικών ακτίνων και των νετρίνων.

Αν συμπεριλαμβάναμε και πηγές οι οποίες δεν έχουν ταυτοποιηθεί ως BL Lac ή FSRQs (unresolved sources) η ροή θα αυξανόταν. Είναι πιθανό, λοιπόν, το LHS μοντέλο και η παραπάνω θεώρηση να εξηγεί την παραγωγή κοσμικών ακτίνων (πρωτονίων) και νετρίνων σε αυτές τις ενέργειες.

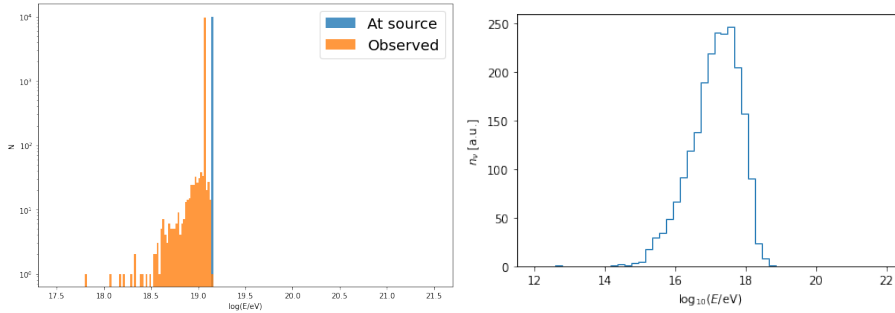
Από την παρούσα μελέτη, προκύπτουν κάποια βασικά ερωτήματα. Αν οι συνθήκες αυτές ισχύουν σε κάποιους blazar, γιατί δεν ισχύουν και στους υπόλοιπους; Με ποιο κριτήριο καθορίζεται το μαγνητικό πεδίο και ο παράγοντας Doppler αν δεν καθορίζεται με βάση την ελάχιστη παραγόμενη ισχύ;

Επίσης, δεν συμπεριλάβαμε στη μελέτη τα γαλαξιακά μαγνητικά πεδία που συναντούν οι κοσμικές ακτίνες κατά την διαδρομή τους προς τη Γη. Τι συμβαίνει εκεί; Πόση ενέργεια χάνουν τα πρωτόνια καθώς αλληλεπιδρούν με τα μαγνητικά πεδία; Προφανώς, τα πρωτόνια, αλληλεπιδρώντας με τα μαγνητικά πεδία που δημιουργούν άλλοι γαλαξίες στη διαδρομή τους προς τη Γη, χάνουν ενέργεια μέσω ακτινοβολίας σύγχροτρον. Αν τα πεδία αυτά είναι της τάξης των nG [7], η απώλεια ενέργειας δεν είναι ισχυρή αλλά μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα; Πόσο θα άλλαζαν τα αποτελέσματα μας αν συμπεριλαμβάναμε και την επίδραση αυτών των μαγνητικών πεδίων;

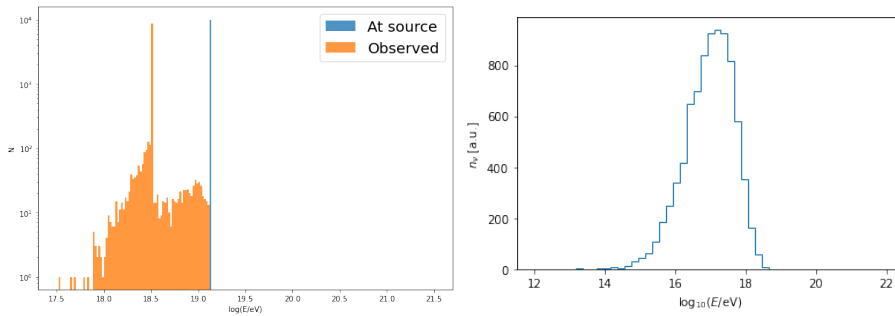
Πέρα από την απώλεια ενέργειας, η οποία ίσως δεν είναι τόσο σημαντική, τα μαγνητικά πεδία επιδρούν και στην κατεύθυνση των κοσμικών ακτίνων. Είναι μια καλή προσέγγιση η ευθύγραμμη διάδοση που θεωρήσαμε εδώ; Πόσο στρίβουν οι κοσμικές ακτίνες κατά τη διαδρομή τους προς τη Γη; Φαίνεται πως πρωτόνια με ενέργειες 10^{20} eV μπορούν να στραφούν από 1° ως $20 - 30^\circ$ [6]. Άρα για έναν πιο ακριβή υπολογισμό της ροής τους θα έπρεπε να ληφθούν υπόψη και αυτά τα μαγνητικά πεδία.

6 Παράρτημα

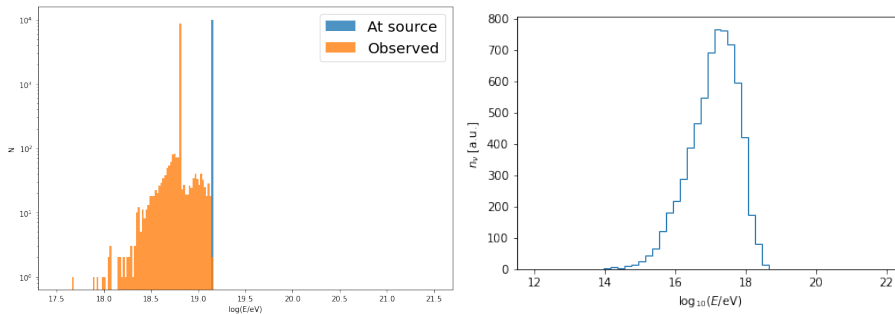
Παρακάτω (σχήματα 39 ως 61) φαίνονται τα ιστογράμματα των παρατηρούμενων p_{cr} και νετρίνων για καθέναν από τους 23 blazars που προέκυψαν με βάση την ανάλυση στο κεφάλαιο 4.3. Η πρώτη στήλη διαγραμμάτων αναφέρεται σε πρωτόνια και η δεύτερη στα νετρίνα. Υπενθυμίζουμε ότι με πορτοκαλί χρώμα είναι οι παρατηρούμενες κοσμικές ακτίνες ενώ με μπλε είναι όπως ξεκίνησαν από την πηγή.



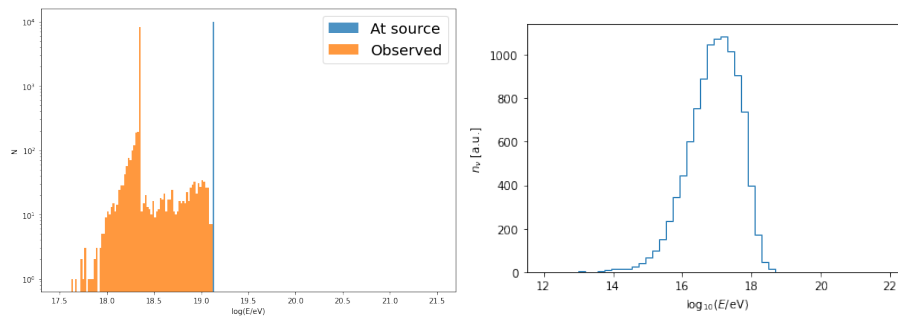
Σχήμα 39: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον 1ES 1959+650.



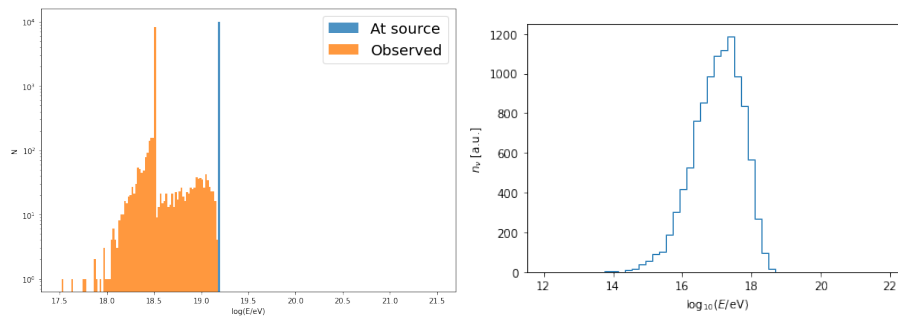
Σχήμα 40: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον 1ES0502+675.



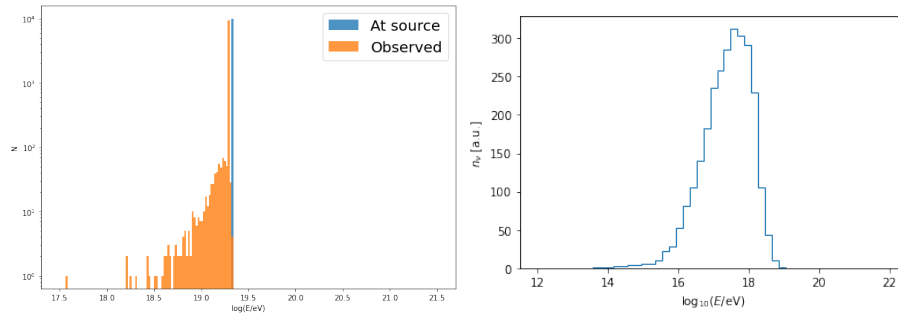
Σχήμα 41: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον 1H 1013+498.



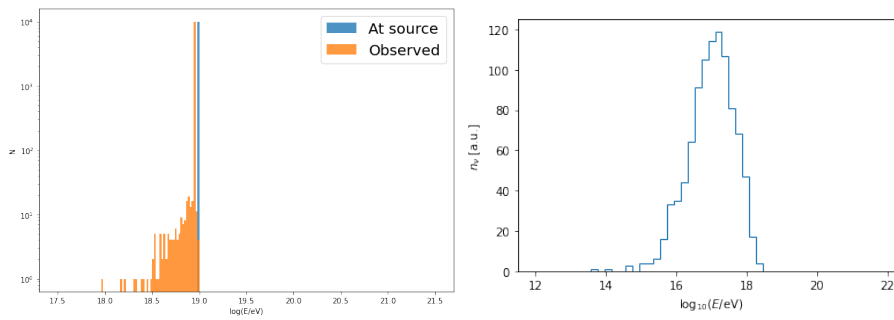
Σχήμα 42: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον 1RXS J003334.6-192130.



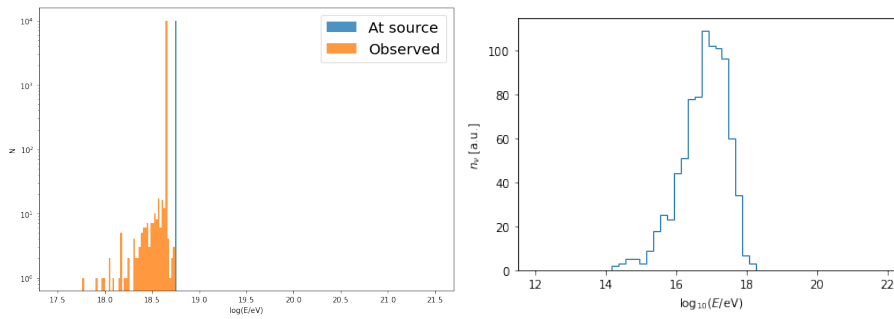
Σχήμα 43: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον 3C 66A.



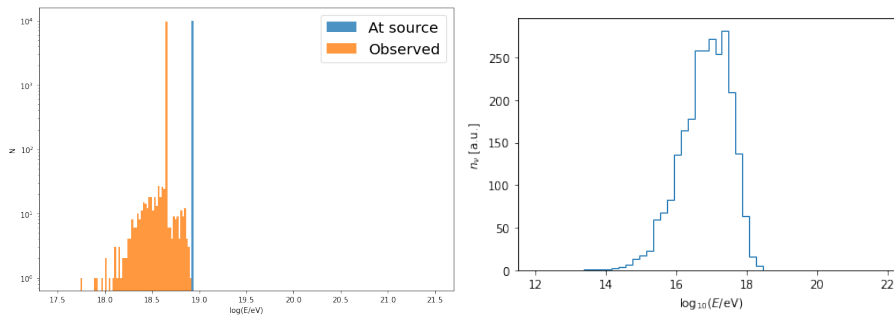
Σχήμα 44: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον Mkn 421.



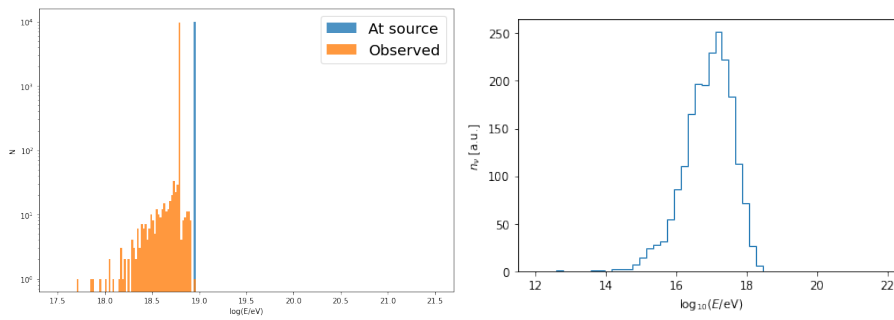
Σχήμα 45: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον Mkn 501.



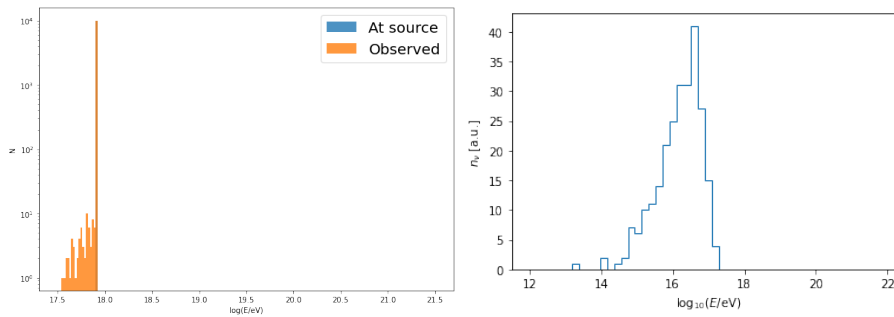
Σχήμα 46: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον ON 231.



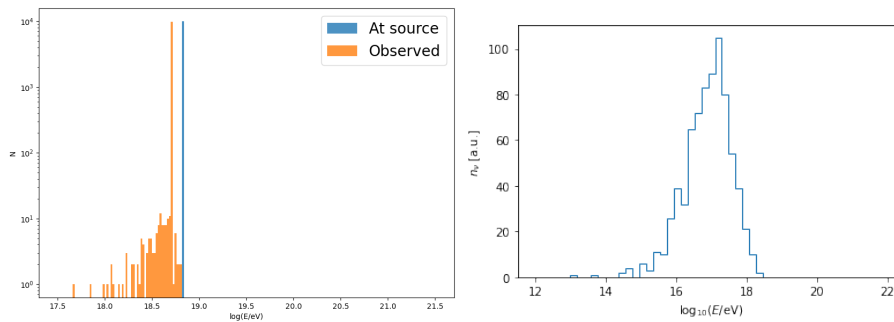
Σχήμα 47: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον PKS 0447-439.



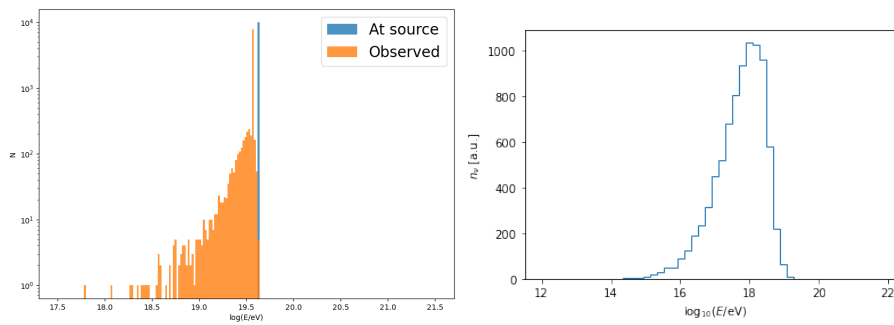
Σχήμα 48: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον PKS 2155-304.



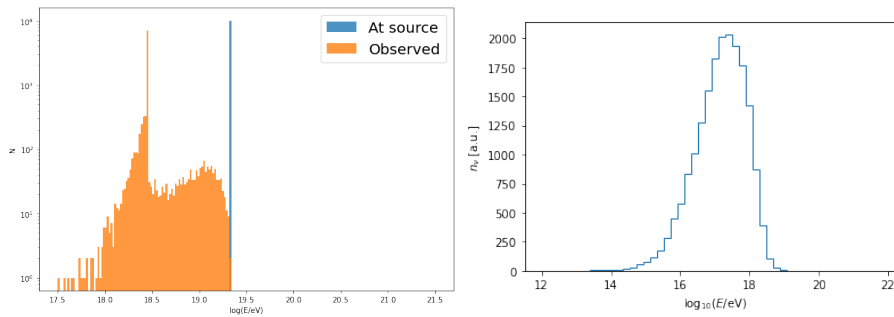
Σχήμα 49: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον RXJ10586+5628.



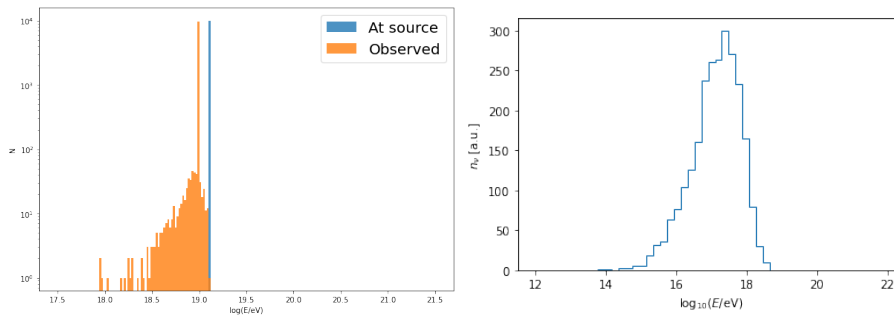
Σχήμα 50: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον 1ES 1741+196.



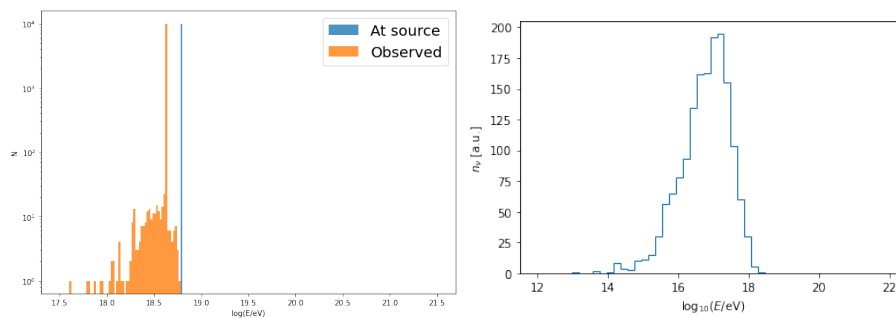
Σχήμα 51: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον 1ES 2344+514.



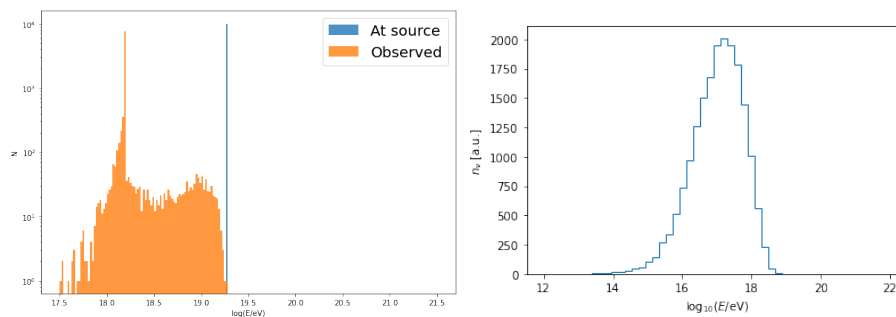
Σχήμα 52: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον 1Jy 0118-272.



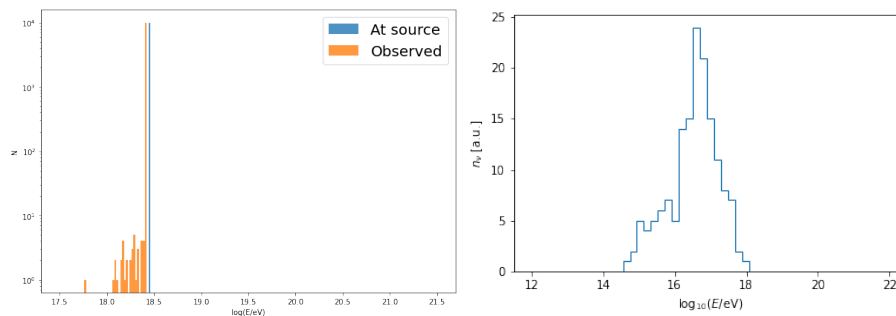
Σχήμα 53: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον 1Jy 2005-489.



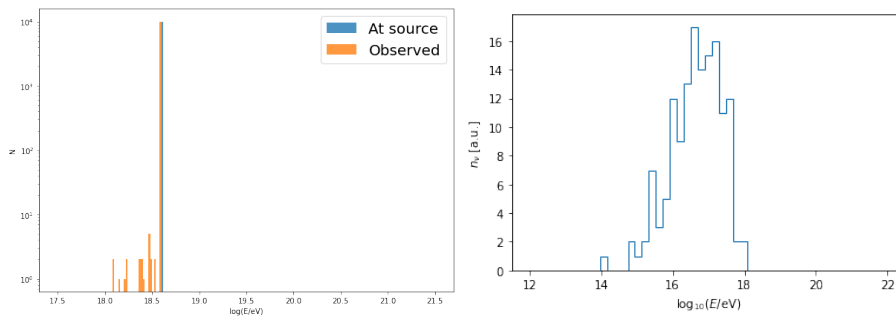
Σχήμα 54: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον 1RXSJ 105837.5+562816.



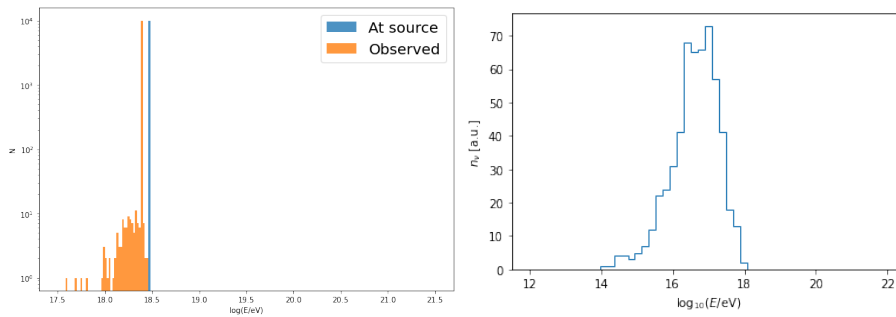
Σχήμα 55: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον 4C 55.17.



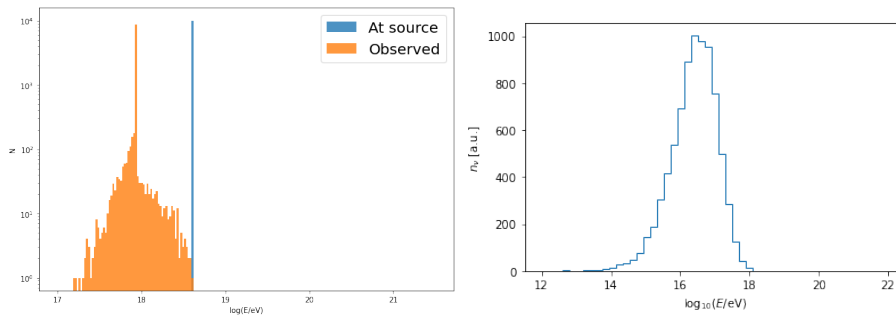
Σχήμα 56: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον AP Lib.



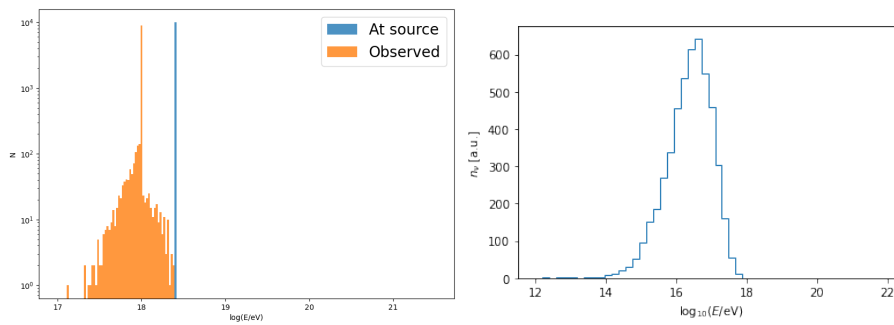
Σχήμα 57: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον NGC 1275.



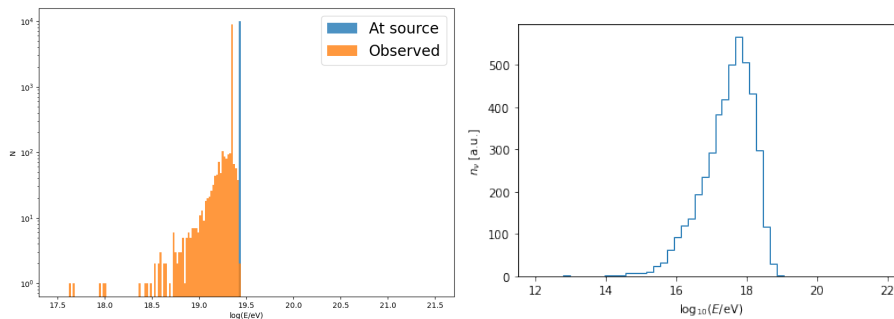
Σχήμα 58: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον ON 325.



Σχήμα 59: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον PKS 0202-17.



Σχήμα 60: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον PKS 2204-54.



Σχήμα 61: Πρωτόνια (αριστερά) και νετρίνα (δεξιά) από τον S5 1133+704.

Παρακάτω, παραθέτουμε τον κώδικα που κατασκευάστηκε για κάθε γαλαξία και με βάση αυτόν έγινε η επεξεργασία στο κεφάλαιο 4.3.

```
import numpy as np

Bcr = 4.4*10**13 #G
mi = 1/1836 #Mev
mec_2 = 0.5 #Mev
mpc_2 = 938 #Mev
h = 6.62 * 10**(-27) #erg*s #1erg =
6.24*10**(11)ev

n_g = 10**25 #Hz
eg_obs = h * n_g * 6.24 * 10**5 #MeV
print('eg_obs = ',eg_obs, 'MeV')

n = 10**(16.6) #Hz
e_obs = h * n * 6.24 * 10**5 #MeV
print('e_obs = ',e_obs, 'MeV')
```

```

#ipologismos L_45 kai Lg_45 apo vLv poy vgaini apo vfv

vfv = 10**(-9.4)
dist = 131 #Mpc
vLv = 4 * np.pi * dist**2 * vfv * 9 * 10**48 #dist se
cm
#vLv =
L_45 = vLv/10**45
print('L_45 = ',L_45)

vfv_g = 10**(-9.9)
vLv_g = 4 * np.pi * dist**2 * vfv_g * 9 * 10**48 #dist se
cm
#vLv_g =
Lg_45 = vLv_g/10**45
print('Lg_45 = ',Lg_45)

k = 2*(1+Lg_45/L_45)/3
print('k = ',k)
n=1
print('n = ',n)
tv_3 = 86.4
print('tv_3 = ',tv_3)

d = 6.9 * k**(5/14) * n**(-1/7) * L_45**(5/14) * tv_3**
(-1/7) * Lg_45**(-1/7) #delta_D min
B = 147 * k**(-4/7) * n**(3/7) * tv_3**(-4/7) * L_45**
(-4/7) * Lg_45**(3/7) #B'min
print('d = ',d)
print('B = ',B , 'G')

gamma_p = (Bcr/mi*mec_2)**(1/2) * eg_obs**(1/2) * d**
(-1/2) * B**(-1/2)
print('g_p = ',gamma_p)

e_p = mpc_2 * gamma_p * d #MeV
print('e_p = ',e_p/10**12, 'EeV')

e_cr = 0.8*e_p #MeV
print('e_cr = ',e_cr/10**12, 'EeV')

from crpropa import *

neutrinos = True
photons = False
electrons = False

```

```

sim = ModuleList()
sim.add(SimplePropagation())
sim.add(Redshift())
sim.add(PhotoPionProduction(CMB(), photons, neutrinos))
sim.add(PhotoPionProduction(IRB_Kneiske04(), photons,
neutrinos))
sim.add(ElectronPairProduction(CMB()))
sim.add(ElectronPairProduction(IRB_Kneiske04()))
sim.add(MinimumEnergy(10**12 * eV))

#observer for hadrons

obs1 = Observer()
obs1.add(ObserverSurface(Sphere(Vector3d(0), 131000 *
kpc)))
obs1.add(ObserverNeutrinoVeto()) #we don't want neutrinos
here

output1 = TextOutput('out-
nucleons_Mkn421.txt', Output.Event1D)
obs1.onDetection(output1)

sim.add(obs1)
print(obs1)

#observer for neutrinos

obs2 = Observer()
obs2.add(ObserverSurface(Sphere(Vector3d(0), 131000 *
kpc)))
obs2.add(ObserverNucleusVeto()) #we don't want hadrons
here

output2 = TextOutput('out-
neutrinos_Mkn421.txt', Output.Event1D)
obs2.onDetection(output2)

sim.add(obs2)
print(obs2)

#source: protons monoenergetic from Mkn421

source = Source()
source.add(SourcePosition(0 * Mpc))
source.add(SourceParticleType(nucleusId(1, 1)))
source.add(SourceEnergy(21.56 * EeV))
print(source)

#run simulation for 10000 primaries and propagate all secondaries

```

```

sim.setShowProgress(True)
sim.run(source, 10000, True)

%matplotlib inline
import matplotlib.pyplot as plt
import numpy as np

output1.close()
output2.close()
d = np.genfromtxt('out-neutrinos_Mkn421.txt', names=True)
print('Number of neutrinos events', len(d))

logE = np.log10(d['E']) + 18
plt.hist(logE, bins=51, range=(12, 22), histtype='step')

plt.xlabel(r'$\log_{10}(E/\{\rm eV\})$')
plt.ylabel(r'$n_{\nu}$ [a.u.]')
plt.show()

%matplotlib inline
import matplotlib.pyplot as plt
import numpy as np

output1.close()
data = np.genfromtxt('out-nucleons_Mkn421.txt', names=True)
print('Number of events', len(data))

logE0 = np.log10(data['E0']) + 18
logE = np.log10(data['E']) + 18

plt.figure(figsize=(10,7))

h1 = plt.hist(logE0, bins=200, range=(17.5, 21.5),
             histtype='stepfilled', alpha=0.8, label='At source')
h2 = plt.hist(logE, bins=200, range=(17.5, 21.5),
             histtype='stepfilled', alpha=0.8, label='Observed')

plt.xlabel('log(E/eV)')
plt.ylabel('N(E)')
plt.legend(loc='upper left', fontsize=20)

import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt

s=7*10**(-29) #cm^2

```

```

c=3*10**(10)          #cm/s

fpg = 1/1.6 *10**6 * 10**42 * s * e_obs**(-1) * k**(-10/7)
* n**(4/7) * Lg_45**(4/7) * L_45**(-3/7) * tv_3**(-3/7)
/(6.9**4 * 4 * np.pi * c**2)
print('fpg =',fpg) #metasx toy eobs apo mev se erg mprosta

ap=1/(1+1/fpg)
print('ap =', ap)

L_p = 4 * 0.33*1.6*10**(44)*(k*tv_3*n*Lg_45*L_45)**(2/7)
print('L_p =', L_p, 'erg/s')

L_n = ap * L_p
print('L_n =', L_n, 'erg/s')

e_n = 0.8*e_p*1.6*10**(-6)          #erg
print('e_n = ',e_n*6.24*10**11/10**18, 'EeV') #prepei
na vgei idia me thn e cr

a_n = L_n/e_n
print('a_n =', a_n, 'number/s')

data = np.genfromtxt('out-nucleons_Mkn421.txt', names=True)
logE = np.log10(data['E']) + 18
a = np.array([logE])
unique, counts = np.unique(a, return_counts=True)
dict(zip(unique, counts))

print('max(logE)=' ,max(logE))
print('min(logE)=' ,min(logE))
print('max(counts)=' , max(counts))

# jet opening angle, 2deg for every blazar, deg to rad
r = 131000 * 3.08 * 10**21 #kpc to cm, =R blazar
distance or observers radius

realnumberofcr = a_n * 9364/10000
print('The real number of cr protons that reach the earth
with max energy from this blazar is =' ,realnumberofcr ,
'number/s')

```



```

real2 = a_n * 1/10000
print('\n\nThe real number of cr protons that reach the
earth with other energy from this blazar is =', real2,
'number/s')

Lcr_obs = realnumberofcr * 10**(max(logE)) * 1.6 * 10**
(-12) #ev to erg
print('\n\nThe observed power of cr protons is Lcr_obs = ',
Lcr_obs, 'erg/s')

fcr_obs = Lcr_obs/(4 * np.pi * r**2) #pc to cm
print('\n\nThe observed flux of cr protons is fcr_obs = ',
fcr_obs, 'erg/s/cm^2')

#metasximatismos fcr_obs se EeV/km^2/year

print('fcr_obs=', fcr_obs)

Fcr_obs = fcr_obs * 31536000 * 10**10 * 6.2 * 10**(-7)
print('Fcr_obs = ', Fcr_obs, 'EeV/km^2/year')

#gia akrivis roi

#flux for protons

import numpy as np

outnucleons_Mkn421 = open('out-nucleons_Mkn421.txt', 'r')

energy = list(map(lambda x: x[2], data)) #EeV
print(energy)

flux = (a_n/(10000* 4*np.pi*r**2))* 1.6 * 10**6 *
np.array(energy) #EeV/cm^2/s to erg/cm^2/s
print(flux)

import numpy as np

data = np.column_stack([energy, flux])
datafile_path = "newMkn421.txt"
np.savetxt(datafile_path, data, fmt=['%10.4f', '%10.4g'])

outnucleons_Mkn421.close()

import numpy as np

```

```

neutr_Mkn421 = open('out-neutrinos_Mkn421.txt', 'r')

energy_neutr = list(map(lambda x: x[2], d))
print(energy_neutr)

r = 131000 * 3.08 * 10**21    #kpc to cm, =R blazar
distance or observers radius

flux_neutr = (a_n/(10000* 4*np.pi*r**2))* 1.6 * 10**6 *
np.array(energy_neutr) #EeV to erg #i a_v/2182
print(flux_neutr)

import numpy as np

d = np.column_stack([energy_neutr, flux_neutr])
datafile_pathh = "neutMkn421.txt"
np.savetxt(datafile_pathh, d, fmt=['%10.4f', '%10.4g'])

neutr_Mkn421.close()

    Στη συνέχεια, παραθέτουμε τον κώδικα που κατασκευάστηκε για την ομαδοποίηση
των ενεργειών και την άθροιση των ροών για κάθε ομάδα ενεργειών για τις κοσ-
μικές ακτίνες.

import pandas as pd
import numpy as np

tab = pd.read_csv("total_en_flux_23_blazars.txt", names=
["energy", "flux"], sep="\s+", skiprows=1)
print(tab)

tab["logenergy"] = np.log10(tab["energy"])
tab.head()

tab["logflux"] = np.log10(tab["flux"])
tab.head()

bins = [0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2]
labels = [0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2]

tab['energyGroup'] = pd.cut(tab['logenergy'], bins=bins,
labels=labels)
print(tab)

tab = tab.groupby('energyGroup')['flux'].sum()
print(tab)

#flux se erg/cm^2/s

```

```

#energy se EeV

logEG_flux_23 = open('logEG_flux_23.txt', 'w')
np.savetxt('logEG_flux_23.txt', tab)
logEG_flux_23.close()

Και στη συνέχεια, για τα νετρίνα αντίστοιχα ώστε να καταλήξουμε στα τελικά
ιστογράμματα.

import pandas as pd
import numpy as np

tab = pd.read_csv("totalneutr_en_flux_23blazars.txt",
names=["energy", "flux"], sep="\s+", skiprows=1)
print(tab)

result = tab[tab["energy"] == 0]
print(result)

tab = tab[tab["energy"] >= 0.0001]
print(tab)

tab["logenergy"] = np.log10(tab["energy"])
tab.head()

tab["logflux"] = np.log10(tab["flux"])
tab.head()

tab["logenergy"].max()
tab["logenergy"].min()

bins = [-4, -3.5, -3, -2.5, -2, -1.5, -1, -0.5, 0, 0.5, 1,
1.5]
labels = [-3.5, -3, -2.5, -2, -1.5, -1, -0.5, 0, 0.5, 1,
1.5]

tab['energyGroup'] = pd.cut(tab['logenergy'], bins=bins, labels=labels)
print(tab)

tab = tab.groupby('energyGroup')['flux'].sum()
print(tab)

#flux se erg/cm^2/s
#energy se EeV

logEG_neutflux_23 = open('logEG_neutflux_23.txt', 'w')
np.savetxt('logEG_neutflux_23.txt', tab)
logEG_neutflux_23.close()

```


Βιβλιογραφία

- [1] M. G. Aartsen, M. Ackermann, J. Adams, J. A. Aguilar, M. Ahlers, M. Ahrens, C. Alispach, K. Andeen, T. Anderson, I. Ansseau, G. Anton, C. Argüelles, J. Auffenberg, S. Axani, P. Backes, H. Bagherpour, X. Bai, A. Balagopal V., A. Barbano, S. W. Barwick, B. Bastian, V. Baum, S. Baur, R. Bay, J. J. Beatty, K. H. Becker, J. Becker Tjus, S. BenZvi, D. Berley, E. Bernardini, D. Z. Besson, G. Binder, D. Bindig, E. Blaufuss, S. Blot, C. Boehm, S. Böser, O. Botner, J. Böttcher, E. Bourbeau, J. Bourbeau, F. Bradascio, J. Braun, S. Bron, J. Brostean-Kaiser, A. Burgman, J. Buscher, R. S. Busse, T. Carver, C. Chen, E. Cheung, D. Chirkin, S. Choi, K. Clark, L. Classen, A. Coleman, G. H. Collin, J. M. Conrad, P. Coppin, P. Correa, D. F. Cowen, R. Cross, P. Dave, C. De Clercq, J. J. DeLaunay, H. Dembinski, K. Deoskar, S. De Ridder, P. Desiati, K. D. de Vries, G. de Wasseige, M. de With, T. DeYoung, A. Diaz, J. C. Díaz-Vélez, H. Dujmovic, M. Dunkman, E. Dvorak, B. Eberhardt, T. Ehrhardt, P. Eller, R. Engel, P. A. Evenson, S. Fahey, A. R. Fazely, J. Felde, K. Filimonov, C. Finley, D. Fox, A. Franckowiak, E. Friedman, A. Fritz, T. K. Gaisser, J. Gallagher, E. Ganster, S. Garrappa, L. Gerhardt, K. Ghorbani, T. Glauch, T. Glüsenkamp, A. Goldschmidt, J. G. Gonzalez, D. Grant, T. Grégoire, Z. Griffith, S. Griswold, M. Günder, M. Gündüz, C. Haack, A. Hallgren, R. Halliday, L. Halve, F. Halzen, K. Hanson, A. Haungs, D. Hebecker, D. Heereman, P. Heix, K. Helbing, R. Hellauer, F. Henningsen, S. Hickford, J. Hignight, G. C. Hill, K. D. Hoffman, R. Hoffmann, T. Hoinka, B. Hokanson-Fasig, K. Hoshina, F. Huang, M. Huber, T. Huber, K. Hultqvist, M. Hünnefeld, R. Hussain, S. In, N. Iovine, A. Ishihara, M. Jansson, G. S. Japaridze, M. Jeong, K. Jero, B. J. P. Jones, F. Jonske, R. Joppe, D. Kang, W. Kang, A. Kappes, D. Kappesser, T. Karg, M. Karl, A. Karle, U. Katz, M. Kauer, J. L. Kelley, A. Kheirandish, J. Kim, T. Kintscher, J. Kiryluk, T. Kittler, S. R. Klein, R. Koirala, H. Kolanoski, L. Köpke, C. Kopper, S. Kopper, D. J. Koskinen, M. Kowalski, K. Krings, G. Krückl, N. Kulacz, N. Kurahashi, A. Kyriacou, J. L. Lanfranchi, M. J. Larson, F. Lauber, J. P. Lazar, K. Leonard, M. Lesiak-Bzdak, A. Leszczyńska, M. Leuermann, Q. R. Liu, E. Lohfink, C. J. Lozano Mariscal, L. Lu, F. Lucarelli, J. Lünemann, W. Luszczak, Y. Lyu, W. Y. Ma, J. Madsen, G. Maggi, K. B. M. Mahn, Y. Makino, P. Mallik, K. Malhot, S. Mancina, I. C. Mariş, R. Maruyama, K. Mase, R. Maunu, F. McNally, K. Meagher, M. Medici, A. Medina, M. Meier, S. Meighen-Berger, G. Merino, T. Meures, J. Micallef, D. Mockler, G. Momenté, T. Montaruli, R. W. Moore, R. Morse, M. Moulai, P. Muth, R. Nagai, U. Naumann, G. Neer, H. Niederhausen, M. U. Nisa, S. C. Nowicki, D. R. Nygren, A. Obertacke Pollmann, M. Oehler, A. Olivas, A. O’Murchadha, E. O’Sullivan, T. Palczewski, H. Pandya, D. V. Pankova, N. Park, P. Peiffer, C. Pérez de los Heros, S. Philippen, D. Pieloth, S. Pieper, E. Pinat, A. Pizzuto, M. Plum, A. Porcelli, P. B. Price, G. T. Przybylski, C. Raab, A. Raissi, M. Rameez, L. Rauch, K. Rawlins, I. C. Rea, A. Rehman, R. Reimann, B. Relethford, M. Renschler, G. Renzi, E. Resconi, W. Rhode, M. Richman, S. Robertson, M. Rongen, C. Rott, T. Ruhe, D. Ryckbosch, D. Rysewyk, I. Safa, S. E. Sanchez Herrera, A. Sandrock, J. Sandroos, M. Santander, S. Sarkar, S. Sarkar, K. Satalecka, M. Schaufel, H. Schieler,

P. Schlunder, T. Schmidt, A. Schneider, J. Schneider, F. G. Schröder, L. Schumacher, S. Sclafani, D. Seckel, S. Seunarine, S. Shefali, M. Silva, R. Snihur, J. Soedingrekso, D. Soldin, M. Song, G. M. Spiczak, C. Spiering, J. Stachurska, M. Stamatikos, T. Stanev, R. Stein, J. Stettner, A. Steuer, T. Stezelberger, R. G. Stokstad, A. Stöfl, N. L. Strotjohann, T. Stürwald, T. Stuttard, G. W. Sullivan, I. Taboada, F. Tenholt, S. Ter-Antonyan, A. Terliuk, S. Tilav, K. Tollefson, L. Tomankova, C. Tönnis, S. Toscano, D. Tosi, A. Trettin, M. Tselengidou, C. F. Tung, A. Turcati, R. Turcotte, C. F. Turley, B. Ty, E. Unger, M. A. Unland Elorrieta, M. Usner, J. Vandenburg, W. Van Driessche, D. van Eijk, N. van Eijndhoven, J. van Santen, S. Verpoest, M. Vraeghe, C. Walck, A. Wallace, M. Wallraff, N. Wandkowsky, T. B. Watson, C. Weaver, A. Weindl, M. J. Weiss, J. Weldert, C. Wendt, J. Werthebach, B. J. Whelan, N. Whitehorn, K. Wiebe, C. H. Wiebusch, L. Wille, D. R. Williams, L. Wills, M. Wolf, J. Wood, T. R. Wood, K. Woschnagg, G. Wrede, D. L. Xu, X. W. Xu, Y. Xu, J. P. Yanez, G. Yodh, S. Yoshida, T. Yuan, M. Zöcklein, and IceCube Collaboration. Characteristics of the Diffuse Astrophysical Electron and Tau Neutrino Flux with Six Years of IceCube High Energy Cascade Data. , 125(12):121104, September 2020.

- [2] A. A. Abdo, M. Ackermann, I. Agudo, M. Ajello, H. D. Allert, M. F. Allert, E. Angelakis, A. A. Arkharov, M. Axelsson, U. Bach, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri, B. M. Baughman, K. Bechtol, R. Bellazzini, E. Benitez, A. Berdyugin, B. Berenji, R. D. Blandford, E. D. Bloom, M. Boettcher, E. Bonamente, A. W. Borgland, J. Bregeon, A. Brez, M. Brigida, P. Bruel, T. H. Burnett, D. Burrows, S. Buson, G. A. Calianandro, L. Calzoletti, R. A. Cameron, M. Capalbi, P. A. Caraveo, D. Carosati, J. M. Casandjian, E. Cavazzuti, C. Cecchi, Ö. Çelik, E. Charles, S. Chaty, A. Chekhtman, W. P. Chen, J. Chiang, G. Chincarini, S. Ciprini, R. Claus, J. Cohen-Tanugi, S. Colafrancesco, L. R. Cominsky, J. Conrad, L. Costamante, S. Cutini, F. D’ammando, R. Deitrick, V. D’Elia, C. D. Dermer, A. de Angelis, F. de Palma, S. W. Digel, I. Donnarumma, E. do Couto e. Silva, P. S. Drell, R. Dubois, D. Dultzin, D. Dumora, A. Falcone, C. Farnier, C. Favuzzi, S. J. Fegan, W. B. Focke, E. Forné, P. Fortin, M. Frailis, L. Fuhrmann, Y. Fukazawa, S. Funk, P. Fusco, J. L. Gómez, F. Gargano, D. Gasparrini, N. Gehrels, S. Germani, B. Giebels, N. Giglietto, P. Giommi, F. Giordano, A. Giuliani, T. Glanzman, G. Godfrey, I. A. Grenier, C. Gronwall, J. E. Grove, L. Guillemot, S. Guiriec, M. A. Gurwell, D. Hadasch, Y. Hanabata, A. K. Harding, M. Hayashida, E. Hays, S. E. Healey, J. Heidt, D. Hiriart, D. Horan, E. A. Hoversten, R. E. Hughes, R. Itoh, M. S. Jackson, G. Jóhannesson, A. S. Johnson, W. N. Johnson, S. G. Jorstad, M. Kadler, T. Kamae, H. Katagiri, J. Kataoka, N. Kawai, J. Kennea, M. Kerr, G. Kimeridze, J. Knödseder, M. L. Kocian, E. N. Kopatskaya, E. Koptelova, T. S. Konstantinova, Y. Y. Kovalev, Yu. A. Kovalev, O. M. Kurtanidze, M. Kuss, J. Lande, V. M. Larionov, L. Latronico, P. Leto, E. Lindfors, F. Longo, F. Loparco, B. Lott, M. N. Lovellette, P. Lubrano, G. M. Madejski, A. Makeev, P. Marchegiani, A. P. Marscher, F. Marshall, W. Max-Moerbeck, M. N. Mazziotta, W. McConville, J. E. McEnery, C. Meurer, P. F. Michelson, W. Mitthumsiri, T. Mizuno, A. A. Moiseev, C. Monte, M. E. Monzani, A. Morselli, I. V. Moskalenko, S. Mur-

- gia, I. Nestoras, K. Nilsson, N. A. Nizhelsky, P. L. Nolan, J. P. Norris, E. Nuss, T. Ohsugi, R. Ojha, N. Omodei, E. Orlando, J. F. Ormes, J. Osborne, M. Ozaki, L. Pacciani, P. Padovani, C. Pagani, K. Page, D. Paneque, J. H. Panetta, D. Parent, M. Pasanen, V. Pavlidou, V. Pelassa, M. Pepe, M. Perri, M. Pesce-Rollins, S. Piranomonte, F. Piron, C. Pittori, T. A. Porter, S. Puccetti, F. Rahoui, S. Rainò, C. Raiteri, R. Rando, M. Razzano, A. Reimer, O. Reimer, T. Reposeur, J. L. Richards, S. Ritz, L. S. Rochester, A. Y. Rodriguez, R. W. Romani, J. A. Ros, M. Roth, P. Roustazadeh, F. Ryde, H. F. W. Sadrozinski, A. Sadun, D. Sanchez, A. Sander, P. M. Saz Parkinson, J. D. Scargle, A. Sellerholm, C. Sgrò, M. S. Shaw, L. A. Sigua, E. J. Siskind, D. A. Smith, P. D. Smith, G. Spandre, P. Spinelli, J. L. Starck, M. Stevenson, G. Stratta, M. S. Strickman, D. J. Suson, H. Tajima, H. Takahashi, T. Takahashi, L. O. Takalo, T. Tanaka, J. B. Thayer, J. G. Thayer, D. J. Thompson, L. Tibaldo, D. F. Torres, G. Tosti, A. Tramacere, Y. Uchiyama, T. L. Usher, V. Vasileiou, F. Verrecchia, N. Vilchez, M. Villata, V. Vitale, A. P. Waite, P. Wang, B. L. Winer, K. S. Wood, T. Ylinen, J. A. Zensus, G. V. Zhekanis, and M. Ziegler. The Spectral Energy Distribution of Fermi Bright Blazars. , 716(1):30–70, June 2010.
- [3] M. Ajello, R. Angioni, M. Axelsson, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri, J. Becerra Gonzalez, R. Bellazzini, E. Bissaldi, E. D. Bloom, R. Bonino, E. Bottacini, P. Bruel, S. Buson, F. Cafardo, R. A. Cameron, E. Cavazzuti, S. Chen, C. C. Cheung, S. Ciprini, D. Costantin, S. Cutini, F. D’Ammando, P. de la Torre Luque, R. de Menezes, F. de Palma, A. Desai, N. Di Lalla, L. Di Venere, A. Domínguez, F. Fana Dirirsa, E. C. Ferrara, J. Finke, A. Franckowiak, Y. Fukazawa, S. Funk, P. Fusco, F. Gargano, S. Garrappa, D. Gasparrini, N. Giglietto, F. Giordano, M. Giroletti, D. Green, I. A. Grenier, S. Guiriec, S. Harita, E. Hays, D. Horan, R. Itoh, G. Jóhannesson, M. Kovac’evic’, F. Krauss, M. Kreter, M. Kuss, S. Larsson, C. Leto, J. Li, I. Liodakis, F. Longo, F. Loparco, B. Lott, M. N. Lovellette, P. Lubrano, G. M. Madejski, S. Maldera, A. Manfreda, G. Martí-Devesa, F. Massaro, M. N. Mazziotta, I. Mereu, M. Meyer, G. Migliori, N. Mirabal, T. Mizuno, M. E. Monzani, A. Morselli, I. V. Moskalenko, M. Negro, R. Nemmen, E. Nuss, L. S. Ojha, R. Ojha, N. Omodei, M. Orienti, E. Orlando, J. F. Ormes, V. S. Paliya, Z. Pei, H. Peña-Herazo, M. Persic, M. Pesce-Rollins, L. Petrov, F. Piron, H. Poon, G. Principe, S. Rainò, R. Rando, B. Rani, M. Razzano, S. Razzaque, A. Reimer, O. Reimer, F. K. Schinzel, D. Serini, C. Sgrò, E. J. Siskind, G. Spandre, P. Spinelli, D. J. Suson, Y. Tachibana, D. J. Thompson, D. F. Torres, E. Torresi, E. Troja, J. Valverde, P. van Zyl, and M. Yassine. The Fourth Catalog of Active Galactic Nuclei Detected by the Fermi Large Area Telescope. , 892(2):105, April 2020.
- [4] M. Ajello, M. S. Shaw, R. W. Romani, C. D. Dermer, L. Costamante, O. G. King, W. Max-Moerbeck, A. Readhead, A. Reimer, J. L. Richards, and M. Stevenson. The Luminosity Function of Fermi-detected Flat-spectrum Radio Quasars. , 751(2):108, June 2012.
- [5] Marco Ajello, Dario Gasparrini, Roger W. Romani, and Michael S. Shaw. The Cosmic Evolution of Fermi BL Lacertae Objects. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #224*, volume 224 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 410.09, June 2014.

- [6] Andrés Arámburo-García, Kyrylo Bondarenko, Alexey Boyarsky, Dylan Nelson, Annalisa Pillepich, and Anastasia Sokolenko. Ultrahigh energy cosmic ray deflection by the intergalactic magnetic field. , 104(8):083017, October 2021.
- [7] J. D. Bray and A. M. M. Scaife. An Upper Limit on the Strength of the Extragalactic Magnetic Field from Ultra-high-energy Cosmic-Ray Anisotropy. , 861(1):3, July 2018.
- [8] Charles D. Dermer and Govind Menon. *High Energy Radiation from Black Holes: Gamma Rays, Cosmic Rays, and Neutrinos*. 2009.
- [9] Camden Ertley. STUDYING THE POLARIZATION OF HARD X-RAY SOLAR FLARES WITH THE GAMMA RAY POLARIMETER EXPERIMENT (GRAPE). In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #223*, volume 223 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 118.03, January 2014.
- [10] J. H. Fan. Relation between BL Lacertae Objects and Flat-Spectrum Radio Quasars. , 585(1):L23–L24, March 2003.
- [11] P. Giommi, G. Polenta, A. Lähteenmäki, D. J. Thompson, M. Capalbi, S. Cutini, D. Gasparri, J. González-Nuevo, J. León-Tavares, M. López-Cañiego, M. N. Mazziotta, C. Monte, M. Perri, S. Rainò, G. Tosti, A. Tramacere, F. Verrecchia, H. D. Aller, M. F. Aller, E. Angelakis, D. Bastieri, A. Berdyugin, A. Bonaldi, L. Bonavera, C. Burigana, D. N. Burrows, S. Buson, E. Cavazzuti, G. Chincarini, S. Colafrancesco, L. Costamante, F. Cuttaia, F. D’Ammando, G. de Zotti, M. Frailis, L. Fuhrmann, S. Galeotta, F. Gargano, N. Gehrels, N. Giglietto, F. Giordano, M. Giroletti, E. Keihänen, O. King, T. P. Krichbaum, A. Lasenby, N. Lavonen, C. R. Lawrence, C. Leto, E. Lindfors, N. Mandolesi, M. Massardi, W. Max-Moerbeck, P. F. Michelson, M. Mingaliev, P. Natoli, I. Nestoras, E. Nieppola, K. Nilsson, B. Partridge, V. Pavlidou, T. J. Pearson, P. Procopio, J. P. Rachen, A. Readhead, R. Reeves, A. Reimer, R. Reintal, S. Ricciardi, J. Richards, D. Riquelme, J. Saarinen, A. Sajina, M. Sandri, P. Savolainen, A. Sievers, A. Sillanpää, Y. Sotnikova, M. Stevenson, G. Tagliaferri, L. Takalo, J. Tammi, D. Tavagnacco, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tornikoski, C. Tringilio, M. Turunen, G. Umama, H. Ungerechts, F. Villa, J. Wu, A. Zaccchi, J. A. Zensus, and X. Zhou. Simultaneous Planck, Swift, and Fermi observations of X-ray and γ -ray selected blazars. , 541:A160, May 2012.
- [12] Apostolos Mastichiadis. Radiative processes in relativistic outflows. In *Relativistic Flows in Astrophysics*, pages 1–23. Springer, 2002.
- [13] Maria Petropoulou and Charles D. Dermer. Properties of Blazar Jets Defined by an Economy of Power. , 825(1):L11, July 2016.
- [14] James Pinfold. ATLAS and ultra high energy cosmic ray physics. *EPJ Web Conf.*, 145:10001, 2017.
- [15] George B. Rybicki and Alan P. Lightman. *Radiative processes in astrophysics*. 1979.