



Εθνικό Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών

Πτυχιακή Εργασία

Σταθερές βαθμονόμησης στο Barrel Calorimeter
του ανιχνευτή του πειράματος GLUEX και
μελέτη της διασπάσεως των ω και η μεσονίων
σε τρία πιόνια

Γεώργιος Βασιλειάδης
ΑΜ: 201311

Επιβλέπουσα:
Χ. Κουρκουμέλη

Αθήνα 2016

Ευχαριστίες

Η παρούσα εργασία δεν θα είχε αυτή τη μορφή χωρίς την πολύτιμη βοήθεια των:

Elton Smith
Ζήση Παπανδρέου
Mark Dalton

Στη μνήμη του Παύλου Ιωάννου

Περιεχόμενα

1	Εισαγωγή	2
2	Θεωρητικό Υπόβαθρο	3
	2.1 Αναμενόμενες Καταστάσεις Εξωτικών Υβριδικών Μεσονίων	3
	2.2 Φωτοπαραγωγή	4
3	Περιγραφή του πειράματος GLUEX	5
	3.1 Ο ανιχνευτής του πειράματος GLUEX	5
	3.2 Barrel Calorimeter	8
	3.2.1 Περιγραφή του Barrel Calorimeter	8
4	Σταθερές Βαθμονόμησης στο Barrel Calorimeter	10
	4.1 Εισαγωγή	10
	4.2 Ενεργός ταχύτητα του φωτός - Πρώτη προσέγγιση	11
	4.3 Ενεργός ταχύτητα του φωτός - Δεύτερη προσέγγιση	20
	4.4 Ανακατασκευή θέσης	30
	4.5 Σύνοψη	38
5	Μελέτη των μεσονίων ω και η	40
	5.1 Εισαγωγή	40
	5.2 Cut Flow	42
	5.3 Υπολογισμός του λόγου $\frac{\sigma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\sigma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}$	43
	5.4 Μελέτη κινηματικών παραμέτρων	49
	5.5 Σύνοψη	53
	Βιβλιογραφία	54

1 Εισαγωγή

Το πείραμα GLUEX [1, 2] βρίσκεται στο Jefferson Lab (JLab) στην Βιρτζίνια των Ηνωμένων Πολιτειών και έχει ως σκοπό τη μελέτη του φαινομένου του περιορισμού των quarks και των γλουονίων (gluons) στα αδρόνια. Το φαινόμενο του περιορισμού είναι χαρακτηριστική ιδιότητα της ισχυρής αλληλεπίδρασης και η κατανόησή της απαιτεί την κατανόηση του μαλακού γλουονικού πεδίου το οποίο ευθύνεται για τη δέσμευση των quarks στα αδρόνια.

Τα υβριδικά μεσόνια, και συγκεκριμένα τα εξωτικά υβριδικά μεσόνια, αποτελούν ιδανικό εργαστήριο για τον έλεγχο της Κβαντικής Χρωμοδυναμικής (QCD) στην περιοχή της δέσμευσης καθώς μέσω αυτών φανερώνονται με σαφή τρόπο οι γλουονικοί βαθμοί ελευθερίας.

Η δημιουργία εξωτικών μεσονίων μέσω της τεχνικής της φωτοπαραγωγής αναμένεται να είναι ιδιαίτερα αποδοτική. Ωστόσο, υπάρχει προς το παρόν μικρός αριθμός δεδομένων για τη φωτοπαραγωγή ελαφρών μεσονίων. Το πείραμα GLUEX χρησιμοποιεί την τεχνική της σύμφωνης ακτινοβολίας bremsstrahlung για να δημιουργήσει μια γραμμικά πολωμένη δέσμη φωτονίων ενέργειας 9 GeV . Τα φωτόνια αυτά παράγονται από μονοχρωματικά ηλεκτρόνια ενέργειας 12 GeV τα οποία διέρχονται μέσα από κατάλληλο υλικό (διαμάντι) προκειμένου να εκπεμφθεί η ζητούμενη ακτινοβολία bremsstrahlung. Ο επιταχυντής του Jefferson Lab παρέχει δέσμη ηλεκτρονίων ενέργειας 12 GeV , ενώ για τις ανάγκες του πειράματος GLUEX έχει κατασκευαστεί ένας καινούριος ερευνητικός χώρος, το Hall D, στο οποίο και βρίσκεται ο ανιχνευτής του πειράματος GLUEX. Για τη συλλογή δεδομένων που αφορούν την παραγωγή μεσονίων και τις διασπάσεις τους αναμένουμε ότι η στατιστική μετά από ένα χρόνο λειτουργίας του πειράματος GLUEX θα υπερβαίνει τα υπάρχοντα δεδομένα κατά πολλές τάξεις μεγέθους. Τα δεδομένα αυτά θα χρησιμοποιηθούν επίσης για τη μελέτη συμβατικών μεσονίων, συμπεριλαμβανομένων των διανυσματικών μεσονίων όπως τα ρ , ω , ϕ κτλ, που ελάχιστα έχουν κατανοηθεί, και των strangeonium.

Στην παρούσα εργασία περιγράφεται η διαδικασία εξαγωγής σταθερών βαθμονόμησης του Barrel Calorimeter (BCAL) του ανιχνευτή του πειράματος GLUEX. Η σωστή βαθμονόμηση όλων των συστημάτων του πειράματος είναι καθοριστικής σημασίας για την ποιότητα και την ερμηνεία των πειραματικών δεδομένων. Παρουσιάζουμε, επίσης, αρχικές μελέτες των μεσονίων ω και η με δεδομένα που ελήφθησαν την άνοιξη του 2016 και με τελικό στόχο τον υπολογισμό του λόγου $\frac{\sigma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\sigma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}$ συναρτήσεως της ενέργειας. Στα πλαίσια αυτής της εργασίας παρουσιάζονται οι σχετικές βαθμονομήσεις και μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν στο Πανεπιστήμιο Αθηνών στα πλαίσια της συνεργασίας μας με το Jefferson Lab και το Hall D.

2 Θεωρητικό Υπόβαθρο

Ο στόχος του πειράματος GLUEX είναι η αναζήτηση και η μελέτη γλουονικών διεγέρσεων με μάζες από 1.5 έως 2.5 GeV/c^2 οι οποίες παράγονται από συγκρούσεις γp . Πρόσφατοι υπολογισμοί μέσω Κβαντικής Χρωμοδυναμικής πλέγματος (lattice QCD) προβλέπουν ένα πλούσιο φάσμα από υβριδικά μεσόνια τα οποία έχουν εξωτικούς αλλά και μη εξωτικούς κβαντικούς αριθμούς J^{PC} , οι οποίοι αντιστοιχούν σε καταστάσεις $q\bar{q}$ ($q = u, d, \text{ or } s$) συζευγμένες με ένα γλουονικό πεδίο (κατάσταση $q\bar{q}g$). Η αναγνώριση τέτοιων καταστάσεων απαιτεί γνώση των μηχανισμών παραγωγής τους, τον προσδιορισμό των κβαντικών τους αριθμών J^{PC} καθώς και τον τρόπο διάσπασής τους [3, 4, 5]. Τα προϊόντα διάσπασης των παραγόμενων μεσονίων πρέπει να αναγνωριστούν και να μετρηθούν με καλή διακριτική ικανότητα και σε πλήρη αποδοχή στις γωνίες διάσπασης.

2.1 Αναμενόμενες Καταστάσεις Εξωτικών Υβριδικών Μεσονίων

Οι υπολογισμοί μέσω Κβαντικής Χρωμοδυναμικής πλέγματος προβλέπουν την ύπαρξη πληθώρας καταστάσεων με εξωτικούς κβαντικούς αριθμούς J^{PC} . Η ελαφρύτερη supermultiplet υβριδικών μεσονίων περιέχει τέσσερις nonets με κβαντικούς αριθμούς J^{PC} 1^{--} , 0^{-+} , 1^{-+} και 2^{-+} , εκ των οποίων οι κβαντικοί αριθμοί 1^{-+} είναι εξωτικοί. Επιπροσθέτως, οι υπολογισμοί πλέγματος προβλέπουν διάφορες nonets διεγερμένων υβριδικών μεσονίων. Αυτές οι οποίες έχουν εξωτικούς κβαντικούς αριθμούς είναι οι $J^{PC} = 1^{-+}$, $J^{PC} = 0^{+-}$, καθώς και δύο nonets με $J^{PC} = 2^{+-}$. Πολλές από αυτές τις καταστάσεις παρουσιάζονται στον Πίνακα 1. Δίνονται, επίσης, και μερικοί από τους πιθανούς τρόπους διάσπασης αυτών των μεσονίων.

Πίνακας 1: Οι προσεγγιστικές μάζες και οι προβλεπόμενες διασπάσεις υβριδικών καταστάσεων με εξωτικούς κβαντικούς αριθμούς.

	Προσεγγιστική Μάζα (MeV)	J^{PC}	Σχετικές Διασπάσεις	Τελικές Καταστάσεις
π_1	1900	1^{-+}	$b_1\pi, \rho\pi, f_1\pi, a_1\eta, \eta'\pi$	$\omega\pi\pi, 3\pi, 5\pi, \eta 3\pi, \eta'\pi$
η_1	2100	1^{-+}	$a_1\pi, f_1\eta, \pi(1300)\pi, \eta\eta'$	$4\pi, \eta 4\pi, \eta\eta\pi\pi$
η'_1	2300	1^{-+}	$K_1(1400)K, K_1(1270)K, K^*K$	$KK\pi\pi, KK\pi, KK\omega$
b_0	2400	0^{+-}	$\pi(1300)\pi, h_1\pi, b_1\eta, f_1\rho$	$4\pi, \omega\eta\pi, \eta 4\pi$
h_0	2400	0^{+-}	$b_1\pi, h_1\eta, K(1460)K$	$\omega\pi\pi, \eta 3\pi, KK\pi\pi$
h'_0	2500	0^{+-}	$K(1460)K, K_1(1270)K, h_1\eta$	$KK\pi\pi, \eta 3\pi$
b_2	2500	2^{+-}	$a_2\pi, \omega\pi, \rho\eta, a_1\pi, h_1\pi, f_1\rho, b_1\eta$	$\omega\pi, 4\pi, \eta\pi\pi, \eta 4\pi, \omega\eta\pi$
h_2	2500	2^{+-}	$b_1\pi, \rho\pi, \omega\eta, f_1\omega$	$\omega\pi\pi, 3\pi, \omega\eta 2\pi$
h'_2	2600	2^{+-}	$K_1(1400)K, K_1(1270)K, K_2^*K$	$KK\pi\pi, KK\pi$

Ενώ μερικές από τις τελικές καταστάσεις είναι σχετικά απλές, όπως οι $\rho\pi$, $\omega\pi$ και $\eta'\pi$, οι περισσότερες εξωτικές καταστάσεις περιλαμβάνουν πιο περίπλοκες διασπάσεις οι οποίες οδηγούν σε πληθώρα σωματιδίων στην τελική κατάσταση. Τυπικές διασπάσεις περιλαμβάνουν τόσο φορτισμένα σωματίδια όσο και φωτόνια από τις διασπάσεις των μεσονίων π^0 και η .

Οι υπολογισμοί πλέγματος, εκτός από την ύπαρξη των υβριδικών μεσονίων, προβλέπουν και τις μάζες και τις γωνίες ανάμειξης. Οι γωνίες ανάμειξης συσχετίζονται τα ποσοστά των $s\bar{s}$ και $u\bar{u} + d\bar{d}$ στα μηδενικού isospin μέλη κάθε nonet. Αυτές οι γωνίες ανάμειξης πειραματικά μπορούν να μετρηθούν συγκρίνοντας τους ρυθμούς διάσπασης των μεσονίων σε τελικές καταστάσεις με ή χωρίς καόνια.

Μια ενδελεχής μελέτη του υβριδικού φάσματος, η οποία θα περιλαμβάνει την αναγνώριση της τριπλέτας isovector με φορτία 0 και ± 1 , καθώς και τα δύο isoscalar μέλη $|s\bar{s}\rangle$ και $|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle$ για κάθε προβλεπόμενο υβριδικό συνδυασμό J^{PC} μπορεί να επιτευχθεί μόνο μέσω της συστηματικής διεξαγωγής ανάλυσης σε μερικά κύματα πολλών διαφορετικών αδρονικών τελικών καταστάσεων.

2.2 Φωτοπαραγωγή

Η δημιουργία μεσονίων μέσω φωτοπαραγωγής παρέχει συγκεκριμένα πλεονεκτήματα για την ανάλυση σε σχέση με την άδροπαραγωγή, όπως η δημιουργία μεσονίων μέσω συγκρούσεων $\pi^- p$. Στην φωτοπαραγωγή η αλληλεπίδραση αρχικής κατάστασης έχει κατασταλεί. Ακόμη, τα φωτόνια μπορούν να είναι γραμμικά πολωμένα. Τα πλάτη φωτοπαραγωγής τα οποία περιλαμβάνουν μη πολωμένα (ή κυκλικά πολωμένα) φωτόνια εξαρτώνται από την ενέργεια κέντρου μάζας \sqrt{s} , καθώς και από τη γωνία μεταξύ του παραγόμενου μεσονίου και της διεύθυνσης του αρχικού φωτονίου (δηλαδή από την πολική γωνία θ). Η χρήση γραμμικά πολωμένων φωτονίων ορίζει μια δεύτερη διεύθυνση (κατά μήκος του άξονα πόλωσης), και τα αντίστοιχα πλάτη μπορούν επίσης να εξαρτώνται από τη γωνία ως προς αυτόν τον άξονα - δηλαδή από τη γωνία ϕ . Η επιπλέον πληροφορία από αυτή τη γωνία απλοποιεί την ανάλυση. Για την ίδια στατιστική ακρίβεια, διπλάσια μεταβολή στον βαθμό γραμμικής πόλωσης δίνει διπλάσια μεταβολή στη στατιστική. Εκτός από την απλοποίηση της ανάλυσης, για μηχανισμούς παραγωγής μέσω t -channel υπάρχει ένα-προς-ένα αντιστοιχία ανάμεσα στην naturality του ανταλλασσόμενου σωματιδίου (η natural ανταλλαγή ομοτιμίας έχει $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, \dots$, ενώ η unnatural ανταλλαγή έχει $J^P = 0^-, 1^+, 2^-, \dots$) και την διεύθυνση της γραμμικής πόλωσης του γεγονότος.

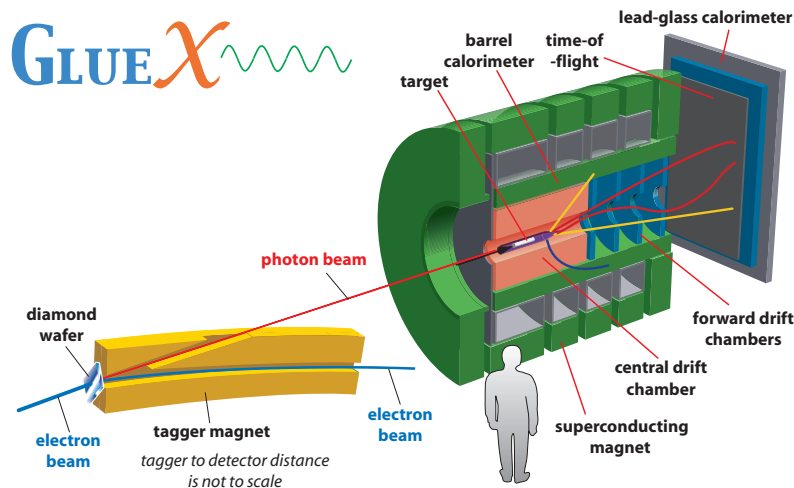
3 Περιγραφή του πειράματος GLUEX

3.1 Ο ανιχνευτής του πειράματος GLUEX

Ο ανιχνευτής του πειράματος GLUEX παρουσιάζεται σχηματικά στο Σχήμα 1 (όχι σε κλίμακα). Ηλεκτρόνια ενέργειας 12 GeV διέρχονται από το διαμάντι παράγοντας δέσμη γραμμικά πολωμένων φωτονίων ενέργειας 9 GeV . Τα φωτόνια αυτά συγκρούονται στο στόχο του πειράματος και τα σωματίδια που παράγονται καταγράφονται από τον ανιχνευτή του πειράματος.

Οι διασπάσεις υβριδικών μεσονίων αναμένεται να παρέχουν πολλά σωματίδια στην τελική κατάσταση, κυρίως φορτισμένα πιόνια και φωτόνια. Η φασματοσκοπία μεσονίων του πειράματος GLUEX η οποία βασίζεται στην ανάλυση σε μερικά κύματα (Partial Wave Analysis) απαιτεί ερμητικά κλειστό ανιχνευτή με κάλυψη στερεάς γωνίας 4π , δυνατότητα μέτρησης των κατευθύνσεων και ενεργειών των φωτονίων και των φορτισμένων σωματιδίων με καλή διακριτική ικανότητα, καθώς και δυνατότητα αναγνώρισης σωματιδίων.

Προκειμένου να επιτύχει αυτές τις προδιαγραφές ο ανιχνευτής του πειράματος GLUEX χρησιμοποιεί ένα σωληνοειδή μαγνήτη με μαγνητικό πεδίο στο κέντρο περίπου ίσο με $2T$. Ο μαγνήτης έχει μήκος $4m$ και διάμετρο $2m$ και είναι κεντραρισμένος στον άξονα διέλευσης της δέσμης φωτονίων. Ο στόχος υγρού υδρογόνου έχει μήκος $30cm$ και είναι τοποθετημένος στα $65cm$, μετρώντας την απόσταση από το σημείο που εισέρχεται η δέσμη φωτονίων στο μαγνήτη (upstream). Ένα μικρό ποσοστό των προσπιπτόντων φωτονίων αλληλεπιδρά με το στόχο υδρογόνου και τα γεγονότα που προκύπτουν καταγράφονται από τον ανιχνευτή του πειράματος GLUEX.

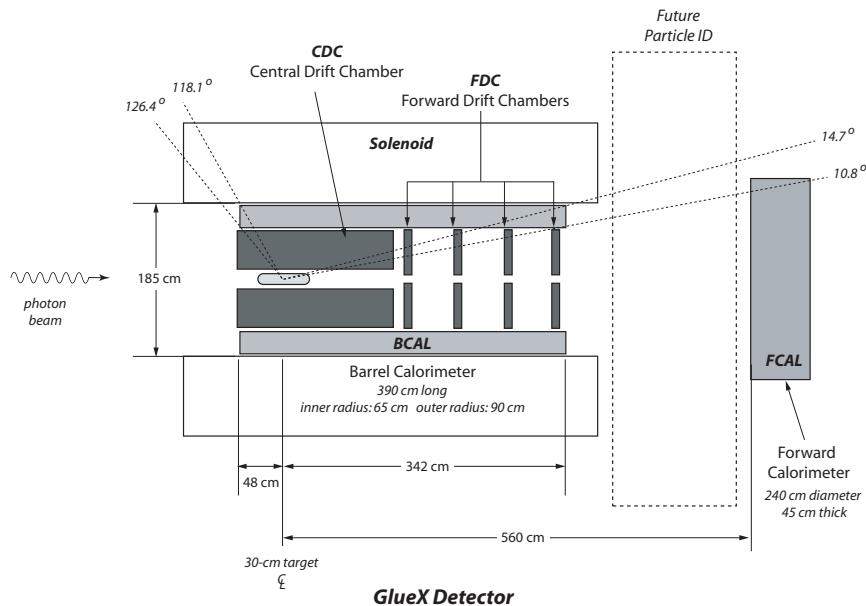


Σχήμα 1: Ο ανιχνευτής του πειράματος GLUEX

Περιμετρικά του στόχου υδρογόνου βρίσκεται ο ανιχνευτής start counter. Αποτελείται από 30 λεπτές πλάκες σπινθηρισμών οι οποίες είναι διευθετημένες σε ένα κυλινδρικό σχήμα με κωνική μορφή στη μια του άκρη. Οι μέτρηση του σήματος των ανιχνευτών αυτών γίνεται στην upstream πλευρά μέσω κατάλληλων φωτοπολλαπλασιαστών (SiPMs). Το σήμα που προκύπτει από τα φορτισμένα σωματίδια που διέρχονται από τον start counter χρησιμοποιείται τόσο για σκανδαλισμό επιπέδου-1 όσο και για ανακατασκευή των τροχιών, καθώς καθορίζει το χρόνο αλληλεπίδρασης του φωτονίου με το στόχο για κάθε γεγονός.

Ο ανιχνευτής start counter βρίσκεται στο εσωτερικό του κεντρικού θαλάμου ολίσθησης (Central Drift Chamber - CDC). Ο CDC είναι ένας θάλαμος ολίσθησης μήκους $1.5m$ και διαμέτρου $1.2m$ ο οποίος αποτελείται από πολλούς σωληνοειδείς ανιχνευτές (σύρματα). Οι ανιχνευτές αυτοί είναι διευθετημένοι σε 28 στρώματα. Δεκαέξι εξ' αυτών σχηματίζουν στερεά γωνία 6° προκειμένου να παρέχουν μετρήσεις για την z-συντεταγμένη των σωματιδίων. Οι τροχιές των φορτισμένων σωματιδίων μετριοούνται με ακρίβεια $\sim 150\mu m$ στην ακτινική διεύθυνση, και με $1mm$ ακρίβεια περίπου στην διεύθυνση της δέσμης. Η καμπυλότητα των τροχιών στο γνωστό μαγνητικό πεδίο μας επιτρέπει να μετράμε την ορμή των σωματιδίων. Για τα περισσότερα φορτισμένα σωματίδια που ανιχνεύονται στον CDC η ορμή τους μετρείται με μια ακρίβεια της τάξης του $1 - 2\%$. Για τροχιές οι οποίες διέρχονται από τουλάχιστον 10 στρώματα του CDC, η κάλυψη στην πολική γωνία κυμαίνεται από 20° έως 150° .

Ο ανιχνευτής CDC είναι τοποθετημένος στην upstream πλευρά του σωληνοειδούς (από εκεί που έρχεται η δέσμη, βλ. Σχήμα 2), ενώ στην downstream πλευρά



Σχήμα 2: Περίγραμμα του ανιχνευτή

του σωληνοειδούς η ανίχνευση φορτισμένων σωματιδίων γίνεται από τους forward drift chambers (FDC). Υπάρχουν τέσσερα πακέτα ανιχνευτών FDC διευθετημένα κατά μήκος της διεύθυνσης της δέσμης, καθένα από τα οποία περιλαμβάνει έξι ξεχωριστά στρώματα θαλάμων στραμμένα κατά 60° ως προς τα παρακείμενα στρώματα. Οι θάλαμοι έχουν λωρίδες καθόδου και σύρματα ανόδου και το σήμα διαβάζεται και από τα δύο. Κάθε πακέτο είναι σχεδιασμένο ούτως ώστε να ανακατασκευάζει μικρά τμήματα τροχιάς, όπου η θέσεις μετριοούνται με μια ακρίβεια περίπου $200\mu m$. Η διακριτική ικανότητα στην ορμή των φορτισμένων σωματιδίων που ανιχνεύονται από τους FDC εξαρτάται έντονα από την ορμή των σωματιδίων και την πολική γωνία της τροχιάς. Οι FDC μετράνε τροχιές με πολικές γωνίες από 1° έως 25° .

Τα φορτισμένα σωματίδια που εξέρχονται από τους θαλάμους FDC στο downstream μέρος του σωληνοειδούς προσκρούουν στον «τοίχο» του time-of-flight (TOF). Αυτός ο ανιχνευτής αποτελείται από διασταυρούμενα ζεύγη επιπέδων σπινθηρισμών το σήμα των οποίων διαβάζεται στα άκρα τους από φωτοπολλαπλασιαστές. Ο ανιχνευτής καταγράφει το χρόνο στον οποίο τα φορτισμένα σωματίδια διέρχονται από αυτόν με μια ακρίβεια περίπου $80ps$, και όταν αυτός ο χρόνος συνδυαστεί με το χρόνο έναρξης του γεγονότος και την ορμή του σωματιδίου μπορούν να προσδιοριστούν τόσο το μήκος διαδρομής που διέσχισε το σωματίδιο όσο και ο χρόνος «πτήσης». Η ακρίβεια αυτού του ανιχνευτή είναι τέτοια ώστε να μπορεί να ξεχωρίσει αν το σωματίδιο είναι π^\pm ή K^\pm για ορμές μέχρι $2 GeV/c$. Σωματίδια με πολικές γωνίες μικρότερες από 11° καταγράφονται από το time-of-flight.

Προκειμένου να είναι σε θέση να ανακατασκευάσει μεσόνια π^0 και η , ο ανιχνευτής του πειράματος GlueX πρέπει να μπορεί να ανιχνεύσει και να ανακατασκευάσει φωτόνια. Αυτό γίνεται μέσω δύο θερμομέτρων. Το Barrel Calorimeter (BCAL) είναι τοποθετημένο στο εσωτερικό του μαγνήτη και γύρω από τους ανιχνευτές CDC και FDC. Το Forward Calorimeter (FCAL) είναι τοποθετημένο στην downstream πλευρά του «τοίχου» time-of-flight.

Το θερμομόμετρο BCAL αποτελείται από ίνες σπινθηρισμών εμβαπτισμένες σε λεπτά φύλλα μολύβδου και χωρισμένες σε 48 τραπεζοειδή τμήματα που διατρέχουν το μήκος του σωληνοειδούς. Τα μήκους $4m$ αυτά τμήματα σχηματίζουν ένα δαχτυλίδι στο εσωτερικό μέρος του σωληνοειδούς, και το σήμα τους διαβάζεται στα δύο άκρα τους μέσω φωτοπολλαπλασιαστών Silicon Photomultipliers (SiPMs). Για κάθε ένα από αυτά τα τμήματα η ανάγνωση του σήματος σπάει σε τέσσερα στρώματα αυξανόμενου πάχους καθώς κινούμαστε ακτινικά προς τα έξω. Το BCAL ανιχνεύει φωτόνια με ενέργεια μεγαλύτερη από $50 MeV$ και σε πολική γωνία από 11° έως 126° με διακριτική ικανότητα στην ενέργεια περίπου 6% στο $1 GeV$. Ακόμη, το BCAL μετράει με ακρίβεια το χρόνο άφιξης τόσο των φωτονίων όσο και των φορτισμένων σωματιδίων, με ακρίβεια περίπου ίση με $250ps$.

Το θερμομόμετρο FCAL αποτελείται από 2800 μπλοκ από μολυβδύαλο τοποθε-

τημένα σε κυκλική διάταξη. Το σήμα από το γυαλί διαβάζεται χρησιμοποιώντας φωτοπολλαπλασιαστές SiPMs. Φωτόνια με ενέργεια μεγαλύτερη από 100 MeV και με πολική γωνία από 1° έως 11° ανακατασκευάζονται με ενεργειακή διακριτική ικανότητα περίπου 6% στο 1 GeV . Ο χρόνος άφιξης των φωτονίων μετρείται με ακρίβεια της τάξεως των νανοδευτερολέπτων.

3.2 Barrel Calorimeter

Ένας από τους κύριους στόχους του πειράματος GLUEX είναι να ανιχνεύσει και να μετρήσει φωτόνια από τις διασπάσεις των π^0 και η μεσονίων, τα οποία ακολούθως μπορεί να έχουν προέλθει από τις διασπάσεις άλλων μεσονίων ή από διεγερμένα βαρυόνια (όπως τα N^* και Δ). Οι θέσεις και οι ενέργειες των φωτονίων πρέπει να καθοριστούν με ικανή ακρίβεια προκειμένου να μπορεί να ανακατασκευαστεί κινηματικά το γεγονός. Λεπτομερείς μελέτες Monte Carlo δείχνουν ότι το BCAL θα πρέπει να έχει ευαισθησία για ενέργειες από 60 MeV έως τουλάχιστον 2.5 GeV . Για γεγονότα που περιέχουν μόνο φορτισμένα σωματίδια, είναι πολύ σημαντικό να καθοριστεί ένα όριο για την ουδέτερη ελλείπουσα ενέργεια, με αποτέλεσμα η σχεδόν ερμητική κάλυψη του ανιχνευτή να είναι απαραίτητη.

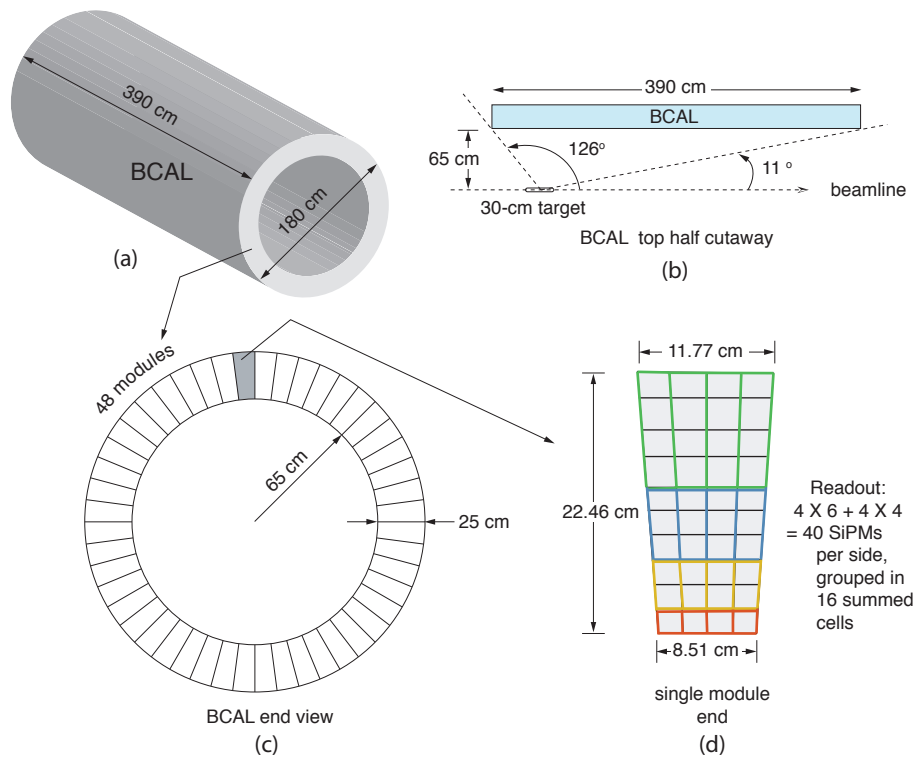
Το Barrel Calorimeter (BCAL) βρίσκεται εντός του σωληνοειδούς του ανιχνευτή. Αυτό περιορίζει την εξωτερική ακτίνα του BCAL στα 90 cm . Η εσωτερική ακτίνα του BCAL είναι 65 cm προκειμένου να υπάρχει αρκετός χώρος για την εγκατάσταση του συστήματος CDC (βλ. Σχήματα 1, 2).

3.2.1 Περιγραφή του Barrel Calorimeter

Ο σχεδιασμός του BCAL [8, 9] βασίζεται σε οπτικές ίνες σπινθηρισμών οι οποίες είναι τοποθετημένες ανάμεσα σε φύλλα μολύβδου. Το αποτέλεσμα είναι ένα θερμιδόμετρο υψηλής, σχετικά, διακριτικής ικανότητας. Ο λόγος του υλικού που δίνει σπινθηρισμούς προς το (παθητικό) υλικό υψηλού ατομικού αριθμού Z , καθώς και η διάμετρος των ινών, μπορούν να ρυθμιστούν προκειμένου να ενισχυθεί η διακριτική ικανότητα, να καθοριστεί το μήκος ακτινοβολίας και να επιτευχθεί ομοιομορφία στο λόγο της ηλεκτρομαγνητικής προς την αδρονική απόκριση (ο λόγος e/h). Η ανάγνωση του σήματος από το BCAL απαιτεί συστήματα τα οποία παραμένουν ανεπηρέαστα από το μαγνητικό πεδίο του μαγνήτη του GLUEX. Συστήματα ανάγνωσης σήματος, τα οποία λειτουργούν αξιόπιστα υπό αυτές τις συνθήκες, είναι οι Silicon Photomultipliers (SiPMs). Το μήκος εξασθένισης των οπτικών ινών οι οποίες χρησιμοποιούνται για την κατασκευή του BCAL είναι $\lambda > 3.5 \text{ m}$ (το μήκος του σωληνοειδούς είναι 4.5 m). Η κατανομή των φωτονίων στο BCAL αναμένεται να είναι αισθητά ασύμμετρη, αφού το πείραμα GLUEX είναι ένα πείραμα σταθερού στόχου.

Αναφέραμε προηγουμένως ότι το πάχος του BCAL είναι 25 cm (η εξωτερική ακτίνα είναι 90 cm ενώ η εσωτερική είναι 65 cm). Το γεγονός αυτό, σε συνδυασμό

με το μήκος του σωληνοειδούς (4.5 m), οδηγούν σε κυλινδρική γεωμετρία για το σχήμα του BCAL. Εξαιτίας της γεωμετρίας αυτής, το σύστημα ανάγνωσης του σήματος (readout system) είναι τοποθετημένο στα δύο άκρα του κυλίνδρου στα οποία και υπάρχει διαθέσιμος χώρος. Ως αποτέλεσμα, όλες οι ίνες είναι παράλληλες στον άξονα συμμετρίας του σωληνοειδούς και όλο το φως που φτάνει στα άκρα κάθε μονάδας του BCAL διατηρεί την αζιμουθιακή και ακτινική πληροφορία. Για τη συγκέντρωση και τη συλλογή του φωτός που παράγεται στο BCAL, έχουν επικολληθεί στις πλευρές των μονάδων του BCAL πολλαπλοί (σαράντα για κάθε πλευρά) κυματοδηγοί, οι οποίοι οδηγούν το φως στις μονάδες καταγραφής. Ο συνολικός αριθμός των μονάδων καταγραφής είναι 3840 (μια για κάθε κυματοδηγό). Η γεωμετρία του συστήματος BCAL καθώς και πληροφορίες για τις μονάδες που το αποτελούν απεικονίζονται στο Σχήμα 3.



Σχήμα 3: a) Η γεωμετρία του BCAL και οι σχετικές διαστάσεις, b) πλαινή όψη μιας μονάδας του BCAL, c) κάτοψη του BCAL στην οποία φαίνονται οι σαράντα οχτώ μονάδες που το απαρτίζουν, d) κάτοψη μιας μόνο μονάδας, στην οποία φαίνεται η τμηματοποίησή της σε σαράντα ίχνη κυματοδηγών όπου και έχει τοποθετηθεί το σύστημα ανάγνωσης (σαράντα SiPMs για κάθε πλευρά της μονάδας)

4 Σταθερές Βαθμονόμησης στο Barrel Calorimeter

4.1 Εισαγωγή

Το Barrel Calorimeter του ανιχνευτή του πειράματος GlueX χωρίζεται σε 48 τμήματα. Κάθε ένα από αυτά τα τμήματα χωρίζεται ακολούθως σε 4 στρώματα στην ακτινική διεύθυνση και σε 4 τομείς στην αζιμουθιακή διεύθυνση. Ο λόγος αυτής της κατάτμησης του θερμιδόμετρου είναι η ευκρινέστερη ανάγνωση του σήματος και ο ακριβής προσδιορισμός της θέσης και της ενέργειας των σωματιδίων που διέρχονται από το BCAL. Οι τομείς κάθε τμήματος έχουν ίσες διαστάσεις. Τα στρώματα, ωστόσο, ακολουθούν έναν διαφορετικό σχεδιασμό: το στρώμα 1 (το εγγύτερο στην δέση - το κόκκινο χρώμα στο Σχήμα 3d) αθροίζει το σήμα από ένα κελί στην ακτινική διεύθυνση, το στρώμα 2 (κίτρινο χρώμα στο Σχήμα 3d) αθροίζει το σήμα από 2 κελιά στην ακτινική διεύθυνση, το στρώμα 3 αθροίζει 3 κελιά και το στρώμα 4 αθροίζει τα εναπομείναντα 4 κελιά. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τον διαχωρισμό κάθε τμήματος του BCAL σε 16 κελιά από τα οποία και γίνεται η ανάγνωση του σήματος. Δεδομένου ότι το BCAL χωρίζεται σε 48 τμήματα, το σήμα από το BCAL διαβάζεται από 768 κελιά συνολικά. Στα δύο άκρα κάθε κελιού βρίσκονται τοποθετημένοι ανιχνευτές SiPMs. Επομένως, το BCAL συνολικά περιέχει 1536 ($= 2 \times 768$) κανάλια ανάγνωσης σήματος (ADC channels).

Πριν την πραγματοποίηση της παρούσας εργασίας το πείραμα GlueX χρησιμοποιούσε μια γενική (global) τιμή για την ενεργό ταχύτητα του φωτός στις οπτικές ίνες εντός του BCAL, η οποία ήταν ίση με $16.75 \frac{cm}{ns}$. Μελέτες από το Πανεπιστήμιο της Regina στον Καναδά έδωσαν μια νέα γενική τιμή για την ενεργό ταχύτητα του φωτός: $c_{eff} = 17.04 \pm 0.26 \frac{cm}{ns}$ [6, 7]. Η τιμή αυτή, μολονότι ακριβέστερη, δεν είχε εισαχθεί στο Software του πειράματος GlueX κατά την πραγματοποίηση αυτής της εργασίας. Στα πλαίσια, λοιπόν, αυτής της εργασίας, όλες οι μετρήσεις και οι συγκρίσεις γίνονται έχοντας ως σημείο αναφοράς την τιμή των $16.75 \frac{cm}{ns}$.

Στην παρούσα εργασία παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για την ενεργό ταχύτητα του φωτός για κάθε ένα από τα 768 (48 modules επί 16 κανάλια/module) κανάλια ανάγνωσης του BCAL. Τα δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν σε αυτή την εργασία προέρχονται από τα Commissioning Runs 3179 και 3138 που πραγματοποιήθηκαν την άνοιξη του 2015, καθώς και από δεδομένα κοσμικών ακτίνων (Run 3221) που ελήφθησαν την ίδια περίοδο. Τα δεδομένα του Run 3179 ελήφθησαν παρουσία μαγνητικού πεδίου ενώ τα αντίστοιχα δεδομένα του Run 3138 ελήφθησαν χωρίς μαγνητικό πεδίο.

4.2 Ενεργός ταχύτητα του φωτός - Πρώτη προσέγγιση

Η ενεργός ταχύτητα του φωτός για κάθε κανάλι του BCAL μπορεί να εξαχθεί από την z-συντεταγμένη των σημείων¹ (δηλαδή την συντεταγμένη στον άξονα της δέσμης) ενός συμπλέγματος (cluster) και την z-συντεταγμένη της τροχιάς που αντιστοιχεί στο ίδιο σύμπλεγμα. Πιο συγκεκριμένα, οι δύο ποσότητες συσχετίζονται ως εξής:

$$z_{point} = p_0 + p_1 \cdot z_{track} \quad (1)$$

Αναπτύσσοντας τις διάφορες ποσότητες όπως αυτές υπολογίζονται στο GlueX software, η παραπάνω σχέση γίνεται:

$$\frac{c_{eff,software} \cdot (t_u - t_d)}{2} = \frac{c_{eff,software} \cdot (t_{u,0} - t_{d,0})}{2} + \frac{c_{eff,software} \cdot z_{track}}{c_{eff}} \quad (2)$$

όπου:

t_u : ο χρόνος του σημείου - σήματος όπως μετρήθηκε στο upstream μέρος του BCAL

t_d : ο χρόνος του σημείου - σήματος όπως μετρήθηκε στο downstream μέρος του BCAL

$t_{u,0}$: ο χρόνος που μετριέται στο upstream μέρος του BCAL για σωματίδια που χτυπάνε στο κέντρο του ανιχνευτή

$t_{d,0}$: ο χρόνος που μετριέται στο downstream μέρος του BCAL για σωματίδια που χτυπάνε στο κέντρο του ανιχνευτή

$c_{eff,software}$: η γενική τιμή της ενεργού ταχύτητας που χρησιμοποιείται για όλα τα κανάλια ($16.75 \frac{cm}{ns}$)

c_{eff} : η τιμή που θέλουμε να υπολογίσουμε

Προκειμένου να εξάγουμε την ενεργό ταχύτητα του φωτός από την παραπάνω σχέση σχεδιάζουμε την z-συντεταγμένη των σημείων z_{point} συναρτήση της z-συντεταγμένης της τροχιάς z_{track} που αντιστοιχεί στο ίδιο σύμπλεγμα σημείων και στο ίδιο Layer με το αντίστοιχο σημείο. Στη συνέχεια προσαρμόζουμε μια ευθεία στα παραπάνω δεδομένα (linear fit) και εξάγουμε την ενεργό ταχύτητα του φωτός από την κλίση αυτής της ευθείας:

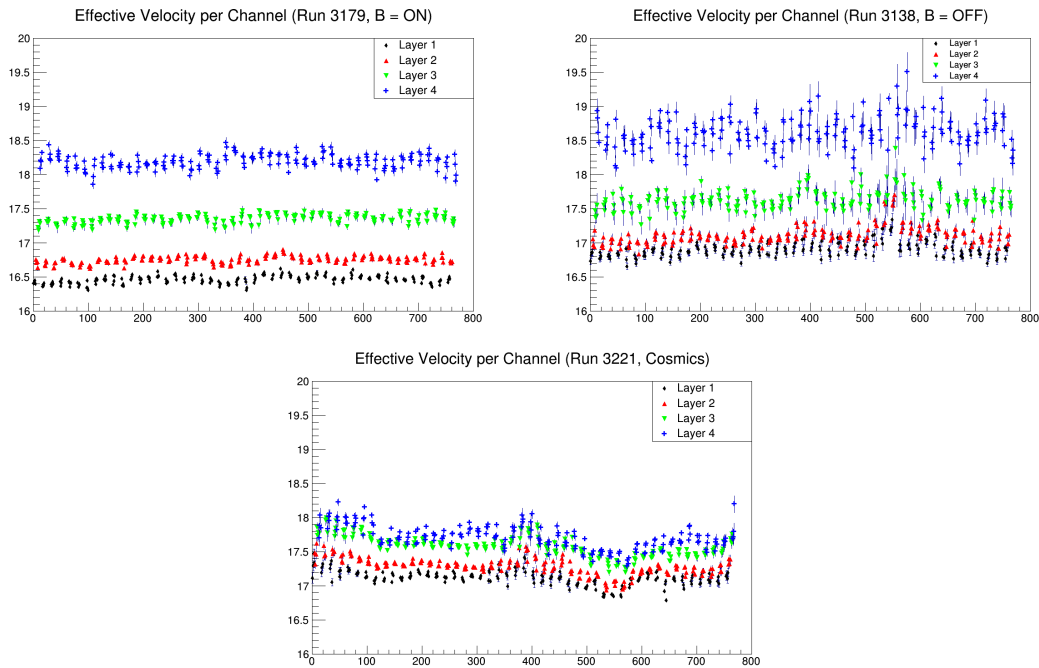
$$c_{eff} = \frac{c_{eff,software}}{p_1} \quad (3)$$

όπου:

¹σημείο: σήμα που προέρχεται από το εσωτερικό του BCAL και ανιχνεύτηκε και στα δύο άκρα του ανιχνευτή

p_1 : ο συντελεστής του γραμμικού όρου του fit

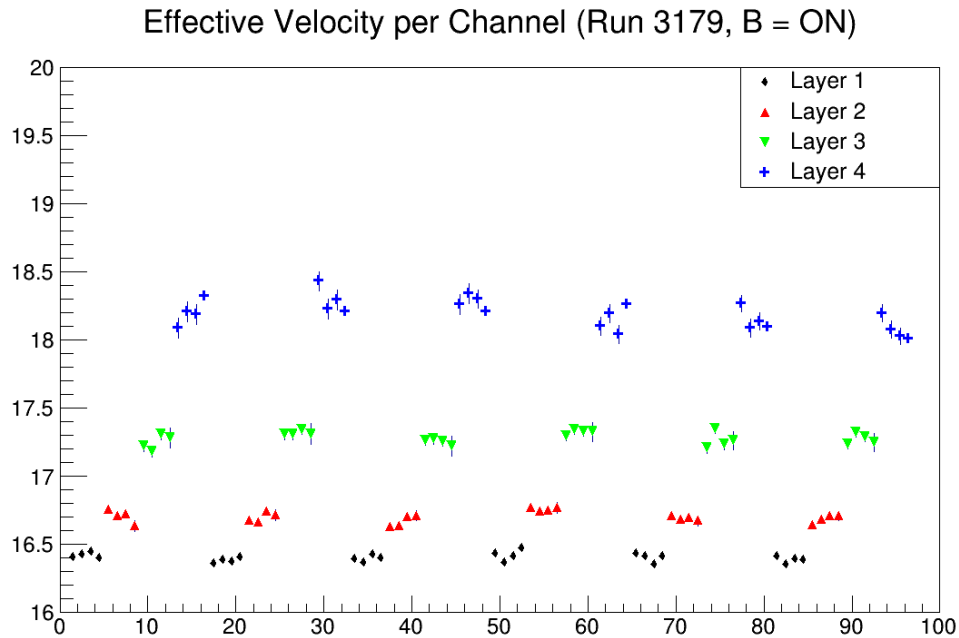
Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται για κάθε ένα από τα 768 κανάλια του BCAL προκειμένου να εξαχθεί η ενεργός ταχύτητα του φωτός για κάθε κανάλι. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο Σχήμα 4.



Σχήμα 4: Ενεργός ταχύτητα του φωτός ανά κανάλι για a) το Run 3179 παρουσία μαγνητικού πεδίου (άνω αριστερά), b) το Run 3138 απουσία μαγνητικού πεδίου (άνω δεξιά) and c) το Run 3221 (κοσμικές ακτίνες).

Το Σχήμα 4 μας οδηγεί σε δύο σημαντικά συμπεράσματα: a) τα αποτελέσματα για διαφορετικές πειραματικές συνθήκες είναι διαφορετικά (παρουσία/απουσία μαγνητικού πεδίου, commissioning data/cosmic data) και b) οι τιμές που παίρνουμε για την ενεργό ταχύτητα του φωτός εμφανίζουν χαρακτηριστική εξάρτηση από το Layer του κάθε module, ειδικά για τα δεδομένα που προέρχονται από τα commissioning Runs. Δηλαδή, **η τιμή της ενεργού ταχύτητας φαίνεται να εξαρτάται από το Layer για το οποίο υπολογίστηκε**. Το Σχήμα 5 παρουσιάζει την ενεργό ταχύτητα του φωτός για κάθε κανάλι και για το Run 3179, αυτή τη φορά όμως εστιάζοντας την προσοχή μας στα πρώτα 6 τμήματα του BCAL (τα πρώτα 96 κανάλια). Αυτό είναι το ίδιο ακριβώς ιστόγραμμα με το άνω αριστερά ιστόγραμμα του Σχήματος 4, μόνο που εδώ μεγενθύνουμε το ιστόγραμμα προκειμένου να τονιστεί η εξάρτηση της ενεργού

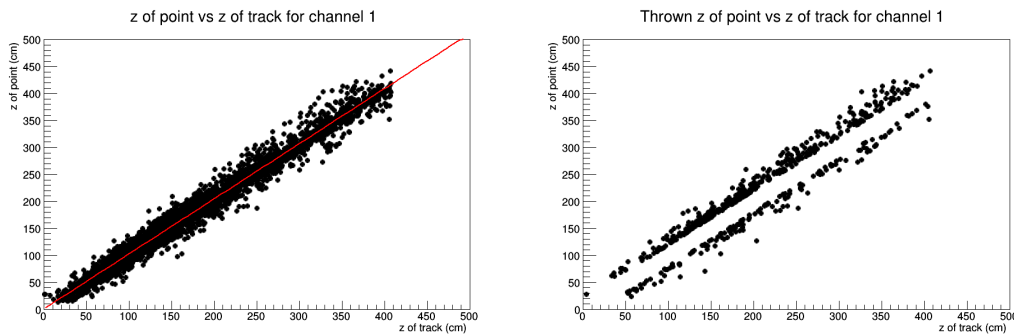
ταχύτητας από το Layer κάθε module. Υπενθυμίζουμε εδώ ότι κάθε Layer απαρτίζεται από τέσσερα κανάλια ανάγνωσης σήματος. Είναι ξεκάθαρο από το Σχήμα 5 ότι μολονότι οι τιμές για κάθε Layer συμφωνούν μεταξύ τους, δεν συμβαίνει το ίδιο και για τις τιμές για διαφορετικά Layer.



Σχήμα 5: Η ενεργός ταχύτητα του φωτός για το Run 3179 και για τα πρώτα 6 τμήματα του BCAL (τα πρώτα 96 κανάλια - 6 τμήματα επί 16 κανάλια/τμήμα).

Αυτό το - αρχικά μη αναμενόμενο - αποτέλεσμα καθοδήγησε την περαιτέρω πειραματική διαδικασία καθώς και την ροή αυτής της εργασίας προκειμένου να βρεθεί μια ερμηνεία για αυτή τη συμπεριφορά. Το πρώτο βήμα στην αναζήτηση μιας ερμηνείας ήταν να εφαρμόσουμε περιορισμούς (cuts) στα ιστογράμματα από τα οποία εξάγουμε την ενεργό ταχύτητα (τα ιστογράμματα του z_{point} συναρτήσε του z_{track}) προκειμένου να "διώξουμε" σημεία τα οποία φαινομενικά αποτελούν θόρυβο. Θεωρούμε ότι η πραγματική τιμή της ενεργού ταχύτητας για κάθε κανάλι δεν διαφέρει πολύ από την γενική τιμή που χρησιμοποιείται στο GlueX software ($16.75 \frac{cm}{ns}$) καθώς και ότι η σταθερά p_0 της σχέσης 1 είναι πολύ κοντά στο μηδέν (αυτό ισοδυναμεί με την εύλογη πεποίθηση ότι οι χρόνοι $t_{u,0}$ και $t_{d,0}$ που μετριοούνται στην upstream και downstream πλευρά του ανιχνευτή για σωματίδια που διέρχονται από το κέντρο του BCAL είναι περίπου ίσοι). Με βάση αυτές τις δύο παραδοχές, τα σημεία του ιστογράμματος του z_{point} συναρτήσε του z_{track} θα πρέπει να κείτονται πλησίον της διχοτόμου του ιστογράμματος. Ισοδύναμα μπορούμε να πούμε ότι αναμένουμε αυτά τα ιστογράμματα να παρουσιάζουν έντονα γραμμική συμπεριφορά

και αναμένουμε η γραμμική προσαρμογή που εφαρμόζουμε στα δεδομένα να μας δώσει μια ευθεία γραμμή με κλίση περίπου 1 και η οποία διέρχεται προσεγγιστικά από την αρχή των αξόνων. Ωστόσο, πειραματικά παρατηρούμε ότι υπάρχει ένας σημαντικός αριθμός σημείων σε κάθε ιστόγραμμα τα οποία βρίσκονται σε μη αμελητέα απόσταση από τη διχοτόμο, όπως φαίνεται ενδεικτικά στο Σχήμα 6. Σε αυτό το Σχήμα παρουσιάζουμε ενδεικτικά την συμπεριφορά του εν λόγω ιστογράμματος για το κανάλι 1 του BCAL. Στο δεξιό ιστόγραμμα του Σχήματος 6 έχουμε εφαρμόσει ένα cut 20cm, το οποίο σημαίνει ότι "πετάμε" όλα τα σημεία για τα οποία ισχύει το εξής: $|z_{track} - z_{point}| > 20cm$. Το ιστόγραμμα αυτό παρουσιάζει τα σημεία που έχουμε "πετάξει". Ανάλογα ιστογράμματα παρήχθησαν για κάθε ένα από τα 768 κανάλια του BCAL. Η συμπεριφορά των πειραματικών σημείων για κάθε κανάλι είναι παρόμοια με αυτή που παρουσιάζουμε στο Σχήμα 6.

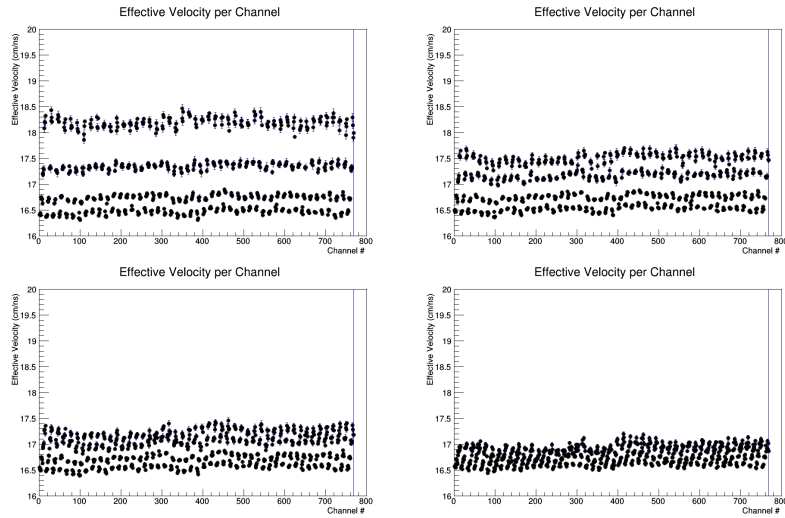


Σχήμα 6: a) z_{point} συναρτήσεϊ του z_{track} για το κανάλι 1 του Run 3179 χωρίς cuts (αριστερά), b) σημεία που απορρίφθηκαν για το ίδιο κανάλι μετά την εφαρμογή ενός cut των 20cm (δεξιά).

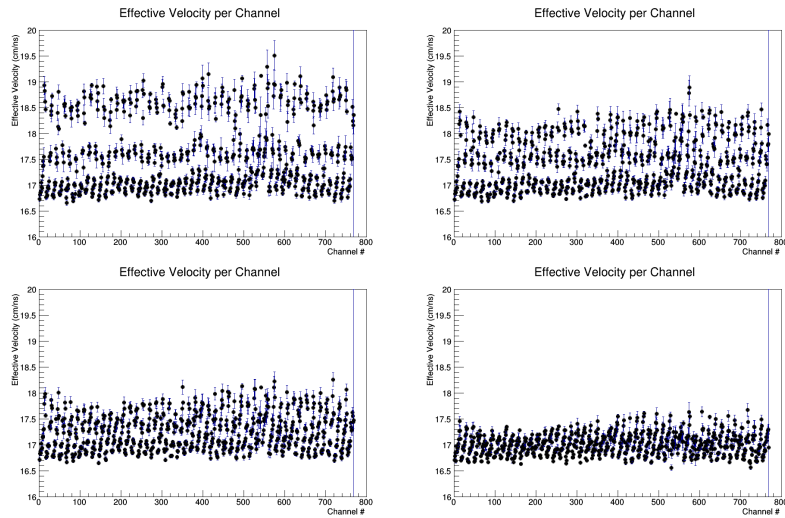
Με βάση τα παραπάνω αποτελέσματα αποφασίσαμε να εφαρμόσουμε cuts διαφορετικού εύρους στα εν λόγω ιστογράμματα προκειμένου να "διώξουμε" όσα σημεία απέχουν "σημαντικά" από τη διχοτόμο. Συγκεκριμένα, εφαρμόσαμε τρία διαφορετικά cuts για κάθε ιστόγραμμα: ένα στα 40cm, ένα στα 30cm και ένα στα 20cm:

- $|z_{track} - z_{point}| > 40cm$
- $|z_{track} - z_{point}| > 30cm$
- $|z_{track} - z_{point}| > 20cm$

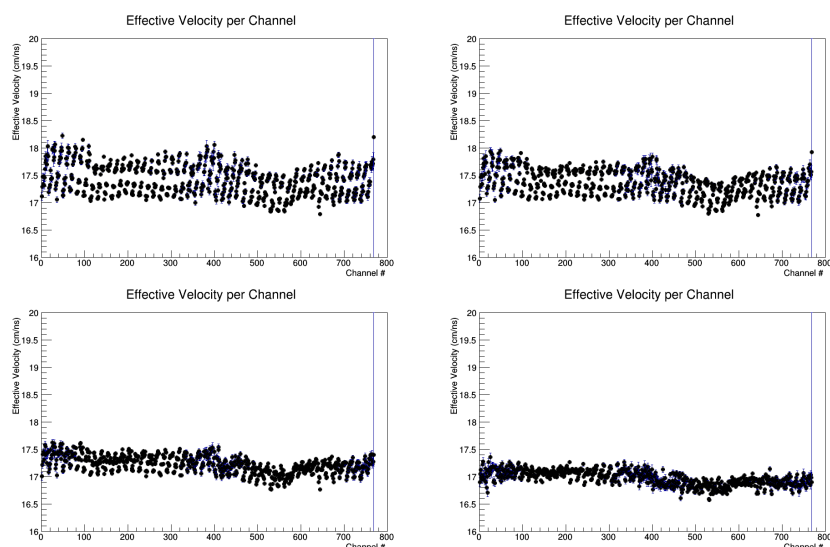
Τα αποτελέσματα για την ενεργό ταχύτητα του φωτός ανά κανάλι πριν και μετά τα διάφορα cuts εμφανίζονται στα Σχήματα 7 έως 9.



Σχήμα 7: Ενεργός ταχύτητα του φωτός ανά κανάλι για το Run 3179: a) χωρίς την εφαρμογή cut (άνω αριστερά) b) με την εφαρμογή cut 40cm (άνω δεξιά), c) με την εφαρμογή cut 30cm (κάτω αριστερά) και d) με την εφαρμογή cut 20cm (κάτω δεξιά).



Σχήμα 8: Ενεργός ταχύτητα του φωτός ανά κανάλι για το Run 3138: a) χωρίς την εφαρμογή cut (άνω αριστερά) b) με την εφαρμογή cut 40cm (άνω δεξιά), c) με την εφαρμογή cut 30cm (κάτω αριστερά) και d) με την εφαρμογή cut 20cm (κάτω δεξιά).



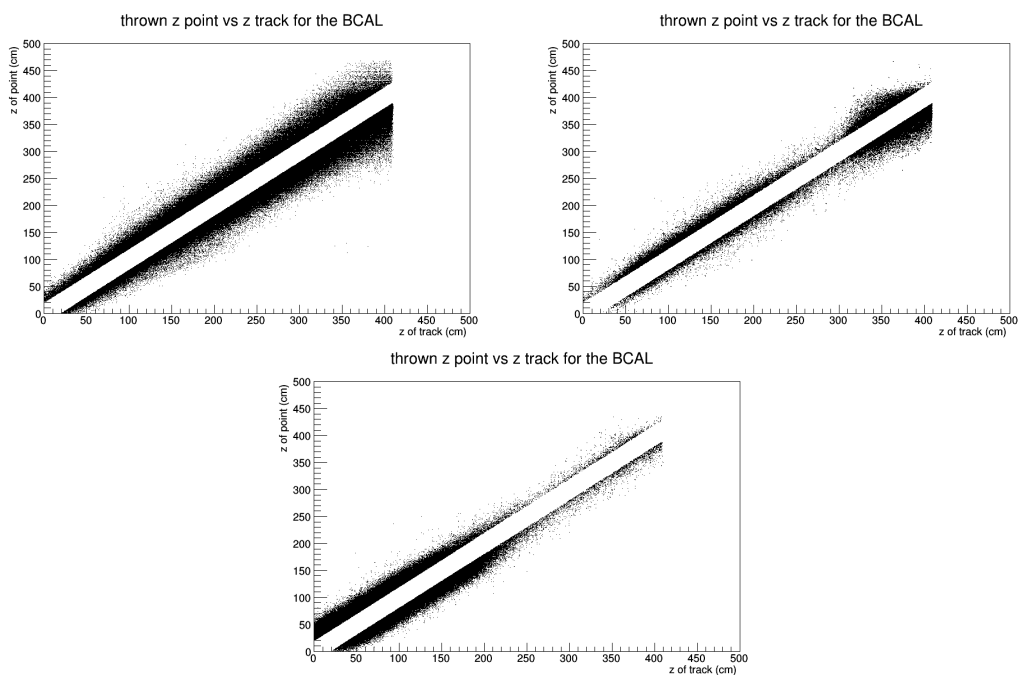
Σχήμα 9: Ενεργός ταχύτητα του φωτός ανά κανάλι για το Run 3221: a) χωρίς την εφαρμογή cut (άνω αριστερά) b) με την εφαρμογή cut 40cm (άνω δεξιά), c) με την εφαρμογή cut 30cm (κάτω αριστερά) και d) με την εφαρμογή cut 20cm (κάτω δεξιά).

Παρατηρούμε ότι οι τιμές που παίρνουμε για την ενεργό ταχύτητα είναι πιο "συμπαγείς" όταν χρησιμοποιούμε δεδομένα που προέρχονται από κοσμικές ακτίνες, ανεξαρτήτως του cut που εφαρμόζουμε. Επιπροσθέτως, όταν εφαρμόζουμε το cut των 20cm σε δεδομένα κοσμικών ακτίνων παρατηρούμε ότι η εξάρτηση της ταχύτητας από τα Layers μοιάζει να εξαφανίζεται (Σχήμα 9, κάτω δεξιά ιστογράμμο). Παρ' όλα αυτά, τα δεδομένα κοσμικών ακτίνων δίνουν μια ελαφρώς διαφορετική τιμή για την ενεργό ταχύτητα στο άνω μισό του BCAL και στο κάτω μισό του BCAL: η τιμή της ενεργού ταχύτητας στα κανάλια 1 έως 390 είναι ελαφρώς υψηλότερη από την αντίστοιχη τιμή στα κανάλια 390 έως 768.

Τα αποτελέσματα που έχουμε παρουσιάσει έως εδώ δεν είναι ικανοποιητικά για τρεις λόγους: ένα "καλό" σετ τιμών για την ενεργό ταχύτητα στα κανάλια του BCAL θα πρέπει a) να συγκλίνει στις ίδιες περίπου τιμές ανεξαρτήτως των συνθηκών υπό τις οποίες ελήφθησαν τα δεδομένα, b) να είναι σχετικά κοντά στην γενική τιμή $17.04 \frac{cm}{ns}$ η οποία έχει μετρηθεί με ακρίβεια από το Πανεπιστήμιο της Regina και c) να είναι ανεξάρτητο από τα Layers του BCAL. Η απόρριψη όσων σημείων απέχουν αρκετά από τη διχοτόμο σαφέστατα βελτιώνει όλα τα προαναφερθέντα ποιοτικά κριτήρια αλλά ο αριθμός των σημείων που απορρίπτουμε με τα παραπάνω cuts είναι σημαντικός. Από όλα τα σετ τιμών που έχουμε παρουσιάσει μέχρι αυτή τη στιγμή το ακριβέστερο (βάση των κριτηρίων) είναι το σετ που προέρχεται από δεδομένα κοσμικών ακτίνων και αφού εφαρμόσουμε το cut των 20cm.

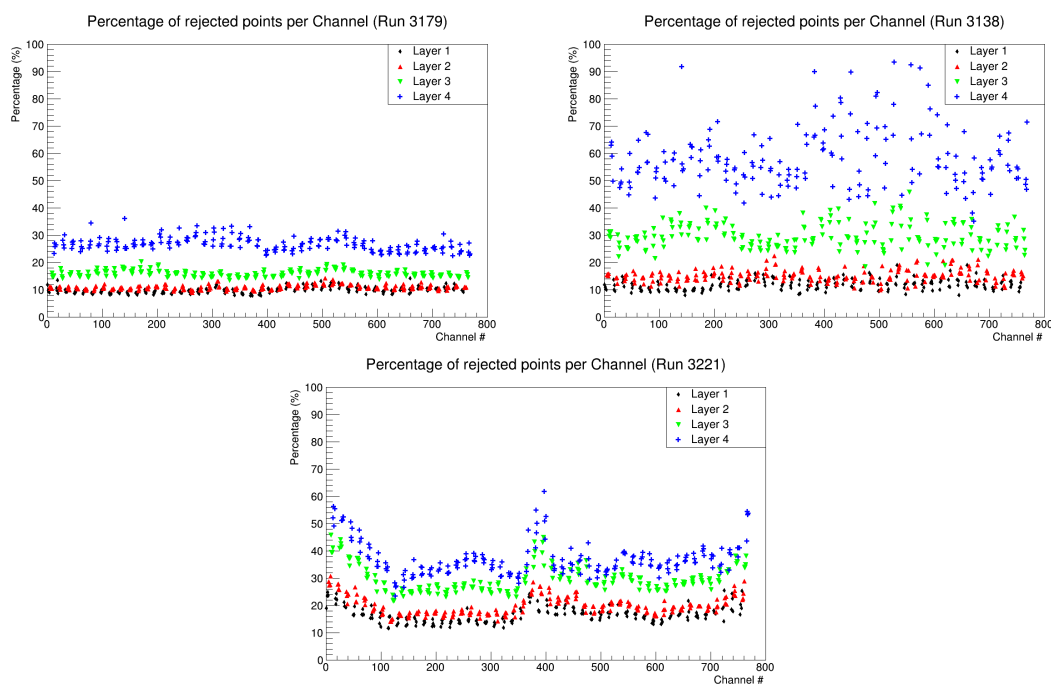
Είδαμε ήδη στο Σχήμα 6 τη μορφή του ιστογράμματος του z_{point} συναρτήσει του z_{track} πριν και μετά την εφαρμογή του 20cm cut. Το Σχήμα 10 δείχνει το συνο-

λικό αριθμό (άθροισμα από όλα τα κανάλια) των σημείων που απορρίπτονται όταν εφαρμόζουμε το cut των 20cm, για τα τρία Runs που αναλύσαμε. Από τα γραφήματα αυτά συμπεραίνουμε ότι η απόκλιση σημείων από τη διχοτόμο δεν σχετίζεται με την z-συντεταγμένη του hit. Η φαινομενική ασυμμετρία που παρατηρείται μεταξύ των τριών Runs οφείλεται στις διαφορετικές συνθήκες λήψης των δεδομένων (την ίδια ασυμμετρία παρουσιάζει το πλήρες φάσμα των σημείων, πριν την εφαρμογή του cut).



Σχήμα 10: Ο συνολικός αριθμός των σημείων που απορρίπτονται όταν εφαρμόζουμε το cut των 20cm για a) το spring Run 3179 (άνω αριστερά), b) το spring Run 3138 (άνω δεξιά) και c) το Run κοσμικών ακτίνων 3221 (κάτω).

Στη συνέχεια στρέφουμε την προσοχή μας στο ποσοστό των σημείων που απορρίπτονται ανά κανάλι όταν εφαρμόζουμε το cut των 20cm. Το Σχήμα 11 παρουσιάζει τα αντίστοιχα ποσοστά για κάθε Run. Το πιο σημαντικό χαρακτηριστικό στα ιστογράμματα του Σχήματος 11 είναι η εξάρτηση του ποσοστού των σημείων που απορρίπτονται από το Layer. Πιο συγκεκριμένα, το ποσοστό των σημείων που απορρίπτονται ανά κανάλι αυξάνεται καθώς πηγαίνουμε από το Layer 1 στο Layer 4. Αυτό όπως παρατηρούμε ισχύει και για τα τρία Runs, μολονότι τα ποσοστά είναι πολύ διαφορετικά σε κάθε περίπτωση.



Σχήμα 11: Ποσοστό των σημείων που απορρίπτονται ανά κανάλι όταν εφαρμόζουμε το cut των 20cm για a) το spring Run 3179 (άνω αριστερά), b) το spring Run 3138 (άνω δεξιά) και c) το Run κοσμικών ακτίνων 3221 (κάτω).

Θα επιχειρήσουμε, τώρα, να ερμηνεύσουμε την παρατηρούμενη συμπεριφορά των πειραματικών δεδομένων. Η ειδοποιός διαφορά μεταξύ των τεσσάρων Layers είναι η ακτινική τους διάσταση (η διάσταση στην φορά που είναι κάθετη στην δέση) εξαιτίας του τρόπου με τον οποίο αθροίζεται το σήμα από τα διάφορα κανάλια του BCAL, χρησιμοποιώντας το μοτίβο 1:2:3:4. Δηλαδή, η ακτινική διάσταση του Layer 2 είναι διπλάσια από την ακτινική διάσταση του Layer 1, η ακτινική διάσταση του Layer 3 είναι τριπλάσια από την αντίστοιχη του Layer 1 και, τέλος, η ακτινική διάσταση του Layer 4 είναι τετραπλάσια από την αντίστοιχη του Layer 1. Είναι εύλογο να θεωρήσουμε ότι αυτή η διαφοροποίηση στην ακτινική διάσταση οφείλεται όχι μόνο για την εξάρτηση από το Layer των σημείων που απορρίπτονται αλλά και για την εξάρτηση της ενεργού ταχύτητας του φωτός από το Layer.

Ας θεωρήσουμε έναν καταιονισμό ο οποίος προήλθε από την διέλευση ενός σωματιδίου από το BCAL και ο οποίος φτάνει οριακά έως και την αρχή του Layer 4. Θα υπάρχουν, επομένως, ορισμένα σημεία στο Layer 4 τα οποία θα παράξουν σήμα και το οποίο με τη σειρά του θα ανιχνευτεί στα άκρα του BCAL και θα μας δώσει την z-συντεταγμένη αυτών των σημείων (z_{point}). Αυτό το z_{point} δεν σχετίζεται καθόλου με την διαδικασία ανακατασκευής τροχιών. Μόλις υπάρξει ένα hit στο BCAL, το σήμα από αυτό το hit διασχίζει το αντίστοιχο τμήμα του BCAL στην z-διεύθυνση και μας

δίνει τη συντεταγμένη του hit (z_{point}) βασιζόμενο καθαρά σε χρονική πληροφορία, όπως φαίνεται από τη σχέση υπολογισμού του z_{point} :

$$z_{point} = \frac{c_{eff,software} \cdot (t_u - t_d)}{2} \quad (4)$$

Ωστόσο, δεν έχουμε τα μέσα να γνωρίζουμε την ακριβή ακτινική θέση του hit, καθώς το σήμα από τα τέσσερα κελιά που αποτελούν το Layer 4 αθροίζεται. Είναι προφανές, όμως, ότι τα περισσότερα hits που συμβαίνουν στο Layer 4 του BCAL θα λαμβάνουν χώρα στο χαμηλότερο ακτινικά τμήμα του Layer 4 (το τμήμα που βρίσκεται εγγύτερα στην δέσμη). Το ίδιο θα ισχύει για όλα τα Layers, απλά χρησιμοποιούμε το Layer 4 ως παράδειγμα γιατί είναι το μεγαλύτερο Layer και αυτή η συμπεριφορά των πειραματικών σημείων είναι πιο έντονη στο Layer 4.

Αντιθέτως, η z-συντεταγμένη της δέσμης (z_{track}) υπολογίζεται χρησιμοποιώντας πληροφορίες από τα tracking systems του πειράματος GlueX. Η ανακατασκευασμένη τροχιά χρησιμοποιείται προκειμένου να εξάγουμε το z_{track} στην ακτίνα που επιθυμούμε. Επειδή δεν γνωρίζουμε την ακριβή ακτινική θέση του κάθε hit, επέλεξαμε να υπολογίσουμε το z_{track} στο μέσο του κάθε Layer για κάθε hit. Όπως αναφέραμε ήδη, τα περισσότερα hits στο Layer 4 του BCAL θα λαμβάνουν χώρα στο χαμηλότερο μέρος του Layer 4. Λόγω αυτού του γεγονότος καθώς και της επιλογής μας για τον υπολογισμό του z_{track} , έχουμε τις εξής επιπτώσεις:

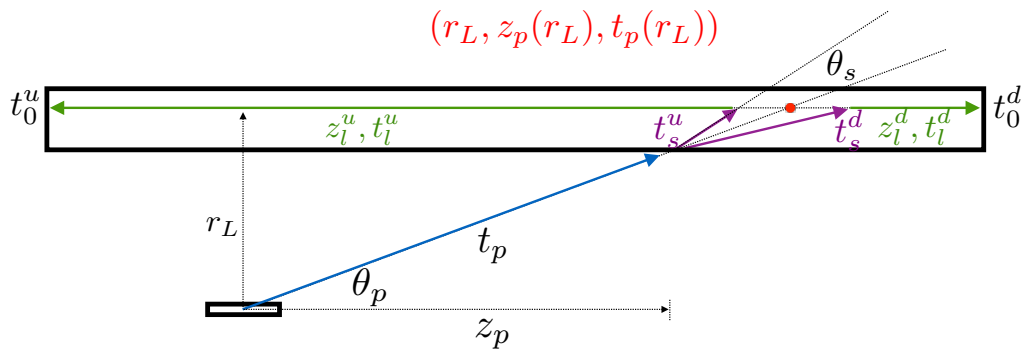
1. Όταν εφαρμόζουμε cuts αναμένουμε να απορρίπτονται περισσότερα σημεία στο Layer 4 σε σχέση με τα άλλα Layers καθώς οι αποκλίσεις για τα σημεία που βρίσκονται στο Layer 4 είναι μεγαλύτερες λόγω της ακτινικής του διάστασης. Ομοίως, αναμένουμε να απορρίπτονται περισσότερα σημεία στο Layer 3 σε σχέση με τα Layers 2 και 1, κτλ.
2. Μολονότι έχουμε περισσότερα BCAL hits στο χαμηλότερο μέρος του Layer 4, το z_{track} για το Layer 4 υπολογίζεται πάντα στη μέση του Layer. Επομένως, τα ιστογράμματά μας θα έχουν περισσότερα σημεία με υψηλότερο z_{track} , κάτι το οποίο οδηγεί σε μείωση της κλίσης της ευθείας που παίρνουμε από το linear fit και, επομένως, σε αύξηση της τιμής της ενεργού ταχύτητας του φωτός. Το ίδιο επιχείρημα ισχύει και για τα υπόλοιπα Layers.

Είναι προφανές, λοιπόν, ότι η διαφοροποίηση των τιμών της ενεργού ταχύτητας ανα Layer οφείλεται στην γεωμετρία του BCAL και στο σύστημα ανάγνωσης που χρησιμοποιείται, και δεν αντανακλά την πραγματική ταχύτητα του φωτός στο εκάστοτε Layer. Η απόρριψη σημείων που απέχουν από τη διχοτόμο ήταν μια πρώτη χονδροειδής αντιμετώπιση του προβλήματος προκειμένου να μελετήσουμε την συμπεριφορά των τιμών της ταχύτητας πριν και μετά τα cuts και να αποκτήσουμε βαθύτερη κατανόηση του προβλήματος ώστε να το αντιμετωπίσουμε αποτελεσματικά.

Στη συνέχεια παρουσιάζουμε το δεύτερο στάδιο της ανάλυσης το οποίο και οδηγεί στον τελικό καθορισμό της ενεργού ταχύτητας του φωτός σε κάθε κανάλι.

4.3 Ενεργός ταχύτητα του φωτός - Δεύτερη προσέγγιση

Η αναγνώριση του γεγονότος ότι η διαφοροποίηση των τιμών της ενεργού ταχύτητας ανά Layer οφείλεται στη γεωμετρία του BCAL οδήγησε στην ανάπτυξη ενός νοητικού μοντέλου το οποίο θα μπορούσε να εξηγήσει αυτό το φαινόμενο και σχετίζεται με τον τρόπο που τα showers εξελίσσονται εντός του BCAL όταν προσκρούει σε αυτό κάποιο σωματίδιο. Ο συνεργάτης και staff scientist στο Jefferson Lab Elton Smith ανέπτυξε το σχετικό μοντέλο, το οποίο και παρουσιάζουμε στο Σχήμα 12.



Σχήμα 12: Ένα απλό μοντέλο για την εξέλιξη ενός shower (μωβ χρώμα) εντός του BCAL.

Οι διάφορες ποσότητες που εμφανίζονται στο Σχήμα 12 είναι:

- t_p : ο χρόνος διάδοσης του σωματιδίου από τον στόχο έως την εσωτερική ακτίνα του BCAL (την αρχή του Layer 1)
- t_s^u, t_s^d : οι χρόνοι διάδοσης των άκρων του shower (upstream και downstream)
- t_l^u, t_l^d : οι χρόνοι διάδοσης του φωτός κατά μήκος των οπτικών ινών (upstream και downstream)
- t_0^u, t_0^d : οι χρόνοι που καταγράφονται στα άκρα του τμήματος

Το πείραμα GlueX είναι ένα πείραμα σταθερού στόχου. Ως εκ τούτου, η πλειοψηφία των σωματιδίων (άρα και των αντίστοιχων showers) θα διέρχονται από το

BCAL ασύμμετρα, τα περισσότερα από αυτά κινούμενα προς την downstream πλευρά του ανιχνευτή. Το γεγονός αυτό, καθώς και το πεπερασμένο μη μηδενικό μέγεθος των showers εντός του BCAL αναμένουμε ότι οδηγεί στις διαφορετικές τιμές της ενεργού ταχύτητας που παρατηρούμε για διαφορετικά Layers. Αυτό συμβαίνει επειδή ο τρόπος με τον οποίο εξελίσσεται το shower εντός του BCAL οδηγεί σε μικρότερο φαινόμενο μήκος για κάθε διαδοχικό Layer. Με άλλα λόγια, καθώς το shower (σωματίδιο) κινείται από το Layer 1 στο Layer 4 το πλάτος του αυξάνεται, με αποτέλεσμα το φως από τα άκρα του shower να πρέπει να διασχίσει μικρότερο μήκος οπτικών ινών για το Layer 4 από ότι για το Layer 1, μέχρι να φτάσει στα άκρα του BCAL. Αυτό το μικρότερο φαινόμενο μήκος εμφανίζεται στα δεδομένα μας ως διαφορετική ενεργός ταχύτητα.

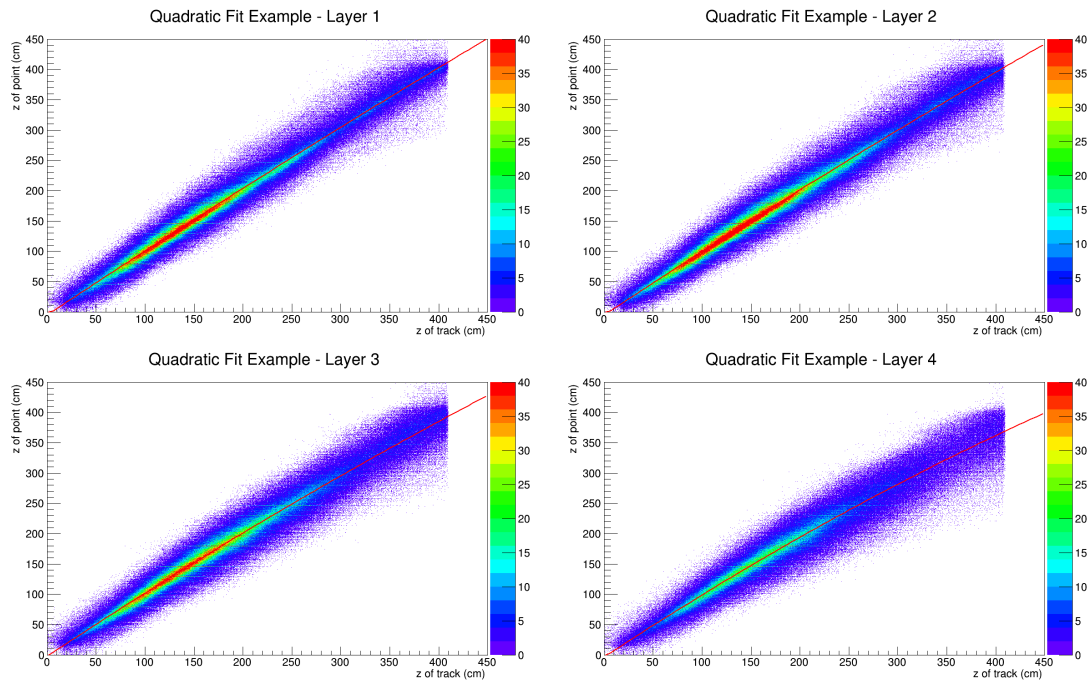
Αν το μοντέλο μας είναι σωστό, αυτό το φαινόμενο θα είναι πιο έντονο για μικρότερες πολικές γωνίες θ , καθώς τότε η ασυμμετρία της εξέλιξης του shower ως προς τις upstream και downstream πλευρές γίνεται μέγιστη. Αυτή η εξάρτηση από την πολική γωνία θ θα εισάγει μια εξάρτηση από τη θέση z στην οποία χτυπάει το σωματίδιο, και η οποία θα εμφανίζεται πειραματικά ως καμπυλότητα. Λεπτομερέστερα, αν οι παραπάνω υποθέσεις μας είναι σωστές, αναμένουμε η συσχέτιση των z_{point} και z_{track} να περιέχει και τετραγωνικό όρο:

$$z_{point} = p_0 + p_1 \cdot z_{track} + p_2 \cdot (z_{track})^2 \quad (5)$$

Υπενθυμίζουμε εδώ ότι στην πρώτη προσέγγισή μας στο πρόβλημα της ενεργού ταχύτητας στα κανάλια του BCAL είχαμε υποθέσει γραμμική συσχέτιση των παραπάνω ποσοτήτων.

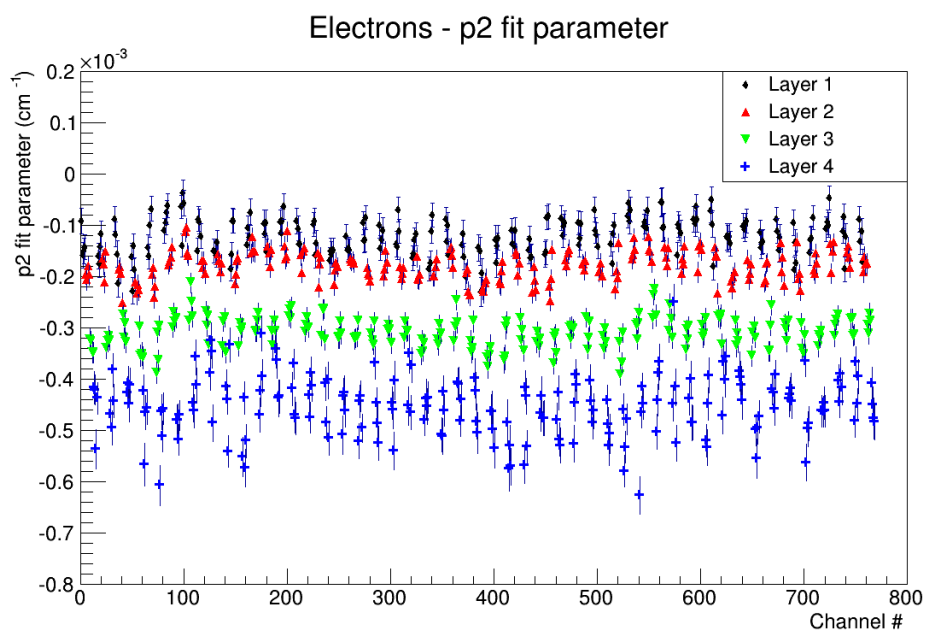
Το πρώτο βήμα για να ελέγξουμε την ύπαρξη ή μη τετραγωνικής συσχέτισης ήταν να πραγματοποιήσουμε Monte Carlo simulations για τη διέλευση διαφόρων σωματιδίων από το εσωτερικό του BCAL. Συγκεκριμένα, αναλύσαμε σε Monte Carlo simulations 100k γεγονότα για κάθε είδος σωματιδίου, και τα σωματίδια που συμπεριλάβαμε ήταν τα ηλεκτρόνια, τα πιόνια και τα μόνια. Αναλύσαμε τρία διαφορετικά είδη σωματιδίων για να μελετήσουμε τις σχετικές τους διαφορές αναφορικά με τα χαρακτηριστικά του shower που δίνει το κάθε σωματίδιο. Συμπεριλάβαμε τα ηλεκτρόνια ως αντιπροσωπευτικό δείγμα ηλεκτρομαγνητικού shower, τα πιόνια ως αντιπροσωπευτικό δείγμα αδρονικού shower και τα μόνια ως αντιπροσωπευτικό δείγμα κοσμικών ακτίνων. Για κάθε ένα από αυτά τα σωματίδια σχεδιάζουμε το z_{point} συναρτήσει του z_{track} για κάθε κανάλι (768 συνολικά), εφαρμόζουμε ένα πολυώνυμο δεύτερου βαθμού στα ιστογράμματα αυτά και ελέγχουμε τον συντελεστή p_2 του τετραγωνικού όρου. Στο Σχήμα 13 παρουσιάζουμε ενδεικτικά τέσσερα ιστογράμματα του z_{point} συναρτήσει του z_{track} , ένα για κάθε Layer. Έχουμε συνολικά 768 τέτοια ιστογράμματα και η συμπεριφορά τους είναι παρόμοια με αυτή του Σχήματος 13. Αυτό σημαίνει ότι τα ιστογράμματα που προέρχονται από το Layer 1 διαφορετικών τμημάτων είναι παρόμοια, αυτά που προέρχονται από το Layer 2 είναι

παρόμοια, κτλ.

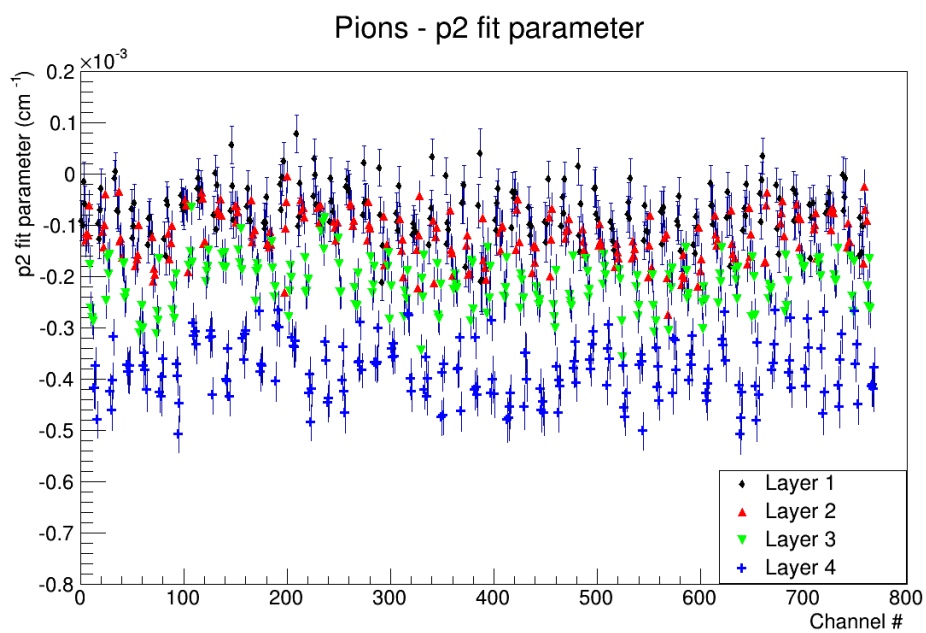


Σχήμα 13: Παραδείγματα συσχέτισης των z_{track} και z_{point} για διαφορετικά Layers και εφαρμογή τετραγωνικής σχέσης στα δεδομένα.

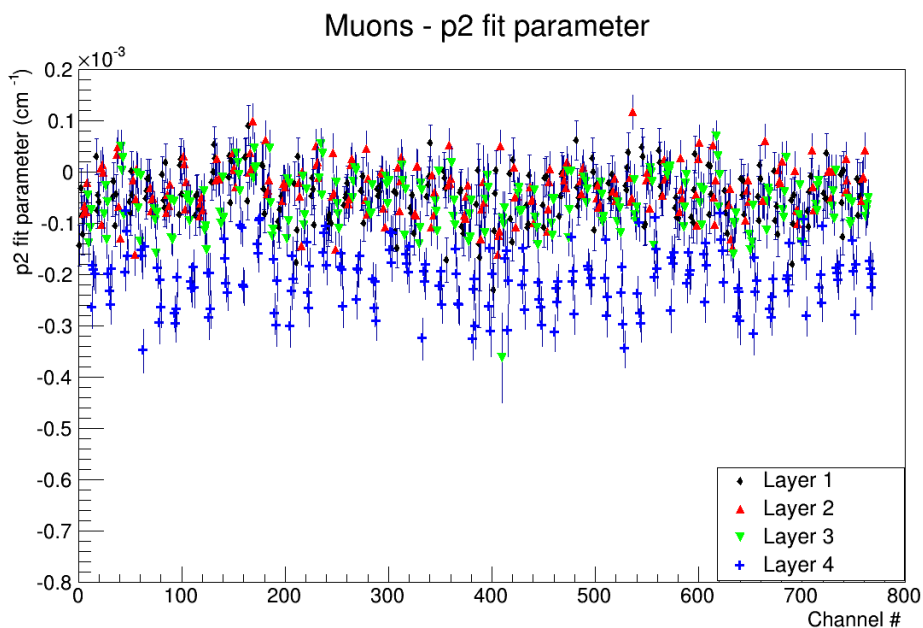
Παρατηρούμε ότι ακόμα και με γυμνό μάτι είναι εμφανής η ύπαρξη καμπυλότητας στα δεδομένα καθώς πηγαίνουμε από το Layer 1 στο Layer 4. Προκειμένου να ποσοτικοποιήσουμε τον βαθμό της καμπυλότητας σχεδιάζουμε τον συντελεστή p_2 της τετραγωνικής σχέσης για κάθε κανάλι και για κάθε ένα από τα σωματίδια που εξετάσαμε στα Monte Carlo simulations. Οι συντελεστές αυτοί εμφανίζονται στα Σχήματα 14 έως 16.



Σχήμα 14: Ο συντελεστής του τετραγωνικού όρου για ηλεκτρόνια και για κάθε κανάλι του BCAL



Σχήμα 15: Ο συντελεστής του τετραγωνικού όρου για πιόνια και για κάθε κανάλι του BCAL



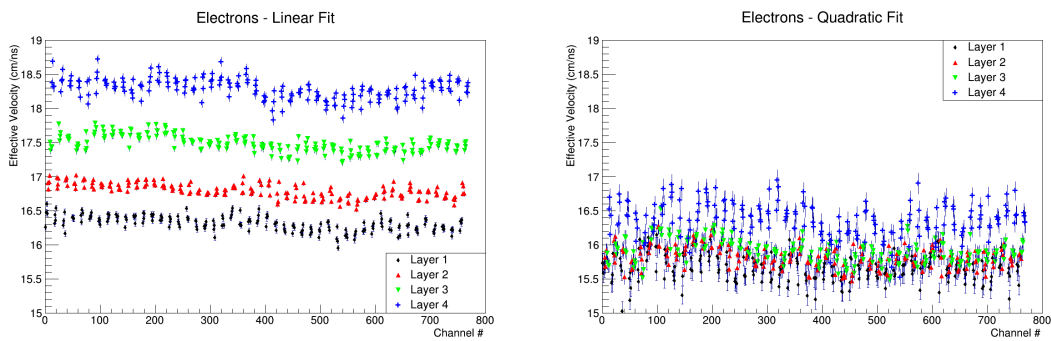
Σχήμα 16: Ο συντελεστής του τετραγωνικού όρου για μόνια και για κάθε κανάλι του BCAL

Από τα παραπάνω ιστογράμματα μπορούμε να εξάγουμε τα εξής συμπεράσματα:

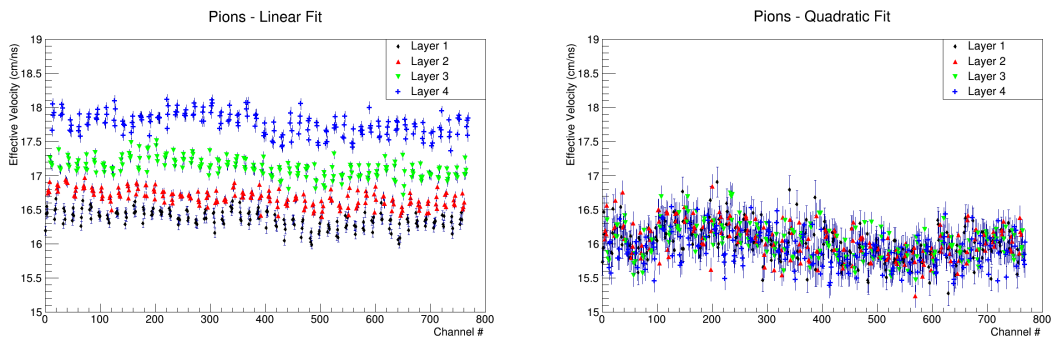
1. Ο συντελεστής του τετραγωνικού όρου είναι μη μηδενικός, μολονότι μικρός σε μέγεθος. Αυτό επιβεβαιώνει την βασική και κύρια υπόθεσή μας ότι το φαινόμενο μήκος σε κάθε Layer εξαρτάται από την πολική γωνία θ ή, γενικότερα, ότι οι διαφορετικές ταχύτητες του φωτός που παρατηρούμε σε κάθε Layer οφείλονται στη γεωμετρία του BCAL και στον τρόπο με τον οποίο εξελίσσονται τα showers εντός αυτού.
2. Ο συντελεστής του τετραγωνικού όρου εξαρτάται από το Layer. Συγκεκριμένα, όσο μεγαλύτερη είναι η ακτινική διάσταση του Layer, τόσο μεγαλύτερη είναι η τιμή του συντελεστή του τετραγωνικού όρου. Το αποτέλεσμα αυτό είναι αναμενόμενο καθώς όπως αναφέραμε ήδη (και όπως επιβεβαιώνει το Σχήμα 13) περιμένουμε εντονότερη ύπαρξη καμπυλότητας στο Layer 4 από ότι στο Layer 1.
3. Τα ηλεκτρομαγνητικά και τα αδρονικά showers (ηλεκτρόνια και πιόνια) δίνουν παρόμοια τετραγωνική συσχέτιση μεταξύ των ποσοτήτων z_{point} και z_{track} (οι συντελεστές p_2 έχουν παραπλήσιες τιμές για κάθε Layer).

4. Τα μόνια, αντιθέτως, δίνουν ελαφρώς μικρότερες τιμές για τον συντελεστή p_2 .

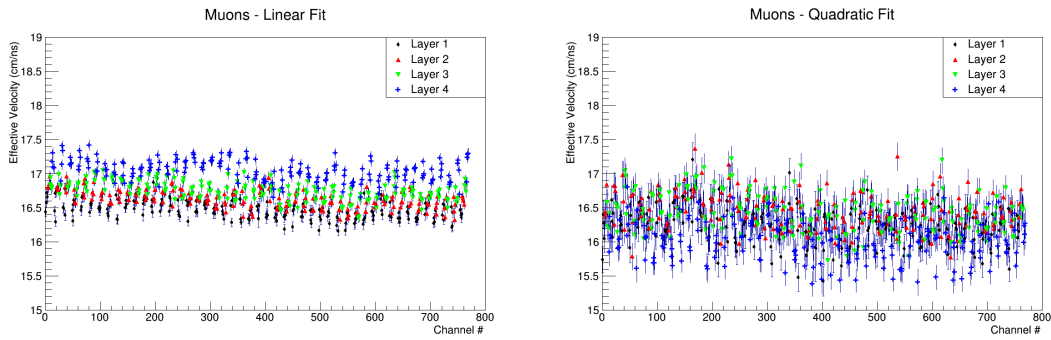
Δεδομένων αυτών των αποτελεσμάτων, και κυρίως του γεγονότος ότι ο συντελεστής p_2 του τετραγωνικού όρου εξαρτάται από το Layer, όπως ακριβώς και η ενεργός ταχύτητα, προχωρήσαμε στον εκ νέου υπολογισμό της ενεργού ταχύτητας για κάθε κανάλι, αυτή τη φορά εφαρμόζοντας όχι μόνο γραμμικό fit αλλά συμπεριλαμβάνοντας και τον τετραγωνικό όρο. Στα Σχήματα 17 έως 19 εμφανίζονται οι τιμές της ταχύτητας για κάθε κανάλι και για κάθε σωματίδιο όπως προκύπτουν από τα δεδομένα των Monte Carlo simulations τόσο για γραμμικό fit όσο και για τετραγωνικό fit.



Σχήμα 17: Ενεργός ταχύτητα του φωτός ανά κανάλι, υπολογισμένη από ηλεκτρόνια, όταν εφαρμόζουμε γραμμικό fit (αριστερά) και τετραγωνικό fit (δεξιά).



Σχήμα 18: Ενεργός ταχύτητα του φωτός ανά κανάλι, υπολογισμένη από πιόνια, όταν εφαρμόζουμε γραμμικό fit (αριστερά) και τετραγωνικό fit (δεξιά).

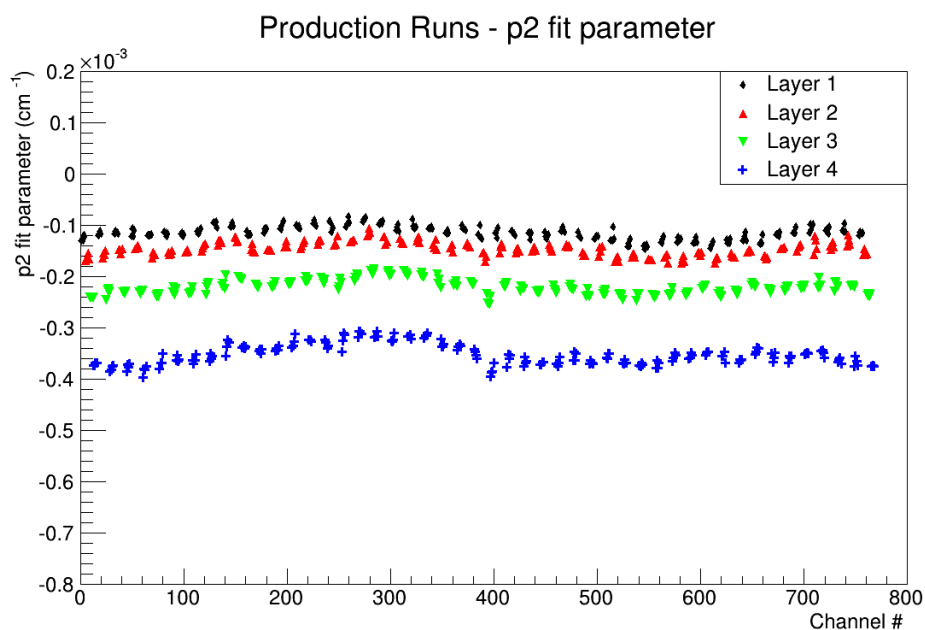


Σχήμα 19: Ενεργός ταχύτητα του φωτός ανά κανάλι, υπολογισμένη από μόνια, όταν εφαρμόσουμε γραμμικό fit (αριστερά) και τετραγωνικό fit (δεξιά).

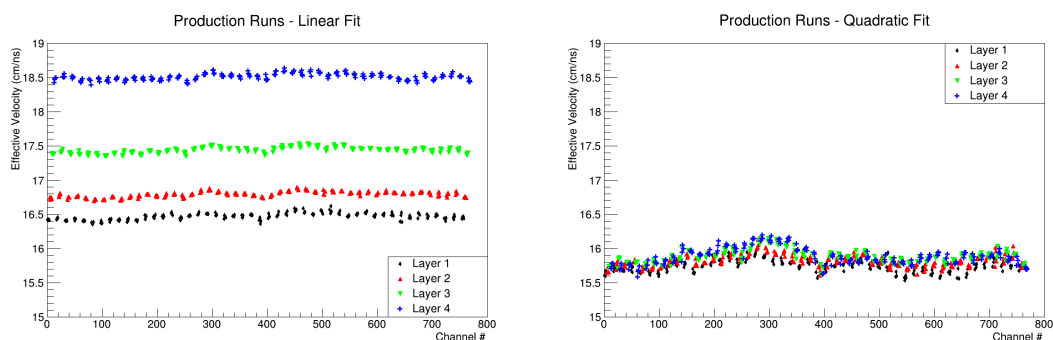
Παρατηρούμε ότι η εισαγωγή του τετραγωνικού όρου στην προσαρμοζόμενη συνάρτηση "βελτιώνει" τις τιμές της ενεργού ταχύτητας υπό την έννοια ότι μειώνει την εξάρτησή τους από το Layer. Το αποτέλεσμα αυτό ισχύει τόσο για τα ηλεκτρόνια όσο και για τα πτόνια. Τα μόνια δεν παρουσιάζουν μεγάλες διαφορές είτε χρησιμοποιήσουμε το γραμμικό είτε το τετραγωνικό fit. Αυτό οφείλεται στο ότι τα μιονικά showers έχουν πολύ μικρότερο "άνοιγμα" όταν διέρχονται από το BCAL και το φαινόμενο μήκος των οπτικών ινών είναι περίπου το ίδιο για όλα τα Layers.

Υπενθυμίζουμε ότι τα παραπάνω αποτελέσματα προήλθαν από Monte Carlo simulations. Γνωρίζοντας, πλέον, ότι αναμένουμε την ίδια περίπου συμπεριφορά για ηλεκτρομαγνητικά και αδρονικά showers, προχωρήσαμε στον επανυπολογισμό του συντελεστή του τετραγωνικού όρου καθώς και των ενεργών ταχυτήτων για κάθε κανάλι χρησιμοποιώντας αυτή τη φορά πειραματικά δεδομένα από το Run που έλαβε χώρα στο Jefferson Lab την άνοιξη του 2016. Αξίζει να τονιστεί ότι τα ηλεκτρομαγνητικά και τα αδρονικά showers αποτελούν τη συντριπτική πλειοψηφία των γεγονότων που καταγράφονται στο BCAL. Πληθώρα μιονικών γεγονότων παίρνουμε μόνο όταν αναλύουμε δεδομένα κοσμικών ακτίνων. Στο Σχήμα 20 παρουσιάζουμε τον συντελεστή του τετραγωνικού όρου όπως προκύπτει από τα Production Runs της άνοιξης του 2016. Η εξάρτηση του συντελεστή από το Layer είναι ξεκάθαρη και πολύ πιο διακριτή από τα simulation data λόγω των αμελητέων σφαλμάτων (η στατιστική των production Runs είναι υπερπολλαπλάσια των 100k events που χρησιμοποιήσαμε στο Monte Carlo).

Στο Σχήμα 21 παρουσιάζουμε τις τιμές της ενεργού ταχύτητας ανά κανάλι όπως υπολογίζονται από τα production Runs χρησιμοποιώντας γραμμικό και τετραγωνικό fit. Είναι αξιοσημείωτο ότι η εισαγωγή του τετραγωνικού όρου εξαφανίζει σχεδόν την εξάρτηση της ενεργού ταχύτητας από το Layer, επιβεβαιώνοντας άλλη μια φορά την υπόθεσή μας ότι η γεωμετρία του BCAL και των showers είναι αυτή που οφείλεται για αυτή τη διαφοροποίηση.



Σχήμα 20: Ο συντελεστής του τετραγωνικού όρου για κάθε κανάλι του BCAL



Σχήμα 21: Ενεργός ταχύτητα του φωτός ανά κανάλι όταν εφαρμόζουμε γραμμικό fit (αριστερά) και τετραγωνικό fit (δεξιά).

Γνωρίζοντας, πλέον ότι η εισαγωγή ενός τετραγωνικού όρου στη συσχέτιση των z_{point} και z_{track} αφαιρεί την εξάρτηση της ενεργού ταχύτητας από το Layer, το επόμενο βήμα ήταν η εισαγωγή των νέων δεδομένων στον GlueX Reconstruction Software. Προκύπτουν, ωστόσο, οι εξής δύο διαφορετικές προσεγγίσεις:

1. Η πραγματική τιμή της ενεργού ταχύτητας σε κάθε κανάλι είναι αυτή που προκύπτει όταν εισάγουμε και τον τετραγωνικό όρο και αυτή η τιμή θα πρέπει να καταγραφεί στο GlueX Software.

2. Μολονότι η πραγματική τιμή είναι αυτή που προκύπτει μετά την εισαγωγή του τετραγωνικού όρου, θα πρέπει να ληφθεί υπόψη η γεωμετρία των showers και η ιδιαιτερότητα του συστήματος ανάγνωσης του BCAL. Ο τελικός μας στόχος δεν είναι να χρησιμοποιήσουμε την ακριβή ταχύτητα του φωτός σε κάθε κανάλι, αλλά να χρησιμοποιήσουμε την ταχύτητα εκείνη η οποία θα μας δώσει την ακριβέστερη ανακατασκευή της θέσης των γεγονότων στο BCAL.

Από τις δύο παραπάνω προσεγγίσεις επιλέχτηκε η δεύτερη ως βέλτιστη, ήτοι να ανανεώσουμε το GlueX Reconstruction Software χρησιμοποιώντας τις τιμές της ταχύτητας που εξαρτώνται από το Layer, καθώς αυτές λαμβάνουν υπόψη τις ιδιαιτερότητες τόσο του BCAL όσο και του τρόπου εξέλιξης των showers εντός του. Στον Πίνακα 2 καταγράφονται για πληρότητα τόσο οι τιμές της ταχύτητας που εξαρτώνται από το Layer (και χρησιμοποιούνται, πλέον, στο GlueX Reconstruction Software) όσο και οι τιμές της ταχύτητας που δεν εξαρτώνται από το Layer. Παρουσιάζονται ενδεικτικά μόνο τα πρώτα 16 κανάλια του BCAL, τα οποία αντικατοπτρίζουν πλήρως της συμπεριφορά και των υπολοίπων καναλιών (συνολικά 768 κανάλια, και οι τιμές σχεδόν επαναλαμβάνονται σε κάθε 16άδα). Τέλος, στον ίδιο πίνακα καταγράφονται και οι συντελεστές του τετραγωνικού όρου μέσω του οποίου προκύπτουν οι ανεξάρτητες από το Layer τιμές της ταχύτητας, καθώς η χρήση αυτών των τιμών συνεπάγεται και την εισαγωγή του τετραγωνικού όρου με τους συντελεστές που παραθέτουμε.

Στο σημείο αυτό θα μπορούσε κανείς να αναρωτηθεί γιατί μπήκαμε σε όλον αυτόν τον κόπο να υπολογίσουμε τις ακριβείς τιμές της ταχύτητας σε κάθε κανάλι, αφού στο τέλος επιλέξαμε να χρησιμοποιήσουμε τις τιμές που εξαρτώνται από το Layer. Ο λόγος είναι διττός: α) η τιμή που χρησιμοποιούταν παλαιότερα στο GlueX Software ήταν σταθερή και ίση με $16.75 \frac{cm}{ns}$ για κάθε κανάλι, οπότε η χρήση του σετ τιμών που εξαρτάται από το Layer βελτιώνει σημαντικά την ακρίβεια της ανακατασκευής τροχιών και β) δεν θα μπορούσαμε να γνωρίζουμε εκ των προτέρων ποιο σετ τιμών δίνει τα καλύτερα αποτελέσματα αν δεν εξετάζαμε εξαντλητικά όλες τις περιπτώσεις. Επιπροσθέτως, η ενδελεχής κατανόηση του BCAL και της ενεργού ταχύτητας που προέκυψε μέσω της παραπάνω διαδικασίας μας άνοιξε το δρόμο για περαιτέρω βελτιώσεις, όπως περιγράφουμε στη συνέχεια.

Effective Speed of Light		
Layer Dependent Values	Layer Independent Values	
Effective Speed	Effective Speed	Quadratic Term
16,415	15,602	-0,00013
16,410	15,594	-0,00013
16,424	15,666	-0,00012
16,412	15,649	-0,00012
16,744	15,646	-0,00017
16,713	15,648	-0,00017
16,745	15,739	-0,00016
16,726	15,652	-0,00017
17,372	15,727	-0,00024
17,384	15,730	-0,00024
17,368	15,718	-0,00024
17,370	15,719	-0,00024
18,416	15,694	-0,00038
18,464	15,724	-0,00038
18,485	15,773	-0,00037
18,489	15,775	-0,00037

Πίνακας 2: Η ενεργός ταχύτητα (Layer dependent/independent) για τα πρώτα 16 κανάλια του BCAL (τέσσερα κανάλια σε κάθε Layer, ξεκινώντας από το Layer 1)

4.4 Ανακατασκευή θέσης

Ο βασικός στόχος αυτής της μελέτης ήταν να οδηγήσει σε αλλαγές οι οποίες θα βελτιώνουν την ανακατασκευή θέσης των σωματιδίων που διέρχονται από το BCAL. Η εμπειρία που αποκομίσαμε από την ανάλυση των ενεργών ταχυτήτων μας υπέδειξε τον δρόμο για τις επόμενες αλλαγές. Αποφασίσαμε να ακολουθήσουμε μια εμπειρική προσέγγιση η οποία συνοψίζεται στα ακόλουθα βήματα:

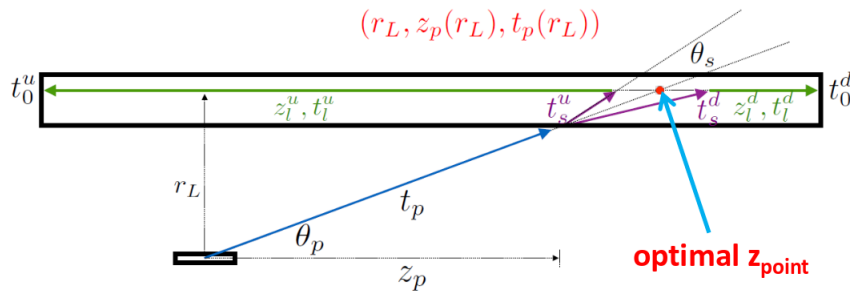
- Χρήση χρονικής πληροφορίας καθώς και πληροφορίας που προέρχεται από τα tracking systems του GlueX και μόνο (δεν χρησιμοποιούμε, πλέον, το z_{point} σε ό,τι ακολουθεί)
- Αντί για ιστογράμματα της μορφής $z_{point} = f(z_{track})$ σχεδιάζουμε το z_{track} συναρτήσει του Δt , δηλαδή της διαφοράς χρόνου που μετρείται στο upstream και downstream μέρος του ανιχνευτή:

$$z_{track} = p_0 + p_1 \cdot \Delta t + p_2 \cdot (\Delta t)^2 \quad (6)$$

- Προσαρμογή πολυωνύμου στα παραπάνω γραφήματα και εξαγωγή των συντελεστών p_i
- Χρήση αυτών των συντελεστών προκειμένου να **ορίσουμε** το νέο z_{point} ως:

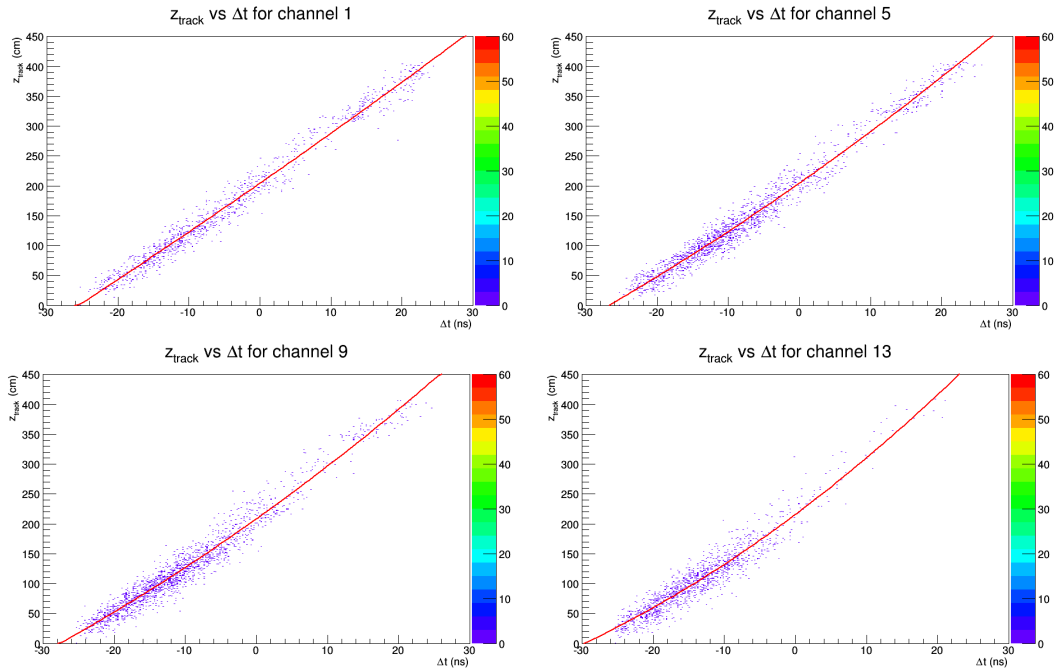
$$z_{point} = p_0 + p_1 \cdot \Delta t + p_2 \cdot (\Delta t)^2 \quad (7)$$

Ο λόγος που επιλέξαμε αυτήν την εμπειρική προσέγγιση είναι ότι, ιδανικά, θα θέλαμε το z_{point} να "ακολουθεί" όσο πιο πιστά γίνεται το z_{track} . Στο Σχήμα 22 απεικονίζεται η βέλτιστη ανακατασκευή του z_{point} μέσω της παραπάνω μεθόδου, για ένα δεδομένο shower.



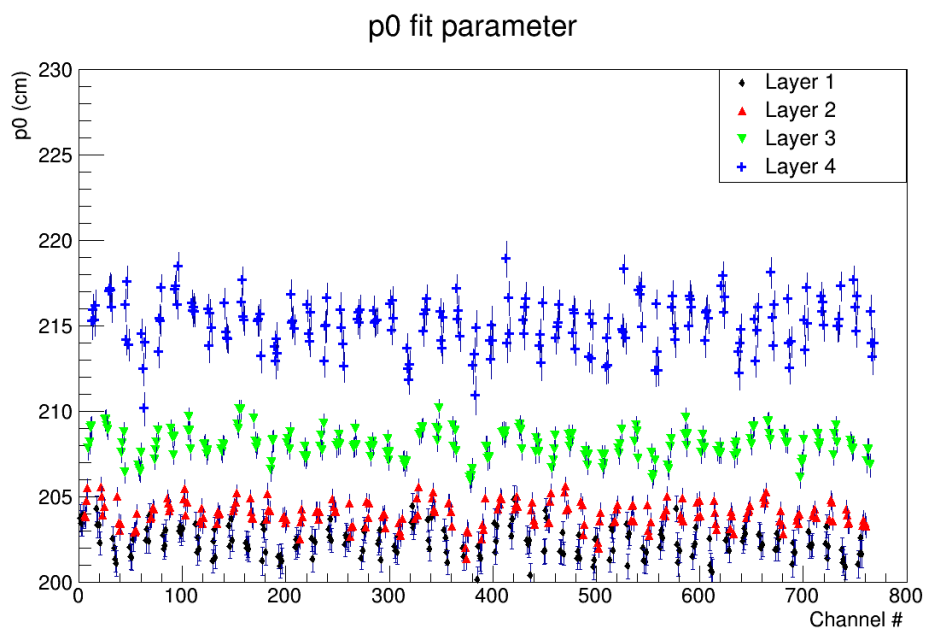
Σχήμα 22: Η βέλτιστη ανακατασκευή του z_{point} για το δεδομένο shower.

Όπως και κατά την προηγούμενη ανάλυσή μας, ελέγξαμε την συμπεριφορά της σχέσης z_{track} τόσο σε δεδομένα από Monte Carlo simulations, όσο και σε πραγματικά δεδομένα από τα production Runs της άνοιξης του 2016. Στο Σχήμα 23 απεικονίζεται η συσχέτιση του z_{track} ως προς το Δt , παρουσιάζοντας τέσσερα ενδεικτικά ιστογράμματα, ένα για κάθε Layer. Η συμπεριφορά για τα υπόλοιπα 764 κανάλια είναι παρόμοια με αυτήν που παρουσιάζουμε εδώ.

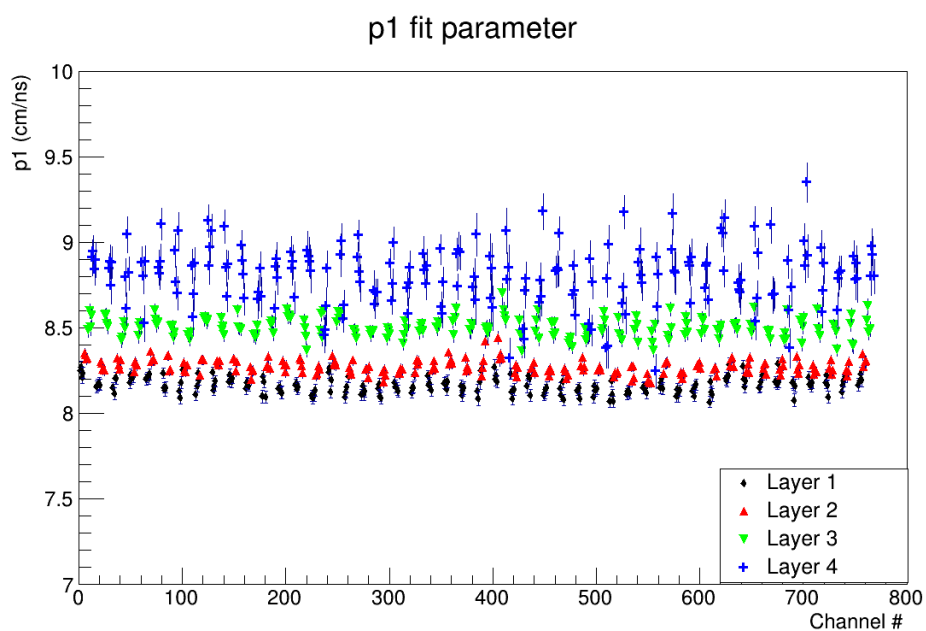


Σχήμα 23: Η συντεταγμένη z_{track} συνάρτησε του Δt για διαφορετικά Layers, όπως προκύπτει από Monte Carlo simulations για φορτισμένα πιόνια.

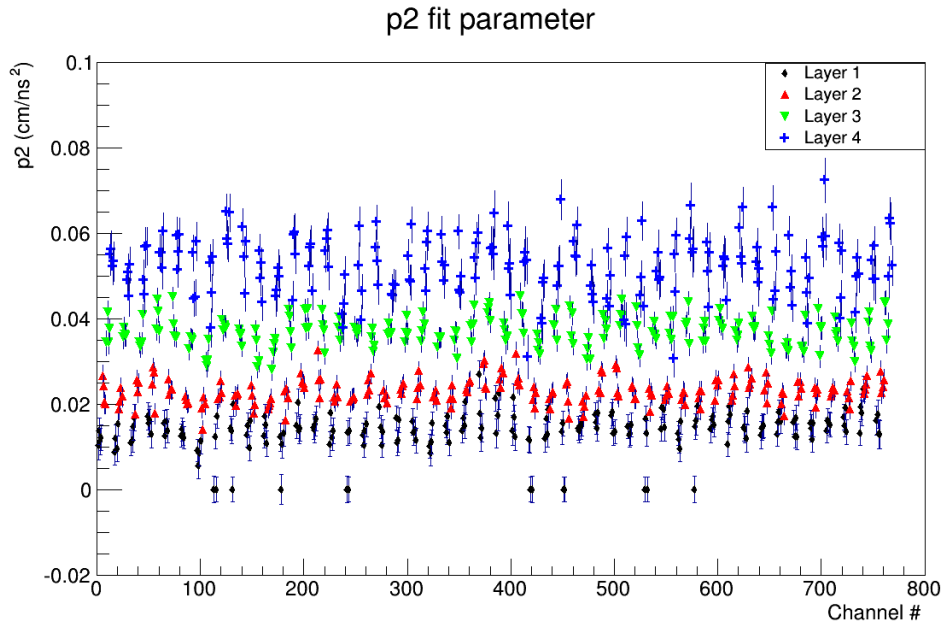
Παρατηρούμε ποιοτικά ότι η καμπυλότητα μεγαλώνει καθώς κινούμαστε από το Layer 1 στο Layer 4, όπως αναμέναμε. Τα ιστογράμματα αυτά μοιάζουν οπτικά (αν και έχουν αντίθετη καμπυλότητα) με αυτά που παρουσιάσαμε στο Σχήμα 13, ωστόσο αξίζει να σημειώσουμε ότι εδώ ο άξονας x δεν περιέχει, πλέον, την συντεταγμένη θέσης, αλλά τη διαφορά των χρόνων που μετριοούνται από τα δύο άκρα του ανιχνευτή. Παρατηρούμε ότι τα περισσότερα σημεία κείτονται σε αρνητικούς χρόνους Δt (το οποίο όπως θα δούμε συμβαίνει και στα πραγματικά δεδομένα). Αυτό σημαίνει ότι τα περισσότερα σωματίδια διέρχονται από το upstream-half του ανιχνευτή (από 0cm έως 212cm), καθώς τότε ισχύει η ανισότητα $t_{up} < t_{down}$, καθιστώντας το $\Delta t = t_{up} - t_{down}$ αρνητικό. Αυτό θα έπρεπε να το περιμένουμε καθώς το GlueX είναι πείραμα σταθερού στόχου και ο στόχος είναι τοποθετημένος έκκεντρα, στα 65cm. Στα Σχήματα 24 έως 26 απεικονίζονται οι συντελεστές του πολυωνυμικού fit.



Σχήμα 24: Η σταθερά p_0 για κάθε κανάλι, όπως προκύπτει από Monte Carlo simulations για φορτισμένα πιόνια.



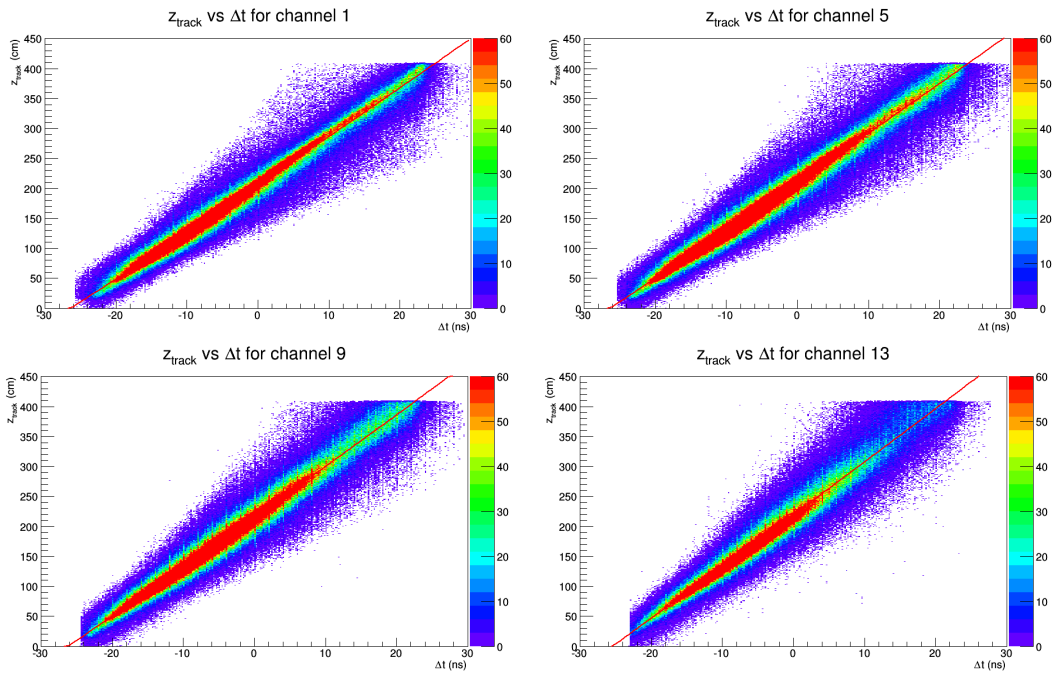
Σχήμα 25: Ο συντελεστής p_1 του γραμμικού όρου για κάθε κανάλι, όπως προκύπτει από Monte Carlo simulations για φορτισμένα πιόνια.



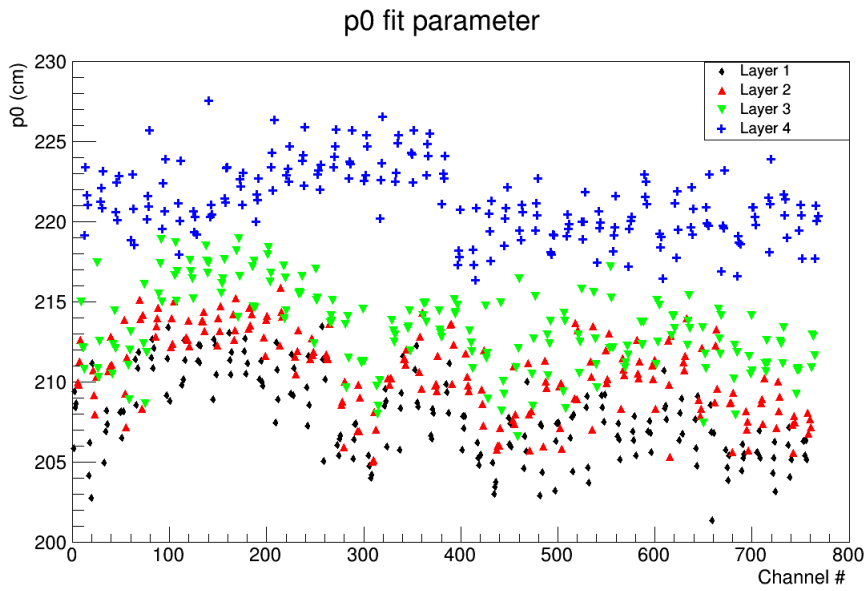
Σχήμα 26: Ο συντελεστής p_2 του τετραγωνικού όρου για κάθε κανάλι, όπως προκύπτει από Monte Carlo simulations για φορτισμένα πόνια.

Στη συνέχεια επαναλάβουμε την ίδια διαδικασία χρησιμοποιώντας πραγματικά δεδομένα από το Run της άνοιξης του 2016. Στο Σχήμα 27 παρουσιάζονται ενδεικτικά τα αποτελέσματα από τέσσερα κανάλια, ένα για κάθε Layer. Η συμπεριφορά των υπολοίπων καναλιών είναι παρόμοια (ανά Layer) με τα τέσσερα ιστογράμματα που παρουσιάζουμε εδώ. Ποιοτικά παρατηρούμε ότι και εδώ η πλειοψηφία των πειραματικών σημείων βρίσκεται στο upstream-half του BCAL (πλειοψηφούν οι αρνητικοί χρόνοι Δt). Παρατηρούμε, επίσης, σε συμφωνία με τα δεδομένα Monte Carlo, ότι καθώς κινούμαστε από το Layer 1 στο Layer 4 η καμπυλότητα μεγαλώνει, μολονότι όχι τόσο έντονα όσο στα δεδομένα Monte Carlo (το οποίο οφείλεται κυρίως στην πολύ μεγαλύτερη στατιστική του production Run).

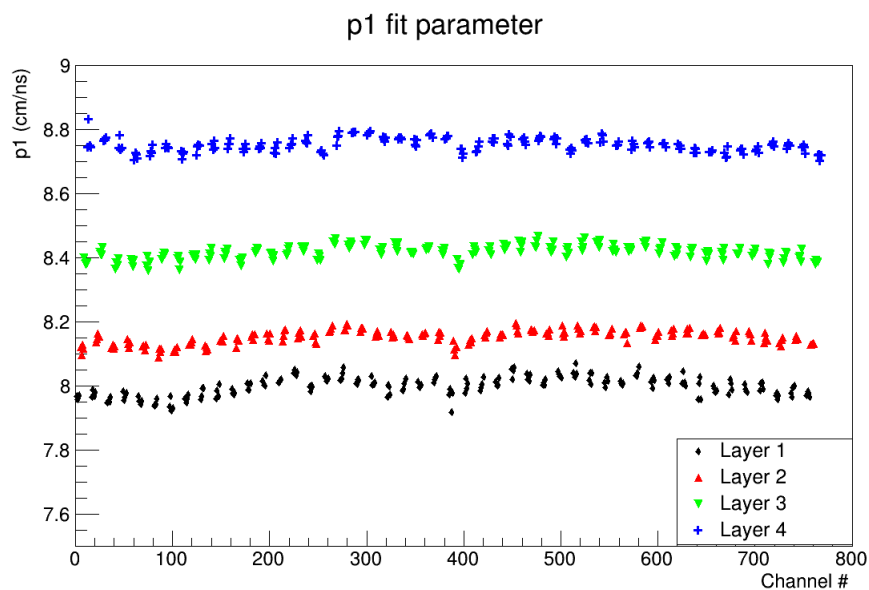
Στα δεδομένα αυτά εφαρμόσαμε πολυωνυμικό fit δεύτερου βαθμού και εξαγάγαμε τους συντελεστές p_i . Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στα Σχήματα 28 έως 30.



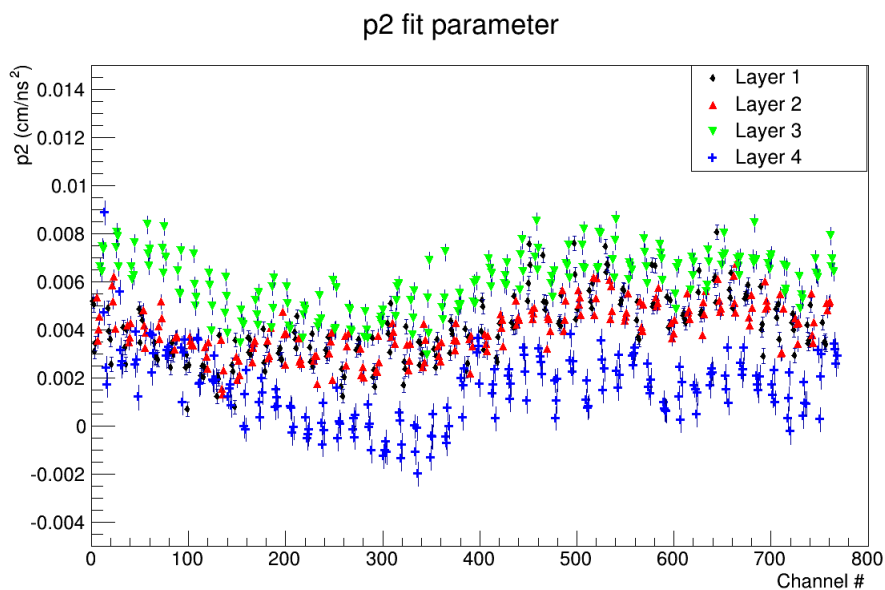
Σχήμα 27: Η συντεταγμένη z_{track} συναρτήσει του Δt για διαφορετικά Layers, όπως προκύπτει από το production Run του 2016.



Σχήμα 28: Η σταθερά ρ_0 για κάθε κανάλι, όπως προκύπτει από πραγματικά δεδομένα. Παρατηρούμε την ύπαρξη πιθανής φ-εξάρτησης.



Σχήμα 29: Ο συντελεστής p_1 του γραμμικού όρου για κάθε κανάλι, όπως προκύπτει από πραγματικά δεδομένα.



Σχήμα 30: Ο συντελεστής p_2 του τετραγωνικού όρου για κάθε κανάλι, όπως προκύπτει από πραγματικά δεδομένα.

Αν εξαιρέσουμε τα πολύ μικρότερα σφάλματα στα πειραματικά δεδομένα (μεγαλύτερη στατιστική), η συμπεριφορά των τριών συντελεστών p_i είναι παρόμοια τόσο για δεδομένα Monte Carlo όσο και για πραγματικά δεδομένα. Η μεγαλύτερη απόκλιση παρατηρείται στον συντελεστή p_2 , ο οποίος και εμπεριέχει την καμπυλότητα των ιστογραμμάτων που παρουσιάσαμε και, όπως ήδη αναφέραμε, τονίζεται ιδιαίτερος στα δεδομένα Monte Carlo λόγω της έλλειψης ικανής στατιστικής.

Οι συντελεστές p_i που πήραμε από την ανάλυση των δεδομένων του production Run της άνοιξης του 2016 (Σχήματα 28 έως 30) εισήχθησαν στο GlueX Reconstruction Software ορίζοντας εκ του μηδενός τη συντεταγμένη z_{point} των σωματιδίων που αφήνουν hits στο BCAL ως εξής:

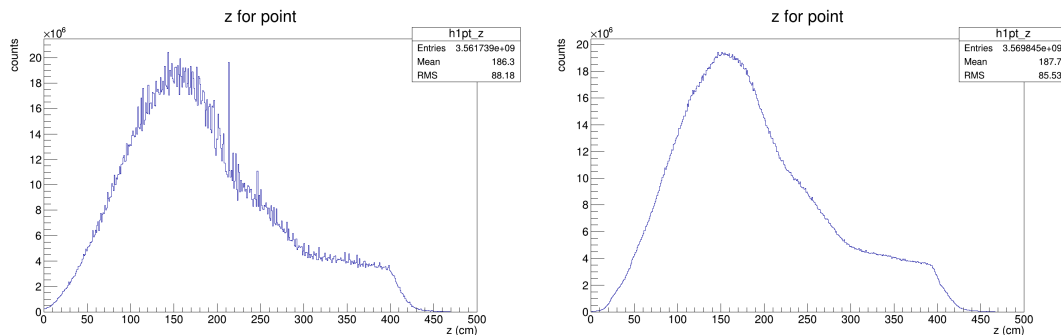
$$z_{point} = p_0 + p_1 \cdot \Delta t + p_2 \cdot (\Delta t)^2 \quad (8)$$

Αξίζει, εδώ, να παραθέσουμε επίσης τον τρόπο με τον οποίο υπολογιζόταν η ίδια συντεταγμένη παλαιότερα, πριν την ολοκλήρωση αυτής της εργασίας:

$$z_{point} = \frac{c_{eff} \cdot \Delta t}{2} \quad (9)$$

Όπου ως c_{eff} χρησιμοποιούταν η σταθερή τιμή των $16.75 \frac{cm}{ns}$.

Όπως αναφέραμε και προηγουμένως, σκοπός όλης αυτής της μελέτης ήταν η βελτίωση της ανακατασκευής θέσης των σωματιδίων που διέρχονται από το BCAL. Ως επιστέγασμα αυτής της προσπάθειας παρουσιάζουμε τέσσερα ιστογράμματα που σκοπό έχουν την ποιοτική εποπτεία της συμπεριφοράς της νέας συντεταγμένης z_{point} .

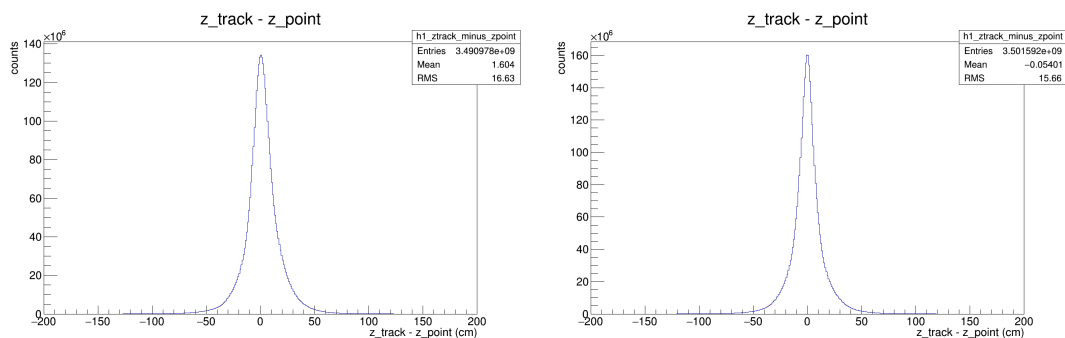


Σχήμα 31: Η z -συντεταγμένη των BCAL hits όπως υπολογιζόταν στο παρελθόν (αριστερά) και όπως υπολογίζεται τώρα (δεξιά).

Στο Σχήμα 31 παρουσιάζουμε την z -συντεταγμένη των BCAL hits όπως υπολογιζόταν στο παρελθόν (αριστερά) και όπως υπολογίζεται τώρα (δεξιά). Μολονότι η γενική συμπεριφορά είναι η ίδια, παρατηρούμε σαφή βελτίωση στην ποιότητα

του ιστογράμματος (έχουν εξαλειφθεί οι απρόβλεπτες κορυφές σε τυχαία σημεία z). Σημειώνουμε ότι η διαμέριση του x -άξονα είναι ακριβώς η ίδια στα δύο ιστογράμματα. Ως εκ τούτου, η παρατηρούμενη ομαλοποίηση οφείλεται αποκλειστικά στον νέο τρόπο υπολογισμού του z_{point} .

Στο Σχήμα 32 παρουσιάζουμε την διαφορά $z_{track} - z_{point}$ όπως υπολογιζόταν στο παρελθόν (αριστερά) και όπως υπολογίζεται τώρα (δεξιά). Μολονότι τα δύο ιστογράμματα δεν παρουσιάζουν σημαντικές ποιοτικές διαφορές, παρατηρούμε στη σύνοψη της στατιστικής κάθε ιστογράμματος ότι με τον νέο τρόπο υπολογισμού του z_{point} υπάρχει βελτίωση της ανακατασκευής θέσης κατά δύο τάξεις μεγέθους (ο μέσος όρος από 1.604cm έχει πέσει στα -0.054cm). Το εύρος της κατανομής έχει επίσης μειωθεί κατά μια μονάδα (από 16.63cm σε 15.66cm). Η βελτίωση αυτή στην ανακατασκευή θέσης αποκτά ακόμα μεγαλύτερη αξιοπιστία αν αναλογιστούμε ότι το κάθε ιστόγραμμα του Σχήματος 32 περιέχει 150 εκατομμύρια entries.



Σχήμα 32: Η διαφορά $z_{track} - z_{point}$ όπως υπολογιζόταν στο παρελθόν (αριστερά) και όπως υπολογίζεται τώρα (δεξιά).

4.5 Σύνοψη

Ξεκινήσαμε την παρούσα μελέτη προσπαθώντας να υπολογίσουμε την ενεργό ταχύτητα του φωτός σε κάθε κανάλι του BCAL, χρησιμοποιώντας δεδομένα από τροχιές φορτισμένων σωματιδίων. Στην προσπάθειά μας αυτή, θεωρήσαμε αρχικά ότι η z-συντεταγμένη που προκύπτει από την καταγραφή των BCAL hits στα άκρα του ανιχνευτή και η z-συντεταγμένη που προκύπτει από τα tracking systems του GlueX συσχετίζονται γραμμικά. Εξαγάγαμε την ενεργό ταχύτητα βασισμένοι στην υπόθεση αυτή και διαπιστώσαμε ότι η ενεργός ταχύτητα μοιάζει να εξαρτάται από το Layer στο οποίο ανήκει το εκάστοτε κανάλι. Ως μια πρώτη προσέγγιση κατανόησης και ελάττωσης αυτού του φαινομένου εφαρμόσαμε cuts στα πειραματικά σημεία προκειμένου να αφαιρέσουμε από την ανάλυσή μας τα σημεία εκείνα που απέχουν σημαντικά από τη γραμμική συσχέτιση των z-συντεταγμένων. Τα αποτελέσματα ήταν ενθαρρυντικά, αλλά δεν εξαφάνισαν εντελώς την εξάρτηση της ενεργού ταχύτητας από το Layer. Ως εκ τούτου, τροποποιήσαμε την προσέγγισή μας, θεωρώντας ότι αυτή η φαινόμενη εξάρτηση από το Layer ίσως να οφείλεται στον τρόπο με τον οποίο διαβάζεται το σήμα από τα άκρα του BCAL καθώς και στον τρόπο με τον οποίο εξελίσσονται τα showers των σωματιδίων εντός του BCAL. Η γεωμετρική αυτή προσέγγιση μας οδήγησε στο να αναλύσουμε εκ νέου τα δεδομένα, εισάγοντας, πλέον, στην συνάρτηση συσχέτισης των συντεταγμένων και έναν τετραγωνικό όρο. Διαπιστώσαμε πράγματι την ύπαρξη καμπυλότητας στα δεδομένα, η οποία επιβεβαιώθηκε τόσο από τη χρήση πραγματικών δεδομένων όσο και από τη χρήση δεδομένων Monte Carlo. Λαμβάνοντας υπόψη τον νέο τετραγωνικό όρο υπολογίσαμε εκ νέου τις τιμές της ενεργού ταχύτητας για κάθε κανάλι. Καταλήξαμε, έτσι, σε δύο σετ τιμών, ένα εκ των οποίων εξαρτάται από το Layer και ένα το οποίο δεν εξαρτάται. Αποφασίσαμε να διατηρήσουμε στο GlueX Software το σετ εκείνο των τιμών που εξαρτάται από το Layer, καθώς μέσω αυτού λαμβάνεται υπόψη το πεπερασμένο μέγεθος των showers που αναπτύσσονται στο BCAL. Προκειμένου να βελτιστοποιήσουμε την ανακατασκευή θέσης των σωματιδίων που αφήνουν αυτά τα showers, επαναλάβουμε την ανάλυσή μας χρησιμοποιώντας μόνο χρονική πληροφορία καθώς και πληροφορία από τα tracking systems του πειράματος. Ελέγχθησαν τόσο τα πραγματικά δεδομένα όσο και δεδομένα Monte Carlo. Επιβεβαιώσαμε την ύπαρξη καμπυλότητας στα δεδομένα. Προσαρμόσαμε πολυωνυμική συνάρτηση στο ιστόγραμμα κάθε καναλιού και εξαγάγαμε τρεις συντελεστές για κάθε κανάλι. Μέσω των συντελεστών αυτών ορίσαμε νέα z-συντεταγμένη για τα hits που αφήνουν τα σωματίδια εντός του BCAL, η οποία και βελτιώνει σημαντικά την ανακατασκευή θέσης του ανιχνευτή.

Μελλοντικές βελτιώσεις αυτής της μελέτης θα μπορούσαν να πραγματοποιηθούν με τη χρήση του μέσου χρόνου $\frac{t_{up}+t_{down}}{2}$ ο οποίος πολλαπλασιαζόμενος με την ταχύτητα του εν λόγω καναλιού μας δίνει το μήκος του BCAL module. Οποιαδήποτε μείωση στο μήκος του BCAL είναι ευθέως ανάλογη του μεγέθους του shower

στο Layer στο οποίο βρισκόμαστε. Κατ' αυτόν τον τρόπο μπορούμε να επιλέξουμε showers αναλόγως του εύρους τους προκειμένου να βελτιστοποιήσουμε την επιλογή της ενεργού ταχύτητας για το κάθε κανάλι. Συμπερασματικά, ένας συνδυασμός του mean time καθώς και των συντεταγμένων $z_{point} = \frac{c_{eff} \cdot (t_{up} - t_{down})}{2}$ αποτελεί την καλύτερη λύση για επιβεβαίωση και πιθανή βελτίωση των αποτελεσμάτων που παρουσιάσαμε.

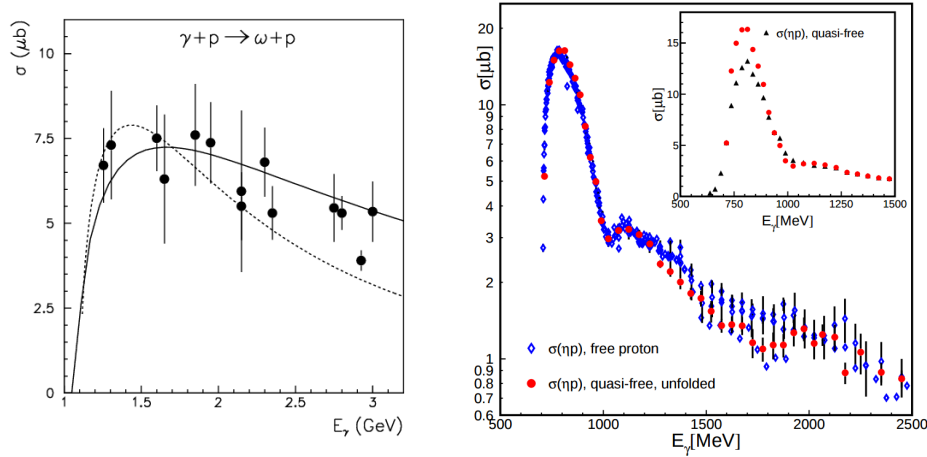
5 Μελέτη των μεσονίων ω και η

5.1 Εισαγωγή

Στο δεύτερο μέρος αυτής της εργασίας μελετάμε την φωτοπαραγωγή των μεσονίων ω και η στο πείραμα GlueX μέσω των exclusive διασπάσεων $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ και $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Βασικός μας στόχος είναι να ελέγξουμε την ανακατασκευή αυτών των μεσονίων μέσω του ανιχνευτή του πειράματος GlueX και να εξάγουμε τον λόγο των ενεργών διατομών τους συναρτήσει της ενέργειας.

Τα μεσόνια η και ω παρουσιάζουν διάφορους τρόπους διάσπασης οι οποίοι καθορίζονται, μεταξύ άλλων, από τους κβαντικούς αριθμούς J^{PC} του κάθε μεσονίου. Το μεσόνιο η έχει μάζα ηρεμίας 548 GeV και $J^{PC} = 0^{-+}$ ενώ το μεσόνιο ω έχει μάζα ηρεμίας 782 GeV και $J^{PC} = 1^{--}$. Και τα δύο μεσόνια είναι ασταθή και παρουσιάζουν ποικίλους τρόπους διάσπασης, τόσο σε φορτισμένα σωματίδια όσο και σε ουδέτερα. Στην παρούσα εργασία ενδιαφερόμαστε για την διάσπαση των εν λόγω σωματιδίων σε τρία πιόνια. Το branching ratio για το μεσόνιο η για τη μετάβαση σε τρία πιόνια είναι $BR(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = 22.9\%$ ενώ το αντίστοιχο branching ratio για το μεσόνιο ω είναι $BR(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = 89.2\%$.

Η ολική ενεργός διατομή για την φωτοπαραγωγή των εν λόγω μεσονίων για ενέργειες έως 3 GeV, όπως μετρήθηκε από προηγούμενα πειράματα [10, 11], δίνεται στο Σχήμα 33. Σημειώνουμε ότι δεν υπάρχουν διαθέσιμα δεδομένα για την ενεργό διατομή της φωτοπαραγωγής του μεσονίου η σε μεγαλύτερες ενέργειες. Το πείραμα GlueX θα επεκτείνει τα διαθέσιμα δεδομένα μέχρι την ενέργεια των 9 GeV.



Σχήμα 33: Η ολική ενεργός διατομή για την φωτοπαραγωγή των μεσονίων ω (αριστερά) και η (δεξιά) για ενέργειες έως 3 GeV.

Από το Σχήμα 33 αναμένουμε ο λόγος $\frac{\sigma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\sigma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}$ να αυξάνεται συναρτήσει

της ενέργειας, καθώς παρατηρούμε ότι έως τα 3 GeV η ενεργός διατομή για το μεσόνιο ω φθίνει ταχύτερα από την αντίστοιχη ενεργό διατομή για το μεσόνιο ϕ . Τονίζουμε εδώ ότι ο υπολογισμός του λόγου αυτού στα πλαίσια αυτής της εργασίας βασίζεται στον ολικό αριθμό των μεσονίων που παρατηρούμε στο πείραμα GlueX και σε καμία περίπτωση δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί για "εκτιμήσεις" της ενεργού διατομής του μεσονίου η για ενέργειες μεγαλύτερες των 3 GeV. Ο υπολογισμός ενεργών διατομών είναι μια κοπιώδης διαδικασία η οποία πραγματοποιείται με εντελώς διαφορετικό τρόπο και απαιτεί λεπτομερείς εκτιμήσεις των bias errors καθώς και της συμπεριφοράς του ανιχνευτή.

5.2 Cut Flow

Όπως αναφέραμε στην εισαγωγή ενδιαφερόμαστε να μελετήσουμε τις exclusive διασπάσεις των μεσονίων ω και η σε τρία πιόνια. Για να μπορέσουμε να εξάγουμε τον συνολικό αριθμό των μεσονίων που παρήχθησαν στο πείραμα GlueX την άνοιξη του 2016 πρέπει να εφαρμόσουμε μια σειρά από κατάλληλα cuts. Ο λόγος είναι η απομόνωση τόσο της exclusive διάσπασης που μας ενδιαφέρει όσο και ο περιορισμός των γεγονότων υποβάθρου. Η πλειοψηφία των cuts που εφαρμόσαμε καθορίζονται στο GlueX software, βασίζονται στα επιμέρους χαρακτηριστικά των υποσυστημάτων του ανιχνευτή και παρουσιάζονται στον Πίνακα 3.

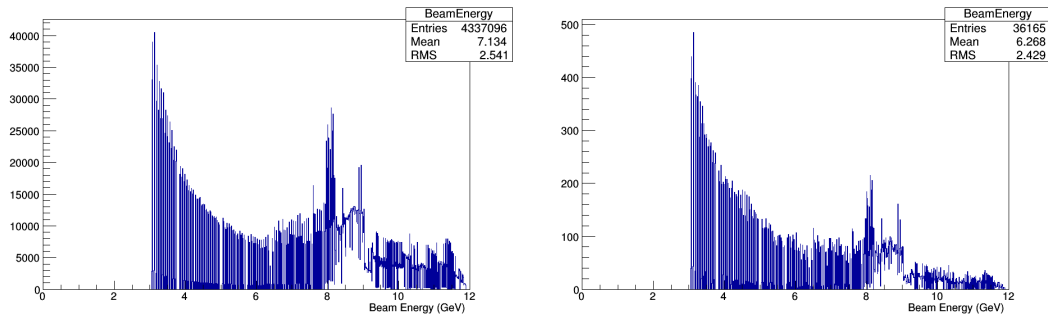
Cut	Cut Flow	
	Omega	Eta
	Percentage of Events Survived (%)	Percentage of Events Survived (%)
No Cut	100,00	100,00
”Has Particle Combos”	15,13	11,89
Beam RF Δt	12,67	10,01
$(MissingMass)^2$	4,35	2,80
PID Δt	2,21	1,33
$\frac{dE}{dx}$	1,76	1,04
Kinematic Fit	0,54	0,03
Kinematic Fit with 5σ convergence	0,04	0,0005

Πίνακας 3: Cut Flow για την απομόνωση του υποβάθρου και την επιλογή των μεσονίων ω και η

Το cut ”has particle combos” κόβει όσα γεγονότα δεν έχουνε συνδυασμούς σωματιδίων, καθώς για τις διασπάσεις που μελετάμε χρειαζόμαστε 2 θετικά σωματίδια, 1 αρνητικό και 2 ουδέτερα τα οποία είναι τα φωτόνια που προέρχονται από την διάσπαση του π^0 . Το Beam RF Δt cut εξασφαλίζει ότι το γεγονός που καταγράφεται αντιστοιχεί σε συγκεκριμένο bunch της δέσμης φωτονίων, το οποίο εξασφαλίζεται μέσω ακριβέστατης χρονικής πληροφορίας που μας παρέχεται από τον επιταχυντή. Το cut στο τετράγωνο της ελλείπουσας μάζας εξασφαλίζει ότι η διάσπαση που μελετάμε είναι exclusive. Το PID Δt cut χρησιμοποιείται για να διαχωρίσουμε τα πρωτόνια από τα θετικά φορτισμένα πιόνια, όπως και το $\frac{dE}{dx}$ cut. Τέλος, το kinematic fitting είναι μια σειρά βημάτων τα οποία εξασφαλίζουν ότι το γεγονός που μελετάμε αντιστοιχεί κινηματικά σε μεσόνια ω ή η .

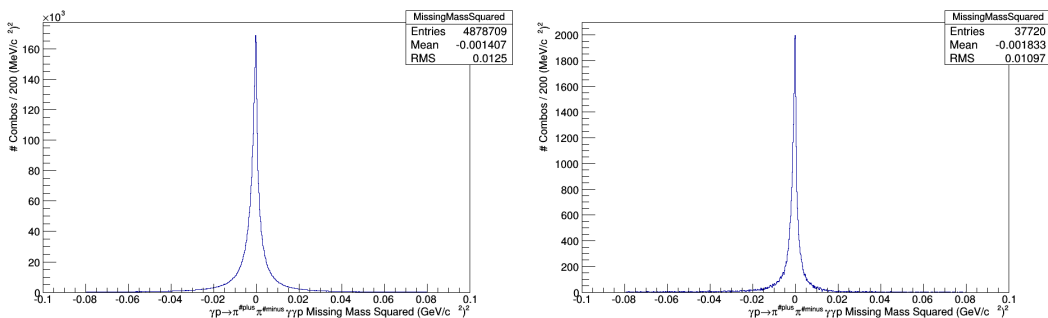
5.3 Υπολογισμός του λόγου $\frac{\sigma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\sigma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}$

Στο Σχήμα 34 παρουσιάζουμε το προφίλ της δέσμης των φωτονίων συναρτήσεως της ενέργειας για γεγονότα που περιλαμβάνουν ω και η μεσόνια. Πέραν της διαφορετικής στατιστικής, το προφίλ για τα δύο μεσόνια είναι ίδιο. Παρατηρούμε τη χαρακτηριστική μορφή του ενεργειακού προφίλ σε ενέργειες από 8 έως 9 GeV περίπου, όπου και βρίσκεται το coherent peak της γραμμικά πολωμένης δέσμης φωτονίων.



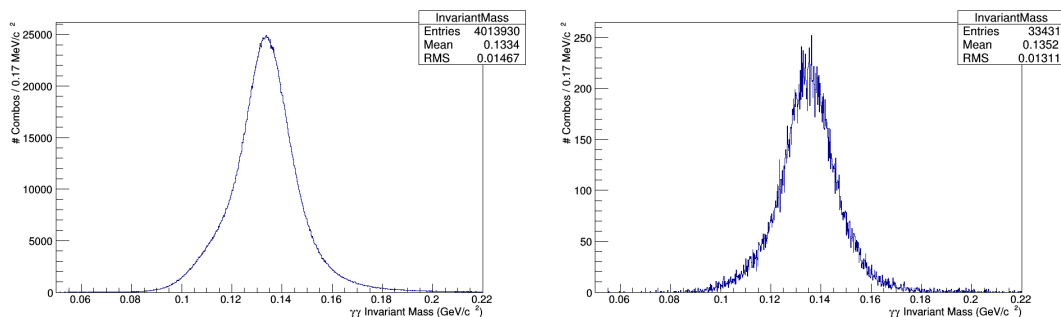
Σχήμα 34: Το προφίλ της δέσμης των φωτονίων συναρτήσεως της ενέργειας για το ω (αριστερά) και το η (δεξιά).

Στο Σχήμα 35 παρουσιάζουμε το τετράγωνο της ελλείπουσας μάζας για τα δύο μεσόνια. Παρατηρούμε ότι και στις δύο περιπτώσεις έχουμε μια πολύ στενή κατανομή κεντραρισμένη στο μηδέν. Ο λόγος που παίρνουμε αυτό το προφίλ είναι ότι στα cuts που εφαρμόσαμε εξαρχής έχουμε συμπεριλάβει την απαίτησή μας η διάσπαση των δύο μεσονίων να είναι exclusive, ήτοι να ανιχνεύονται όλα τα σωματίδια της τελικής κατάστασης.



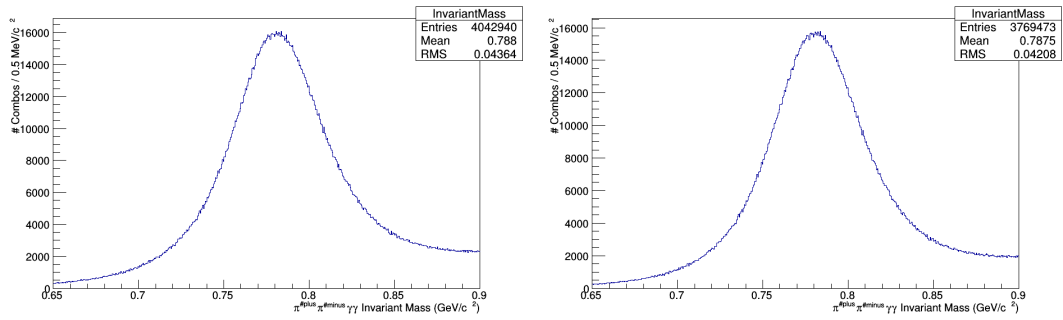
Σχήμα 35: Το τετράγωνο της ελλείπουσας μάζας για το ω (αριστερά) και το η (δεξιά).

Στο Σχήμα 36 παρουσιάζουμε την αναλλοίωτη μάζα του π^0 που παράγεται κατά την διάσπαση των μεσονίων ω και η . Το ιστόγραμμα που αντιστοιχεί στο μεσόνιο η εμφανίζει έντονες διακυμάνσεις λόγω της μειωμένης στατιστικής σε σχέση με το αντίστοιχο ιστόγραμμα του μεσονίου ω . Πέραν αυτού, και τα δύο ιστογράμματα εμφανίζουν μια μέση τιμή πολύ κοντά στην μάζα του π^0 , το οποίο αποτελεί ένα μικρό δείγμα των δυνατοτήτων ανακατασκευής σωματιδίων του ανιχνευτή του πειράματος.

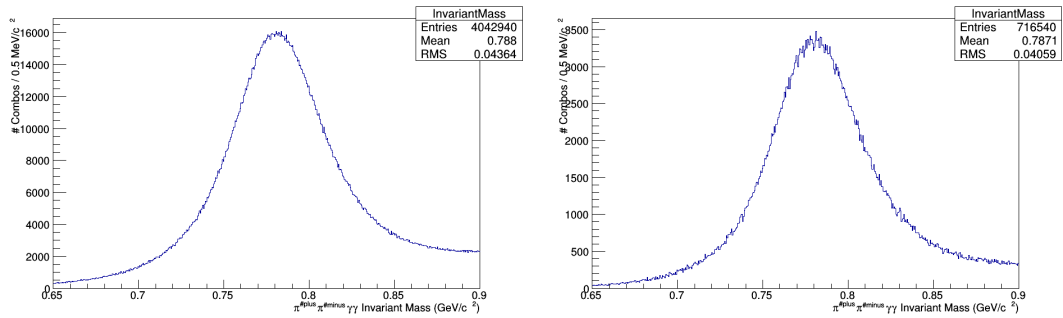


Σχήμα 36: Η αναλλοίωτη μάζα του π^0 που προέρχεται από την διάσπαση του ω (αριστερά) και του η (δεξιά).

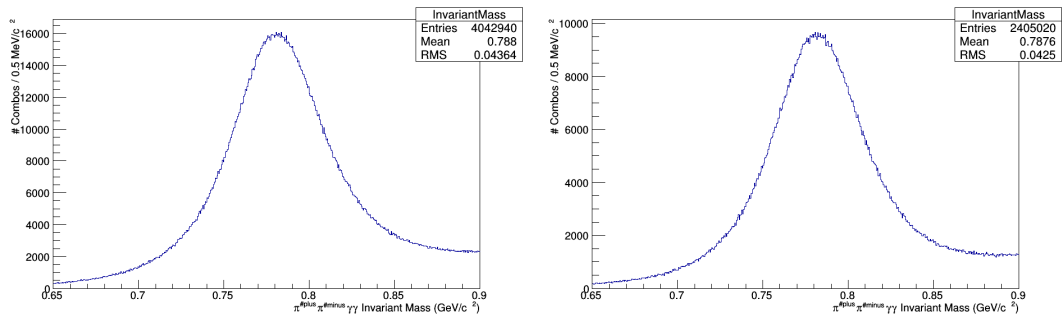
Τα Σχήματα 34 έως 36 συνιστούν γενικές κατανομές που θέλουμε να συγκρίνουμε προκειμένου να διαπιστώσουμε αν υπάρχουν συστηματικές αποκλίσεις στην μελέτη των δύο μεσονίων. Το προφίλ όλων των κατανομών έως εδώ είναι παρεμφερές, το οποίο δεν μας καθοδηγεί στην εφαρμογή κάποιου cut. Κοιτάζοντας, ωστόσο, το προφίλ της ενέργειας της δέσμης των φωτονίων, αναγνωρίζουμε δύο ποιοτικά διαφορετικές περιοχές: α) την περιοχή ενεργειών μικρότερων του coherent peak (3 - 8 GeV περίπου) και την περιοχή που περιλαμβάνει το coherent peak (8 - 9 GeV περίπου). Ως εκ τούτου, συνεχίζοντας την αναζήτηση συστηματικών σφαλμάτων, αποφασίσαμε να εξετάσουμε τις κατανομές αναλλοίωτης μάζας των μεσονίων ω και η εφαρμόζοντας διαφορετικά cuts στην ενέργεια της δέσμης κάθε φορά. Σε όλα τα ιστογράμματα εφαρμόσαμε ένα γενικό cut στο τετράγωνο της αναλλοίωτης μάζας κρατώντας μόνο τις τιμές από -0.02 έως 0.02 GeV^2 , ενώ αναφορικά με την ενέργεια μελετήσαμε τα ιστογράμματα των δύο μεσονίων α) όταν επιτρέψουμε όλες τις ενέργειες της δέσμης των φωτονίων, β) όταν επιτρέψουμε ενέργειες στη δέσμη των φωτονίων μόνο στην περιοχή του coherent peak και γ) όταν επιτρέψουμε ενέργειες δέσμης φωτονίων μικρότερες του coherent peak. Τα αποτελέσματα εμφανίζονται στα Σχήματα 37 έως 42. Η ποσοτική σύνοψη των αποτελεσμάτων αυτών δίνεται στον Πίνακα 4.



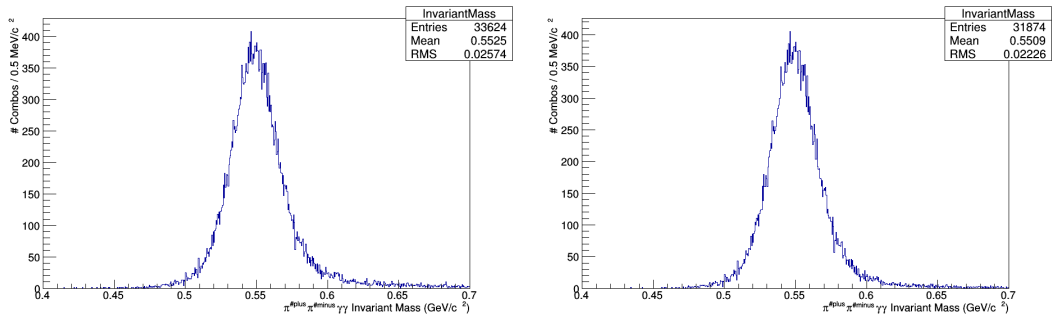
Σχήμα 37: Η αναλλοίωτη μάζα του μεσονίου ω πριν την εφαρμογή cut (αριστερά) και μετά την εφαρμογή του $(Missing\ Mass)^2$ cut (δεξιά).



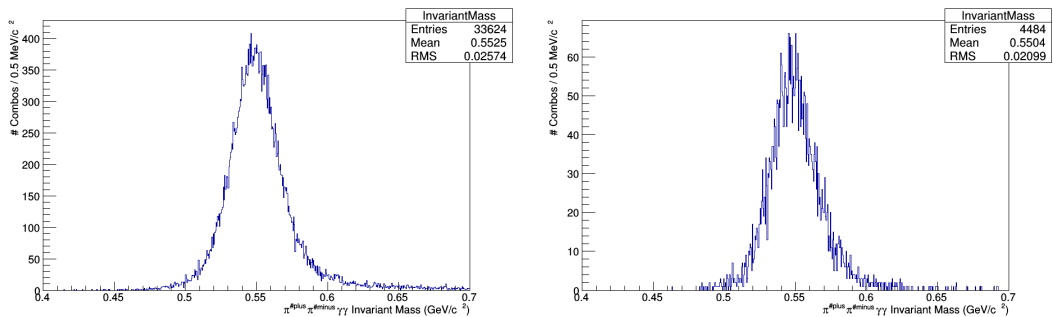
Σχήμα 38: Η αναλλοίωτη μάζα του μεσονίου ω πριν την εφαρμογή cut (αριστερά) και μετά την εφαρμογή του cut στο coherent peak (δεξιά).



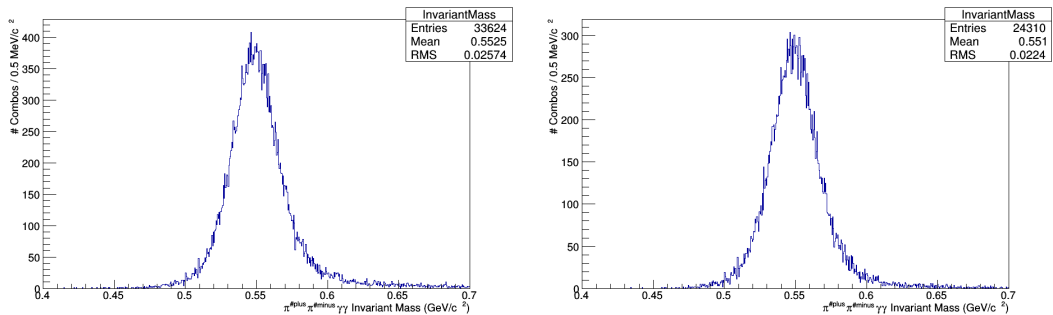
Σχήμα 39: Η αναλλοίωτη μάζα του μεσονίου ω πριν την εφαρμογή cut (αριστερά) και μετά την εφαρμογή του cut σε ενέργειες μικρότερες του coherent peak (δεξιά).



Σχήμα 40: Η αναλλοίωτη μάζα του μεσονίου η πριν την εφαρμογή cut (αριστερά) και μετά την εφαρμογή του $(Missing\ Mass)^2$ cut (δεξιά).



Σχήμα 41: Η αναλλοίωτη μάζα του μεσονίου η πριν την εφαρμογή cut (αριστερά) και μετά την εφαρμογή του cut στο coherent peak (δεξιά).



Σχήμα 42: Η αναλλοίωτη μάζα του μεσονίου η πριν την εφαρμογή cut (αριστερά) και μετά την εφαρμογή του cut σε ενέργειες μικρότερες του coherent peak (δεξιά).

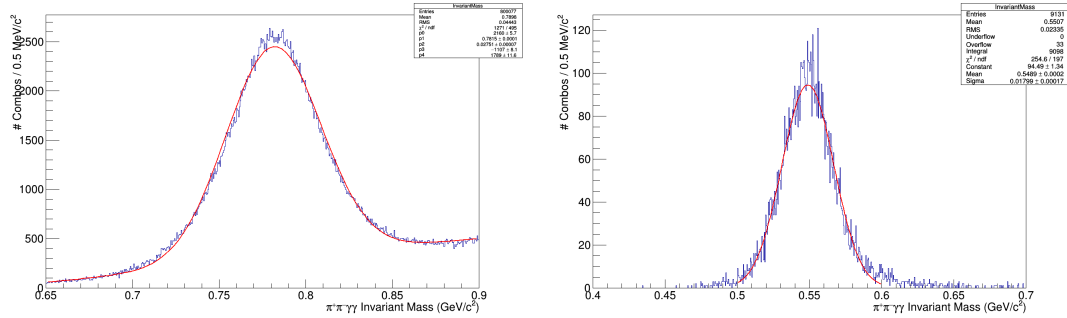
Invariant Mass Efficiencies after Beam Energy Cuts						
Type of Cut	Omega			Eta		
	# of Events	Events Survived	Ratio (%)	# of Events	Events Survived	Ratio (%)
No Beam Energy Cut	4042940	3769473	93,24	33624	31874	94,80
Coherent Peak only	4042940	716540	17,72	33624	4484	13,34
No Coherent Peak	4042940	2405020	59,49	33624	24310	72,30

Πίνακας 4: Ο αριθμός των σημείων στα ιστογράμματα αναλλοίωτης μάζας πριν και μετά τα cuts στην ενέργεια της δέσμης.

Παρατηρούμε ότι όταν δεν εφαρμόσουμε κάποιο cut στην ενέργεια της δέσμης το ποσοστό των γεγονότων που επιβιώνουν είναι το ίδιο τόσο για τα ω όσο και για τα η μεσόνια. Αντιθέτως, τα δύο ποσοστά παρουσιάζουν διαφορές όταν περιοριστούμε σε άλλο ενεργειακό εύρος. Συγκεκριμένα, σε μικρότερες ενέργειες ο αριθμός των η-γεγονότων που επιβιώνουν είναι μεγαλύτερος από τον αντίστοιχο αριθμό για τα ω μεσόνια, ενώ η αντίθετη εικόνα παρατηρείται σε μεγαλύτερες ενέργειες. Η συμπεριφορά αυτή είναι ως ένα βαθμό αναμενόμενη, καθώς όπως είδαμε στο Σχήμα 33 η ολική ενεργός διατομή για το μεσόνιο η φθίνει γρηγορότερα από την αντίστοιχη διατομή του μεσονίου ω καθώς αυξάνεται η ενέργεια.

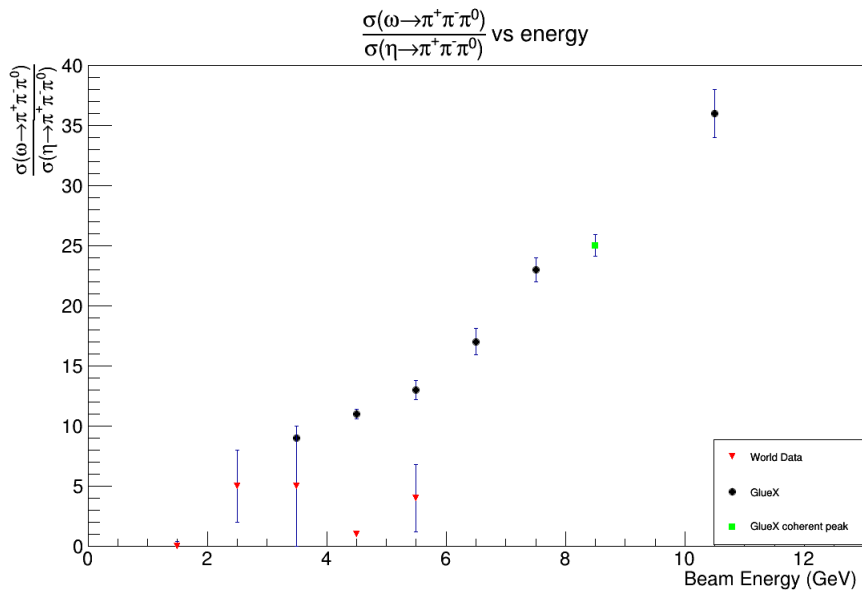
Δεδομένης της διαφορετικής εξάρτησης από την ενέργεια, προχωρήσαμε στον υπολογισμό του λόγου των ενεργών διατομών $\frac{\sigma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\sigma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}$ συναρτήσεως της ενέργειας. Για τον υπολογισμό αυτό εξαγάγαμε τον συνολικό αριθμό των μεσονίων ω και η που παρήχθησαν στο πείραμα GlueX την άνοιξη του 2016 διαμερίζοντας το ενεργειακό εύρος της δέσμης σε τμήματα ενέργειας 1 GeV. Εξαίρεση αποτελούν τα τρία τελευταία τμήματα τα οποία και έχουν τα εξής πλάτη αντίστοιχα: α) από 7 έως 8.2 GeV, β) από 8.2 έως 9.1 GeV και γ) από 9.1 έως 12 GeV. Για κάθε ένα από αυτά τα τμήματα σχεδιάσαμε το ιστόγραμμα αναλλοίωτης μάζας για κάθε μεσόνιο και προσαρμόσαμε, για το μεν μεσόνιο η μια γκαουσιανή συνάρτηση, για το δε μεσόνιο ω το άθροισμα μιας γκαουσιανής και μιας γραμμικής συνάρτησης, καθώς το μεσόνιο ω εμφανίζει μη αμελητέο υπόβαθρο, το οποίο και περιγράφεται ικανοποιητικά

μέσω της εφαρμογής γραμμικής συνάρτησης στα δεδομένα. Ένα παράδειγμα αυτών των ιστογραμμάτων συμπεριλαμβανομένου του fit που εφαρμόσαμε δίνεται στο Σχήμα 43.



Σχήμα 43: Ενδεικτικό ιστόγραμμα αναλλοίωτης μάζας μαζί με την προσαρμοζόμενη συνάρτηση για το μεσόνιο ω (αριστερά) και το μεσόνιο η (δεξιά). Τα ιστογράμματα αυτά έχουν εξαχθεί για ενέργειες δέσμης από 3 έως 4 GeV.

Ο λόγος $\frac{\sigma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\sigma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}$, διορθωμένος για τα διαφορετικά branching ratios των δύο μεσονίων για τη συγκεκριμένη διάσπαση, δίνεται στο Σχήμα 44.



Σχήμα 44: Ο λόγος $\frac{\sigma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\sigma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}$ συναρτήσε της ενέργειας. Δίνονται, επίσης, τα δεδομένα που υπάρχουν στη βιβλιογραφία για τη φωτοπαραγωγή των δύο μεσονίων.

Παρατηρούμε ότι ο λόγος $\frac{\sigma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\sigma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}$ αυξάνεται συναρτήσει της ενέργειας. Τα παγκόσμια δεδομένα που υπάρχουν για την φωτοπαραγωγή των δύο μεσονίων δεν εμφανίζουν την ίδια μονοτονική συμπεριφορά. Θα πρέπει, ωστόσο, να σημειώσουμε ότι τα δεδομένα αυτά χαρακτηρίζονται από πολύ μεγάλα σφάλματα για το μεσόνιο η , τα οποία αντικατοπτρίζονται στα σφάλματα των κόκκινων σημείων του Σχήματος 44 (το κόκκινο σημείο στο ενεργειακό εύρος 4 έως 5 GeV δεν εμφανίζει σφάλμα γιατί η μέτρηση για το μεσόνιο η σε αυτή την ενέργεια δεν περιέχει το αντίστοιχο σφάλμα). Να σημειώσουμε εδώ ότι το πείραμα GlueX θα εξάγει, μεταξύ άλλων, τις ολικές διατομές για την φωτοπαραγωγή γνωστών μεσονίων και θα επεκτείνει την ολική ενεργό διατομή του μεσονίου η έως τα 9 GeV περίπου, οπότε και θα μπορέσει να υπάρξει άμεση σύγκριση του Σχήματος 44 με τον πραγματικό λόγο των δύο διατομών. Μέχρι τότε, το Σχήμα 44 αποτελεί την εκτίμησή μας για το που αναμένουμε να κυμανθεί αυτός ο λόγος αυξανουμένης της ενέργειας. Το τελευταίο σημείο του Σχήματος εξήχθη με πολύ περιορισμένη στατιστική για το μεσόνιο η σε αυτή την ενέργεια και θα πρέπει να επανυπολογιστεί μετά την συγκέντρωση μεγαλύτερου αριθμού δεδομένων.

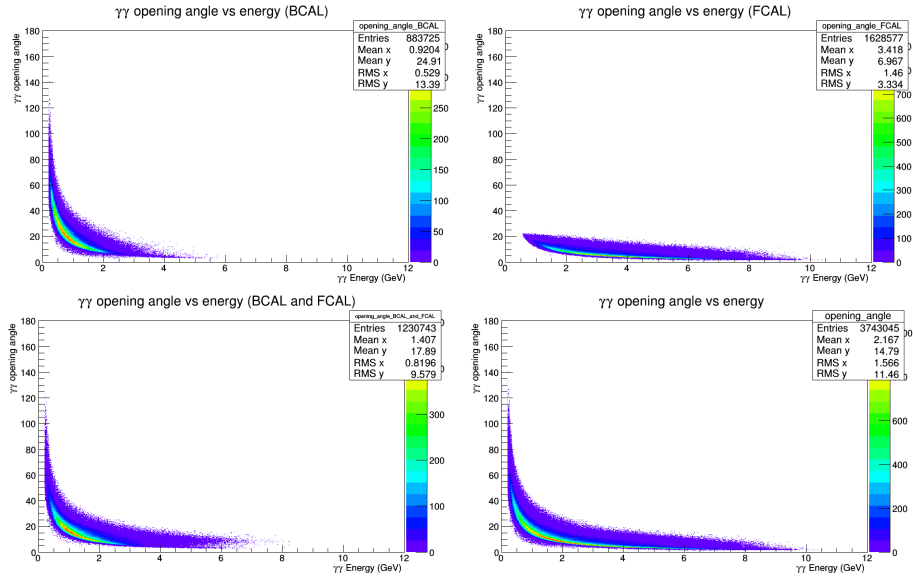
5.4 Μελέτη κινηματικών παραμέτρων

Έχοντας αποκτήσει μια εικόνα για την εξέλιξη του λόγου $\frac{\sigma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\sigma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}$ συναρτήσει της ενέργειας, θελήσαμε να εξετάσουμε κάποιες κινηματικές παραμέτρους των φωτονίων που προέρχονται από τη διάσπαση του π^0 ως μια πρώτη προσέγγιση σε πιθανά συστηματικά σφάλματα και σε πιθανές διαφορές στις κινηματικές κατανομές οι οποίες μπορεί να επηρεάζουν τον λόγο αυτό. Υπενθυμίζουμε ότι ο στόχος μας εξαρχής ήταν η μελέτη των μεσονίων ω και η σε κοινό κανάλι διάσπασης προκειμένου να υπολογίσουμε τον λόγο των ενεργών διατομών υποθέτοντας ότι η πλειοψηφία των συστηματικών σφαλμάτων εξαλείφεται κατ' αυτόν τον τρόπο.

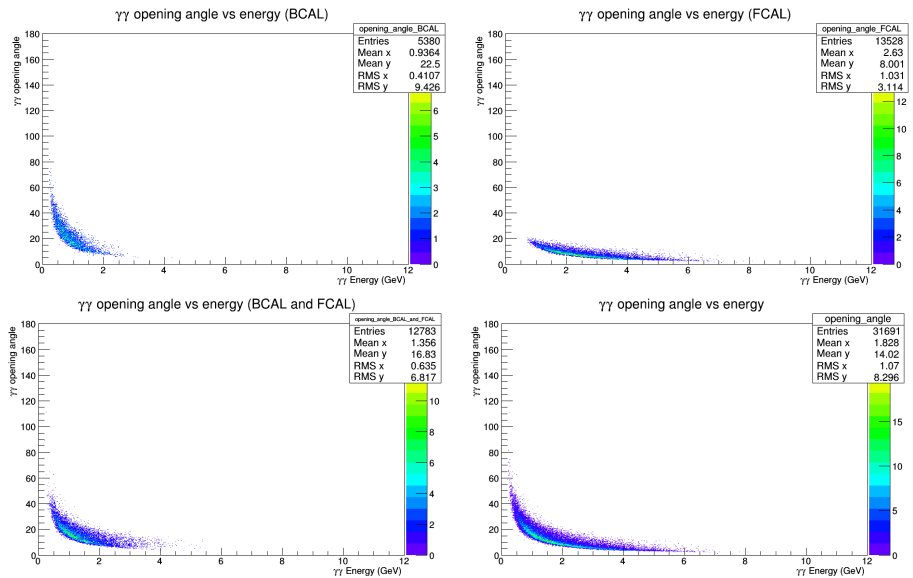
Η πρώτη παράμετρος που εξετάσαμε ήταν η opening angle των δύο φωτονίων που προέρχονται από το π^0 . Συγκεκριμένα, εξετάσαμε τις κατανομές των φωτονίων αυτών στα διαφορετικά ανιχνευτικά συστήματα του πειράματος GlueX προκειμένου να διαπιστώσουμε αν υπάρχει κάποια συστηματική διαφορά των κατανομών αυτών για τα δύο μεσόνια. Εξετάσαμε τις εξής υποπεριπτώσεις:

- Τα δύο φωτόνια ανιχνεύονται στο BCAL
- Τα δύο φωτόνια ανιχνεύονται στο FCAL
- Ένα φωτόνιο ανιχνεύεται στο BCAL και ένα στο FCAL
- Τα δύο φωτόνια ανιχνεύονται σε οποιοδήποτε ανιχνευτικό σύστημα

Οι σχετικές κατανομές για τα μεσόνια ω και η παρουσιάζονται στα Σχήματα 45 και 46 αντίστοιχα.



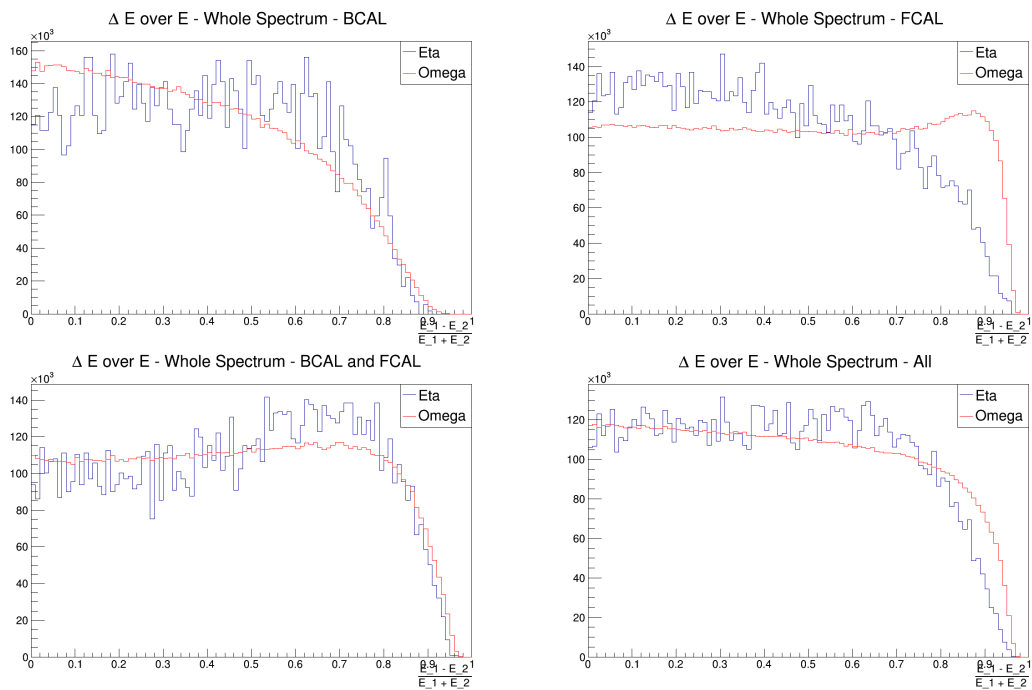
Σχήμα 45: Η opening angle των δύο φωτονίων για το μεσόνιο ω και για διαφορετικά ανιχνευτικά συστήματα.



Σχήμα 46: Η opening angle των δύο φωτονίων για το μεσόνιο η και για διαφορετικά ανιχνευτικά συστήματα.

Παρατηρούμε ότι πέραν της διαφορετικής στατιστικής που έχουμε για τα δύο σωματίδια δεν υπάρχει κάποια ουσιαστική διαφορά στις παραπάνω κατανομές. Σημειώνουμε ότι η διαφορετική μορφή της κατανομής όταν τα δύο φωτόνια διέρχονται από το FCAL οφείλεται στο ότι για να διέλθει ένα σωματίδιο από το FCAL θα πρέπει να κινείται σε τροχιά που σχηματίζει γωνία θ από -11° έως 11° , ειδάλως καταλήγει στο BCAL. Ως εκ τούτου, στην κατανομή για το FCAL δεν έχουμε σημεία για γωνίες μεγαλύτερες από 22 μοίρες. Λόγω της ομοιότητας των σχετικών κατανομών για τα δύο μεσόνια δεν μπορούμε να ορίσουμε μονοσήμαντα κάποιο cut στην opening angle ώστε να απομονώσουμε πιθανά συστηματικά σφάλματα.

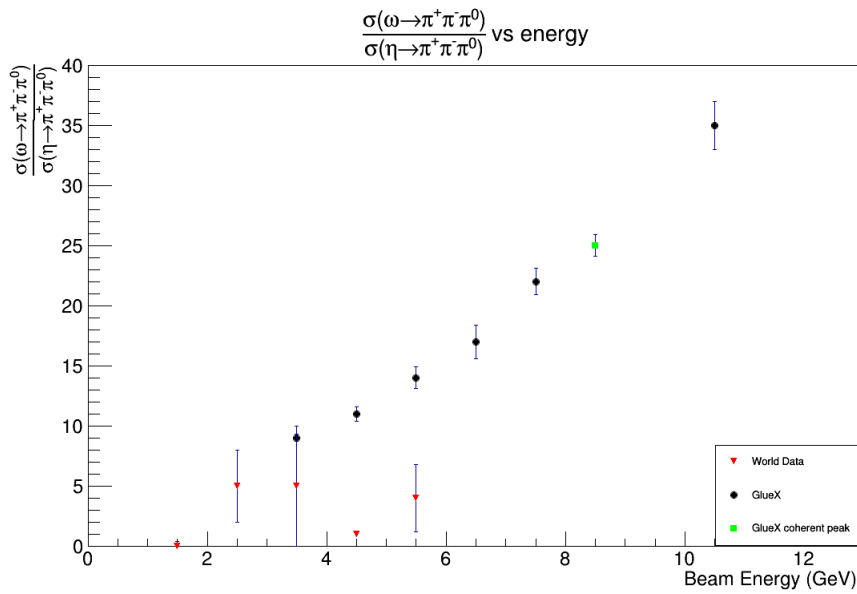
Η επόμενη παράμετρος που μελετήσαμε ήταν η ασυμμετρία στην ενέργεια των δύο φωτονίων, η οποία δίνεται από τη σχέση $\frac{|E_1 - E_2|}{E_1 + E_2}$. Και σε αυτήν την περίπτωση εξετάσαμε ξεχωριστά τα διαφορετικά ανιχνευτικά συστήματα και τους διαφορετικούς συνδυασμούς φωτονίων σε αυτά. Οι σχετικές κατανομές παρουσιάζονται στο Σχήμα 47. Λόγω του μονοδιάστατου χαρακτήρα αυτών των ιστογραμμάτων επιλέξαμε να τα παρουσιάσουμε κανονικοποιημένα κάνοντας υπέρθεση των σχετικών κατανομών για τα δύο μεσόνια προκειμένου να είναι άμεση η σύγκριση μεταξύ τους.



Σχήμα 47: Η ασυμμετρία στην ενέργεια των δύο φωτονίων για το μεσόνιο ω (κόκκινο) και για το μεσόνιο η (μπλε), για διαφορετικά ανιχνευτικά συστήματα.

Εδώ, σε αντίθεση με τα ιστογράμματα για την opening angle, παρατηρούμε δια-

φορετική συμπεριφορά των ανιχνευτών για τα δύο μεσόνια, ιδίως για ασυμμετρία $\frac{|E_1-E_2|}{E_1+E_2} > 0.6$, όπου οι ενέργειες των δύο φωτονίων θα έχουν διαφορετικές τιμές αν προέρχονται από το μεσόνιο η ή το μεσόνιο ω αντίστοιχα, λόγω των διαφορετικών μαζών των υπό μελέτη σωματιδίων. Ως εκ τούτου, εφαρμόσαμε cuts σε όλα τα ανιχνευτικά συστήματα επιτρέποντας μόνο φωτόνια που ικανοποιούν τη σχέση $\frac{|E_1-E_2|}{E_1+E_2} < 0.6$. Στη συνέχεια υπολογίσαμε ξανά τον λόγο $\frac{\sigma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\sigma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}$ μετά την εφαρμογή των σχετικών cuts προκειμένου να δούμε αν αυτή η διαφορά στην ασυμμετρία της ενέργειας των δύο φωτονίων επηρεάζει συστηματικά τον λόγο των ενεργών διατομών. Και εδώ ο λόγος υπολογίστηκε ανά 1 GeV. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο Σχήμα 48.



Σχήμα 48: Ο λόγος $\frac{\sigma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\sigma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}$ συναρτήσει της ενέργειας μετά την εφαρμογή των $\frac{|E_1-E_2|}{E_1+E_2}$ cuts. Δίνονται, επίσης, τα δεδομένα που υπάρχουν στη βιβλιογραφία για τη φωτοπαραγωγή των δύο μεσονίων.

Μια άμεση σύγκριση των Σχημάτων 44 και 48 δείχνει ότι δεν υπάρχει καμία διαφορά μετά την εφαρμογή των παραπάνω cuts. Συμπεραίνουμε, επομένως, ότι η ασυμμετρία στην ενέργεια των δύο φωτονίων δεν επηρεάζει τον λόγο $\frac{\sigma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\sigma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}$.

Η μελέτη αυτή και η περαιτέρω αναζήτηση συστηματικών σφαλμάτων μπορεί να συνεχιστεί και να αναπτυχθεί περαιτέρω. Ωστόσο, τα συγκεκριμένα χρονικά πλαίσια που είχαμε ώστε να πραγματοποιήσουμε αυτή την μεταπτυχιακή εργασία δεν επιτρέπουν να επεκταθούμε περισσότερο, κυρίως λόγω της χρονοβόρας διαδικασίας ανάλυσης των αποτελεσμάτων.

5.5 Σύνοψη

Στη μελέτη αυτή είχαμε ως κύριο στόχο τον υπολογισμό του λόγου $\frac{\sigma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\sigma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}$ συναρτήσει της ενέργειας. Προς το σκοπό αυτό, εφαρμόσαμε αρχικά μια σειρά από γενικά βέλτιστα cuts όπως αυτά καθορίζονται για το πείραμα GlueX. Εξετάσαμε ξεχωριστά για τα δύο μεσόνια το προφίλ της δέσμης των φωτονίων καθώς και τα ιστογράμματα του τετραγώνου της ελλείπουσας μάζας και της αναλλοίωτης μάζας του π^0 . Εφαρμόσαμε περαιτέρω cuts μελετώντας τα ιστογράμματα αναλλοίωτης μάζας των μεσονίων ω και η για διαφορετικές ενέργειες της δέσμης των φωτονίων, τα οποία μας έδωσαν την αναμενόμενη συμπεριφορά, δεδομένου ότι οι ενεργές διατομές φωτοπαραγωγής για τα δύο μεσόνια φθίνουν με διαφορετικό ρυθμό καθώς αυξάνεται η ενέργεια. Στη συνέχεια, εφαρμόσαμε για το μεν μεσόνιο η γκαουσιανή κατανομή στο ιστογράμματα αναλλοίωτης μάζας, ενώ για το μεσόνιο ω εφαρμόσαμε το άθροισμα γκαουσιανής και γραμμικής συνάρτησης, καθώς στο ιστογράμματα αναλλοίωτης μάζας του μεσονίου ω εμφανίζεται μη αμελητέο υπόβαθρο το οποίο και μπορεί να μοντελοποιηθεί μέσω μιας γραμμικής συνάρτησης. Οι παραπάνω κατανομές εφαρμόστηκαν για διαφορετικά ενεργειακά διαστήματα, και μέσω αυτών εξαγάγαμε τον συνολικό αριθμό μεσονίων ω και η για διαφορετικές ενέργειες. Διορθώσαμε τους αριθμούς αυτούς με βάση τα διαφορετικά branching ratios των μεσονίων ω και η και στη συνέχεια υπολογίσαμε τον λόγο $\frac{\sigma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\sigma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}$ συναρτήσει της ενέργειας. Τέλος, αναζητήσαμε συστηματικά σφάλματα τα οποία ενδεχομένως να επηρεάζουν αυτόν τον λόγο. Μελετήσαμε την opening angle των δύο φωτονίων που προέρχονται από τη διάσπαση του π^0 καθώς και την ασυμμετρία $\frac{|E_1 - E_2|}{E_1 + E_2}$ στην ενέργεια των δύο φωτονίων. Οι κατανομές της opening angle ήταν παρόμοιες για τα δύο μεσόνια. Αντιθέτως, η ασυμμετρία στην ενέργεια παρουσίαζε διαφορετικό προφίλ. Εφαρμόσαμε cuts σε όλα τα ανιχνευτικά υποσυστήματα και επανυπολογίσαμε τον λόγο $\frac{\sigma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\sigma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}$, οπότε και διαπιστώσαμε ότι ο λόγος αυτός δεν μεταβάλλεται μετά τα σχετικά cuts.

Βιβλιογραφία

- [1] *The GlueX Experiment*, Retrieved July 31, 2013, from <http://www.gluex.org/GluexX/Home.html>
- [2] F. Barbosa, *et al.*, “Technical Design Report,” *Hall D Note GlueX-doc-13-v1*, Jan., 1999.
- [3] MILC Collaboration, C. W. Bernard *et al.*, “Exotic mesons in quenched lattice QCD,” *Phys.Rev.* D56 (1997) 7039–7051, arXiv:hep-lat/9707008 [hep-lat].
- [4] N. Isgur, R. Kokoski, and J. E. Paton, “Gluonic Excitations of Mesons: Why They Are Missing and Where to Find Them,” *Phys.Rev.Lett.* 54 (1985) 869.
- [5] UKQCD Collaboration, P. Lacock, C. Michael, P. Boyle, and P. Rowland, “Hybrid mesons from quenched QCD,” *Phys.Lett.* B401 (1997) 308–312, arXiv:hep-lat/9611011 [hep-lat].
- [6] Gergana Koleva, Beam Tests for the GlueX Barrel Calorimeter Prototype, GlueX-doc-824, p.60, eq. 3.9, 2007
- [7] T. Beattie, A. Fischer, S. Krueger, Attenuation Length and Speed of Light in a BCAL Prototype Module Measured Using Pre-Production SiPMs and Cosmics, GlueX-doc-2049, slide 18, 2012
- [8] B. Brabson, R. Crittenden, A. Dzierba, T. Foxford, J. Gunter, *et al.*, “A Study of two prototype lead glass electromagnetic calorimeters,” *Nucl.Instrum.Meth.* A332 (1993) 419–443.
- [9] R. Crittenden, A. Dzierba, J. Gunter, R. Lindenbusch, D. Rust, *et al.*, “A 3000 element lead-glass electromagnetic calorimeter,” *Nucl.Instrum.Meth.* A387 (1997) 377–394.
- [10] B. Krusche, “Photoproduction of mesons off nuclei,” *Phys.Rev.* D56 (1997) 7039–7051, arXiv:1110.0192 [nucl-ex].
- [11] W. Cassing, *et al.*, “Studying the omega mass in-medium in $\gamma + A \rightarrow \pi^0(\gamma) + X$ reactions,” [hep-ex/0106041].