



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ**

**ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ**

**ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ**

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»

**ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΚΑΙ ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ**

**ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ
ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ**



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών

«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

**Μελέτη της παραγωγής των J/ψ και Y μεσονίων
από συγκρούσεις $p-p$ και της κινηματικής των
διασπάσεων $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ και $Y \rightarrow \mu\mu$ από δεδομένα
του ATLAS**

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

του Δημητρίου Τζανετάτου

Επιβλέπων: Θεόδωρος Αλεξόπουλος

Αθήνα, Φεβρουάριος, 2017

Ευχαριστίες

Για την εκπόνηση της διπλωματικής αυτής εργασίας θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τους εξής:

- Τον επιβλέποντα καθηγητή μου **κ. Αλεξόπουλο Θεόδωρο**, για τις γνώσεις του που ήταν πρόθυμος να τις μοιραστεί καθ' όλη τη διάρκεια της εκπόνησης, για τις διδακτικές εμπειρίες που μου προσέφερε αλλά και για τις συμβουλές του για τη μετέπειτα πορεία μου.
- Την ερευνητική ομάδα στη **Φυσικής Υψηλών Ενεργειών** του **ΕΜΠ** και συγκεκριμένα τους φίλους και συμφοιτητές μου: Φώτη Κουτρούλη, Χρήστο Παρασκευόπουλο και Μάριο Νάτσιο.
- Την οικογένειά μου.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

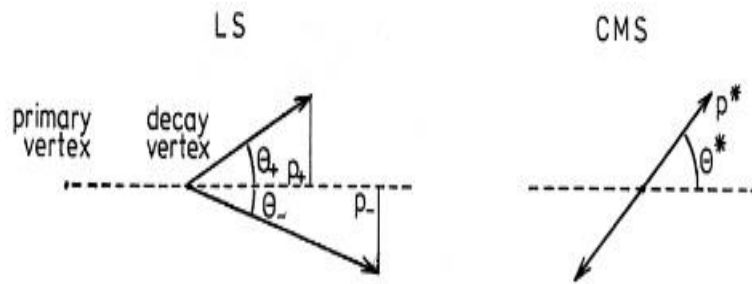
Στην εργασία αυτή μελετώνται δεδομένα με σκοπό την ανίχνευση των J/ψ ($c\bar{c}$) και Y ($b\bar{b}$) μεσονίων από τον ανιχνευτή ATLAS του CERN, αλλά και τη μελέτη της κινηματικής των διασπάσεων από συγκεκριμένα κανάλια:

$$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$$
$$Y \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

Τα μεσόνια αυτά είναι πολύ πρόσφορα για μελέτη της QCD. Μπορεί κανείς να αντλήσει πληροφορίες για τον υπολογισμό της σταθερής ζεύξης, παραβιάσεις σε νόμους διατήρησης αλλά για την ύπαρξη νέων «εξωτικών» δομών πέρα από το Καιθιερωμένο Μοντέλο.

Τα δεδομένα είναι από *runs* του 2012 σε ενέργεια $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. Αν και το J/ψ είναι πολύ καλά «καθορισμένο» πειραματικά για το βαρύτερό του μεσόνιο Y υπάρχει πολύς θόρυβος γύρω από την κορυφή του. Τα δεδομένα είναι αποθηκευμένα σε ειδικές «κλάσεις» που καλούνται *δέντρα*.

Εδώ, μελετάμε την κινηματική των εν λόγω διασπάσεων μέσω του διαγράμματος Armenteros-Podolanski. Οι μεταβλητές σε τέτοιες διασπάσεις τύπου V είναι η εγκάρσια ορμή των μιονίων ως προς την τροχιά του J/ψ (ή του Y) και ο λόγος της διαφορά των αντίστοιχων διαμήκων ορμών ως προς το μέτρο της ολικής ορμής, όπως φαίνεται στο σχήμα. Στην αρχή, περιγράφονται θεωρητικά οι τρόποι διάσπασης των μεσονίων αυτών ενώ, επίσης, συγκρίνονται η θεωρητικές με τις πειραματικές καμπύλες Armenteros-Podolanski, οι οποίες είναι σε πολύ καλή συμφωνία.



Επίσης, εφαρμόσαμε κατάλληλα «κοψίματα» στα υποψήφια *events* μέσα από κάποιους φυσικούς περιορισμούς και παραδοχές, ώστε τελικά να έχουμε το καλύτερο δυνατό λόγο σήματος/θόρυβο. Τα μεγέθη ως προς τα οποία έγιναν οι «περικοπές» ήταν

- Η απόσταση από το σημείο σύγκρουσης των πρωτονίων
- Πιθανές διασπάσεις $\Upsilon(10860) \rightarrow B_s^0 \bar{B}_s^0 (B^0 \bar{B}^0) \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^- \mu^+$ από τις οποίες ανακατασκευάσαμε πάλι την κορυφή
- Ενεργειακές «περικοπές»

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1	Θεωρία	9
1.1	Το πρότυπο των quarks-Η δομή των μεσονίων.....	9
1.2	Φάσμα μεσονίων.....	10
1.3	Διασπάσεις quarkonia.....	18
2	Ο επιταχυντής LHC και ο ανιχνευτής ATLAS	22
2.1	Εισαγωγή.....	22
2.2	Ο επιταχυντής.....	22
2.3	Ο ανιχνευτής.....	27
2.3.1	Εσωτερικός ανιχνευτής.....	28
2.3.2	Θερμιδόμετρα.....	29
2.3.3	Σύστημα μιονίου.....	32
3	Ανάλυση Φυσικής	35
3.1	Εισαγωγή-Event Data Model in ATLAS.....	35
3.2	Event selection.....	37
3.3	Μεταβλητές στην πειραματική φυσική.....	40
3.3.1	Armenteros-Podolanski μεταβλητές.....	40
3.3.2	Ωκύτητα.....	44
3.4	Ανάλυση J/ψ	44
3.5	Ανάλυση Upsilon.....	52
3.6	Φυσικοί περιορισμοί για βελτίωση του λόγου <i>signal/background</i>	56
4	Συμπεράσματα	63

Κεφάλαιο 1

Θεωρία

1.1 Το πρότυπο των quarks-Η δομή των μεσονίων

Τα quark που συγκροτούν τα αδρόνια (βαρυόνια και μεσόνια), συγκροτούνται από τις ισχυρές δυνάμεις με φορτίο το «χρώμα» τους. Τα βαρυόνια συγκροτούνται από 3 quark και τα μεσόνια από 2. Η προσθήκη του κβαντικού αριθμού του χρώματος ήρθε όταν διαπιστώθηκε ότι η κυματοσυνάρτηση ενός βαρυονίου με ταυτόσημα quark, έπρεπε να είναι αντισυμμετρική ως προς την εναλλαγή τους (λόγω της αρχής του Pauli spin-στατιστικής η οποία θεωρείτο απαραβίαστη αρχή), ενώ για παράδειγμα του συστήματος $\Delta^{++}(uuu)$ είναι συμμετρική. Η λύση δόθηκε από τους Han και Nambu το 1965 (τότε ακόμη ήταν 3 τα quarks στο μοντέλο) όπου προτάθηκε η ύπαρξη του κβαντικού αριθμού του χρώματος στα quark έτσι ώστε η κυματοσυνάρτηση στην περίπτωση του Δ^{++} να είναι η:

$$\Delta^{++} = \frac{1}{\sqrt{6}}(u_r u_g u_b - u_r u_b u_g - u_b u_g u_r + u_g u_b u_r - u_g u_r u_b + u_b u_r u_g) \quad (1.1.1)$$

η οποία διατηρεί την αντισυμμετρικότητα κάτω από οποιαδήποτε εναλλαγή των quark, $u_i \leftrightarrow u_j$ με $i, j = r, g, b$.

Στην κβαντική εικόνα, τα γκλουόνια είναι τα μποζόνια-φορείς των δυνάμεων αυτών τα οποία ανταλλάσσονται συνεχώς μεταξύ των quarks και των ιδίων των γκλουονίων ώστε να συγκροτήσουν καταστάσεις με «άχρωμα», ή ακριβέστερα *color singlet*, σταθερά αδρόνια:

$$(r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g})/\sqrt{3} \quad (1.1.2)$$

Η δυναμική αυτών των αλληλεπιδράσεων περιγράφεται από την *Λαγκρανζιανή* της QCD:

$$\mathcal{L} = i \sum_i \bar{q}_i(x) \left[\partial_\mu - i g_s \sum_a \frac{1}{2} \lambda^a A_\mu^a(x) \right] \gamma^\mu q_i(x) - \frac{1}{4} \sum_a F_a^{\mu\nu}(x) F^{\mu\nu a}(x) - \sum_i \bar{q}_i(x) m_i q_i(x) \quad (1.1.3)$$

όπου g_s είναι η σταθερά ζεύξης της ισχυρής αλληλεπίδρασης, το i αντιπροσωπεύει το χρώμα του quark στον τρισδιάστατο χώρο των χρωμάτων και λ^a είναι οι 3×3 πίνακες του Gell-Mann με τους $a = 1, \dots, 8$ γεννήτορες της ομάδας $SU(3)_C$ (8 γκλουόνια). Επίσης, $q\bar{q}$ είναι ο συνδυασμός quark-antiquark που σχηματίζουν το *color-singlet* μεσόνιο. Από την \mathcal{L} μπορούμε να παρατηρήσουμε: α) η γεύση κατά τις ισχυρές αλληλεπιδράσεις διατηρείται (1^ο άθροισμα πάνω στα i), β) η δύναμη του πεδίου είναι ανεξάρτητη του είδους του quark (2^ο άθροισμα πάνω στα a) και γ) ότι η μόνη εξάρτηση από τη γεύση έχει να κάνει με τους όρους μάζας (τρίτο άθροισμα). Το κάθε quark αναπαρίσταται από μια *τριπλέτα* χρωμάτων (**3**)-ένα τρισδιάστατο κβαντικό πεδίο που μετασχηματίζεται κάτω από την $SU(3)_C$. Συνεπώς, τα μεσόνια ($q\bar{q}$) είναι μη αναγωγίσιμες αναπαραστάσεις:

$$\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} = 1 + 8 \quad (1.1.4)$$

Παράλληλα και πάνω στην ίδια συλλογιστική εξηγώντας τα πειραματικά δεδομένα προτάθηκε αρχικά το 4^ο quark (charm quark) από τους Glashow και Bjorken (1964) και “επιβλήθηκε” θεωρητικά από τους Glashow, Ηλιόπουλο και Maniani (1970) το quark αυτό στην προσπάθειά τους να εξηγήσουν γιατί διασπάσεις όπως οι παρακάτω παρατηρούντο 10^6 φορές πιο σπάνια από ότι αναμενόταν στη θεωρία.

$$\begin{aligned} \bar{K}^0 &\rightarrow \mu^+ + \mu^- \\ K^+ &\rightarrow \pi^+ + \nu + \bar{\nu} \end{aligned} \quad (1.1.5)$$

Η απάντηση ήρθε με άλλο ένα quark και φαίνεται από τα παρακάτω διαγράμματα Feynman.

Το αποτέλεσμα αυτής της θεωρητικής πρόβλεψης ήταν η ανακάλυψη του 4^{ου} quark το 1974 με την ανακάλυψη του J/ψ-μεσονίου, το οποίο θα μας απασχολήσει σε αυτήν την διπλωματική από την πειραματική του σκοπιά. Κλείνουμε αυτήν τη σύντομη περιγραφή για το μοντέλο των quark των αδρονίων με την παρατήρηση ότι για μεσόνια

αποτελούμενα από τα βαριά quark ($\Lambda_{QCD} \sim 200 \text{ MeV}$, ενώ $m_{charm} \sim 1 \text{ GeV}$) που μας ενδιαφέρουν εδώ, τα quarks αντιμετωπίζονται μη σχετικιστικά.

1.2 Φάσμα μεσονίων

Προηγουμένως περιγράψαμε τη δομή των μεσονίων οπότε τώρα προχωρούμε στη μελέτη της δυναμικής των συστατικών τους, που οδηγεί σε αυτό που ονομάζεται φασματοσκοπία των μεσονίων, δηλαδή θα δούμε ένα ζεύγος $q\bar{q}$ μπορεί να συγκροτήσει μια δέσμια κατάσταση. Η μελέτη θα στηριχτεί μάλλον στη φαινομενολογία παρά στις εξ' ολοκλήρου μεθόδους της QCD και LQCD, διατηρώντας ωστόσο τις βασικές αρχές της.

Ξεκινώντας από τη Χαμιλτονιανή του Schrödinger για μη σχετικιστικά *color singlet* συστήματα $q\bar{q}$:

$$H = \int d\vec{x} \sum_i q_i^\dagger(\vec{x}) \beta \left(m_i - \frac{\Delta}{2m_i} \right) q_i(\vec{x}) + \frac{1}{2} \int d\vec{x} d\vec{y} V_0(\vec{x} - \vec{y}) \sum_{ija} q_i^\dagger(\vec{x}) \frac{\lambda^a}{2} q_i(\vec{x}) q_j^\dagger(\vec{y}) \frac{\lambda^a}{2} q_j(\vec{y}) \quad (1.2.1)$$

όπου τα i, j είναι δείκτες γεύσης λ^a οι μήτρες του Gell-Mann για τις SU(3) ισχυρές αλληλεπιδράσεις και $V_0(\vec{x} - \vec{y})$ ένα κεντρικό δυναμικό, δηλαδή εξαρτάται μόνο από το $|\vec{x} - \vec{y}|$ και το οποίο για να είναι συνεπές με τη θεώρηση της QCD πρέπει να είναι της μορφής $a_s/|\vec{x} - \vec{y}|$. Παρατηρούμε, επίσης, ότι η H είναι ανεξάρτητη της γεύσης όπως προβλέπεται στην QCD.

Δρώντας με το δυναμικό μέρος της Χαμιλτονιανής σε μια κατάσταση $|q\bar{q}\rangle$ και από τις μήτρες του Gell-Mann παίρνουμε το στοιχείο πίνακα:

$$\langle q\bar{q} | \hat{V} | q\bar{q} \rangle = -\frac{4}{3} V_0 \quad (1.2.2)$$

όπου ο τελεστής \hat{V} αναφέρεται στον 2^ο όρο της (1.2.1). Οπότε η H για το σύστημα των quarks απλοποιείται στην:

$$H = \frac{p_x^2}{2m_i} + \frac{p_y^2}{2m_j} - \frac{4}{3} V_0(\vec{x} - \vec{y}) \quad (1.2.3)$$

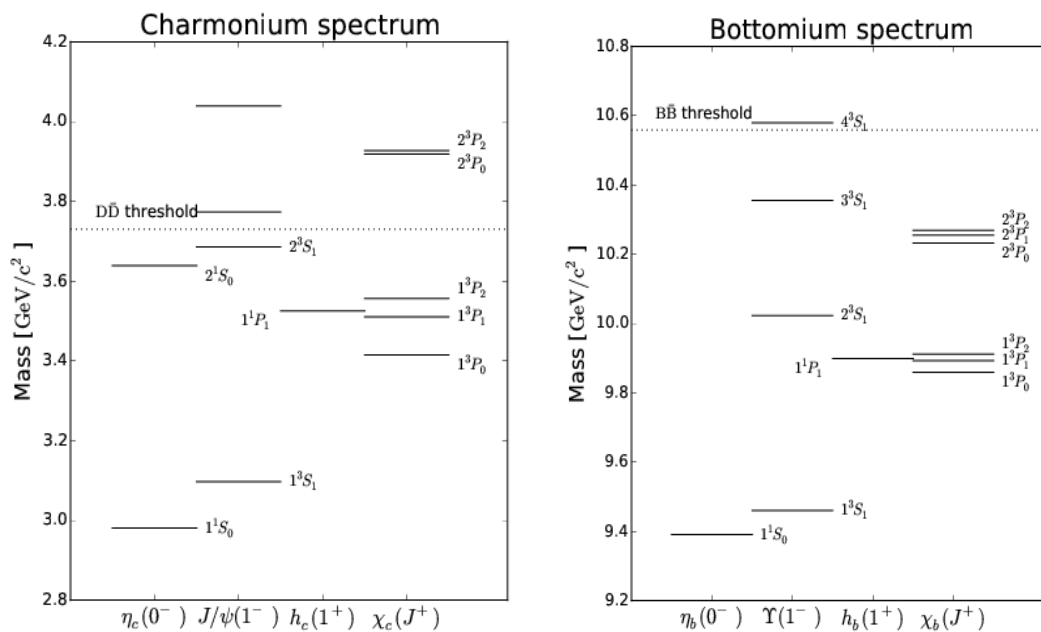
Η (1.2.3) όντας μια χαμιλτονιανή τύπου Schrödinger θα οι ενεργειακές καταστάσεις αναπαρίστανται από ένα φάσμα ενεργειακών τροχιακών με κύριο κβαντικό αριθμό N , τροχιακή στροφορμή L , και spin $S = 0,1$, κατά το γνωστό συμβολισμό $N^{2S+1}L_J$. Στα παρακάτω διαγράμματα απεικονίζονται τα φάσματα αυτά με τους κβαντικούς αριθμούς για τις καταστάσεις *charmonium* και *bottomonium*. Τα διαγράμματα είναι παρόμοια πράγμα το οποίο θα σημαίνει ότι τα αντίστοιχα δυναμικά δεν θα έχουν εξάρτηση από τη μάζα των quarks. Γενικά, η ονοματολογία ακολουθεί την εξής σύμβαση:

$(S = 1, L = 0) \rightarrow \psi$ καταστάσεις

$(S = 1, L = 1) \rightarrow \chi_c$ καταστάσεις

$(S = 0) \rightarrow \eta$ καταστάσεις

Το J/ψ είναι η βασική κατάσταση με $S = 1$ και $L = 0$. Επίσης, παρατηρεί κανείς ότι τα J/ψ και Y έχουν τους ίδιους κβαντικούς αριθμούς με το φωτόνιο.



Εικόνα 1.2.1: Τροχιακές καταστάσεις *charmonium* και *bottomonium*. Τα J/ψ και Y παρουσιάζουν τους ίδιους κβαντικούς αριθμούς και μάλιστα ίδιους με αυτούς του φωτονίου. Απεικονίζονται επίσης οι διεγερμένες καταστάσεις για το $D\bar{D}$ και $B\bar{B}$ threshold.

Πράγματι, στα πειράματα που ανακαλύφθηκε το J/ψ , αυτό παρήχθει από εξαΰλωση e^+e^- (και μετρήθηκε πάλι από το κανάλι διάσπασης στα δύο λεπτόνια e^+e^-):

$$e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-$$

Σε αυτή τη διάσπαση το J/ψ έχει τους ίδιους αριθμούς με το (*virtual*) φωτόνιο καθώς είναι και τα δύο διανυσματικά μποζόνια με spin 1 αλλά και διατηρείται και ο κβαντικός αριθμός του χρώματος αφού τόσο το γ όσο και το $c\bar{c}$ είναι άχρωμα. Απεναντίας, στα πειράματα του LHC οι δέσμες είναι $p-p$ και δεν πραγματοποιείται η διάσπαση $g \rightarrow J/\psi$ διότι δεν διατηρείται το χρώμα.

Μπορούμε τώρα να δώσουμε μια εξήγηση στη διαφορά των καταστάσεων $1S$ του παραπάνω φάσματος. Θεωρούμε ότι η ενεργειακή διαφορά ($E_{S=1} - E_{S=0}$) οφείλεται στον προσανατολισμό των spin των quark. Κατ' αναλογία με το δυναμικό αλληλεπίδρασης των e^+e^- του *positronium* στις καταστάσεις $1S$

$$V_{SS}(e^+e^-) = \frac{8\pi}{3} \alpha \frac{\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2}{m_e^2} \delta(\vec{x}) \quad (1.2.4)$$

θεωρούμε την αντίστοιχη κατάσταση *quarkonium* μόνο που τώρα η αλληλεπίδραση θα οφείλεται στην ισχυρή δύναμη άρα και στην ισχυρή σταθερά ζεύξης:

$$V_{SS}(q\bar{q}) = \frac{32\pi}{9} \alpha_s \frac{\vec{s}_q \cdot \vec{s}_{\bar{q}}}{m_q m_{\bar{q}}} \delta(\vec{x}) \quad (1.2.5)$$

όπου η διαφορά στους παράγοντες μπροστά σχετίζεται με το ότι έχουμε τρεις συνδυασμούς *χρώματος-αντιχρώματος* για $q\bar{q}$ δέσμες καταστάσεις ενώ για το ηλεκτρικό φορτίο αυτός είναι ο μοναδικός. Έτσι, υπολογίζοντας την αναμενόμενη τιμή του θα βρούμε την ενεργειακή διαφορά. Αρχικά, οι ιδιοτιμές του τελεστή \hat{S}^2 είναι:

$$\begin{aligned} \langle (\vec{s}_1 + \vec{s}_2)^2 \rangle &= \langle \vec{s}_1^2 \rangle + 2\langle \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 \rangle + \langle \vec{s}_2^2 \rangle = 2 \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right) + 2\langle \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 \rangle = \frac{3}{2} + 2\langle \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 \rangle \\ &= S(S+1) \\ \Leftrightarrow \langle \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 \rangle &= \frac{2S(S+1)-3}{4} = \begin{cases} -\frac{3}{4}, & S=0 \\ +\frac{1}{4}, & S=1 \end{cases} \end{aligned} \quad (1.2.6)$$

Έτσι, οι αντίστοιχες ιδιοτιμές θα είναι,

$$\begin{aligned}
M(J/\psi) - M(\eta_c) = E_{SS} = \langle \psi | V_{SS} | \psi \rangle &= \frac{8\pi\alpha_s}{9m_q m_{\bar{q}}} \langle \psi | \delta(\vec{x}) | \psi \rangle \cdot \begin{cases} -3, & S = 0 \\ 1, & S = 1 \end{cases} \\
&= \frac{8\pi\alpha_s}{9m_q m_{\bar{q}}} |\psi(0)|^2 \cdot \begin{cases} -3, & S = 0 \\ 1, & S = 1 \end{cases} \quad (1.2.7)
\end{aligned}$$

Παρακάτω παραθέτουμε¹ δύο πίνακες για τις πειραματικές και τις αντίστοιχες θεωρητικές προβλέψεις για τις μάζες του charmonium:

Mult.	Spec.	Expt. state	Mass [MeV]	Width [MeV]
1S	1 ³ S ₁	<i>J/ψ</i> (1 <i>S</i>)	3096.916 ± 0.011	0.0934 ± 0.0021
	1 ¹ S ₀	<i>η_c</i> (1 <i>S</i>)	2980.4 ± 1.2	25.5 ± 3.4
1P	1 ³ P ₂	<i>χ_{c2}</i> (1 <i>P</i>)	3556.20 ± 0.09	2.06 ± 0.12
	1 ³ P ₁	<i>χ_{c1}</i> (1 <i>P</i>)	3510.66 ± 0.07	0.89 ± 0.05
	1 ³ P ₀	<i>χ_{c0}</i> (1 <i>P</i>)	3414.76 ± 0.35	10.4 ± 0.7
	1 ¹ P ₁	<i>h_c</i> (1 <i>P</i>)	3525.93 ± 0.27	< 1
2S	2 ³ S ₁	<i>ψ</i> (2 <i>S</i>)	3686.093 ± 0.034	0.337 ± 0.013
	2 ¹ S ₀	<i>η_c</i> (2 <i>S</i>)	3638 ± 4	14 ± 7
1D	1 ³ D ₃	-		
	1 ³ D ₂	-		
	1 ³ D ₁	<i>ψ</i> (3770)	3771.1 ± 2.4	23.0 ± 2.7
	1 ¹ D ₂	-		

Πίνακας 1.2.1: Πειραματικές τιμές του φάσματος των χαμηλότερων καταστάσεων *c* \bar{c} . Στην τελευταία στήλη παρουσιάζεται το αντίστοιχο ολικό πλάτος, όπου παρατηρείται η σχετικά μικρή τιμή για τη «μεγάλη» μάζα του *J/ψ*, που δείχνει τη σχετική σταθερότητα του σωματιδίου αυτού.

¹ [arXiv.org > hep-ex](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0809.1869v1) > arXiv:0809.1869v1

Mult.	State	Input mass (NR model)	Theor. mass	
			NR	GI
1S	$J/\psi(1^3S_1)$	3097	3090	3098
	$\eta_c(1^1S_0)$	2979	2982	2975
2S	$\psi'(2^3S_1)$	3686	3672	3676
	$\eta'_c(2^1S_0)$	3638	3630	3623
3S	$\psi(3^3S_1)$	4040	4072	4100
	$\eta_c(3^1S_0)$		4043	4064
4S	$\psi(4^3S_1)$	4415	4406	4450
	$\eta_c(4^1S_0)$		4384	4425
1P	$\chi_2(1^3P_2)$	3556	3556	3550
	$\chi_1(1^3P_1)$	3511	3505	3510
	$\chi_0(1^3P_0)$	3415	3424	3445
	$h_c(1^1P_1)$		3516	3517
2P	$\chi_2(2^3P_2)$		3972	3979
	$\chi_1(2^3P_1)$		3925	3953
	$\chi_0(2^3P_0)$		3852	3916
	$h_c(2^1P_1)$		3934	3956
3P	$\chi_2(3^3P_2)$		4317	4337
	$\chi_1(3^3P_1)$		4271	4317
	$\chi_0(3^3P_0)$		4202	4292
	$h_c(3^1P_1)$		4279	4318
1D	$\psi_3(1^3D_3)$		3806	3849
	$\psi_2(1^3D_2)$		3800	3838
	$\psi(1^3D_1)$	3770	3785	3819
	$\eta_{c2}(1^1D_2)$		3799	3837

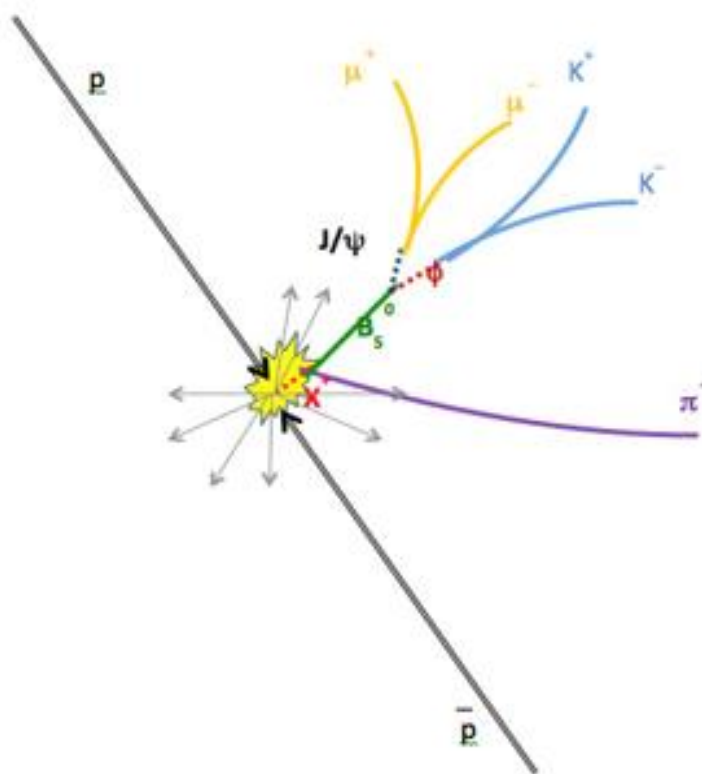
Πίνακας 1.2.2: Θεωρητικές προβλέψεις για τις μάζες των χαμηλότερων καταστάσεων $c\bar{c}$ από ένα απλό μη σχετικιστικό μοντέλο δυναμικού (NR model) $V_0^{(c\bar{c})}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + br$. Υπάρχει πολύ καλή συμφωνία με τις πειραματικές τιμές.

Στον πίνακα 1.1.1 είναι επισημασμένη η αβεβαιότητα στην ενέργεια της κατάστασης αυτής η οποία μεταφράζεται σε χρόνο ζωής ή πιθανότητα διάσπασης μέσω της σχέσης αβεβαιότητας-χρόνου. Η τιμή της είναι σημαντικά μικρή σε σχέση με τη μάζα του J/ψ και γι' αυτό θεωρείται ένα σχετικά σταθερό σωματίδιο. Τους λόγους αυτής της σταθερότητας θα τους δούμε στην επόμενη παράγραφο και έχουν να κάνουν με τα επιμέρους πλάτη των ισχυρών και ηλεκτρασθενών διασπάσεων.

Στις πολύ υψηλές ενέργειες, το ποσοστό J/ψ που παράγεται απευθείας από τη σύγκρουση των δεσμών είναι περίπου $\sim 59\%$. Τα υπόλοιπα είναι προϊόντα είτε από διασπάσεις βαρύτερων σωματίων είτε από τις διεγερμένες καταστάσεις του χ_c . Έτσι,

για τους τρόπους παραγωγής του (όπως και κάθε άλλου σωματιδίου), διακρίνει κανείς τους εξής:

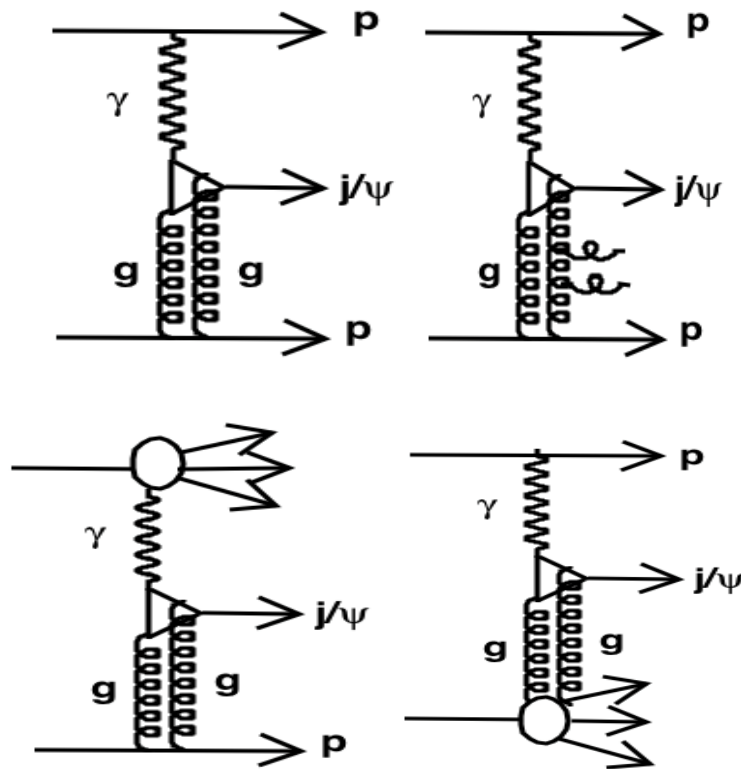
- Απευθείας παραγωγή:
 - a) Πρωτογενής παραγωγή του σωματιδίου στο σημείο σύγκρουσης
 - b) Δευτερογενής, παραγωγή, σε μικρή απόσταση από αποδιέγερση διεγερμένης κατάστασης $c\bar{c}$
- Όχι απευθείας παραγωγή: το σωματίδιο παράγεται από διάσπαση από άλλο βαρύτερο σωματίο πάλι πιο μακριά από το σημείο σύγκρουσης (π.χ. από διασπάσεις B-μεσονίου).



Σχήμα 1.2.1: Σύγκρουση πρωτονίου-αντιπρωτονίου. Τα προϊόντα παράγονται είτε πρωτογενώς όπως το B_s^0 είτε δευτερογενώς όπως το J/ψ .

Υπάρχουν διάφορα μοντέλα παραγωγής των Y και J/ψ μεσονίων στους επιταχυντές κανένα όμως δεν περιγράφει σωστά όλα τα πειραματικά δεδομένα. Τα μοντέλα πάντως

που επιτυγχάνουν πολύ καλή συμφωνία είναι μη σχετικιστικά, δηλαδή σε χαμηλές ενέργειες, οπότε μη διαταρακτικές προσεγγίσεις της QCD (NPQCD) είναι κατάλληλες. Στα επόμενα διαγράμματα Feynman² φαίνονται τέτοιες παραγωγές J/ψ .



Διάγραμμα 1.1.1: Διαγράμματα Feynman παραγωγής J/ψ από διαφορετικές συνεισφορές σε συγκρούσεις πρωτονίου-πρωτονίου.

Στις συνεισφορές αυτές, δύο γκλουόνια ανταλλάσσονται πάντα ώστε να διατηρείται το χρώμα του πρωτονίου καθώς επίσης, τα δύο αυτά γκλουόνια δεν αρκούν μόνα τους για την παραγωγή γιατί το J/ψ (και το Υ) είναι διανυσματικά μποζόνια, οπότε έχουν ομοτιμία -1 ενώ δύο γκλουόνια έχουν $(-1)^2 = 1$. Μαζί με το φωτόνιο διατηρείται και η ομοτιμία. Το ίδιο δεν ισχύει για παράδειγμα για την παραγωγή των $\chi_c(0^+)$ μεσονίων τα οποία είναι *pseudoscalar* και έχουν θετική ομοτιμία, άρα με δύο γκλουόνια διατηρείται και πάλι η ομοτιμία. Τέλος, τα γκλουόνια δημιουργούν ένα *charm-quark loop* το οποίο «κλείνει» σε ένα J/ψ .

² <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0954-3899/41/5/055002/pdf>

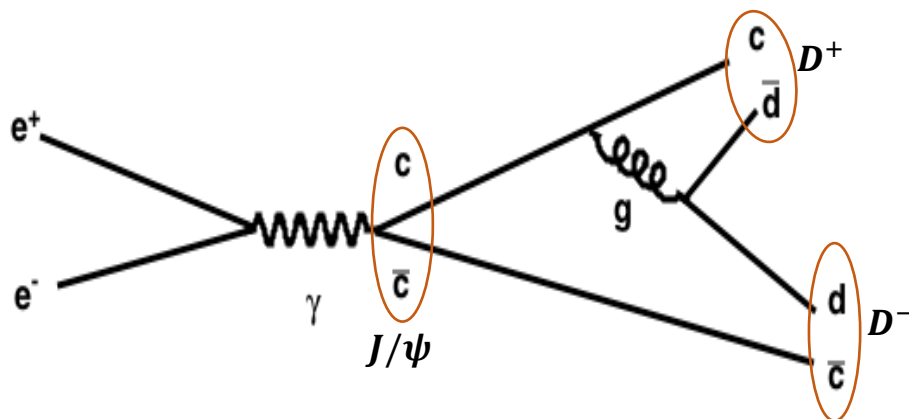
1.3 Διασπάσεις quarkonia

Τα quark αλληλεπιδρούν με όλες γνωστές δυνάμεις:

- Η/Μ: μέσω όρων $\bar{q}A_\mu\gamma^\mu q$ στη *Λαγκρανζιανή*
- Ασθενώς: $\bar{q}W_\mu\gamma^\mu q'$, με διασπάσεις φορτισμένου ρεύματος που αλλάζουν τη γεύση του quark
- Ισχυρά: $\bar{q}G_\mu\gamma^\mu q$, όπου η γεύση του quark δεν αλλάζει

Θα δούμε μερικά παραδείγματα τέτοιων αλληλεπιδράσεων για το J/ψ ($c\bar{c}$), αλλά αντίστοιχα ισχύουν και για το Y ($b\bar{b}$).

Η πιο απλή (και πιο πιθανή) ισχυρή αλληλεπίδραση των quark του J/ψ είναι η πρώτης τάξης διάσπαση μέσω ανταλλαγής ενός γκλουονίου, το οποίο στη συνέχεια δίνει το ελαφρύτερο δυνατό συνδυασμό με charm quark, δηλαδή ένα μεσόνιο $c\bar{d}$ (d – quark είναι το ελαφρύτερο quark). Το σωματίο αυτό είναι γνωστό ως D -μεσόνιο. Όμως, η διάσπαση αυτή απαγορεύεται κινηματικά, αφού το αναλλοίωτο μάζας του J/ψ δεν ξεπερνά το κατώφλι της διάσπασης $J/\psi \rightarrow D^+ D^-$, όπως φαίνεται στο Δ. Feynman (τα διαγράμματα αυτά έχουν σχεδιαστεί με το *ROOT FRAMEWORK ANALYSIS*):



Διάγραμμα 1.3.1: Διάγραμμα Feynman· ένα εικονικό φωτόνιο παράγεται από εξαύλωση e^+e^- το οποίο δημιουργεί ένα ζεύγος $c\bar{c}$. Έπειτα, ένα γκλουόνιο δημιουργεί ζεύγος $d\bar{d}$ ώστε να πάρουμε τελική κατάσταση δύο D -μεσονίων. Η διάσπαση αυτή απαγορεύεται κινηματικά.

όπου $M(J/\psi) = 3.1 \text{ GeV}$ και $M(D^\pm) = 1.87 \text{ GeV}$. Τα ελαφρύτερα δυνατά μεσόνια είναι πολύ βαριά.

Συνεχίζοντας με τις ισχυρές διασπάσεις οι θα δούμε και κάποιους άλλους περιορισμούς που προκύπτουν από αυτές, στους οποίους εν τέλει οφείλεται και η στενή κορυφή του φάσματος του J/ψ . Η επόμενη πιθανή αλληλεπίδραση είναι η εξαύλωση των c και \bar{c} μέσω γκλουονίων, η οποία όπως θα δούμε περιορίζεται αυτή τη φορά λόγω του λεγομένου *OZI rule*. Η εξαύλωση θα δώσει ενδιάμεσες καταστάσεις μόνο με γκλουόνια, πράγμα το οποίο οδηγεί στις εξής επιλογές:

1. Παραγωγή ενός γκλουονίου, η οποία απαγορεύεται γιατί δεν διατηρείται το χρώμα
2. Παραγωγή δύο γκλουονίων, η οποία απαγορεύεται γιατί δεν διατηρείται η ομοτιμία όπως είδαμε και στην προηγούμενη ενότητα

Αναγκαστικά, χρειάζονται τουλάχιστον τρία γκλουόνια για εξαύλωση. Λόγω όμως της μεγάλης μάζας του J/ψ (και ακόμα μεγαλύτερη του Y) τα γκλουόνια θα έχουν πολύ υψηλές ενέργειες, με αποτέλεσμα λόγω της ασυμπτωτικής ελευθερίας της QCD να έχει μικρή σταθερά ζεύξης α_s για κάθε ένα και τελικά ένα πολύ μικρό πλάτος σκέδασης $\sim \alpha_s^3$. Αυτή η υποβάθμιση του πλάτους σκέδασης καλείται *OZI suppression*.

Λόγω αυτών των περιορισμών, συμπεραίνει κανείς, και επαληθεύεται πειραματικά, μια σχετική αύξηση λόγω διακλάδωσης ως προς τις H/M και ασθενείς διασπάσεις. Εμείς, μελετήσαμε συγκεκριμένα λεπτονικές διασπάσεις: $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ και $Y \rightarrow \mu^+ \mu^-$, στον ανιχνευτή ATLAS του CERN, οι οποίες δίνουν καθαρότερο σήμα στον ανιχνευτή όπως εξηγούνται αναλυτικότερα στο 3^ο κεφάλαιο. Οι διασπάσεις αυτές είναι όπως αυτή στο επόμενο διάγραμμα.

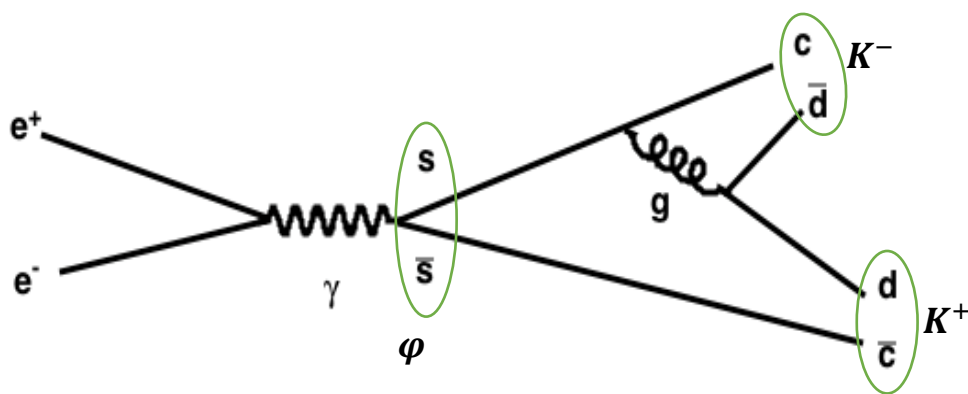
$\rho(u, \bar{u}, d, \bar{d})$ $\rightarrow \pi\pi$	$M_\rho = 0.77 \text{ GeV}$	$\Gamma = 151 \text{ MeV}$
$\rho' \rightarrow \pi\pi$	$M_{\rho'} = 1.47 \text{ GeV}$	$\Gamma = 310 \text{ MeV}$

$\varphi(s\bar{s})$ $\rightarrow K^+K^-$	$M_\varphi = 1.019 \text{ GeV}$	$\Gamma = 4 \text{ MeV}$
$J/\psi(c\bar{c})$ $\rightarrow \text{hadrons}$	$M_{J/\psi} = 3.1 \text{ GeV}$	$\Gamma = \mathbf{0.09 \text{ MeV}}$

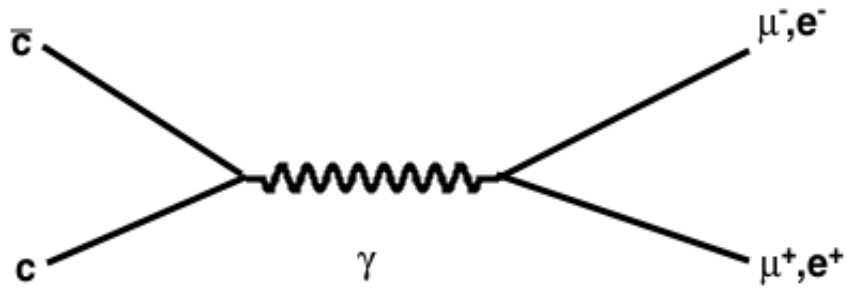
	$M \text{ (MeV)}$	$\Gamma \text{ (MeV)}$
J/ψ	3.1	0.09
ψ'	3.67	0.28
ψ''	3.77 $2M_D$ $= 3.74$	24 MeV

Πίνακας 1.3.1: Συμπερασματικά πειραματικά δεδομένα για διασπάσεις παρεμφερών με το J/ψ μεσονίων. Αριστερά, δίνονται οι μάζες παρεμφερών με το J/ψ μεσονίων και τα πλάτη αδρονικών διασπάσεων. Δεξιά, οι τρεις πρώτες ψ -καταστάσεις του charmonium με τα αντίστοιχα ολικά πλάτη σκέδασης.

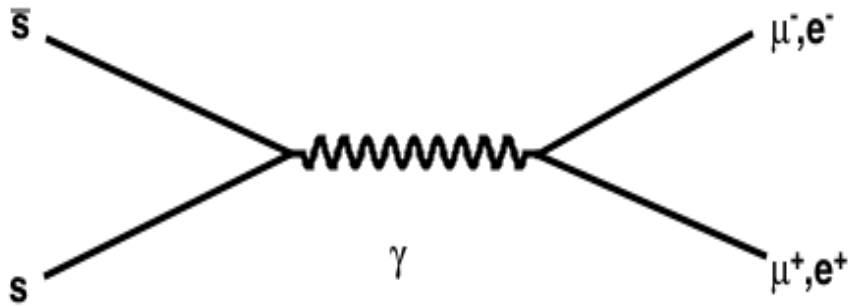
Στον παραπάνω πίνακα βλέπουμε τα πειραματικά δεδομένα που επιβεβαιώνουν τα προηγούμενα θεωρητικά μοντέλα προβλέψεων. Παρατηρείται ότι το J/ψ έχει πολύ μικρό πλάτος σκέδασης συγκριτικά με τα υπόλοιπα, το οποίο οφείλεται στο *OZI suppression*, δηλαδή αναμένεται μια στενή κορυφή στα 3.1 GeV , δηλαδή ένα σχετικά σταθερό σωματίο. Το διάγραμμα Feynman της αδρονικής διάσπασης του φ είναι το εξής:



Διάγραμμα 1.3.3: Η αδρονική διάσπαση $\varphi \rightarrow K^+K^-$ επιτρέπεται, ωστόσο έχει και αυτή μικρό συγκριτικά πλάτος με του ρ -μεσονίου λόγω του φασικού χώρου των κανονίων.



Διάγραμμα 1.3.3: Λεπτονική διάσπαση $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^- (e^+ e^-)$. Ο λόγος διακλάδωσης για αυτή τη διάσπαση είναι $BR \sim 6 \%$.



Διάγραμμα 1.3.3: Λεπτονική διάσπαση $\phi \rightarrow \mu^+ \mu^- (e^+ e^-)$. Ο αντίστοιχος λόγος διακλάδωσης εδώ είναι $BR \sim 0.03 \%$.

Στον δεύτερο πίνακα, βλέπουμε την απότομη αύξηση του στην πιθανότητα διάσπασης ($t \cdot \Gamma \sim \hbar$) του ψ'' , το οποίο βρίσκεται ακριβώς πάνω από το κατώφλι της διάσπασης σε δύο D -μεσόνια.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Ο Επιταχυντής LHC και ο Ανιχνευτής ATLAS

2.1 Εισαγωγή

Στο κεφάλαιο αυτό εισάγονται οι επιταχυντικές και ανιχνευτικές διατάξεις ως προς τις αρχές λειτουργίας τους καθώς και τα γενικά τους χαρακτηριστικά.

2.2 Ο Επιταχυντής

Η πηγή των p είναι ένα δοχείο με άτομα αερίου H , τα οποία συλλέγονται και κατόπιν ιονίζονται χάνοντας το μοναδικό τους e προκύπτοντας έτσι θετικά φορτισμένα πρωτόνια. Έπειτα, με τη βοήθεια ηλεκτροστατικού πεδίου αυτά εισέρχονται στο πρώτο στάδιο επιτάχυνσης, στον γραμμικό επιταχυντή *LINAC 2*, από τον οποίο εξέρχονται έχοντας αποκτήσει κινητική ενέργεια 50 MeV . Η μάζα ηρεμίας του είναι 938 MeV άρα από τη σχετικιστική σχέση:

$$\Delta K = (\gamma - 1)m_0c^2 = m_0c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-u^2/c^2}} \right] \quad (2.2.1)$$

εξέρχονται με ταχύτητα $\sim 1/3 c$ το καθένα.

Το δεύτερο επίπεδο επιτάχυνσης είναι το *Proton Synchrotron Booster (PSB)* το οποίο αποτελείται από 4 κυκλικούς επιταχυντές τύπου *synchrotron*. Στο (*PSB*) τα πρωτόνια επιταχύνονται και καμπυλώνονται με συγχρονισμένα ηλεκτρικά πεδία σταθερής συχνότητας και ισχυρά μαγνητικά πεδία, αντίστοιχα. Η κινητική τους ενέργεια

αυξάνεται μέχρι τα 1.4 GeV για να εισέλθουν στον επόμενο κυκλικό επιταχυντή - το *Proton Synchrotron (PS)* - με τις απαραίτητες παραμέτρους ώστε να εξασφαλίζεται η “σταθερότητα” της δέσμης λόγω των μεγάλων μαγνητικών πεδίων των σιδηρομαγνητών εκεί. Στο (*PS*) αποκτούν ταχύτητα $0.999c$ και μάζα 25 φορές μεγαλύτερη από τη μάζα ηρεμίας τους. Στη συνέχεια, εισέρχονται στο *Super Proton Synchrotron (SPS)* για περαιτέρω αύξηση της κινητικής τους ενέργειας στα 450 GeV , και τελικώς να εισέλθουν στην τροχιά του γιγαντιαίου επιταχυντή *Large Hadron Collider (LHC)*, όπου θα επιταχυνθούν με ενέργεια του κάθε p στα 4 TeV (τα δεδομένα που αναλύονται σήμερα έχουν αντίστοιχα ενέργεια της τάξης των 7 TeV). Οι τέσσερις αυτοί κυκλικοί επιταχυντές έχουν βαθμιαία αύξηση της περιφέρειάς τους ευθέως ανάλογη της βαθμιαίας αύξησης της ταχύτητας στα στάδια αυτά. Στον *LHC*, οι δέσμες χωρίζονται σε δύο σωλήνες κενού και περιφέρονται αντιστρόφως με ίσες ορμές. Επειδή χρειάζονται ισχυρά μαγνητικά πεδία για να καμπυλώσουν εντός του επιταχυντή τα πρωτόνια αυτά τα οποία ξεπερνούν την τιμή κορεσμού των μαγνητών, χρησιμοποιούνται υπεραγώγιμοι ηλεκτρομαγνήτες οι οποίοι απαιτούν υπερχαμηλές θερμοκρασίες της τάξης των 2 K . Επίσης, εκτός από διπολικούς μαγνήτες χρησιμοποιούνται τετραπολικούς, οκταπολικούς και δεκαπολικούς προκειμένου να διορθωθούν αποκλίσεις στην τροχιά και για την καλύτερη δυνατή εστίαση των δύο δεσμών. Τέλος, οι δύο δέσμες συγχρονίζονται έτσι ώστε να συγκρουστούν με συνολική ενέργεια κέντρου μάζας 14 TeV στα τέσσερα σημεία του *LHC* όπου βρίσκονται οι ανιχνευτές και συλλέγουν πληροφορίες για τα προϊόντα των συγκρούσεων αυτών. Κατά τις συγκρούσεις, έχουμε δύο δέσμες οι οποίες δεν είναι συνεχείς αλλά διακριτοποιούνται σε περίπου 2800 πακέτα η καθένα με το κάθε πακέτο να περιέχει $2 * 10^{11}$ πρωτόνια, το καθένα με ενέργεια 4 TeV .

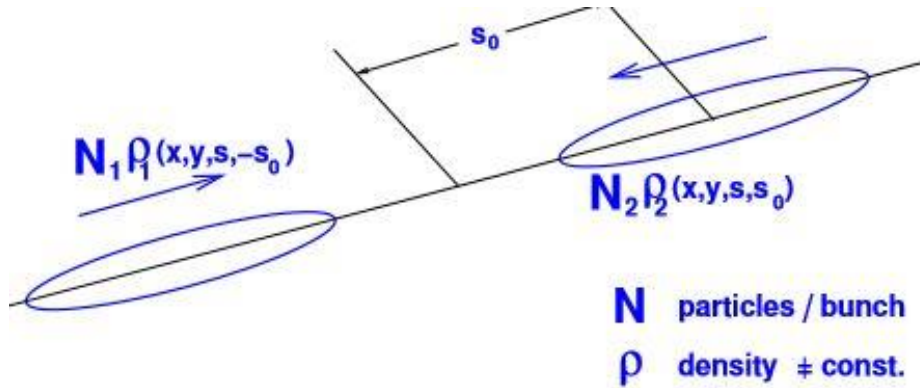
Στα πειράματα υψηλών ενεργειών, κατά τη διαδικασία της επιτάχυνσης ενδιαφέρουν δύο παράγοντες να μεγιστοποιηθούν: ο ένας είναι η ενέργεια με την οποία θα συγκρουστούν τα σωματίδια και ο δεύτερος είναι η “φωτεινότητα” (L) της δέσμης. Στην ουσία, για να εξετάσει κανείς το δυνατόν περισσότερους τύπους διασπάσεων πρέπει να ξεκινήσει από μικρές ενέργειες και να ανεβαίνει αλλά και να έχει τον απαιτούμενο αριθμό σωματιδίων για να “δει” ακόμα και τις πιο σπάνιες καταστάσεις ύλης-ενέργειας. Επίσης όσο περισσότερα τα δεδομένα, τόσο πιο σίγουρο είναι το αποτέλεσμα. Αυτό το δεύτερο έχει να κάνει με την “φωτεινότητα”. Θα δούμε λίγη θεωρία γύρω από την έννοια αυτή και θα την υπολογίσουμε. Ως προς τη σύγκρουση

δύο πακέτων πρωτονίων ορίζεται από την εξής σχέση:

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma \quad (2.2.2)$$

όπου dN/dt ο αριθμός των αλληλεπιδράσεων που πραγματοποιούνται ανά *second* και σ η ενεργός διατομή της αλληλεπίδρασης. Όπως φαίνεται έχει μονάδες $cm^{-2}s^{-1}$ αλλά και είναι ανεξάρτητη της διάσπασης κάθε φορά – πιο πιθανή διάσπαση θα δώσει μεγαλύτερο όγκο δεδομένων χωρίς να την επηρεάζει την “φωτεινότητα” και αντίστροφα, πιο μεγάλο L δίνει περισσότερα “γεγονότα” χωρίς να επηρεάζει τη διατομή της σκέδασης.

Για δύο δέσμες σωματιδίων οι οποίες συγκρούονται μετωπικά κατά “πακέτα”, όπως στο Σχήμα 2.2.1,



Σχήμα 2.2.1: Δύο συγκρουόμενες δέσμες.

η “φωτεινότητα” θα δίνεται από μια σχέση της μορφής:

$$L \propto KN_1N_2fn_b \iiint \int_{-\infty}^{\infty} \rho_1(x, y, s, -s_0)\rho_2(x, y, s, s_0)dx dy ds ds_0 \quad (2.2.3)$$

όπου η χρονική συντεταγμένη αντικαταστάθηκε από την χωρική $s_0 = ct.N_i, i = 1,2$ ο αριθμός σωματιδίων ανά πακέτο, f είναι η κυκλική συχνότητα των πακέτων, n_b ο αριθμός των πακέτων ανά δέσμη, K ένας κινητικός παράγοντας της μορφής,

$$K = \sqrt{(\vec{u}_1 - \vec{u}_2)^2 - (\vec{u}_1 \times \vec{u}_2)^2 / c^2} \quad (2.2.4)$$

Τέλος, ρ_i είναι οι χωρικές κατανομές των πακέτων οι οποίες μπορούν να προσεγγιστούν ικανοποιητικά από *gaussian* κατανομές και στις 3 διαστάσεις,

$$\rho_{i,u}(u) = \frac{1}{\sigma_u \sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-u^2}{2\sigma_u^2}\right)$$

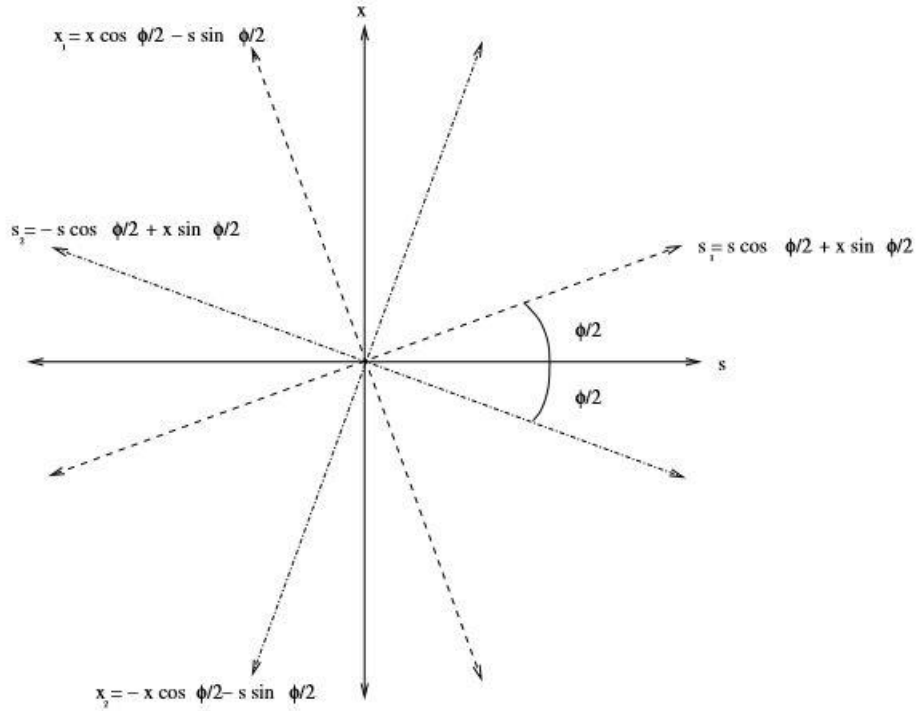
$$\rho_s(s \pm s_0) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-(s \pm s_0)^2}{2\sigma_s^2}\right) \quad i=1,2, \quad u=x,y \quad (2.2.5)$$

Οι τυπικές αποκλίσεις $\sigma_{x,y,s}$ είναι το πλάτος της *gaussian* και γι' αυτό αναφέρονται ως «μέγεθος της δέσμης (*beam size*)» κατά την εκάστοτε διεύθυνση. Αναλύοντας τη δυναμική της δέσμης, λύνοντας τις διαφορικές εξισώσεις *Hill*, βρίσκει κανείς ότι τα πρωτόνια εκτελούν ταλαντώσεις στο κάθετο επί της τροχιάς τους επίπεδο ($x - y$) καθώς διέρχονται από τα μαγνητικά πεδία των διπολικών και τετραπολικών μαγνητών με πλάτος $\sqrt{\varepsilon\beta(s)}$, όπου ε (*emittance*) είναι ένα μέτρο της διασποράς της δέσμης είναι και $\beta(s)$ η περιοδική συνάρτηση β .

Ωστόσο, τα πακέτα δεν κινούνται ακριβώς κατά τους άξονες x, y, s , αλλά υπό μικρές γωνίες ως προς αυτούς, που, όπως θα φανεί, εισάγουν έναν παράγοντα ακόμα στη σχέση (2.2.3). Θεωρούμε, χωρίς βλάβη της γενικότητας, ότι η γωνία αυτή (*crossing angle*) κείται επί του επιπέδου $x - s$, όπως στο παρακάτω σχήμα (Σχ. 2.2.2), οπότε οι μεταβλητές στο νέο σύστημα συντεταγμένων μετασχηματίζονται ως εξής:

$$x_1 = x \cos \frac{\varphi}{2} - s \sin \frac{\varphi}{2}, \quad s_1 = s \cos \frac{\varphi}{2} + x \sin \frac{\varphi}{2}$$

$$x_2 = x \cos \frac{\varphi}{2} + s \sin \frac{\varphi}{2}, \quad s_2 = s \cos \frac{\varphi}{2} - x \sin \frac{\varphi}{2} \quad (2.2.6)$$



Σχήμα 2.2.2: Μη μετωπική σύγκρουση των δεσμών κατά γωνία φ .

Λόγω των σχέσεων (2.2.4-2.2.6) και υποθέτοντας, επιπλέον, ότι οι κατανομές είναι ανεξάρτητες μεταξύ τους το ολοκλήρωμα της (2.2.3) γίνεται,

$$L = 2\cos^2 \frac{\varphi}{2} N_1 N_2 f n_b \iiint \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{1x}(x_1) \rho_{1y}(y_1) \rho_{1s}(s_1 - s_0) \rho_{2x}(x_2) \rho_{2y}(y_2) \rho_{2s}(s_2 + s_0) dx dy ds ds_0$$

και λαμβάνοντας υπόψιν τη συμμετρία του προβλήματος ($\sigma_{1i} = \sigma_{2i}, i = x, y, z$), έπειτα από κάποιες πράξεις και κάνοντας χρήση των *gaussian* ολοκληρωμάτων,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(at^2+bt+c)} dt = \sqrt{\pi/a} e^{\frac{b^2-ac}{a}}$$

παίρνουμε

$$L = \frac{N_1 N_2 f n_b}{8\pi^2 \sigma_y \sigma_x^2 \sigma_s} 2\cos^2 \frac{\varphi}{2} \iint e^{\frac{-x^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2} - s^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}}{\sigma_x^2}} e^{\frac{-x^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} - s^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}}{\sigma_s^2}} dx ds \quad (2.2.7)$$

ή

$$L = \frac{N_1 N_2 f n_b}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \cdot S \quad (2.2.8)$$

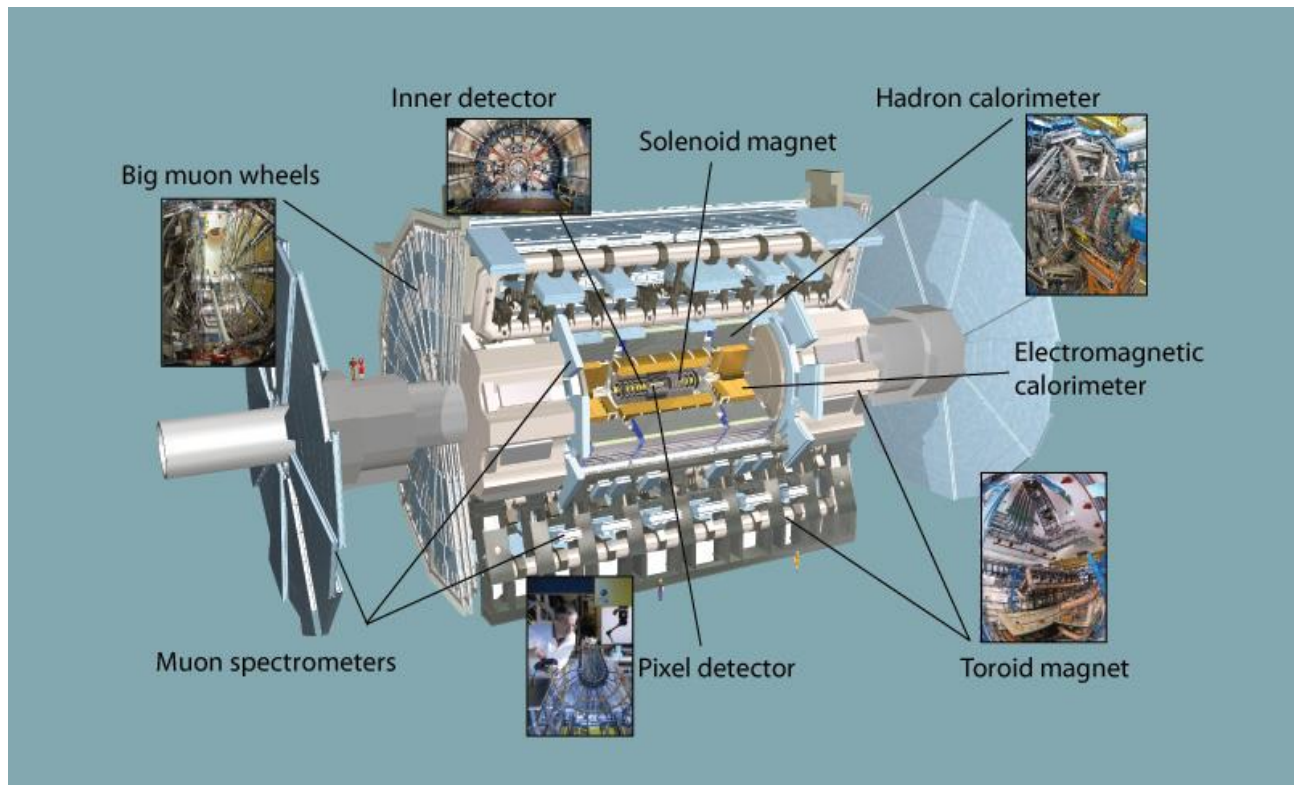
όπου ο παράγοντας S ονομάζεται “παράγοντας ελάττωσης της φωτεινότητας (*luminosity reduction factor*)” και από την (2.2.8) ισούται με

$$S = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_x}{\sigma_s} \tan\frac{\varphi}{2}\right)^2}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_s}{\sigma_x} \tan\frac{\varphi}{2}\right)^2}} \approx \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_s \varphi}{\sigma_x^2}\right)^2}} \quad (2.2.9)$$

για $\sigma_x \ll \sigma_s$ και $\tan\left(\frac{\varphi}{2}\right) \approx \frac{\varphi}{2}$ για μικρές γωνίες. Μεγιστοποιώντας την (2.2.8) λοιπόν θα έχουμε και τον μέγιστο δυνατό αριθμό γεγονότων.

2.3 Ο Ανιχνευτής

Σε αυτή την παράγραφο θα περιγραφούν οι ανιχνευτικές διατάξεις σε ένα από τα τέσσερα σημεία σύγκρουσης όπου υπάρχουν ανιχνευτές, από το οποίο πήραμε τα δεδομένα, τον ανιχνευτή *ATLAS* (*A Toroidal LHC Apparatus*). Πρόκειται για έναν ανιχνευτή γενικού σκοπού που εξετάζει πτυχές της *Φυσικής* από την ασυμμετρία ύλης-αντιύλης (*CP violation*), την ανακάλυψη του σωματιδίου *Higgs* (προέλευση της μάζας) αλλά και θεωρίες πέρα από το Καθιερωμένο Μοντέλο. Είναι κύλινδρος διαστάσεων $46m$ (μήκος) \times $25m$ (διάμετρος) ο οποίος αποτελείται από έξι υποσυστήματα τοποθετημένα γύρω από το σημείο σύγκρουσης (κέντρο του κυλίνδρου) ικανά να μετρήσουν τις τροχιές, ορμές και ενέργειες των διερχόμενων σωματιδίων. Τα υποσυστήματα αυτά είναι τα εξής (Σχ. 2.3.1): *Inner Detector, Calorimeter, Muon Spectrometer, Magnet System, Trigger and Data Acquisition System, Computing System*.

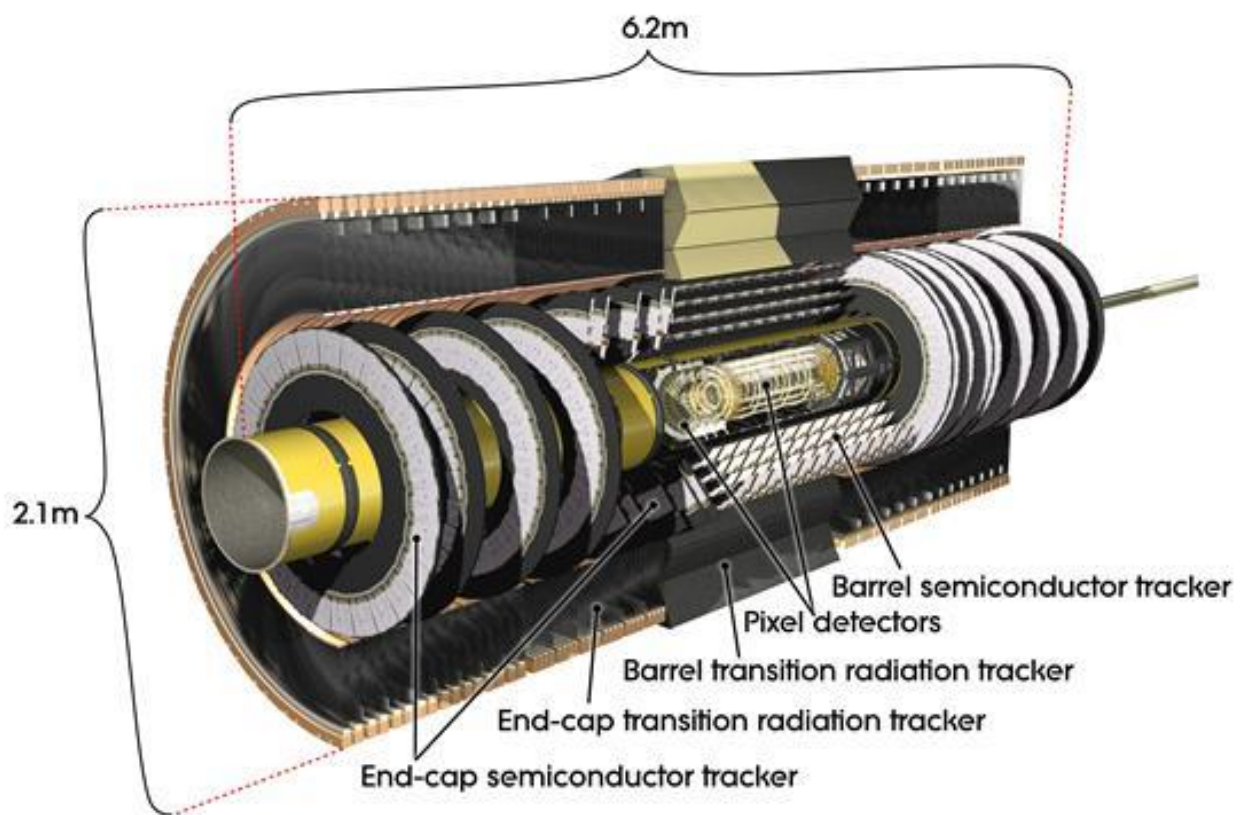


Εικόνα 2.3.1: Τα ανιχνευτικά συστήματα του ATLAS.

Εσωτερικός ανιχνευτής

Είναι το πρώτο τμήμα του ανιχνευτή που συναντά ένα παραγόμενο σωματίο μετά τη σύγκρουση. Μετρά την τροχιά, την ορμή και το φορτίο για κάθε φορτισμένο σωματίο που ανιχνεύει. Τα βασικά μέρη του είναι τα εξής: Silicon Pixel Detector, Semiconductor Tracker (SCT) και Transition Radiation Tracker (TRT) (Σχ. 2.3.2). Το πρώτο είναι ένας ανιχνευτής πυριτίου που έχει 80 εκατομμύρια *pixels* με ισάριθμα “κανάλια” που στέλνουν την πληροφορία και αποτελείται από 3 υποστρώματα (Σχ. 2.3.2) σε ακτινικές αποστάσεις από 50.5 mm μέχρι 122.5 mm. Ακολουθούν τα τέσσερα κυλινδρικά στρώματα του *Semiconductor Tracker* στις αποστάσεις 299 mm μέχρι 514 mm με συνολικά 6 εκατομμύρια “*readout strips*” (και ισάριθμα “κανάλια”) που καταμετρούν τη θέση του σωματιδίου με ακρίβεια 17 μm ανά στρώμα. Το εξωτερικό τμήμα του *Inner Detector* είναι ο *Transition Radiation Tracker*. Αποτελείται από δύο μέρη, έναν ανιχνευτή ιονισμού αερίου (*Straw Tracker*) και τον TRT. Ο πρώτος έχει την αρχή λειτουργίας ενός ανιχνευτή αερίου ενώ ο δεύτερος στηρίζεται στην H/M ακτινοβολία που εκπέμπει ένα φορτισμένο σωματίο καθώς διέρχεται από ανομοιογενές διηλεκτρικό μέσο. Έτσι δίνει πληροφορίες και για τον τύπο του σωματιδίου. Δεδομένης

μιας ενέργειας σωματίδια με μεγαλύτερο σχετικιστικό παράγοντα γ , άρα μικρότερης μάζας, “αφήνουν” περισσότερα φωτόνια καθώς διέρχονται και έτσι διακρίνονται από βαρύτερα σωματίδια. Ο *Inner Detector* περιβάλλεται από ένα σωληνοειδές σύστημα μαγνητών (“*Central Solenoid Magnet*”) δημιουργώντας ομογενές μαγνητικό πεδίο 2 T κατά τον άξονα συμμετρίας του ανιχνευτή, το οποίο κάμπτει, λόγω δύναμης *Lorentz*, την τροχιά κάθε παραγόμενου σωματιδίου ώστε να μετρήσει την ορμή ή την εγκάρσια ορμή του (*transverse momentum*) p_T στο $R - \varphi$ επίπεδο από την ακτίνα καμπυλότητάς τους.

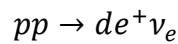


Εικόνα 2.3.2: Ο εσωτερικός ανιχνευτής.

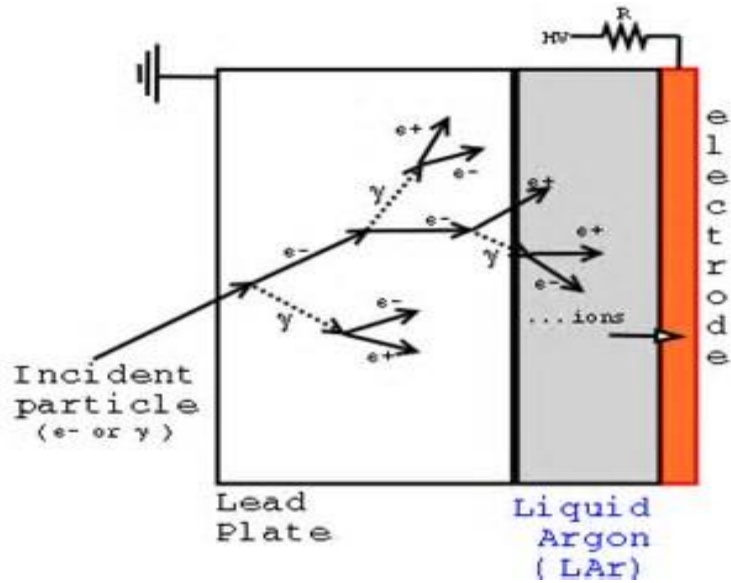
Θερμιδόμετρα

Είναι οι διατάξεις που μετρούν την ενέργεια όλων των σωματιδίων πλην των μιονίων και των νετρίνων (τα τελευταία δεν ανιχνεύονται σε κανένα επίπεδο, υποτίθενται από τα ελλείματα ενέργειας και ορμής). Θα περιγράψουμε την αρχή λειτουργίας τους με παραδείγματα που είναι κατατοπιστικότερο από τα γενικά και τεχνικά στοιχεία. Σκοπός είναι να κάνουν τα σωματίδια να χάσουν με κάποιο μηχανισμό σταδιακά όλη τους την

ενέργεια, εντός του όγκου τους, και μετά από το σύνολο αυτών των ενεργειών να “ανακατασκευαστεί” η ολική ενέργεια του σωματιδίου. Γι' αυτό το λόγο υπάρχουν δύο ειδών *calorimeters*, αυτά που σταματούν σωματίδια μέσω ΗΜ αλληλεπιδράσεων και αυτά που τα σταματούν μέσω ισχυρών αλληλεπιδράσεων. Βαρυτική προφανώς την ξεχνάμε, ενώ η ασθενής ακριβώς επειδή είναι ασθενής επισκιάζεται από τις ισχυρές και τις ΗΜ έχοντας χρόνους ημιζωής της τάξης των $\sim 10^7 - 10^5$ φορές μεγαλύτερους αντίστοιχα. Η μικρή τιμή της ενεργού διατομής φαίνεται στο γεγονός ότι ακόμα και σε πυκνότητες όπως του ηλιακού πυρήνα το μέσο πρωτόνιο επιζεί κατά μέσο όρο για $\sim 10^{10}$ χρόνια πριν αλληλεπιδράσει ασθενώς στο πρώτο στάδιο παραγωγής ενέργειας στο υδρογόνο εκεί:



Ηλεκτρόνια, ποζιτρόνια και φωτόνια αλληλεπιδρούν μόνο ΗΜ με την ύλη. Ένα αρχικό e^\pm που εισέρχεται στον όγκο του ΗΜ “καλορίμετρου” συναντά την πρώτη λωρίδα του “απορροφητή”, που συνήθως είναι από μόλυβδο. Στις ενέργειες που γίνονται τα πειράματα το σωματίδιο έχει την απαραίτητη ενέργεια ώστε να εκπέμψει ακτινοβολία *bremsstrahlung*, η οποία με τη σειρά της προκαλεί διδύμους γενέσεις κ.ο.κ παράγοντας έτσι έναν καταγισμό από e^\pm στην έξοδο της πρώτης “στρώσης” του απορροφητή (Εικ. 2.3.3). Έπειτα, αυτά εισέρχονται σε έναν όγκο που έχει υγρό Αργό (*LAr sampling material*) όπου ιονίζουν τα άτομα του και με μια διαφορά δυναμικού συλλέγονται τα ηλεκτρόνια στα *ηλεκτρόδια* του καλορίμετρου. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται για όλες τις στρώσεις του απορροφητή ώστε το αρχικό e^\pm να χάσει όλη του την ενέργεια και να την αποδώσει μέσω ιονισμών στον όγκο του υγρού Αργού. Αν το αρχικό e^\pm έχει περισσότερη ενέργεια θα εκπέμψει περισσότερη ακτινοβολία *bremsstrahlung*, περισσότερα παραγόμενα e^\pm , περισσότεροι ιονισμοί και τέλος μεγαλύτερη ποσότητα φορτίου. Οπότε, μέσω των ιονισμών, γίνεται ένα τμήμα της ανακατασκευής της ενέργειας του σωματιδίου.



Εικόνα 2.3.3: Απεικόνιση καταγισμού ηλεκτρονίων από την πρώτη στη δεύτερη στρώση του ΗΜ καλορίμετρου.

Από την άλλη, υπάρχει μια άλλη κατηγορία σωματιδίων τα οποία διαφεύγουν του ΗΜ καλορίμετρου, είτε γιατί είναι ηλεκτρικά ουδέτερα, είτε γιατί έχουν πολύ μεγαλύτερη μάζα από τα ηλεκτρόνια οπότε από την σχέση των *Bethe-Bloch* προκύπτει ότι,

$$\frac{E_{crit}^h}{E_{crit}^e} = \left(\frac{m^h}{m^e}\right)^2 \approx 10^6 \text{ για πρωτόνιο} \quad (2.3.1)$$

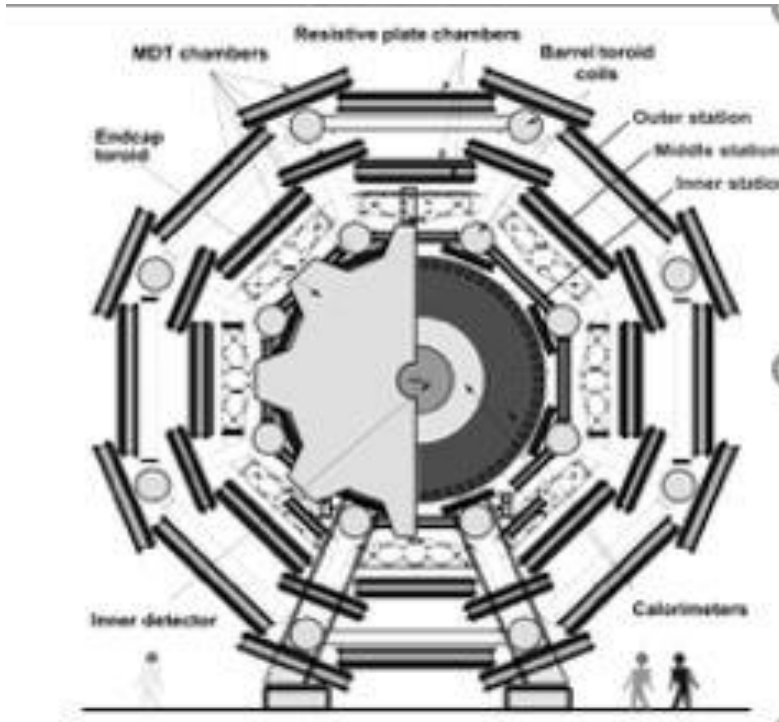
Η κρίσιμη ενέργεια που πρέπει να έχει ένα πρωτόνιο για να προκαλέσει *electromagnetic shower* είναι 1 δισεκατομμύριο φορές μεγαλύτερη από αυτήν του ηλεκτρονίου γι' αυτό και διέρχεται από την περιοχή του ΗΜ απορροφητή προκαλώντας απλώς ιονισμούς. Συνεπώς, ένα αδρόνιο (βαρυόνιο ή μεσόνιο) αλληλεπιδρά πρωτίστως ισχυρά με τους πυρήνες των ατόμων, οπότε η ενεργός επιφάνεια είναι πολύ μικρότερη άρα θα ξεκινήσει τις αλληλεπιδράσεις σε πολύ μεγαλύτερο βάθος του απορροφητή. Αυτή η ποσότητα, που λέγεται *radiation length*, είναι που ξεχωρίζει την παρουσία αδρονίων από τα e^\pm και φωτόνια (*particle identification*). Εκεί λοιπόν ξεκινά ο *αδρονικός καταγισμός* και έπειτα τα παραγόμενα αδρόνια διέρχονται από τον σπινθηριστή όπου προκαλούν διεγέρσεις και αποδιεγέρσεις των ατόμων. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την εκπομπή φωτόνιων τα οποία συλλέγονται με οπτικές ίνες και μετατρέπονται σε ρεύμα μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου. Σε αυτήν την περίπτωση, η ανακατασκευή της ενέργειας του αρχικού αδρονίου γίνεται από την

ένταση του ρεύματος αυτού. Όσο περισσότερη είναι η αρχική ενέργεια τόσο περισσότερα είναι τα σωματίδια του *particle shower*, τόσο περισσότερα τα φωτόνια στον σπινθηριστή και τόσο περισσότερα ηλεκτρόνια θα μετρηθούν.

Βέβαια, από τα παραπάνω είναι προφανές ότι η ενέργεια που τελικά μετράται θα ενέχει σημαντικό ποσοστό σφάλματος και γι' αυτό χρησιμοποιούνται και άλλες μέθοδοι βελτιστοποίησης.

Σύστημα μιονίου

Από τη στιγμή που θα αφήσουμε τα καλορίμετρα, όλα σχεδόν τα σωματίδια έχουν απορροφηθεί. Τα μόνα που διέρχονται χωρίς να σταματήσουν είναι τα μίονια και τα νετρίνα. Αυτά είναι λεπτόνια γι'αυτό δεν αλληλεπιδρούν ισχυρά ενώ τα μίονια είναι βαριά σωματίδια οπότε από την (2.3.1) διαφεύγουν του ΗΜ καλορίμετρου. Σκοπός είναι να μετρηθούν με ακρίβεια οι τροχιές και οι ορμές των μιονίων. Το *Muon Spectrometer* μπορούμε να το φανταστούμε μέσα σε ένα βαρέλι (*barrel*) με δύο καπάκια (*end caps*) όπου και τα τοιχώματα του βαρελιού περιμετρικά και τα καπάκια αποτελούνται από τρία στρώματα (*layers*) ανιχνευτών το καθένα (Εικ. 2.3.4). Όπως φαίνεται και από την παρακάτω εικόνα, στο βαρέλι, η ανίχνευση των μιονίων γίνεται με τη βοήθεια τριών στρωμάτων *MDT chambers* - *inner*, *middle* και *outer* – και η μέτρηση των ορμών τους μέσω του συστήματος οχτώ *barrel toroid* υπεραγωγίμων ηλεκτρομαγνητών (*barrel toroid coils*), που κάμπτουν τις τροχιές τους.



Εικόνα 2.3.4: Ο ανιχνευτής κατά μήκος του άξονα z . Γύρω φαίνονται οι ανιχνευτές από τους οποίους, εν μέρει, προσδιορίζεται η ορμή των μιονίων.

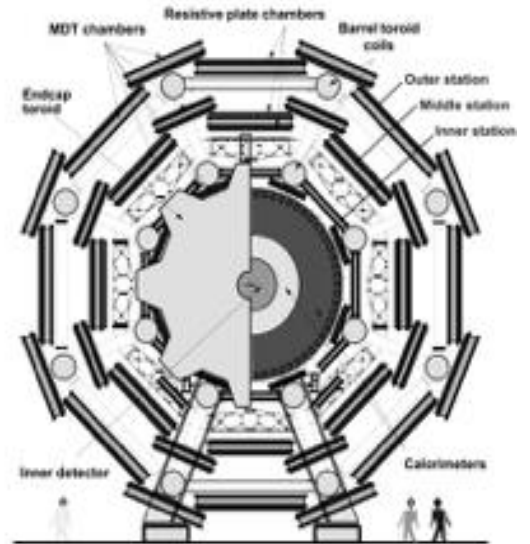
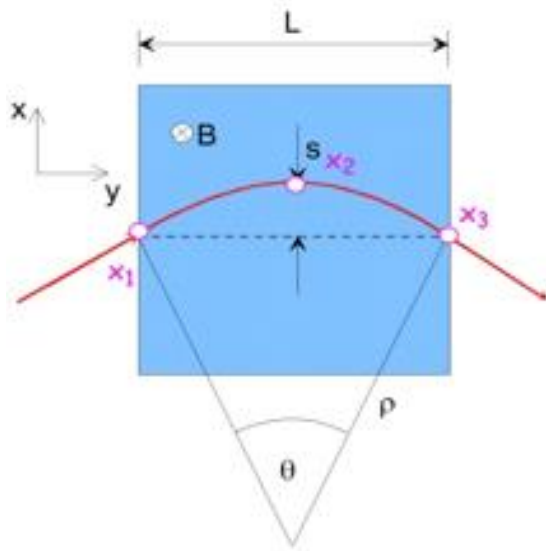
Στην περίπτωση του βαρελιού, για ένα μόνιο που εισέρχεται σε μαγνητικό πεδίο έντασης B ισχύει:

$$p_T = qB\rho \quad (2.3.2)$$

όπου τα μεγέθη q, B είναι γνωστά. Εκφράζουμε την ακτίνα r συναρτήσει ποσοτήτων που είναι γνωστές από την πειραματική κατασκευή (Εικ. 2.3.5):

$$\begin{aligned} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) &= \frac{L/2}{\rho} \Rightarrow (\text{για μικρές γωνίες}) \theta \simeq \frac{L}{\rho} = \frac{BqL}{p_T} \\ s &= \rho\left(1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \sim \rho\left(1 - \left(1 - \frac{1}{2}\frac{\theta^2}{4}\right)\right) = \rho\frac{\theta^2}{8} = \frac{L^2 B}{8p_T} \end{aligned} \quad (2.3.3)$$

όπου s η γεωμετρική ποσότητα (*sagitta*) που φαίνεται στην εικόνα 2.3.5 Από τη (2.3.3) μπορεί κανείς να υπολογίζει το p_T ξέροντας τρία και μόνο σημεία της τροχιάς του μιονίου (x_1, x_2, x_3).



Εικόνα 2.3.5: Αριστερά, η τροχιά του σωματιδίου εντός μαγνητικού πεδίου (s είναι η sagitta)· δεξιά, η προηγούμενη εικόνα με τους ανιχνευτές οι οποίοι θα προσδιορίσουν τα σημεία αυτά.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

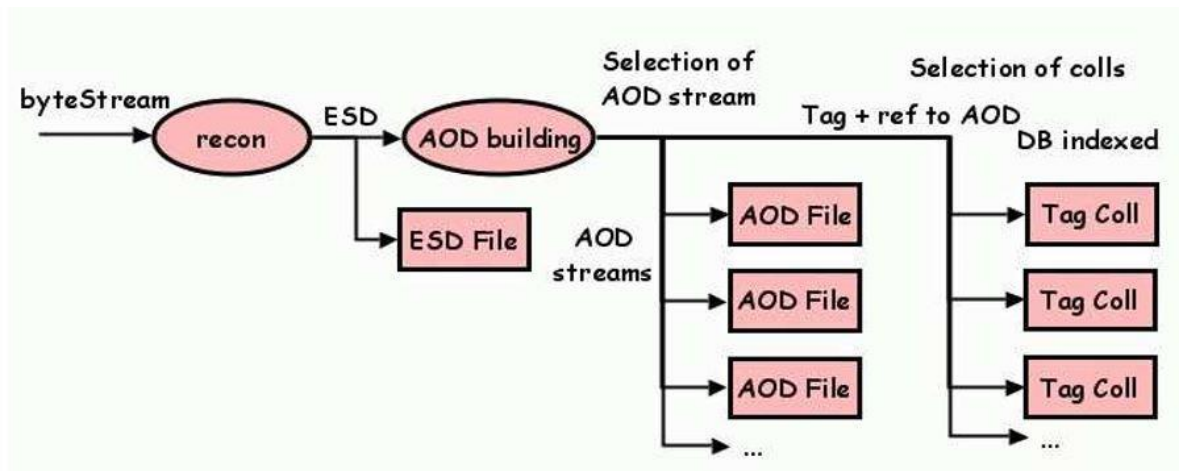
Ανάλυση Φυσικής

3.1 Εισαγωγή - Event Data Model in ATLAS

Το κεφάλαιο αυτό βρίσκεται στην “καρδιά” της εργασίας, όπου αναλύονται τα δεδομένα που στέλνουν τα υποσυστήματα του *ATLAS* και απαιτούνται για την ανίχνευση και μελέτη γεγονότων της σπάνιας *associated production $J/\psi + \Upsilon$* . Τα δεδομένα μας που αποτελούν τμήμα του *Run 2102* και ..., συνιστώνται από 10^6 “γεγονότα” που ισοδυναμεί με 10^6 συγκρούσεις $p - p$, ενέργειας κέντρου μάζας $7 TeV$ και φωτεινότητα $730 pb$.

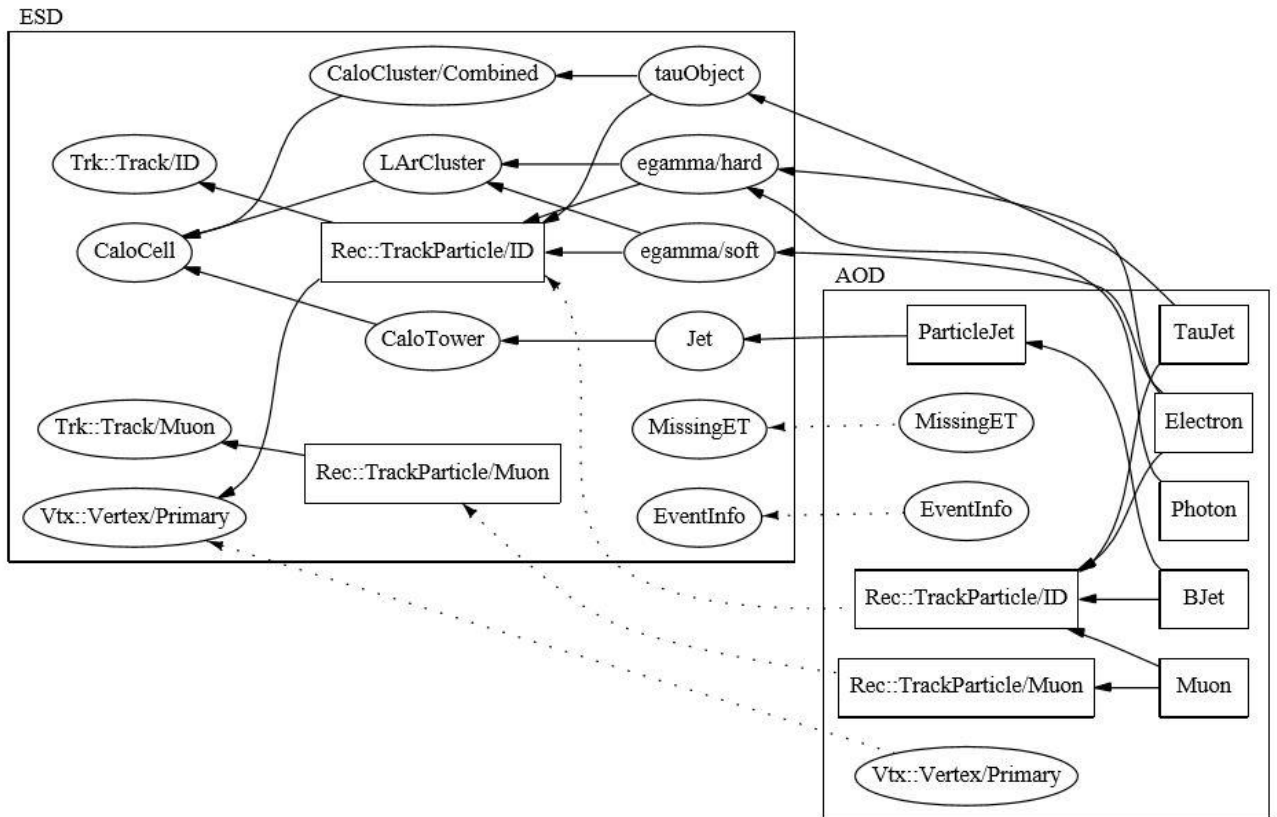
Στην εισαγωγή περιγράφεται συνοπτικά το “δίκτυο” του *ATLAS* μεταξύ των μη επεξεργασμένων σημάτων των ανιχνευτών έως την ψηφιακή καταγραφή τους σε αρχεία για την ανάλυση φυσικής ή και όποια άλλη μορφή ανάλυσης.

Στο επόμενο σχήμα απεικονίζονται τα βασικά στάδια αποθήκευσης δεδομένων όπου όπως φαίνεται το καθένα περιέχει και λιγότερη ή, καλύτερα, πιο συμπυκνωμένη πληροφορία. Αυτό έχει ως σκοπό το τελικό αρχείο, ένα *Root File*, να έχει τα ελάχιστα και επαρκή δεδομένα για την εκάστοτε ανάλυση.



Σχήμα 3.1.1: Η ροή των δεδομένων στο ATLAS όπως αποθηκεύονται από την αρχή μέχρι το τέλος.

Όλα τα ανιχνευτικά υποσυστήματα του *ATLAS* στέλνουν πληροφορία $\sim 1PB$ το χρόνο. Αυτή η μη επεξεργασμένη πληροφορία απεικονίζεται στο σχήμα 3.1.1 ως *Raw Data*, τα οποία προς το παρόν, είναι απλώς μια σειρά από αριθμούς. Ανάλογα με την προέλευσή τους (Inner Detector, Calorimeter, Muon Spectrometer) δίνουν πληροφορία για την ενέργεια, το φορτίο, ή κάποια άλλη ποσότητα χωρίς όμως να συνδυάζονται καθόλου οι πληροφορίες αυτές ώστε, είναι απλώς τιμές. Έπειτα γίνεται αυτός ο συνδυασμός, το *reconstruction*, οπότε τα *Raw Data* αποθηκεύονται σαν *Event Summary Data* όπου πλέον έχουμε συμπυκνωμένη πληροφορία για την ταυτοποίηση κάποιου σωματιδίου, την τροχιά, το φορτίο ή την ενέργειά του. Έπειτα, τα δεδομένα επεξεργάζονται περαιτέρω διότι στο *ESD* στάδιο ο όγκος τους είναι πολύ μεγάλος ($\sim 500kB/event$) και δύσχρηστος κατά την ανάλυση. Έτσι, προκύπτουν τα *AOD* δεδομένα στα οποία έχουμε μόνο την απαραίτητη για την ανάλυση πληροφορία. Η σχέση των *ESD* και *AOD* παρουσιάζεται στο σχήμα 3.1.2 από όπου φαίνεται επίσης ότι τα δεδομένα δεν είναι πλέον αριθμοί αλλά έχουν ομαδοποιηθεί σε *κλάσεις*. Τέλος, σε κάθε *event* αποδίδεται ένα συγκεκριμένο χαρακτηριστικό *TAG* για την γρήγορη επεξεργασία των γεγονότων που έχουν το συγκεκριμένο “tag”. Το προσδοκώμενο μέγεθος αυτής της καταγραφής είναι $\sim 1kB$.



Σχήμα 3.1.2: Δεδομένα ESD και AOD ταξινομημένα σε κλάσεις.

Σε ένα αρχείο *root* τα δεδομένα αποθηκεύονται σε συγκεκριμένες δομές που ονομάζονται *Trees*. Μια τέτοια δομή μπορούμε να την φανταστούμε σαν έναν πίνακα με τις σειρές να είναι τα *events* και τις στήλες οι μεταβλητές που μας ενδιαφέρουν, όπως η ορμή, το φορτίο, κλπ. Κάθε event μπορεί να έχει διάφορα *instances* που για τη δική μας ανάλυση αντιπροσωπεύουν τα σωματίδια, μόνια, μεσόνια κλπ. Με αυτή τη λογική δομή μπορεί κανείς να γράψει κώδικα και να εξετάζει σε όποιο *event* θέλει, όποιο σωματίδιο θέλει ως προς τη μεταβλητή που θέλει (το *ROOT* είναι ένα πάρα πολύ δυνατό εργαλείο με πολλές επιλογές για ιστογράμματα). Από εδώ και πέρα, αυτό που κάνει κανείς στην ανάλυση φυσικής είναι να εξετάσει τις μεταβλητές των σωματιδίων και να “ανακαλύψει” τα φαινόμενα.

3.2 Event Selection

Είδαμε στο κεφάλαιο 1 τους τρόπους διάσπασης του J/ψ και του Υ μέσω των αντίστοιχων διαγραμμάτων Feynman. Από όλες αυτές τις πιθανές διασπάσεις επιλέχθηκαν για την ανάλυση από τα δεδομένα του ATLAS μόνο HM διασπάσεις σε

ζεύγη μιονίου-αντιμιονίου:

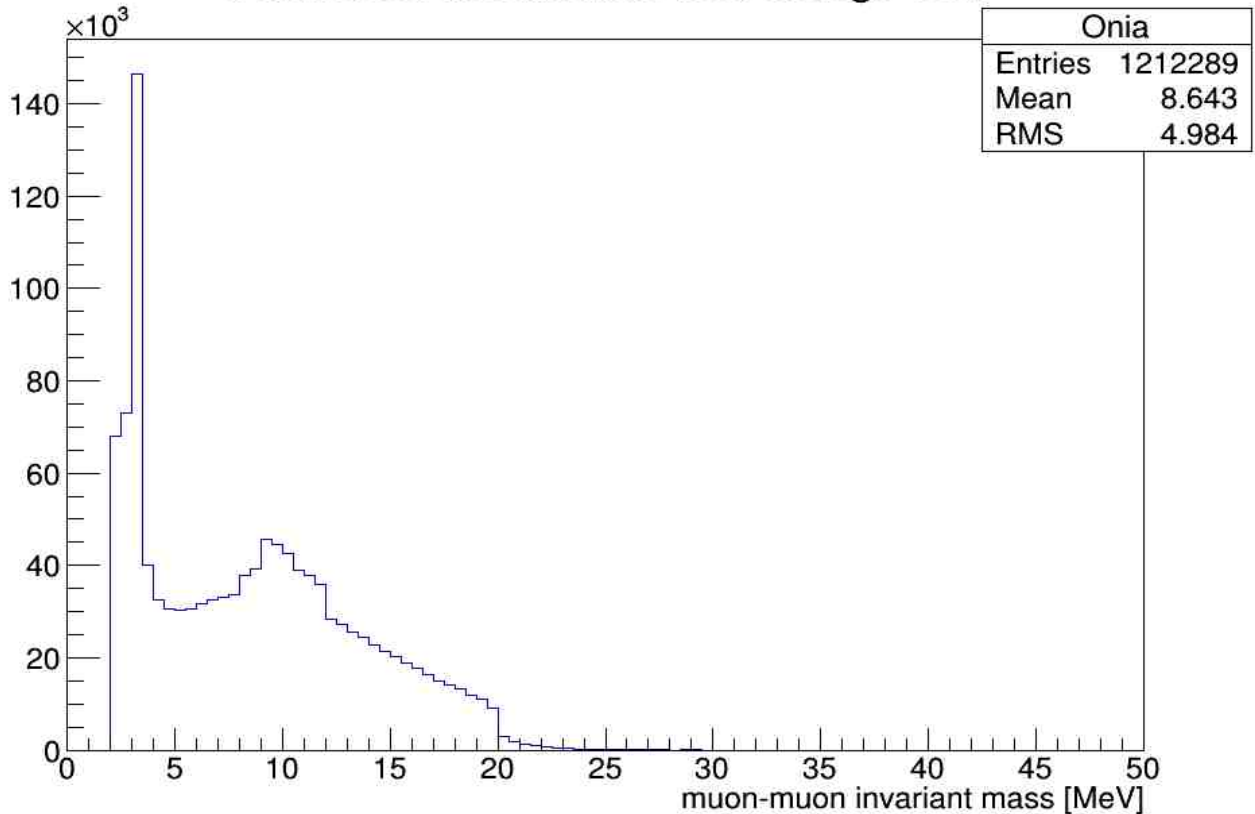
$$J/\psi \rightarrow \mu^- + \mu^+$$

$$\Upsilon \rightarrow \mu^- + \mu^+$$

Με αυτόν τον τρόπο επιτυγχάνεται η βέλτιστη “καθαρότητα” του σήματος καθώς στο *Muon Spectrometer* έχουν ήδη σταματήσει όλα τα άλλα σωματίδια και έχουμε σήμα μόνο από μίονια ενώ στα εσωτερικά τμήματα του ανιχνευτή επικρατεί ο καταγισμός σωματιδίων, που κάνει δύσκολη τη διαδικασία του *triggering* και του *reconstruction*.

Τα βαριά μεσόνια, *j/psi (charmonium)* και *upsilon (bottomonium)* έχουν μηδενικό ηλεκτρικό φορτίο, άρα κάνουμε ένα πρώτο *cut* στα δεδομένα και κρατάμε μόνο τα σωματίδια (*instances*) που διασπώνται σε ζεύγη αντίθετα φορτισμένων μιονίων. Στη πράξη αυτό έγινε, μέσω του προγράμματος, αφού διασταυρώσαμε τα παραγόμενα μίονια με τα αντίστοιχα *parent* σωματίδιά τους ανάμεσα στα δύο *TTrees* στη συνέχεια εξετάσαμε για κάθε *event* τη μεταβλητή *charge* (που είναι τύπου *vector*) από το *TTree* στο οποίο είναι καταχωρημένες οι τιμές των μεταβλητών των μιονίων, απαιτώντας να έχει τιμή 0. Έτσι πήραμε το παρακάτω ιστόγραμμα:

Onia mass distribution with charge cuts



Διάγραμμα 3.2.1: Κατανομή ανάλλοιωτου μάζας για ζεύγη αντίθετα φορισμένων μιονίων. Διακρίνεται η πρώτη κορυφή στα $\sim 3\text{GeV}$ και μια δεύτερη μικρότερη και με πολύ “θόρυβο” στα $\sim 9.5\text{GeV}$. Οι μάζες αυτές συμπίπτουν με τις μάζες των J/ψ και Υ μεσονίων.

το οποίο απεικονίζει την κατανομή του αναλλοιώτου μάζας των ζευγών μιονίων. Αμέσως, διακρίνεται η πρώτη κορυφή πολύ κοντά στα $\sim 3\text{GeV}$ - το 1/10 περίπου των σωματιδίων που παράγονται είναι J/ψ . Εδώ να τονίσουμε ότι η ύπαρξη του *charmonium* αποδεικνύεται από το διάγραμμα ωστόσο ο αριθμός αυτός περιέχει σίγουρα και “θόρυβο” δηλαδή ζεύγη μιονίων τα οποία έχουν τα χαρακτηριστικά του $j\psi$ αλλά δεν προέρχονται από το $j\psi$. Το ύψος του ιστογράμματος γύρω από την κορυφή δίνει αυτό το θόρυβο ή αλλιώς το *background*, το οποίο είναι γύρω στα 35/145 *parent* σωματίδια. Παρατηρείται ουρά επίσης σε αρκετά μεγάλες μάζες, μέχρι και στα 50-55 GeV . Αυτό μπορεί να οφείλεται σε σφάλμα λόγω “κακού” *reconstruction*, είτε στην ύπαρξη τυχαίων μιονίων με μεγάλες ορμές. Επίσης, στα $\sim 9.46\text{GeV}$ που είναι το

$p^{\mu}p_{\mu}$ του $Y(1s)$ φαίνεται μια κορυφή αλλά με πολύ background από κάτω. Επίσης, διακρίνεται η μεγαλύτερη τυπική απόκλιση σ της κορυφής αυτής γεγονός που υποδεικνύει τις διεγερμένες καταστάσεις (*resonances*) του *bottomonium* $Y(2s) \sim 10 GeV$ και $Y(3s) \sim 10.5 GeV$.

Σκοπός της ανάλυσης από εδώ και πέρα είναι να βρεθεί αν γίνεται κάποια μεταβλητή ως προς την οποία αν και θα περίμενε κανείς μια αντίστοιχη κατανομή, απεναντίας να βρεθεί συγκέντρωση γύρω από το Y -σωματίδιο. Έπειτα με *cut* στη μεταβλητή αυτή θα κάνουμε πάλι ιστόγραμμα μάζας ώστε να φανεί ξεκάθαρα και η δεύτερη κορυφή. Παράλληλα θα εξετάσουμε και την κινηματική των J/ψ και Y .

3.3 Μεταβλητές στην Πειραματική Φυσική

Για χάρη της ανάλυσης εισάγουμε ως παραμέτρους την κάθετη ορμή των μιονίων (*transverse momentum*), την διαμήκη ορμή (*longitudinal*), την ωκύτητα και τις γωνίες μεταξύ των μιονίων αλλά και μεταξύ *parent* σωματιδίων ενός *event*. Ως προς αυτές θα μελετηθεί η συμπεριφορά των υπό εξέταση σωματιδίων.

3.3.1 Armenteros-Podolanski μεταβλητές

Είναι ένας άλλος τρόπος περιγραφής των κινηματικών ιδιοτήτων μιας $1 \rightarrow 2$ διάσπασης όπως είναι οι διασπάσεις που μελετώνται: $J/\psi \rightarrow \mu\mu, Y \rightarrow \mu\mu$. Όπως φαίνεται από το σχήμα (Σχ. 3.3.1) η διαμήκης και η εγκάρσια συνιστώσα της των ορμών των σωματιδίων όπως μετρώνται στο σύστημα κέντρου μάζας είναι:

$$q_T^* = p^* \sin\theta^* \quad (3.3.1.1)$$

$$q_L^* = p^* \cos\theta^* \quad (3.3.1.2)$$

όπου με “*” θεωρούνται οι τιμές ως προς το σύστημα KM . Στο σύστημα του εργαστηρίου, όπου το αρχικό σωματίδιο κινείται κατά την *longitudinal* διεύθυνση μετασχηματίζουμε με *Lorentz boost* ως προς αυτήν τη διεύθυνση οπότε στο σύστημα του εργαστηρίου παίρνουμε:

$$\begin{pmatrix} E \\ q_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta \\ \gamma\beta & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^* \\ q_L^* \end{pmatrix} \quad (3.3.1.3)$$

όπου $\beta = u/c$: u η ταχύτητα του σωματιδίου και c η ταχύτητα του φωτός. Το γ ορίζεται ως $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$.

Από την (3.3.1.3) παίρνουμε

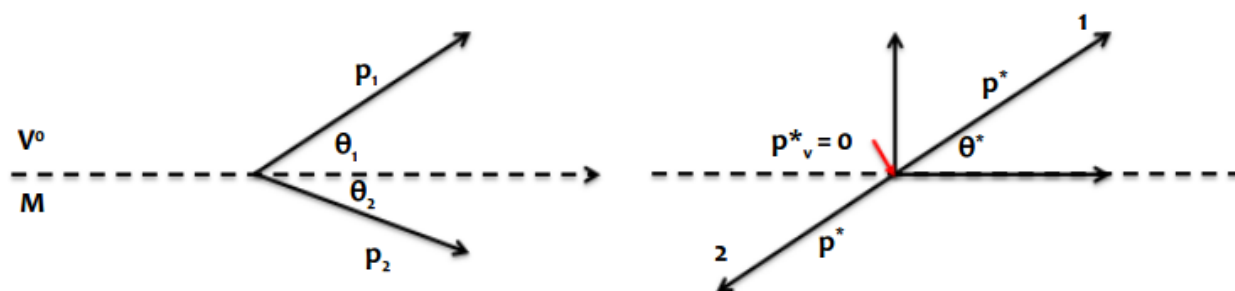
$$q_L = \gamma\beta E^* + \gamma q_L^* \quad (3.3.1.4)$$

ή χρησιμοποιώντας την (3.3.1.2)

$$q_L = \gamma\beta E^* + \gamma p^* \cos\theta^* \quad (3.3.1.5)$$

Κάθετα στον άξονα του μετασχηματισμού δεν έχουμε Lorentz μεταβολές οπότε η εγκάρσια ορμή παραμένει αναλλοίωτη:

$$q_T = q_T^* = p^* \sin\theta^* \quad (3.3.1.6)$$



Σχήμα 3.3.1.1: Αριστερά, διάσπαση ενός αρχικού ηλεκτρικά ουδέτερου σωματιδίου σε δύο σωματίδια στο σύστημα του εργαστηρίου. Δεξιά, η ίδια διάσπαση στο σύστημα κέντρου μάζας.

Θεωρούμε τώρα την παράμετρο α η οποία ορίζεται ως εξής:

$$a = \frac{q_L^+ - q_L^-}{q_L^+ + q_L^-} \quad (3.3.1.7)$$

όπου τα q 's αναφέρονται στα μέτρα των ορμών και το a εκφράζει τη διαφορά των διαμήκων ορμών ως προς την ολική ορμή των προϊόντων σωματιδίων. Χρησιμοποιώντας την (3.3.1.5) και δεδομένου ότι $\cos(\theta + \pi) = -\cos\theta$, ο παραπάνω ορισμός γίνεται

$$a = \frac{\gamma\beta(E_1^* - E_2^*) + 2\gamma p^* \cos\theta^*}{\gamma\beta(E_1^* + E_2^*)} \quad (3.3.1.8)$$

θεωρώντας ότι το σωματίδιο 1 είναι το θετικά φορτισμένο και το 2 το αρνητικά. Από τις σχέσεις σχετικιστικής ενέργειας στο σύστημα ΚΜ παίρνουμε

$$E^* = m_u, E_1^* = \sqrt{p^{*2} + m_1^2}, E_2^* = \sqrt{p^{*2} + m_2^2} \quad (3.3.1.9)$$

ενώ από τη διατήρηση της ενέργειας

$$E^* = E_1^* + E_2^* \quad (3.3.1.10)$$

Αντικαθιστώντας την από πάνω σχέση στην (3.3.1.9) έχουμε

$$m_u = E_1^* + E_2^* \quad (3.3.1.11)$$

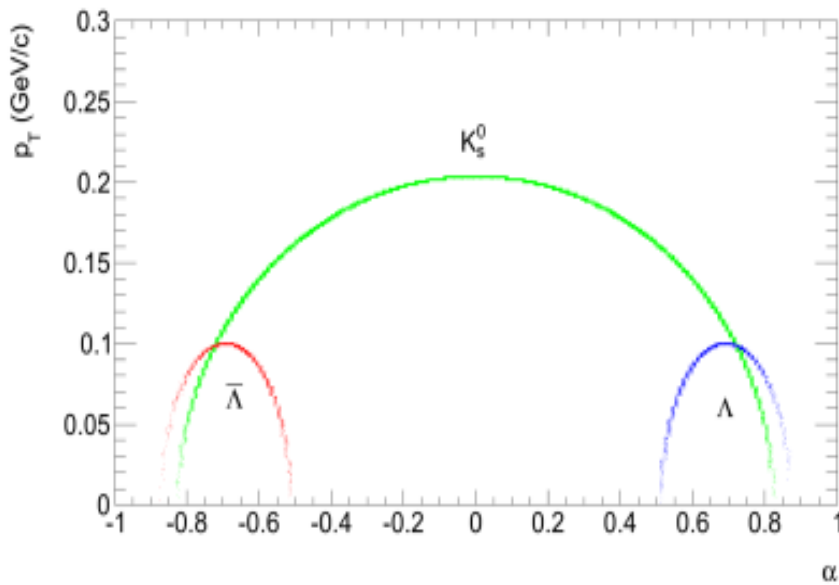
Τελικά, αντικαθιστώντας στην (3.3.1.8) τις (3.3.1.9)-(3.3.1.11) και θεωρώντας το σχετικιστικό όριο $u \approx c \Rightarrow \beta \approx 1$ λαμβάνουμε

$$a = \frac{E_1^* - E_2^*}{m_u} + \frac{2p^* \cos\theta^*}{m_u} \quad (3.3.1.12)$$

Τέλος, στις σχέσεις (3.3.1.12) και (3.3.1.6) λύνοντας ως προς τα $\sin\theta^*$ και $\cos\theta^*$, παίρνοντας το τετράγωνό τους και λόγω της Πυθαγόρειας ταυτότητας $\sin^2\theta + \cos^2\theta = 1$ προκύπτει η παραμετρική σχέση

$$\left(\frac{\alpha \frac{E_1^* - E_2^*}{m_u}}{2p^*}\right)^2 + \left(\frac{q_T}{p^*}\right)^2 = 1 \quad (3.3.1.13)$$

η οποία είναι απλώς η εξίσωση της έλλειψης, όπως φαίνεται στο σχήμα (Σχ. 3.3.1.2)³. Στην ανάλυση, θα σχεδιάσουμε τα ζεύγη τιμών (α, q_T) για κάθε σωματίδιο τα οποία πρέπει να ανήκουν σε έλλειψη.



³ Στέφανος Λεοντσίνης, Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία: *Μέτρηση δεύτερης και ανώτερης τάξης συσχετίσεις Bose-Einstein πιονίων & μελέτη του φασματόμετρου μιονίων χρησιμοποιώντας τη διάσπαση $Z^0 \rightarrow \mu\mu$ σε συγκρούσεις πρωτονίων-πρωτονίων ενέργειας 7 TeV στο πείραμα ATLAS, Appendix C*

Σχήμα 3.3.1.2: Θεωρητικές καμπύλες για τα $\Lambda, \bar{\Lambda}, K_S^0$

3.3.2 Ωκότητα

Όπως είδαμε και στις *Armenteros-Podolanski* μεταβλητές, είναι χρήσιμο στα πειράματα φυσικής υψηλών ενεργειών να “φτιάχνονται” κάποιες μεταβλητές οι οποίες να συσχετίζουν τις φυσικές ποσότητες που ενδιαφέρουν στα συστήματα του κέντρου μάζας και του εργαστηρίου. Γι' αυτό το λόγο οι μεταβλητές αυτές, κάτω από *Lorentz boosts* πρέπει να είναι τέτοιες ώστε να κάνουν εύκολους τους υπολογισμούς. Μια τέτοια μεταβλητή είναι η *ωκότητα* (*rapidity*) η οποία είναι αδιάστατη και ορίζεται ως εξής:

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right) \quad (3.3.2.1)$$

όπου E είναι η ενέργεια και p_z η διαμήκης ορμή του σωματιδίου. Είναι εύκολο ναδειχθεί ότι κάτω από έναν τέτοιο μετασχηματισμό ως προς τον z -άξονα (ο άξονας της αρχικής δέσμης) η ωκότητα ισούται απλά με την τιμή πριν το μετασχηματισμό συν μια προσθετική σταθερά. Έτσι, η ενέργεια και η z -συνιστώσα της ορμής μετασχηματίζονται ως

$$E' = E \cosh y - p_z \sinh y \quad (3.3.2.2)$$

$$p'_z = p_z \cosh \gamma - E \sinh \gamma \quad (3.3.2.3)$$

Έτσι,

$$y' = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p'_z}{E-p'_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{(E+p_z)(\cosh \gamma - \sinh \gamma)}{(E-p_z)(\cosh \gamma + \sinh \gamma)} \right) = y + \frac{1}{2} \ln \frac{e^{-\gamma}}{e^{\gamma}} = y - \gamma \quad (3.3.2.4)$$

Τέλος, αναφέρουμε ότι η ποσότητα που χρησιμοποιείται στα πειράματα υψηλών ενεργειών είναι η παρεμφερής ποσότητα ψευδο-ωκύτητα (*pseudorapidity*) η οποία ορίζεται από την:

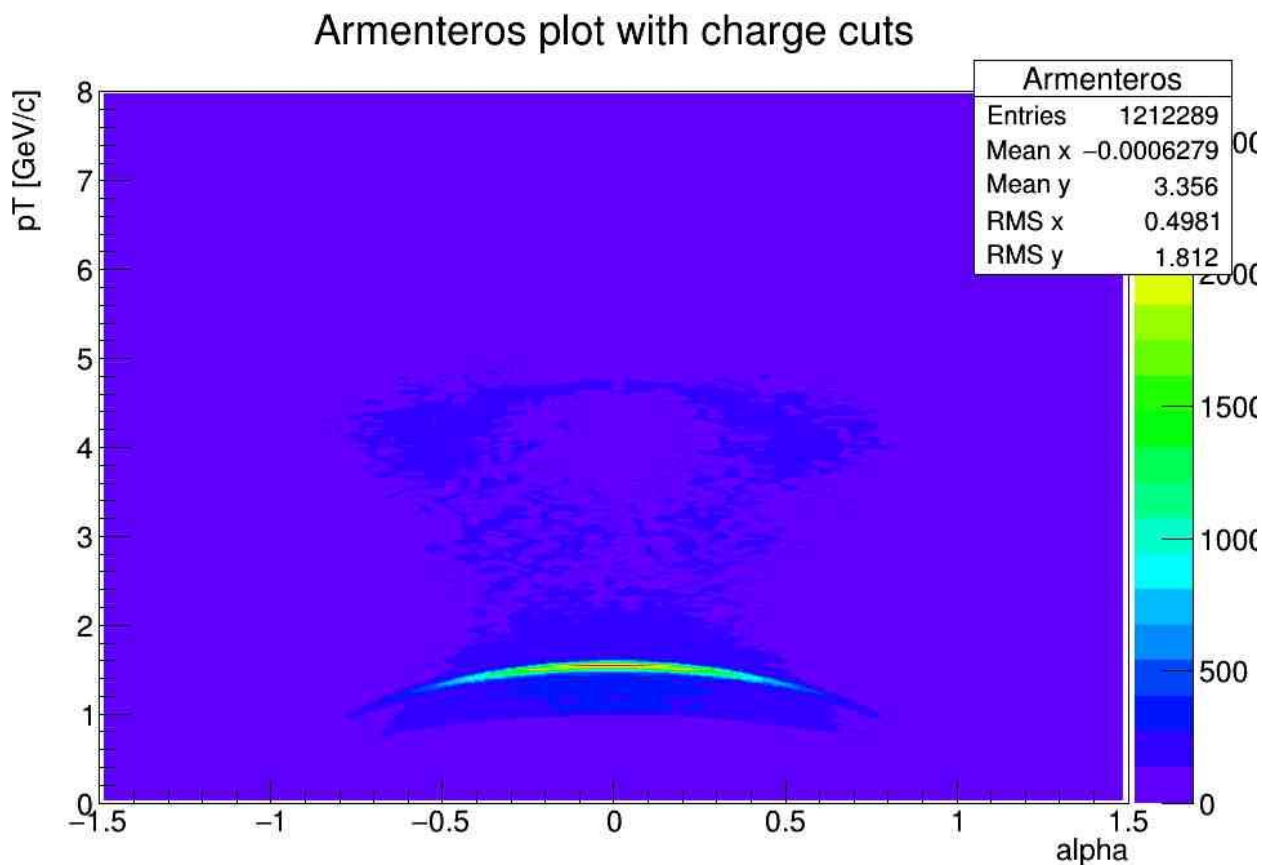
$$\eta \equiv -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (3.3.2.5)$$

όπου θ είναι η γωνία που σχηματίζει η ορμή του σωματιδίου με τον θετικό ημιάξονα Oz.

Έτσι, το η είναι μια άλλη χωρική συντεταγμένη της θέσης του σωματιδίου.

3.4 Ανάλυση J/ψ

Ξεκινάμε με το διάγραμμα Armenteros-Podolanski p_T – στο οποίο είναι το αντίστοιχο του διαγράμματος (Σχ. 3.2.1):

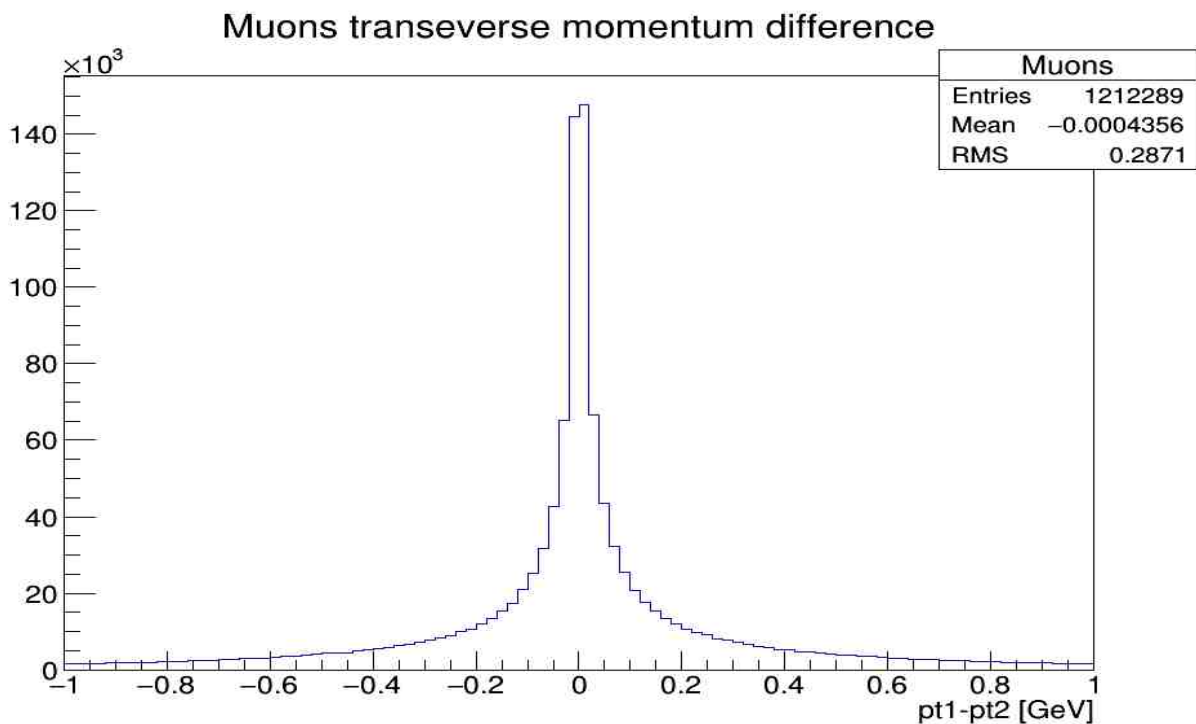


Διάγραμμα 3.4.1: Διδιάστατο ιστόγραμμα με τις μεταβλητές Armenteros-Podolanski που απεικονίζει τη σχέση εγκάρσιας ως προς την τροχιά του υπονήφιου J/ψ σωματιδίου ορμής των προϊόντων μιονίων (Σχ. 3.3.1.1) με την παράμετρο a . Οι αναμενόμενες ελλείψεις διαγράφονται, με την κύρια στα $\sim 1.6 \text{ GeV}/c$.

Στο ιστόγραμμα αυτό ο κάθετος άξονας είναι η εγκάρσια ορμή του καθενός μιονίου ως προς την τροχιά του υποτιθέμενου σωματιδίου από το οποίο προέρχονται και ο οριζόντιος είναι, όπως περιγράψαμε στην 3.3.1 ενότητα, ένα μέτρο της διαφοράς των, κατά την διεύθυνση της τροχιάς αυτής, ορμών των δύο μιονίων. Αρχικά παρατηρείται ξεκάθαρα μια καμπύλη όπως αυτή του Σχ. 3.3.1.2 στην περιοχή ανάμεσα στα $1 - 2 \text{ GeV}$ η οποία όπως θα δούμε περιγράφει την διάσπαση του J/ψ . Επίσης, διακρίνουμε μια δεύτερη καμπύλη γύρω στα 4.5 GeV η οποία αν κρύνουμε από το ιστόγραμμα μάζας Σχ. 3.2.1 αυτή θα αναφέρεται στο Υ και θα την μελετήσουμε στην επόμενη ενότητα. Δύο αρχικά σχόλια στο σημείο αυτό, είναι πρώτον ότι η αδιάστατη μεταβλητή a βρίσκεται στο διάστημα -1 και 1 , όπως πρέπει. Αυτό γίνεται σαφές από τη σχέση (3.3.1.7) που δίνει το a

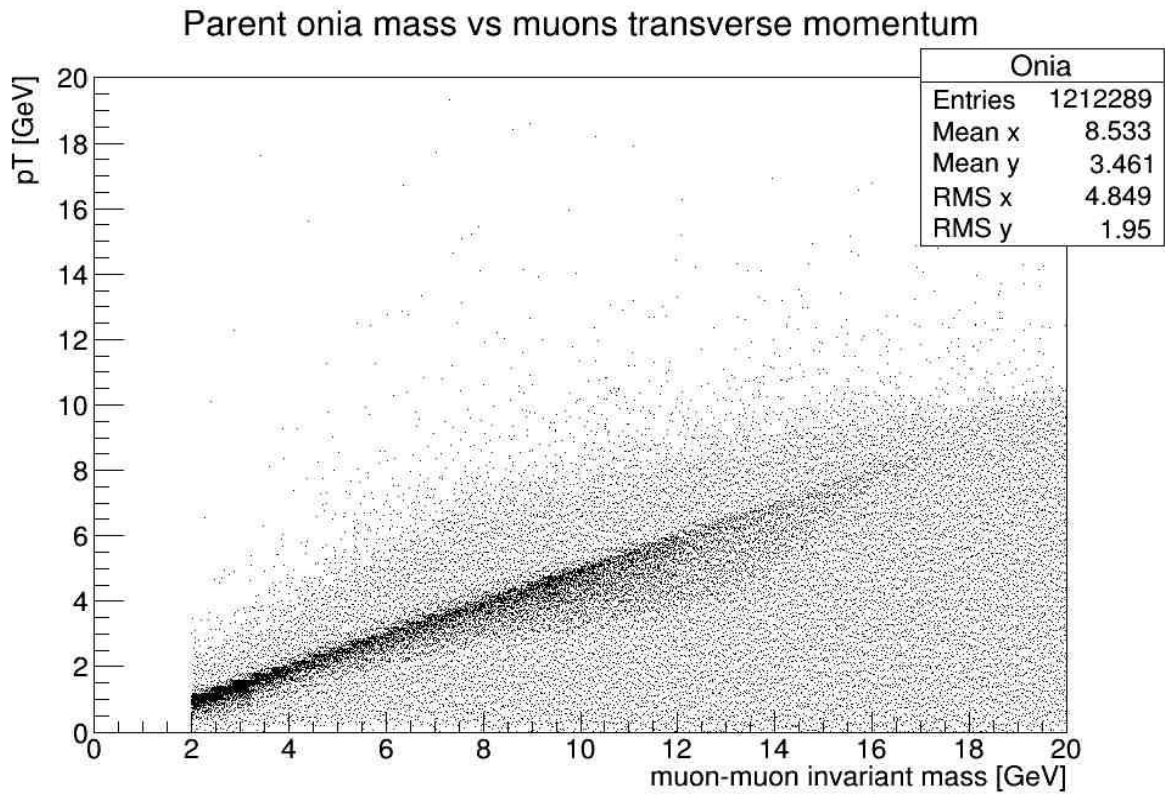
$$a = \frac{q_L^+ - q_L^-}{q_L^+ + q_L^-}$$

όπου τα q 's είναι τα μέτρα των ορμών. Ένα δεύτερο σχόλιο αφορά το pT των μιονίων το οποίο πρέπει λόγω διατήρησης της ορμής να είναι ίσο κατά μέτρο, κάτι που αποδεικνύεται στο επόμενο ιστόγραμμα:



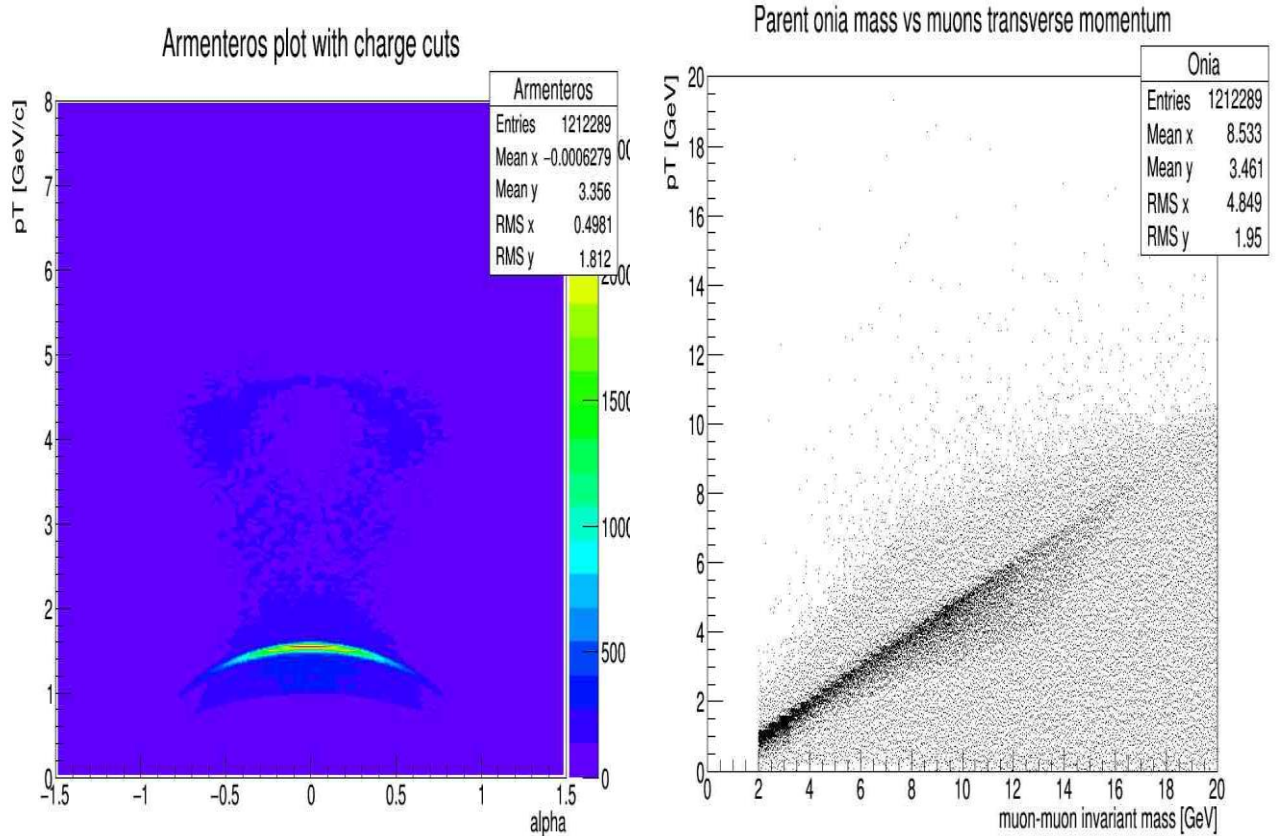
Διάγραμμα 3.4.2: Διαφορά της εγκάρσιας ορμής των παραγόμενων από τη διάσπαση μιονίων. Το μηδέν είναι η πιο συχνή τιμή ενώ η διασπορά είναι μια τάξη μεγέθους κάτω, όπως θα έπρεπε.

Επιστρέφοντας στην ανάλυση, συγκρίνοντας το διάγραμμα 3.4.1 με την θεωρητική καμπύλη του Σχ. 3.3.1.2, διακρίνεται μια τέτοια έλλειψη γύρω στα 1.6 GeV . Αυτό σημαίνει ότι υπάρχουν πολλά ζεύγη μιονίων τα οποία επαληθεύουν αυτήν την καμπύλη και έτσι αναμένεται τα ζεύγη αυτά να προέρχονται από διάσπαση ενός parent σωματιδίου το οποίο πρέπει να είναι το J/ψ . Για να το εξετάσουμε αυτό κάνουμε το επόμενο ιστόγραμμα, στο οποίο απεικονίζεται το pT των μιονίων με τη μάζα του parent σωματιδίου.



Διάγραμμα 3.4.3: Διδιάστατο ιστόγραμμα εγκάρσιας ορμής του ζεύγους των μιονίων με το αναλλοίωτο μάζας τους.

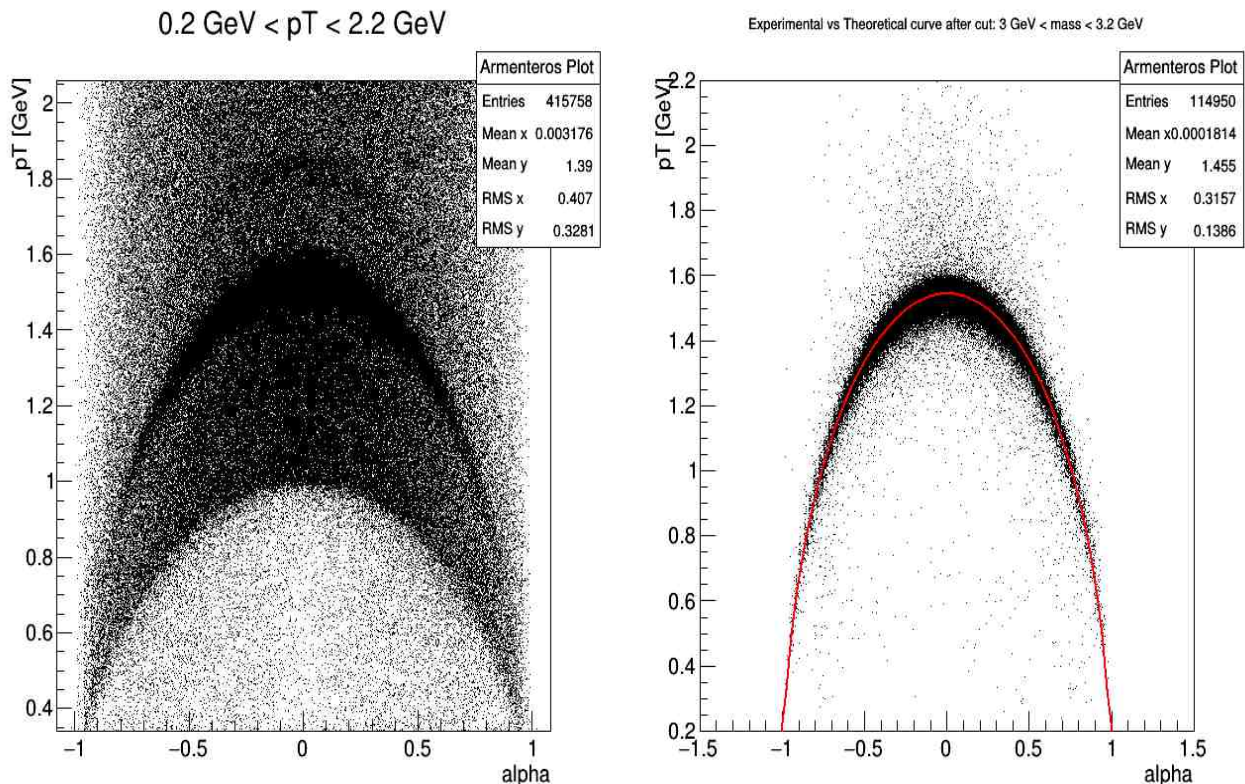
Αντιπαραβάλλοντας τα διαγράμματα 3.4.1 και 3.4.3 παρατηρούμε ότι τα περισσότερα ζεύγη που βρίσκονται στην πρώτη καμπύλη του διαγράμματος του Armenteros συγκεντρώνονται στο αναλλοίωτο μάζας του J/ψ . Τα υπόλοιπα σημεία αποτελούν το θόρυβο.



Αντίστοιχα αποτελέσματα παίρνουμε κάνοντας το διάγραμμα $a - m_{inv}$. Δηλαδή, τα υποψήφια $J\psi$ διασπώνται σύμφωνα με την κινηματική που αναλύσαμε.

Στη συνέχεια, εστιάζουμε στην καμπύλη για το $J\psi$. Στο σχήμα 3.3.4, το αριστερά ιστόγραμμα είναι το ίδιο με το 3.4.1 μόνο που έχουμε εστίασει στην περιοχή του $J\psi$ ενώ στο δεξιά έχει γίνει cut ώστε να κρατηθούν μόνο onia με $3\text{GeV} \leq mass \leq 3.2\text{GeV}$, δηλαδή κρατώντας σε μεγάλο βαθμό τα $J\psi$. Τα entries είναι σαφώς λιγότερα και στη μία και στην άλλη περίπτωση, ενώ είναι ξεκάθαρο ότι από τις παραβολές του αριστερά ιστογράμματος η κεντρική αναφέρεται στο $J\psi$. Στην ουσία, μπορούμε να πούμε ότι στο διάγραμμα του 3.4.4 έχουμε ένα σύνολο από τέτοιες καμπύλες η μία πάνω από την άλλη, με άξονα συμμετρίας και πιο πιθανή τιμή το $a = 0$. Οι άλλες καμπύλες είναι πιθανό αν περιγράφουν διεγερμένες καταστάσεις charmonium όπως το $\psi(2s)$. Αυτό μάλιστα το περιμέναμε διότι τα παραγόμενα σωματίδια είναι και τα δύο μίονια άρα δεν υπάρχει ασυμμετρία στη μάζα οπότε δεν υπάρχει και λόγος για ασυμμετρία στις διαμήκεις συνιστώσες τους. Στο δεξιά διάγραμμα έχουμε σχεδιάσει το ιστόγραμμα από τις πειραματικές τιμές και πάνω του τη θεωρητική καμπύλη ενός σωματιδίου με μάζα 3.097 GeV που διασπάται σε δύο

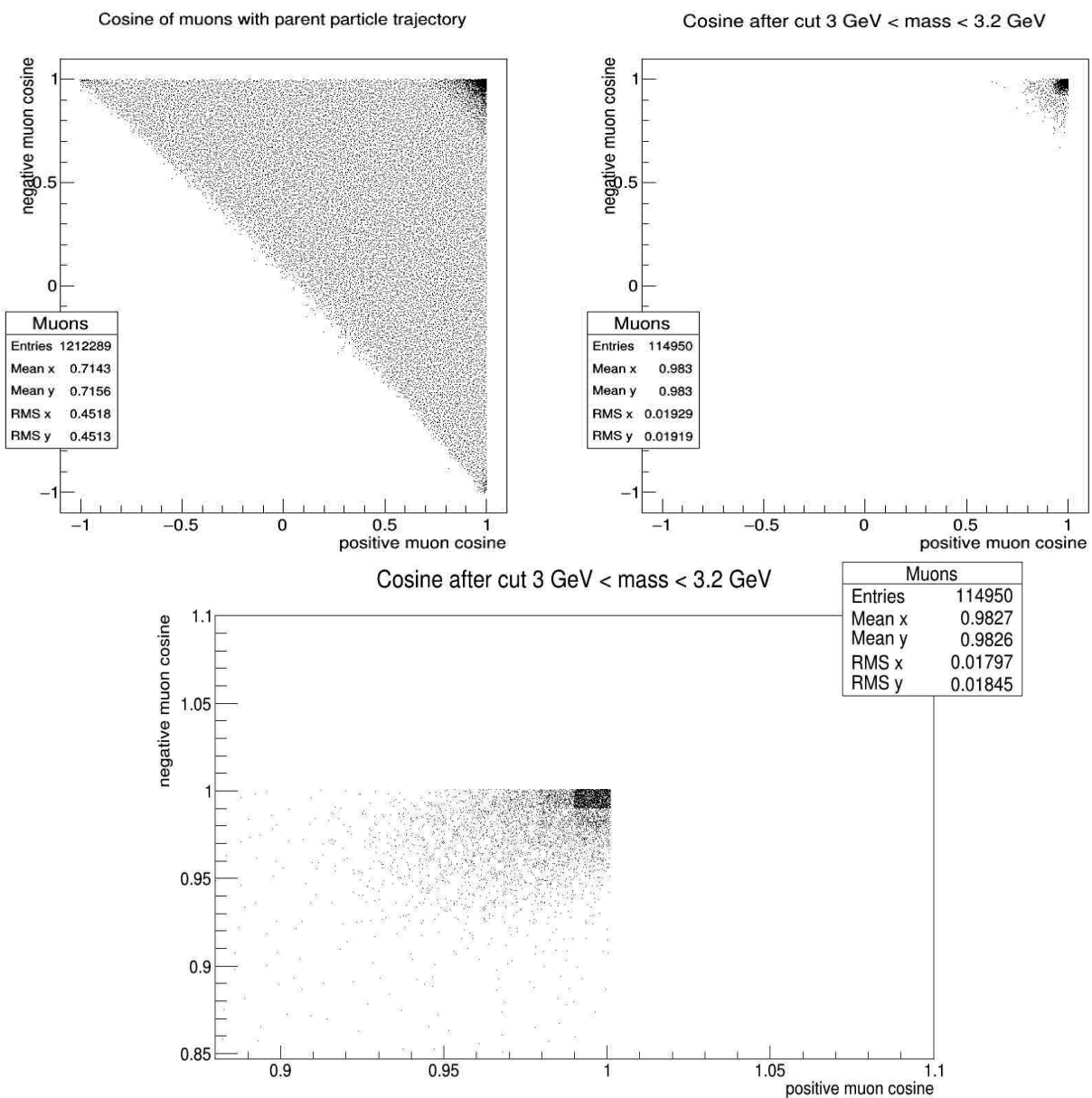
μιόνια, την οποία προσεγγίσαμε στο όριο $p \gg M$, όπου το p_t είναι ανεξάρτητο της ορμής του διασπώμενου σωματιδίου. Το όριο αυτό είναι μια καλή προσέγγιση για το J/ψ , όπως φαίνεται και από το σχήμα, αλλά για το Y δεν θα κάνουμε τέτοια προσέγγιση. Παρατηρούμε ότι η πειραματική με τη θεωρητική καμπύλη ταυτίζονται, δηλαδή όπως θα διασπώταν ένα J/ψ , οποιασδήποτε ορμής, έτσι διασπώνται και τα σωματίδια που μελετούμε.



Διάγραμμα 3.4.4: Αριστερά, το προηγούμενο διάγραμμα Armenteros εστιασμένο στην περιοχή κάτω από 2.2 GeV, χωρίς τη χρωματική επιλογή του Root. Δεξιά, διάγραμμα Armenteros για τα οπια με μάζα στα όρια του J/ψ , μαζί με την αντίστοιχη θεωρητική. Είναι εμφανές στο αριστερό διάγραμμα ποια σημεία αναπαριστούν τα J/ψ .

Συνεχίζουμε τώρα με την ανάλυση των άλλων κινηματικών μεγεθών και συγκεκριμένα μελετάμε τις γωνίες διάσπασης των μιόνιων ως προς την ευθεία του parent σωματιδίου. Στα παρακάτω 2D-ιστογράμματα, ο οριζόντιος άξονας αναφέρεται στο συνημίτονο της γωνίας του θετικού μιόνιου ως προς την ευθεία του διασπώμενου σωματιδίου και ο

κάθετος του αρνητικού. Το πρώτο διάγραμμα είναι για τα μόνια όλων των οπία, το δεύτερο για τα οπία με cut στη μάζα του J/ψ και το τρίτο είναι μια μεγέθυνση του δευτέρου. Συγκρίνοντας τα διαγράμματα με και χωρίς το cut, παρατηρούμε ότι τα μόνια των υποψηφίων J/ψ διασπώνται σε ίσες γωνίες και με $\theta \leq 8^\circ$. Το συμπέρασμα αυτό δεν ισχύει και για τα Υ -σωμάτια τα οποία επιτρέπουν και μεγαλύτερες γωνίες, το οποίο θα εξηγηθεί στην εκεί ανάλυση. Τα υπόλοιπα σημεία στο πρώτο διάγραμμα είναι προφανώς θόρυβος. Επίσης, από το διάγραμμα 3.4.4 και το 3.4.5 παρατηρούμε μια πλήρη συμμετρία στη διάσπαση των J/ψ καθώς τα μόνια προτιμούν να έχουν ίσα p_L (Σχ. 3.4.4) και να “βαίνουν” σε ίσες γωνίες (Σχ. 3.4.5).

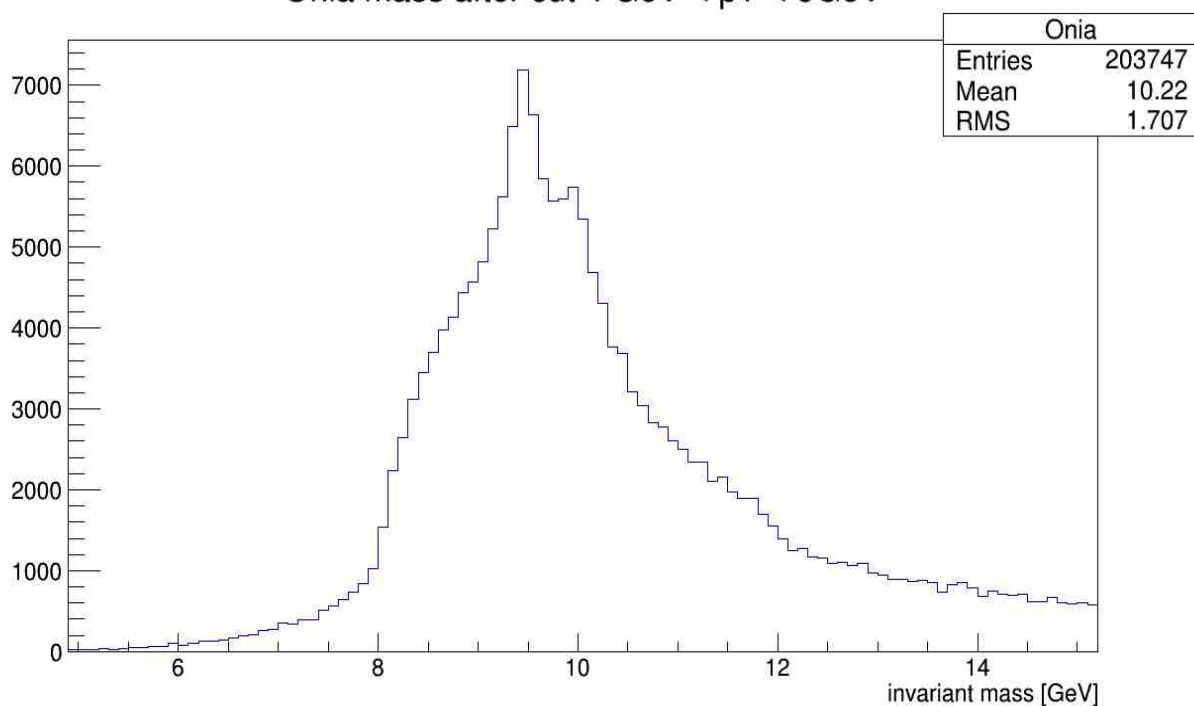


Διάγραμμα 3.4.5: Διδιάστατη κατανομή των συνημιτόνων των μιονίων ως προς την τροχιά του αρχικού σωματίου. Αριστερά για όλα τα σωματία, δεξιά μόνο για εκείνα με μάζα ίση με του J/ψ . Το κάτω διάγραμμα είναι μεγέθυνση του πάνω δεξιά.

3.5 Ανάλυση Upsilon

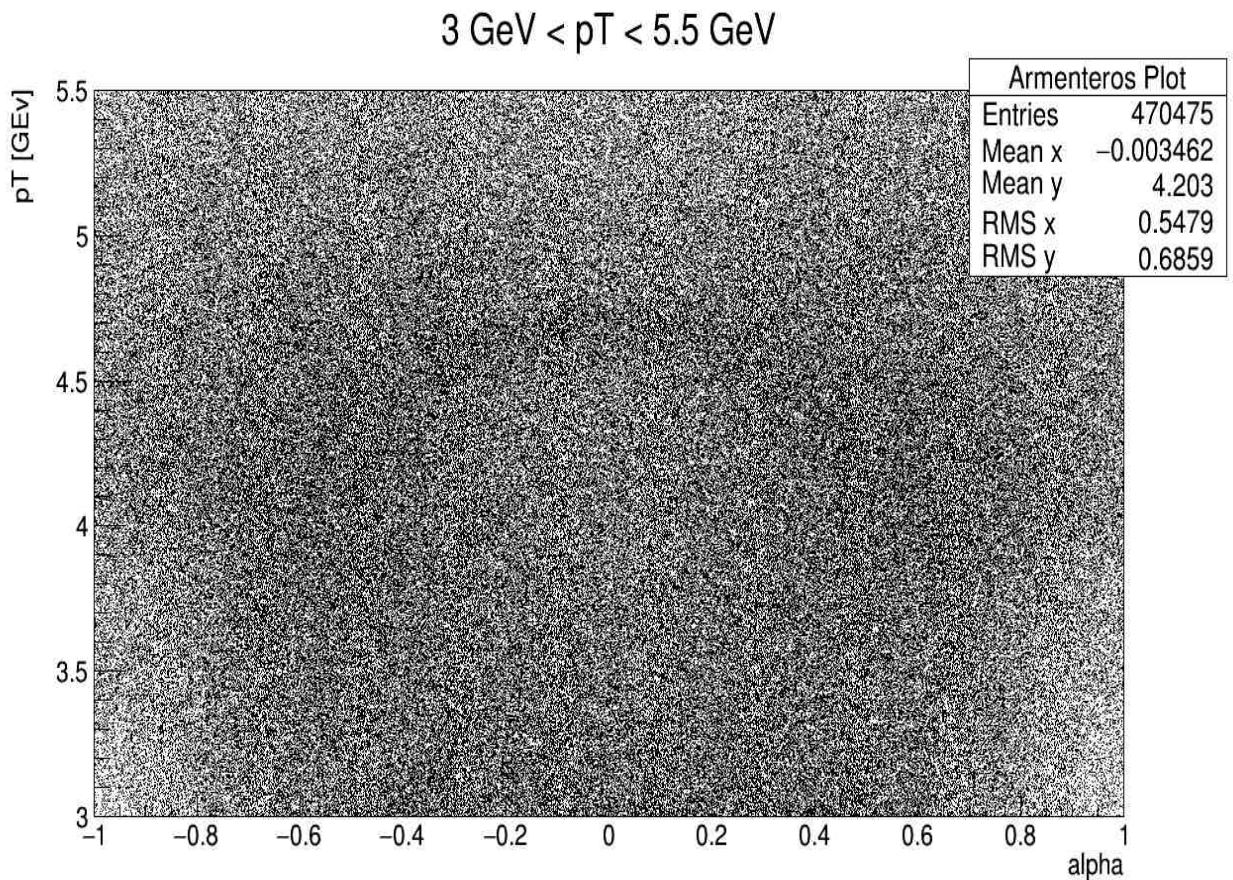
Κάνοντας παρόμοια ανάλυση για το Y -μεσόνιο, ξεκινάμε από το διάγραμμα (Σχ. 3.4.1) και παρατηρούμε μια δεύτερη πιο εμφανή καμπύλη πάνω από του J/ψ στα $p_T \approx 4.6 \text{ GeV}$. Συγκρίνοντας πάλι με το Σχ. 3.4.3 συμπεραίνουμε ότι τα μόνια αυτής της καμπύλης Armenteros έχουν αναλλοίωτο μάζας $m_{inv} \approx 9.5 \text{ GeV}$, όπως φαίνεται και από το επόμενο ιστόγραμμα.

Onia mass after cut $4 \text{ GeV} < p_T < 5 \text{ GeV}$



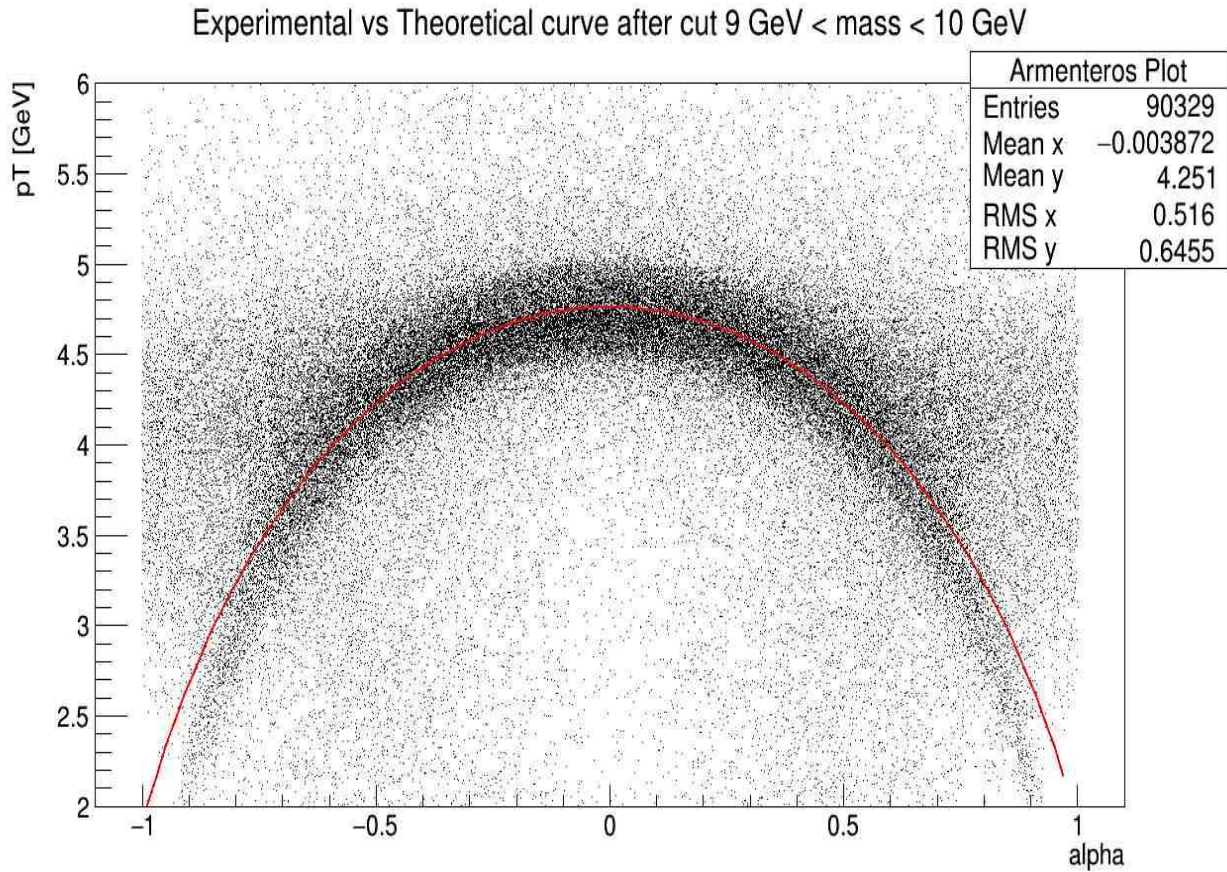
Διάγραμμα 3.5.1: Ιστόγραμμα μάζας parent σωματίων με cut στην εγκάρσια ορμή των μιονίων τους. Η κεντρική κορυφή είναι στα 9.5 GeV και αναφέρεται στη βασική κατάσταση του $\Upsilon(1s)$. Διακρίνουμε επίσης, μια δεύτερη κορυφή γύρω στα 10 GeV η οποία αναφέρεται στην πρώτη διεγερμένη του κατάσταση $\Upsilon(2s)$.

Εστιάζουμε τώρα στην περιοχή αυτή του Armenteros plot και παίρνουμε το εξής διάγραμμα:



Διάγραμμα 3.5.1: Διδιάστατο ιστόγραμμα Armenteros-Podolanski από πραγματικά δεδομένα. Διακρίνεται η χαρακτηριστική παραβολή της διάσπασης $\Upsilon \rightarrow \mu\mu$ αλλά εξαιρετικά υψηλό background.

Φαίνεται ένα σύνολο από σημεία σε όλη την επιφάνεια του καμβά και πολύ αμυδρά μια παραβολή με κορυφή στα $p_T \sim 4.5 \text{ GeV}$. Στο επόμενο διάγραμμα έχουμε το Armenteros plot για οπία με μάζα στα όρια του $Y(9 - 10 \text{ GeV})$ η οποία συγκρίνοντας με το προηγούμενο βλέπουμε ότι έχει ως επί το πλείστον διώξει το background. Η θεωρητικά αναμενόμενη καμπύλη για ένα σωματίο με μάζα και ορμή $(M, p) = (9.53, 22.03)$ (χωρίς αυτήν τη φορά να παίρνουμε το όριο $p \gg M$ στη σχέση 3.3.1.13). Όπως και στην περίπτωση του J/ψ βλέπουμε πολύ μεγάλη συμφωνία με θεωρίας-πειράματος.



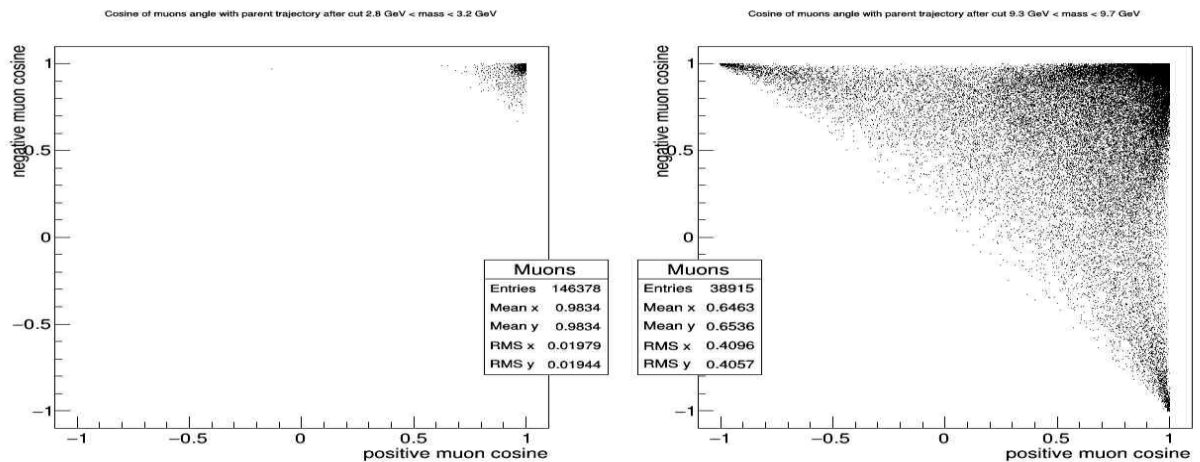
Διάγραμμα 3.5.2: Πειραματική και θεωρητική καμπύλη Armenteros. Η θεωρητική σχέση προέκυψε από το ζεύγος παραμέτρων $(M, p) = (9.53, 22.03)$.

Στο επόμενο ιστόγραμμα, συγκρίνουμε τη γωνιακή κατανομή των μιόνιων, αριστερά είναι το διάγραμμα που είδαμε για το J/ψ και δεξιά το αντίστοιχο για τις διασπάσεις του Y . Παρατηρούμε τα μιόνια με cut στη μάζα του *Upsilon* έχουν πολύ μεγαλύτερη γωνιακή απόκλιση σε σχέση με το αρχικό σωματίο. Τα περισσότερα βαίνουν πάλι σε μικρές γωνίες ($< 8^\circ$) αλλά υπάρχουν πολλά τα οποία βαίνουν κάθετα ή ακόμα και σε 180° , γεγονός το οποίο μπορεί να εξηγηθεί από την παρακάτω σχέση:

$$\begin{aligned}
 E_{Jpsi} \cong E_Y \Rightarrow \sqrt{p_+^2 + m^2} + \sqrt{p_-^2 + m^2} &\cong \sqrt{p'_+{}^2 + m^2} + \sqrt{p'_-{}^2 + m^2} \Rightarrow \\
 \sqrt{p_{l+}^2 + p_{t+}^2 + m^2} + \sqrt{p_{l-}^2 + p_{t+}^2 + m^2} &\cong \sqrt{p'_{l+}{}^2 + p'_{t+}{}^2 + m^2} + \\
 \sqrt{p'_{l+}{}^2 + p'_{t+}{}^2 + m^2} &\Rightarrow p_T < p'_T \quad (3.4.1)
 \end{aligned}$$

η οποία στην ουσία αναδεικνύει το γεγονός ότι τα παραγόμενα από το Y μιόνια πρέπει να έχουν σε σχέση με του J/ψ :

1. μικρότερη ορμή (είναι πιο βαριά τα Υ) – άρα μικρότερες διαμήκειες ορμές
 2. ίδια ενέργεια (αυτό προκύπτει από τα πειραματικά δεδομένα)
- Συνεπώς, με μικρές ορμές και ίσες ενέργειες θα πρέπει να έχουν μεγαλύτερη εγκάρσια συνιστώσα.



Διάγραμμα 3.5.3: Σύγκριση της γωνιακής κατανομής των εκπεμπόμενων μιονίων από τα J/ψ (αριστερά) και Υ . Τα δεύτερα αποκλίνουν εμφανίζονται σε κάθετες τροχιές ακόμα σε 180° , ενώ τα πρώτα σχεδόν όλα κάτω από τις 8° .

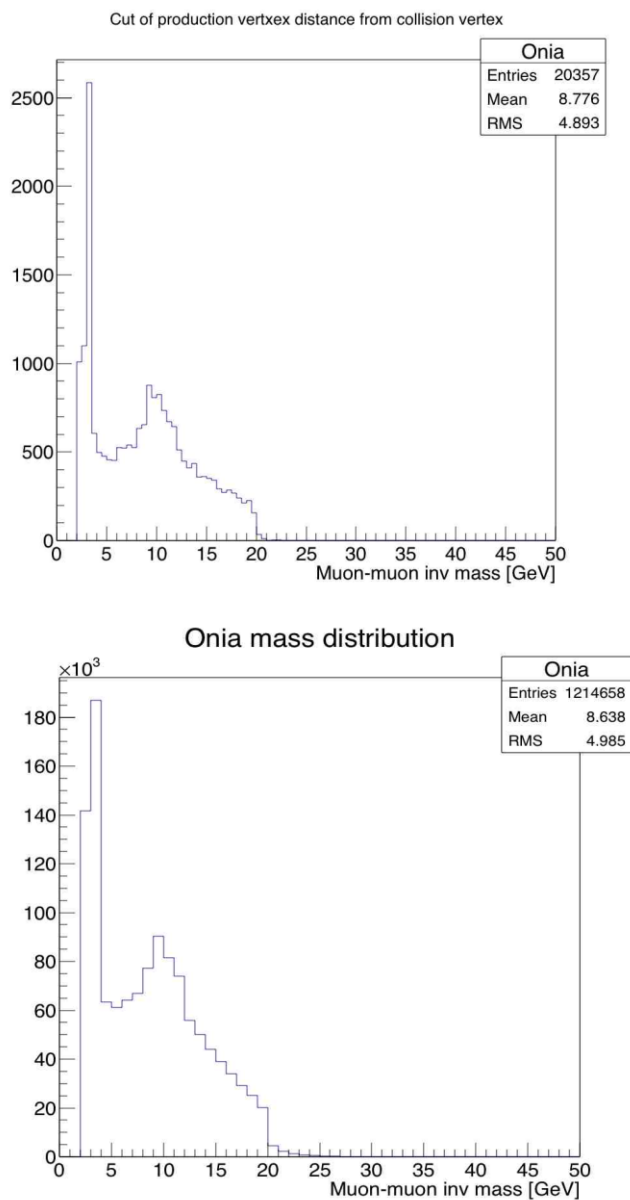
3.6 Φυσικοί περιορισμοί για βελτίωση του λόγου *signal/background*

Στην τελευταία αυτή ενότητα θα κάνουμε κάποιες υποθέσεις όσον αφορά τα χαρακτηριστικά των διασπάσεων, όπως προκύπτει από την προηγούμενη ανάλυση. Σκοπός είναι να δούμε πιο ξεκάθαρα την κορυφή του Υ . Αυτό θα γίνει με εφαρμογή κάποιων *cuts*.

I. Υπόθεση 1

Κάνουμε τη φυσική παραδοχή ότι λόγω της μεγάλης μάζας του Υ το Υ -candidate vertex πρέπει να είναι «σχετικά κοντά» στο σημείο σύγκρουσης των πρωτονίων σε κάθε event. Πρακτικά, κάναμε το ιστόγραμμα της απόστασης αυτής με cut στη μάζα και έτσι βρίσκουμε το ιστόγραμμα μάζας με cut κοντά στο maximum της κατανομής αυτής. Όπως βλέπουμε, «έφυγαν» πάρα πολλά $\frac{J}{\psi}$, το οποίο ήταν και αναμενόμενο καθώς αυτά είναι ελαφρύτερα, άρα θα προέρχονται και από δευτερογενείς

διασπάσεις αλλά επίσης λόγω της μεγαλύτερης ορμής τους θα προλαβαίνουν να διανύσουν μεγαλύτερες αποστάσεις. Ωστόσο, το $\frac{\sigma_{\mu\mu}}{\sigma_{\text{πρόβλεψη}}}$ είναι καλύτερο.



Διάγραμμα 3.6.1: Αριστερά, το ιστόγραμμα μάζας από τα δεδομένα του *run* χωρίς «κοψίματα», δεξιά το ίδιο ιστόγραμμα με *cut* στην απόσταση του σημείου διάσπασης από το σημείο της σύγκρουσης.

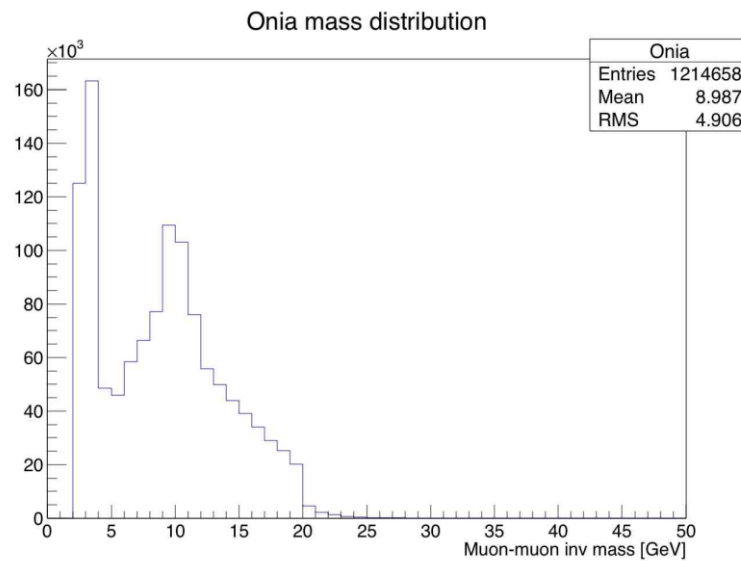
II. Υπόθεση 2

Παρατηρούμε στο ιστόγραμμα μάζας (3.2.1) ότι το παραμένον υψηλό *bg* οφείλεται σε ζεύγη μιονίων τα οποία έχουν ανακατασκευασμένο αναλλοίωτο μάζας ~ 5.1 GeV η οποία είναι και η μάζα των *B*-μεσονίων. Επίσης, ένα από τα κανάλια διάσπασης

του Υ -μεσονίου (PDG) είναι η διάσπαση $\Upsilon(4s \text{ ή } 10580) \rightarrow B\bar{B} \rightarrow \mu\mu\mu\mu$, ώστε να διατηρείται η ενέργεια. Υποθέτουμε λοιπόν ότι μπορεί να έχουν παραχθεί κάποια Υ^* σωμάτια τα οποία “χάθηκαν” από την ανακατασκευή λόγω της εν λόγω διάσπασης. Άρα ψάχνουμε για ζεύγη B -μεσονίων που να κάνουν *vertexing*.

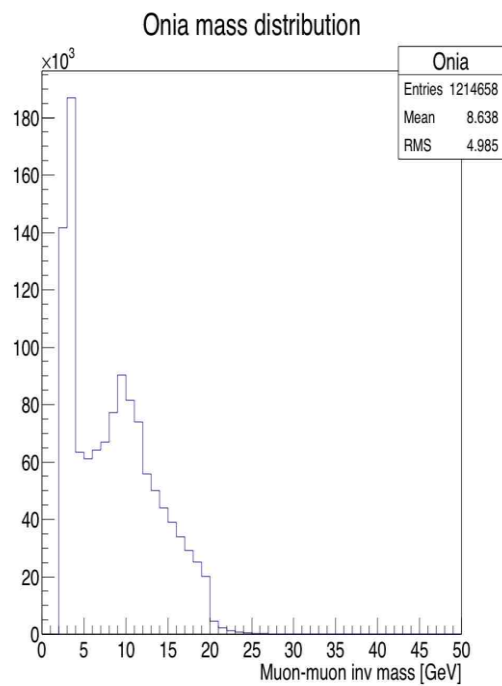
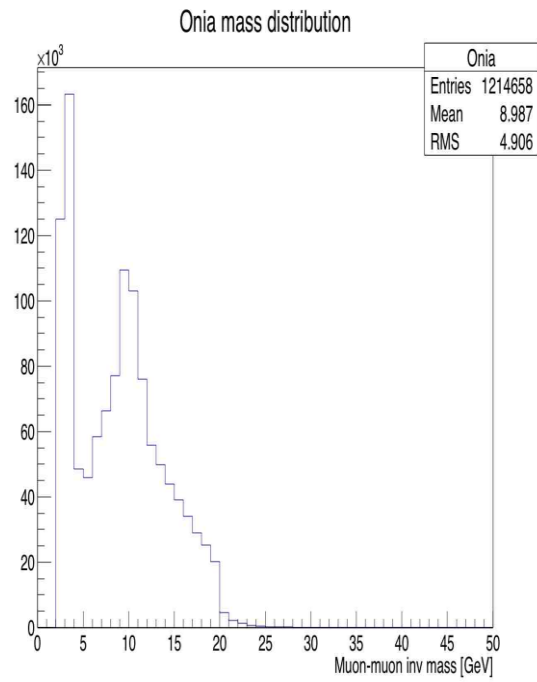
- Αυτά τα γεγονότα θα έχουν δευτερογενή κορυφή \rightarrow θα έχουν παραχθεί σε μεγαλύτερες αποστάσεις
- Ωστόσο, τα φορτισμένα B -μεσόνια αποκλείονται από διατήρηση φορτίου \rightarrow άρα, εξετάζουμε τη διάσπαση σε $B_s^0(5367)$ και $B^0(5280)$ η οποία επιτρέπεται μόνο από το $\Upsilon(10860)$
- Τελικά εξετάζεται αν ανιχνεύτηκαν οι διασπάσεις: $\Upsilon(10860) \rightarrow B_s^0\bar{B}_s^0(B^0\bar{B}^0) \rightarrow \mu^-\mu^+\mu^-\mu^+$

και κάνουμε ιστόγραμμα μάζας συμπεριλαμβανομένων των δευτερογενών κορυφών.



Διάγραμμα 3.6.2: Ιστόγραμμα μάζας των ονία. Βρήκαμε τις τετράδες μιονίων που προέρχονται από διασπάσεις $\Upsilon(10860) \rightarrow B_s^0\bar{B}_s^0(B^0\bar{B}^0) \rightarrow \mu^-\mu^+\mu^-\mu^+$ και έγινε ανακατασκευή του ιστογράμματος (3.2.1).

Τα απόμεινα είναι αντιπαράβολη των (3.2.1) και (3.6.2). Πάλι ο θόρυβος γύρω από Υ έχει ελαττωθεί, δεδομένου ότι συμπεριλάβαμε και εκείνα που έδωσαν B -μεσόνια.

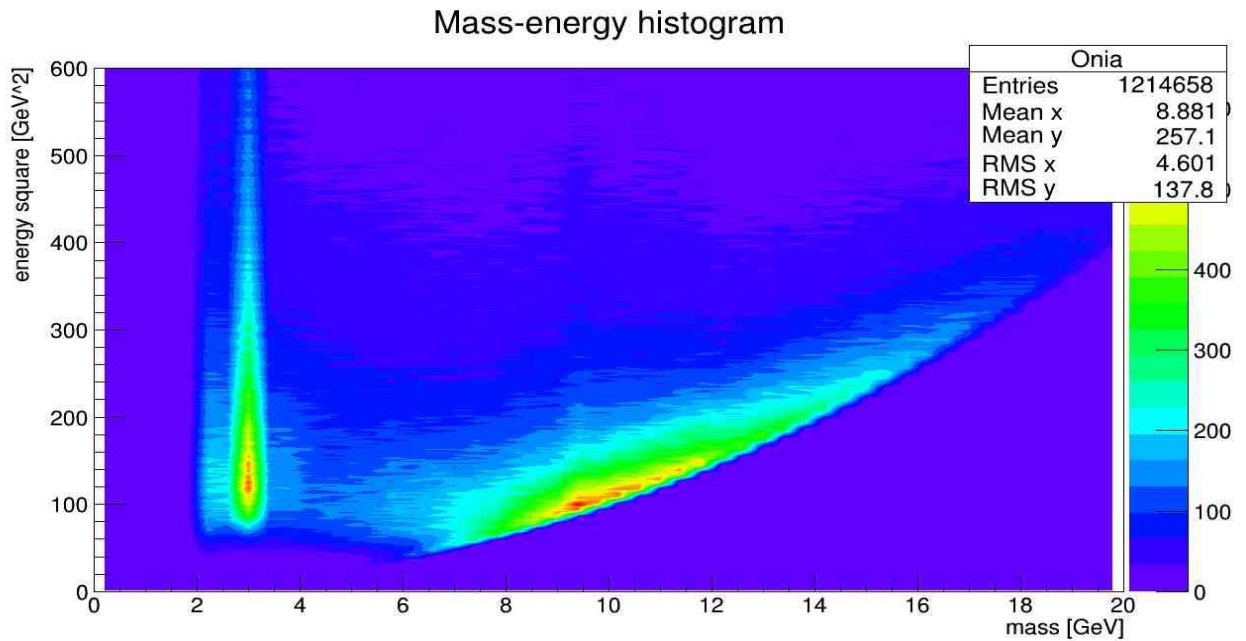


Διάγραμμα 3.6.3

III. Υπόθεση 3

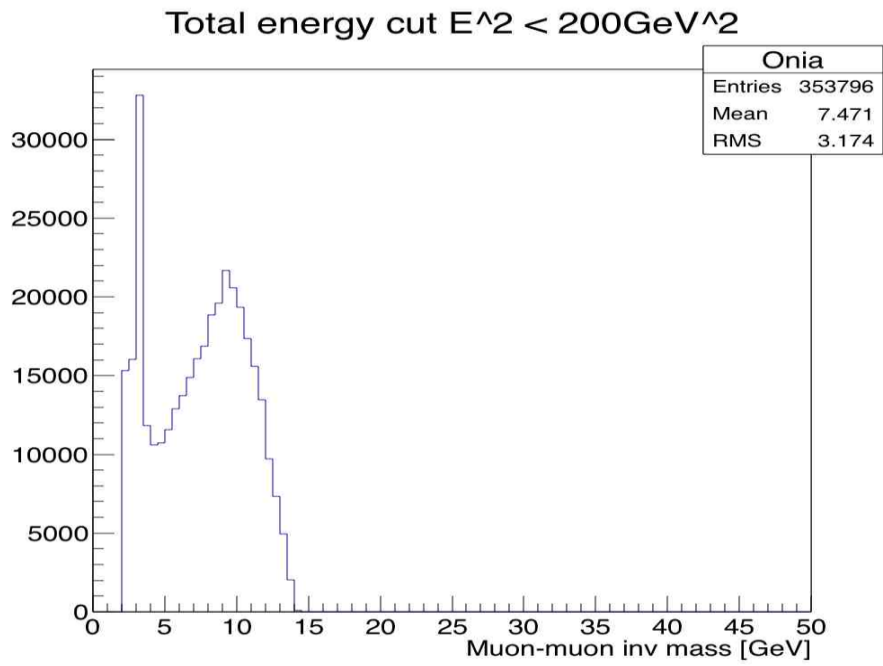
Τέλος, παρατηρήθηκε στα γεγονότα μία συγκέντρωση της ενέργειας των J/ψ και Υ γύρω από τα 10 GeV , ενώ για τα υπόλοιπα *onia* όχι, όπως φαίνεται στο παρακάτω ιστόγραμμα. Η κατανομή της ενέργειας για ένα «σωμάτιο» αναμένεται να είναι μια

ομαλή «γκαουσιανή». Από το ιστόγραμμα αυτό φαίνονται πολύ πιο ξεκάθαρα οι κορυφές στα σωμάτια από ότι όταν σχεδιάσαμε τις μεταβλητές Armenteros-Podolanski.



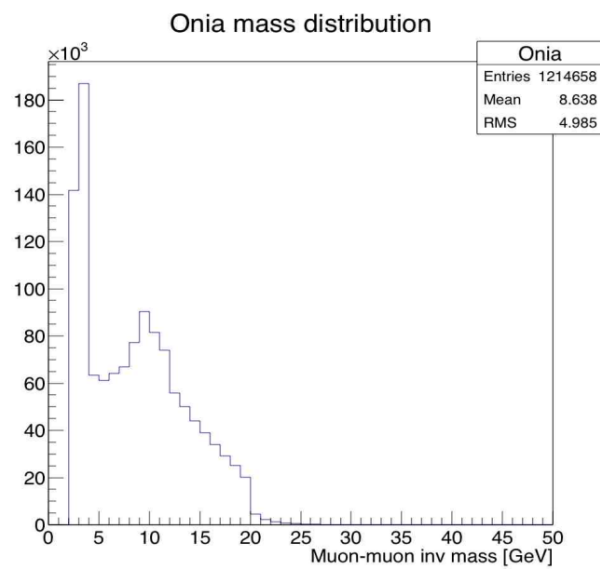
Διάγραμμα 3.6.4: Δισδιάστατο ιστόγραμμα. Στον κάθετο άξονα είναι το τετράγωνο της ενέργειας και στον οριζόντιο η μάζα του σωματιδίου.

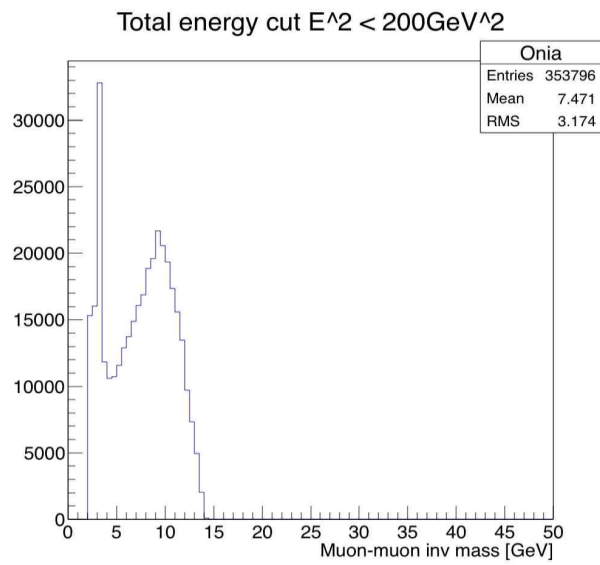
Με το εν λόγω ενεργειακό «κόψιμο» πήραμε το παρακάτω ιστόγραμμα μάζας:



Διάγραμμα 3.6.5: Ιστόγραμμα μάζας με cut στην ενέργεια.

και σε σύγκριση πάλι με το αρχικό:





Διάγραμμα 3.6.5: Σύγκριση των ιστογραμμάτων πριν μετά το cut στην ενέργεια.

Όπου και πάλι η δεύτερη κορυφή είναι πιο «καλή».

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

Συμπεράσματα

Στην εργασία αυτή, είδαμε στο πρώτο κεφάλαιο στο θεωρητικό τους επίπεδο την δημιουργία, τη δομή και τα κανάλια διάσπασης των βαριών quarkonia. Στο πειραματικό μέρος ελέγξαμε τις θεωρητικές προβλέψεις από δεδομένα του ανιχνευτή ATLAS το 2012 μελετώντας κυρίως την κινηματική των διασπάσεων. Μέσω αυτών πήραμε δεδομένα και για το φάσμα των J/ψ και Υ . Αυτό έγινε με τη ανάλυση των μεταβλητών Armenteros-Podolanski, αλλά και με διάφορα άλλα κινηματικά και γεωμετρικά μεγέθη, όπως οι γωνίες εκπομπής. Διαπιστώθηκε πολύ καλή αναπαράσταση των δεδομένων μέσω των διαγραμμάτων αυτών για διασπάσεις τύπου V^0 . Επίσης, τέθηκαν κάποιοι φυσικοί περιορισμοί οι οποίοι οδήγησαν στα κατάλληλα «κοψίματα» των δεδομένων ώστε να γίνει το δυνατόν μεγαλύτερο το κλάσμα *σήμα/θόρυβος* και πράγματι οδήγησαν εν μέρει στο ζητούμενο. Συμπερασματικά, το Υ -μεσόνιο από τα δεδομένα σε ενέργειες κέντρου μάζας 8 TeV έχει μια εμφανή κορυφή για σήμα, που όμως θα πρέπει να περιμένουμε αποτελέσματα από τα επόμενα *runs* σε μεγαλύτερες ενέργειες για να πει κανείς με σιγουριά ότι το «είδε».

Βιβλιογραφία

- [1] F. Halzen and A.D. Martin, Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics. Wiley, 1984
- [2] R. Ellis, W. Stirling, and B. Webber, QCD and collider physics, vol. 8. 1996
- [3] R. Brun and F. Rademakers, ROOT: An object oriented data analysis framework, Nucl. Instrum. Meth. A389 (1997) 81.
- [4] Associated Production of Heavy Quarkonia and Electroweak Bosons at Present and Future Colliders, August 2002
- [5] Measurement of the Production Cross-Section of J/ψ Mesons Decaying into Electron-Positron Pairs in Proton-Proton Interactions at a Collision Energy of 10 TeV, using a detailed Simulation of the ATLAS Detector at the CERN LHC, Andr'ee Robichaud-V'eronneau, Thesis 2011
- [6] Understanding the J/ψ Production Mechanism at PHENIX, Todd Kempel 2010, Iowa State University
- [7] J/ψ Decay Lepton Distribution in Hadronic Collisions, E. Mirkes, C.S. Kim 1994, University of Wisconsin – Madison
- [8] Radiative and leptonic decays of the pseudoscalar charmonium state η_c , Mao-Zhi Yang 2009, Department of Physics, Nankai University, Tianjin
- [10] Physics at BES-III, Kuang-Ta Chao and Yifang Wang 2008
- [11] Masses of the Upsilon Mesons, Sylwester Kornowski 2016
- [12] Introduction to Elementary Particle Physics, Joachim Meyer, DESY, Lectures DESY Summer Student Program 2009\
- [13] $J\psi$ and $\psi(2s)$ production in ATLAS, ATLAS Collaboration
- [14] <file:///F:/lect-qcd.pdf>