



ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ
Εθνικό και Καποδιστριακό
Πανεπιστήμιο Αθηνών

ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΤΟΜΕΑΣ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΚΑΙ ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

Μελέτη του Πρώτου Επιπέδου Σκανδαλισμού Ηλεκτρονίων και
Φωτονίων για την Αναβάθμιση Δεύτερης Φάσης του Ανιχνευτή
CMS στο CERN

Study of the Level 1 Triggering of Electrons and
Photons for the Phase 2 Upgrade of the CMS Detector at CERN

Γρηγόρας Απόλλων

Πτυχιακή Εργασία

Επιβλέπων:
Κωνσταντίνος Θεοφιλάτος
Αναπληρωτής Καθηγητής, ΕΚΠΑ

Αθήνα, 2022

Περίληψη

Ο LHC χαρακτηρίζεται από ιδιαίτερα υψηλό ρυθμό γεγονότων. Το 2018, η φωτεινότητα που κατέγραψε το CMS έφτασε τα $2.1 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ γεγονότα, ενώ η αναβάθμιση που προγραμματίζεται για το 2027 θα αυξήσει αυτό τον αριθμό σημαντικά. Η επονομαζόμενη Δεύτερη Φάση λειτουργίας του LHC (HL-LHC) προβλέπεται ότι τελικά θα φτάσει φωτεινότητα $7.5 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Για την διαχείριση τόσο μεγάλου όγκου δεδομένων, απαιτείται ένα σύστημα ικανό να επιλέγει πολύ γρήγορα τα γεγονότα με το μέγιστο φυσικό ενδιαφέρον. Αυτό ονομάζουμε σκανδαλιστή πρώτου επιπέδου (Level 1 Trigger). Η αύξηση της φωτεινότητας επιτάσσει αναβάθμιση του σκανδαλιστή, τόσο σε επίπεδο υλικού εξοπλισμού όσο σε επίπεδο λογισμικού. Στην εργασία αυτή θα περιγράψουμε τα χαρακτηριστικά μερικών από τους νέους αλγόριθμους για τον ηλεκτρομαγνητικό (e/γ) σκανδαλιστή του CMS. Για τον σκοπό αυτό θα παρουσιάσουμε τα αποτελέσματα προσομοιώσεων, κατά κύριο λόγο καμπύλες απόδοσης και ρυθμού διαφορετικών αλγόριθμων σκανδαλισμού. Τα διαγράμματα αυτά αφορούν τόσο τον σκανδαλισμό ηλεκτρονίων και φωτονίων ανεξαρτήτως της προέλευσής τους, όσο τον σκανδαλισμό φυσικού σήματος $Z' \rightarrow ee$.

Abstract

LHC is characterised by a particularly high rate of events. In 2018, the luminosity recorded by CMS reached $2.1 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ events, while the upgrade scheduled for 2027 will see a significant increase in that number. The so called Phase 2 upgrade of the LHC (HL-LHC) is predicted to reach a luminosity of $7.5 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. In order to handle such large volumes of data, a system capable of quickly selecting events with the highest possible physical significance is required. This is what we call the Level 1 Trigger. The luminosity increase demands an upgrade to the trigger, both on a hardware and on a software level. In this thesis, we will describe the characteristics of some of the new algorithms for the electromagnetic (e/γ) trigger in CMS. To that end we will present the results of simulations, mostly efficiency and rate curves of various triggering algorithms. These diagrams are relevant to the triggering of electrons and photons regardless of their origin, as well as the triggering of a $Z' \rightarrow ee$ Physics signal.

Ευχαριστίες

Θέλω να ευχαριστήσω τον κ. Κωνσταντίνο Θεοφιλάτο (ΕΚΠΑ) και τον κ. Gianluca Cerminara (CERN) για την πολύτιμη βοήθειά και καθοδήγησή τους κατά την ανάλυση των δεδομένων και τη συγγραφή αυτής της εργασίας. Δεν θα ήταν δυνατή χωρίς αυτούς. Θέλω επίσης να ευχαριστήσω τους φίλους και συμφοιτητές μου για την συμβολή τους στον έλεγχο και τα διαδικαστικά θέματα.

Περιεχόμενα

1	Εισαγωγή	5
1.1	Ο LHC	5
1.2	Το Πείραμα CMS	6
1.3	Η Φυσική των Επιταχυντών	7
1.3.1	Το Σύστημα των Φυσικών Μονάδων	8
1.3.2	Παρατηρήσιμες Ποσότητες	9
2	Ανακατασκευή Ηλεκτρονίων & Φωτονίων	13
2.1	Ηλεκτρομαγνητικό Καλορίμετρο στο Κέντρο	13
2.1.1	Πρωτεύοντα Αντικείμενα	13
2.1.2	Ανακατασκευή	14
2.2	Ηλεκτρομαγνητικό Καλορίμετρο Υψηλής Ευκρίνειας	15
2.2.1	Πρωτεύοντα Αντικείμενα	15
2.2.2	Ανακατασκευή	15
2.3	Ανιχνευτής Τροχιών	16
2.3.1	Πρωτεύοντα Αντικείμενα	16
2.3.2	Συνδυασμός με το Καλορίμετρο	16
3	Ανάλυση	19
3.1	Σήματα και Παράμετροι των Προσομοιώσεων	19
3.2	Είδη Διαγραμμάτων	20
3.3	TkEle	22
3.3.1	Κέντρο	22
3.3.2	Άκρες	24
3.4	TkEm	25
3.4.1	Κέντρο	25
3.4.2	Άκρες	27
3.5	EG	29
3.5.1	Κέντρο	30
3.5.2	Άκρες	31
3.6	Φυσικό Σήμα Υψηλής Εγχάρσιας Ορμής	32
3.6.1	Κέντρο	33
3.6.2	Άκρες	33
4	Σύνοψη & Συμπεράσματα	35
	Βιβλιογραφία	37

1 Εισαγωγή

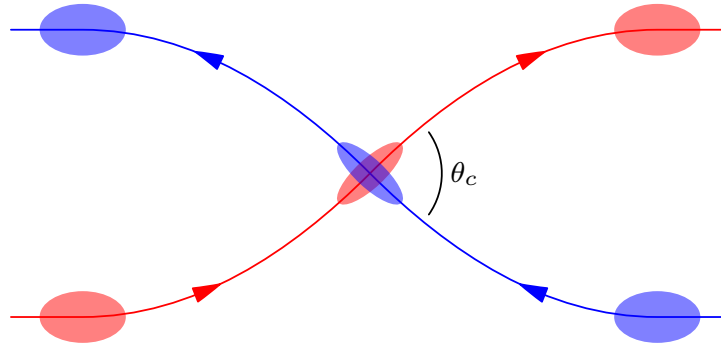
Μια εύλογη ερώτηση είναι: Σε τι χρησιμεύουν οι επιταχυντές σωματιδίων; Η πιο γρήγορη απάντηση είναι ότι προκειμένου να μελετήσει κανείς μια αλληλεπίδραση μεταξύ σωματιδίων, θα πρέπει με κάποιο τρόπο να τα αναγκάσει να αλληλεπιδράσουν. Όσο πιο “μικρά”/στοιχειώδη είναι τα φαινόμενα/σωματίδια που θέλουμε να βρούμε, τόσο μεγαλύτερη είναι και η ενέργεια που πρέπει να δώσουμε για να τα διακρίνουμε.

Πράγματι, αν ένα σωματίδιο που σήμερα θεωρούμε στοιχειώδες κρύβει μέσα του κάποια εσωτερική δομή, αυτό σημαίνει πως είναι ενεργειακά προτιμότερο οι πιο στοιχειώδεις συνιστώσες του να είναι δέσμιες σε αυτό παρά ελεύθερες. Για να τις δούμε, λοιπόν, θα πρέπει να δώσουμε αυτή την ενέργεια. Αύξηση της ενέργειας σωματιδίων που αλληλεπιδρούν μας επιτρέπει να διερευνήσουμε την ύπαρξη σωματιδίων τα οποία μέχρι τώρα μας έχουν διαφύγει.

Οι δύο κύριοι τρόποι να το κάνουμε αυτό είναι οι επιταχυντές σωματιδίων και η μελέτη υψηλοενεργειακών κοσμικών ακτίνων. Από τους δύο, ο πρώτος είναι ο πιο αξιόπιστος πειραματικά, καθώς μπορούμε να ελέγξουμε τις συνθήκες με πολύ μεγαλύτερη ακρίβεια. Από τους επιταχυντές που έχουμε, ο πιο ισχυρός είναι ο Μεγάλος Επιταχυντής Αδρονίων (LHC) του Ευρωπαϊκού Οργανισμού Πυρηνικής Έρευνας (CERN). Στην εργασία αυτή θα συζητηθεί η λειτουργία του πρωτοβάθμιου συστήματος επιλογής δεδομένων για το πείραμα CMS του LHC.

1.1 Ο LHC

Ο Μεγάλος Επιταχυντής Αδρονίων (Large Hadron Collider / LHC) στο CERN είναι ο μεγαλύτερος επιταχυντής σωματιδίων στον κόσμο. Η αρχή λειτουργίας του είναι η εξής: Πολύ ισχυροί μαγνήτες χρησιμοποιούνται για να επιταχύνουν κατιόντα (κυρίως πρωτόνια και σε μικρότερο αριθμό ιόντα μόλυβδου) και να τα θέσουν σε κυκλική τροχιά σε μια υπόγεια σήραγγα με περίμετρο περίπου 27 χιλιομέτρων. Δύο δέσμες σωματιδίων ταξιδεύουν σε ξεχωριστούς σωλήνες με αντίθετες φορές, προσεγγίζοντας την ταχύτητα του φωτός. Στην πραγματικότητα, οι δέσμες αποτελούνται από πολλές ομάδες (bunches) πρωτονίων, με ίσες αποστάσεις μεταξύ τους. Όταν πλησιάζουν τα σημεία που είναι τοποθετημένοι οι ανιχνευτές, τις εκτρέπουμε έτσι ώστε να συγκρουστούν.



Σχήμα 1: Αναπαράσταση της σύγκρουσης ομάδων πρωτονίων. Στην πραγματικότητα η γωνία θ_c είναι πολύ μικρότερη από αυτή που φαίνεται στο σχήμα ($\theta_c = 200\mu\text{rad}$ [1]).

Όπως φαίνεται και στο Σχήμα 1, οι ομάδες των πρωτονίων επίσης συγκεντρώνονται σε μικρότερο χώρο (διατομή ακτίνας $\sigma^* \approx 16\mu\text{m}$ [1]), έτσι ώστε να αυξηθεί η πιθανότητα σύγκρουσης. Ας δούμε μερικές από τις παραμέτρους λειτουργίας του επιταχυντή: Η τωρινή ενέργεια κέντρου μάζας είναι $\sqrt{s} = 13\text{GeV}$, που σημαίνει πως τα πρωτόνια της κάθε δέσμης έχουν ενέργεια $E = 6.5\text{GeV}$. Από την εξίσωση ενέργειας του Einstein, μπορούμε να βρούμε την ταχύτητά τους:

$$E = \gamma m_p c^2 = \frac{m_p c^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \implies 1 - \frac{v^2}{c^2} = \frac{m_p^2 c^4}{E^2} \implies v = c \sqrt{1 - \frac{m_p^2 c^2}{E^2}} \quad (1.1)$$

Η ενέργεια ηρεμίας του πρωτονίου είναι $m_p c^2 = 938.28 \text{ MeV}$, οπότε προκύπτει $v = 0.999928c$, που είναι όντως πολύ κοντά στην ταχύτητα του φωτός. Συνεπώς, η συχνότητα περιστροφής στον επιταχυντή θα δίνεται από τον χρόνο που χρειάζεται για τα πρωτόνια να διασχίσουν την περίμετρο $l = 26658.87 \text{ m}$ [1]:

$$f_{\text{rev}} = \frac{v}{l} = 11245.5 \text{ Hz} \quad (1.2)$$

Οι ομάδες πρωτονίων έχουν μεταξύ τους μια σταθερή χρονική απόσταση $\tau = 25 \text{ ns}$, που σημαίνει πως κανονικά θα υπήρχαν $(\tau f_{\text{rev}})^{-1} = 3557$ ομάδες κάθε στιγμή στον επιταχυντή. Στην πράξη, όμως, απαιτούνται μεγάλα κενά χωρίς ομάδες πρωτονίων, έτσι ώστε να μπορούμε να απορρίπτουμε όσες έχουν χάσει πολλά από τα πρωτόνια τους και να τις αντικαθιστούμε με καινούριες. Συνεπώς, ο μέσος αριθμός ομάδων είναι $n_b = 2808$. Αυτό σημαίνει πως οι συναντήσεις ομάδων γίνονται με συχνότητα $f_{\text{cross}} = n_b f_{\text{rev}} = 31575 \text{ kHz}$. Ο αριθμός αυτός θα γίνει σχετικός παρακάτω.

Κάθε συνάντηση ομάδων συνοδεύεται από έναν αριθμό συγκρούσεων πρωτονίων. Γνωρίζοντας την στιγμιαία φωτεινότητα L , η οποία υπολογίζεται από τις παραμέτρους του επιταχυντή [2] και την συνολική ενεργό διατομή αλληλεπίδρασης πρωτονίου–πρωτονίου ($\sigma_{pp,\text{tot}} \approx 110 \text{ mb}$ [3]):

$$N_{\text{cross}} f_{\text{cross}} = L \sigma_{pp,\text{tot}}, \quad \text{για } L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad \text{προκύπτει } N_{\text{cross}} \approx 30 \text{ συγκρούσεις} \quad (1.3)$$

Βέβαια, η στιγμιαία φωτεινότητα αλλάζει με τον χρόνο, και αυξάνεται μετά από κάθε αναβάθμιση του ανιχνευτή. Μέχρι τώρα, έχουμε φτάσει στις ≈ 50 συγκρούσεις σε κάθε συνάντηση ομάδων, και με την αναβάθμιση του επιταχυντή στην ρύθμιση υψηλής φωτεινότητας (High Luminosity Large Hadron Collider / HL–LHC) αναμένεται ότι θα φτάσουμε τις 140, και τελικά τις 200 συγκρούσεις πρωτονίων. Οι περισσότερες από αυτές είναι συγκρούσεις χαμηλής ενέργειας, με μικρό φυσικό ενδιαφέρον, που τις ονομάζουμε pileup. Η κάθε ομάδα περιέχει αριθμό πρωτονίων της τάξης του 10^{11} , που σημαίνει πως κάθε τέτοια συνάντηση δεν την επηρεάζει σχεδόν καθόλου. Όμως, οι συναντήσεις αυτές συμβαίνουν πολύ συχνά, και σύντομα είναι ανάγκη να αντικαταστήσουμε την ομάδα με μια καινούρια.

1.2 Το Πείραμα CMS

Το Συμπαγές Σωληνοειδές Μιονίων (Compact Muon Solenoid) είναι ένα από τα δύο μεγάλα πειράματα στον LHC. Το άλλο είναι το ATLAS (A Torroidal LHC ApparatuS). Εκ των δύο, το CMS είναι το πιο βαρύ (ζυγίζοντας 14000 τόνους), αλλά μικρότερο σε έκταση. Όπως υποδεικνύει το όνομα, περιέχει έναν μεγάλο υπεραγωγίμο σωληνοειδή μαγνήτη (τον μεγαλύτερο του είδους του). Το πεδίο $4T$ που παράγει, περιορίζεται στον χώρο από έναν τεράστιο ατσάλινο κλοιό, που μαζί με τον μαγνήτη ζυγίζει 12500 τόνους. Ο σκοπός του μαγνητικού πεδίου είναι διττός: Μας επιτρέπει πρώτον να εντοπίσουμε φορτισμένα σωματίδια, και δεύτερον να μετρήσουμε την ορμή τους, μελετώντας την καμπυλότητα των τροχιών τους. Το CMS έχει τις διαστάσεις ενός κυλίνδρου μήκους 21 m και ακτίνας 15 m , κάνοντάς το πράγματι πολύ συμπαγές για την λειτουργία που τελεί. Οι ανιχνευτές του CMS χωρίζονται σε 4 μέρη:

- **Ανιχνευτής Τροχιών:** Αποτελείται από ομόκεντρα κυλινδρικά στρώματα ανιχνευτών πυριτίου, και μπορεί να ανακατασκευάσει τροχιές σωματιδίων με μεγάλη ακρίβεια συνδέοντας μετρήσεις σε πολλά από αυτά τα στρώματα. Χωρίζεται στον εσωτερικό και εξωτερικό ανιχνευτή.
- **Ηλεκτρομαγνητικό Καλορίμετρο:** Σχεδιασμένο για να μετρά την ενέργεια και θέση ηλεκτρονίων και φωτονίων, αποτελείται από κρυστάλλους Βολφραμικού Μολύβδου. Αυτοί δρουν ως σπινθηριστές, υλικά τα οποία εκπέμουν φως με την διέλευση ενεργητικών σωματιδίων από μέσα τους. Η ένταση του φωτός είναι ανάλογη της ενέργειας των σωματιδίων αυτών, γεγονός που μας επιτρέπει να την μετρήσουμε. Φωτοανιχνευτές στο πίσω μέρος τους το μετατρέπουν σε ηλεκτρικό σήμα που περιέχει πληροφορία για την ενέργεια που απορροφήθηκε στον σπινθηριστή. Τα φωτόνια και τα ηλεκτρόνια απορροφούνται πλήρως από το στρώμα αυτό.
- **Αδρονικό Καλορίμετρο:** Σχεδιασμένο για να μετρά την ενέργεια και θέση αδρονίων (σύνθετα σωματίδια από κουάρκ και γλουόνια), αποτελείται από εναλασσόμενα στρώματα μεταλλικού απορροφητή και

πλαστικού σπινθηριστή, με φωτοανιχνευτές πίσω από κάθε στρώμα σπινθηριστή. Έχει μέρη και μέσα και έξω από τον σωληνοειδή μαγνήτη.

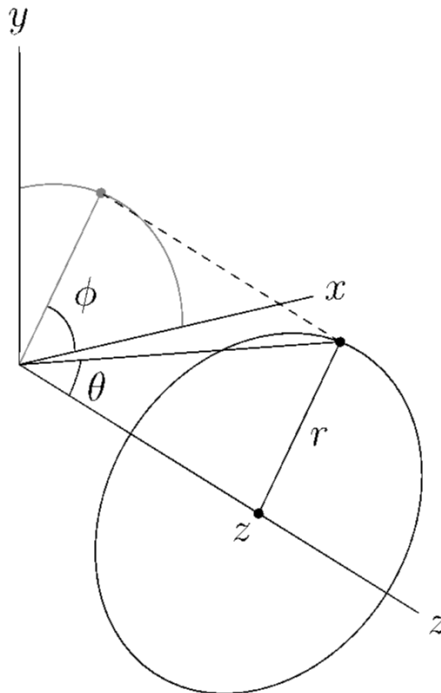
- **Ανιχνευτές Μιονίων:** Τα μίονια είναι σωματίδια που ταυτίζονται με τα ηλεκτρόνια σε όλα τα χαρακτηριστικά εκτός της μάζας, η οποία είναι περίπου 200 φορές μεγαλύτερη. Το γεγονός αυτό τα καθιστά πολύ διεισδυτικά, τόσο λόγω της μάζας ηρεμίας τους όσο της μαγνητικής τους δυσκαμψίας. Έτσι, κινούνται μέσα από τους ανιχνευτές τροχιών και τα καλορίμετρα χωρίς να αλληλεπιδράσουν. Μια σειρά από διάφορους ανιχνευτές εξωτερικά του καλοριμέτρου είναι υπεύθυνη για την ανίχνευση των μιονίων, περιλαμβάνοντας θαλάμους μιονίων, θαλάμους λωρίδων καθόδων και σωλήνες μετατόπισης.

Ως σκανδαλιστή του CMS ονομάζουμε το σύστημα αποδοχής ή μη δεδομένων από τους παραπάνω ανιχνευτές. Υπάρχουν πολλοί αλγόριθμοι σκανδαλισμού, και ο καθένας δέχεται πληροφορίες από μια συλλογή ανιχνευτών.

1.3 Η Φυσική των Επιταχυντών

Η Φυσική των σωματιδίων γενικά ασχολείται με την εύρεση ενεργών διατομών για σωματιδιακές αλληλεπιδράσεις, είτε αυτές αποτελούν μέρος του Καθιερωμένου Προτύπου είτε κάποιας (ως τώρα) θεωρητικής του προέκτασης. Στην εργασία αυτή δεν θα προχωρήσουμε σε ανάλυση με βάση την Κβαντική Θεωρία Πεδίων, θα περιγράψουμε μόνο τις βασικές φυσικές έννοιες και ποσότητες που θα χρειαστούν για την κατανόηση των προσομοιωμένων μετρήσεων.

Η γεωμετρία των πειραμάτων με επιταχυντές είναι εν γένει κυλινδρική, και αυτό δεν αλλάζει στον LHC. Αν και οι τροχιές των πρωτονίων στην πραγματικότητα δεν είναι ευθύγραμμες, η κλίμακα των πειραμάτων όπως το CMS είναι πολύ μικρότερη από την ακτίνα του LHC, και μπορούν να θεωρηθούν ευθύγραμμες. Πράγματι, το CMS καταλαμβάνει έναν τομέα 17 λεπτών της μοίρας στον δακτύλιο του επιταχυντή, και οι συνήθεις κυλινδρικές συντεταγμένες μπορούν να περιγράψουν τα γεγονότα που ανιχνεύονται.



Σχήμα 2: Κυλινδρικές Συντεταγμένες: $\vec{p} = (r, \phi, z)$

Μπορούμε να θέσουμε το κέντρο $\mathbf{O} = (0, 0, 0)$ ως το σημείο σύγκρουσης των δεσμών των πρωτονίων, οι οποίες θεωρούμε δίχως βλάβη της γενικότητας πως ταξιδεύουν κατά μήκος του άξονα z . Με βάση την εικόνα αυτή, θα ορίσουμε τις φυσικές ποσότητες που μας ενδιαφέρουν.

1.3.1 Το Σύστημα των Φυσικών Μονάδων

Πριν προχωρήσουμε στον ορισμό των σχετικών φυσικών ποσοτήτων, θα συζητήσουμε το σύστημα μονάδων στο οποίο θα τις εκφράσουμε, που είναι οι Φυσικές Μονάδες (Natural Units). Το σύστημα των Φυσικών Μονάδων συναντάται κατά κόρον στην Φυσική σωματιδίων, διότι απλοποιεί σημαντικά τους θεωρητικούς μας υπολογισμούς. Εν ολίγοις, αντί να χρησιμοποιούμε τις συνήθεις μετρούμενες ποσότητες, όπως μήκος, χρόνο, μάζα, κτλ, ορίζουμε ποσότητες ανάλογες με αυτές, που όμως έχουν μονάδες που περιέχουν μόνο την ενέργεια. Μπορούμε να το κάνουμε αυτό με τρόπο τέτοιο ώστε όλες οι εξισώσεις, γραμμένες συναρτήσει των μονάδων αυτών, να είναι ίδιες με τις προηγούμενες, με μία διαφορά: Πολλές φυσικές σταθερές αντικαθίστανται από τον αριθμό 1.

Η αρχική ιδέα είναι η εξής: Αυτό που χρειάζεται να κάνουμε για να καταλήξουμε με εξισώσεις στις οποίες ισχύει $c = 1$ είναι να μετρήσουμε την ταχύτητα σε μονάδες c . Αντίστοιχα μετράμε την δράση σε μονάδες \hbar . Στην πραγματικότητα, βέβαια, δεν είναι τόσο απλό. Για παράδειγμα, αν μετρούσαμε το μήκος σε ls (δευτερόλεπτα φωτός) και τον χρόνο σε s , η ταχύτητα θα μετρούταν σε μονάδες ls/s , και $c = 1ls/s$, που δεν ταυτίζεται με τον αριθμό 1. Αυτό που όντως θα μας επιτρέψει να θέσουμε $c, \hbar = 1$ είναι ένας μετασχηματισμός στις φυσικές ποσότητες. Ας φανταστούμε τυχαίο φυσικό μέγεθος q , οι διαστάσεις του οποίου αναπαρίστανται από ένα άνυσμα εκθετών:

$$q = q(m, x, t), \quad [q] = [m]^{a_m} [x]^{a_x} [t]^{a_t} \implies \mathbf{q} = \begin{bmatrix} a_m \\ a_x \\ a_t \end{bmatrix} \quad (1.4)$$

Με αγκύλες συμβολίζονται οι διαστάσεις του κάθε μεγέθους, και για τους σκοπούς αυτής της εργασίας ενδιαφερόμαστε μόνο για τη μάζα, το μήκος και τον χρόνο. Αναζητούμε μετασχηματισμό \mathbf{T} τέτοιο ώστε να απεικονίζει την ταχύτητα \mathbf{v} και την δράση S στη μονάδα. Με άνυσμα εκθετών αυτό γράφεται ως:

$$\begin{cases} \mathbf{T}\mathbf{v} = \mathbf{0} \\ \mathbf{T}\mathbf{S} = \mathbf{0} \end{cases} \quad (1.5)$$

Οι 6 αυτές εξισώσεις δεν είναι αρκετές για να προσδιορίσουν πλήρως τον \mathbf{T} , οπότε σαν επιπλέον συνθήκη θέλουμε να αφήνει την ενέργεια ως έχει, διότι είναι σημαντικό μέγεθος στην Φυσική σωματιδίων:

$$\left. \begin{array}{l} \mathbf{T}\mathbf{E} = \mathbf{E} \\ \mathbf{T}\mathbf{v} = \mathbf{0} \\ \mathbf{T}\mathbf{S} = \mathbf{0} \end{array} \right\} \implies \mathbf{T} \begin{bmatrix} \mathbf{E} & \mathbf{v} & \mathbf{S} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{E} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \end{bmatrix} \implies \mathbf{T} = \begin{bmatrix} \mathbf{E} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E} & \mathbf{v} & \mathbf{S} \end{bmatrix}^{-1} \quad (1.6)$$

$$\text{αντικαθιστώντας } \mathbf{E} = \begin{bmatrix} 1 \\ 2 \\ -2 \end{bmatrix}, \mathbf{v} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ -1 \end{bmatrix}, \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 2 \\ -1 \end{bmatrix} \text{ προκύπτει: } \mathbf{T} = \begin{bmatrix} 1 & -1 & -1 \\ 2 & -2 & -2 \\ -2 & 2 & 2 \end{bmatrix} \quad (1.7)$$

Δηλαδή οι βασικές διαστάσεις μετασχηματίζονται σε δυνάμεις της ενέργειας:

$$\begin{cases} \mathbf{m} \rightarrow \mathbf{E} \\ \mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{E} \\ \mathbf{t} \rightarrow -\mathbf{E} \end{cases} \quad (1.8)$$

Ο μετασχηματισμός αυτός δεν είναι αντιστρέψιμος, και αυτό είναι φανερό από το γεγονός ότι μας μεταφέρει από έναν χώρο τριών διαστάσεων σε έναν μόλις μίας (την ενέργεια). Μπορούμε να δούμε έναν τρόπο να καταλήξουμε σε αυτό το αποτέλεσμα, χρησιμοποιώντας τον $\mathbf{L}^{-1} = \begin{bmatrix} \mathbf{E} & \mathbf{v} & \mathbf{S} \end{bmatrix}^{-1}$:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{m} & \mathbf{x} & \mathbf{t} \end{bmatrix} = \mathbf{L}^{-1} \begin{bmatrix} \mathbf{E} & \mathbf{v} & \mathbf{S} \end{bmatrix} \implies \begin{cases} \mathbf{m} = \mathbf{E} - 2\mathbf{v} & \implies \mathbf{m} + 2\mathbf{v} = \mathbf{E} \\ \mathbf{x} = -\mathbf{E} + \mathbf{v} + \mathbf{S} & \implies \mathbf{x} - \mathbf{v} - \mathbf{S} = -\mathbf{E} \\ \mathbf{t} = -\mathbf{E} + \mathbf{S} & \implies \mathbf{t} - \mathbf{S} = -\mathbf{E} \end{cases} \quad (1.9)$$

Αν θέσουμε c ως μονάδα ταχύτητας και \hbar ως μονάδα δράσης, η αλλαγή μεταβλητών που απαιτείται είναι:

$$\begin{cases} m \rightarrow m' = mc^2 \\ x \rightarrow x' = x/(c\hbar) \\ t \rightarrow t' = t/\hbar \end{cases} \quad (1.10)$$

Ας δούμε μερικές σχέσεις γραμμένες στις νέες αυτές μεταβλητές:

$$\text{Ταχύτητα: } v = \frac{dx}{dt} = \frac{d(x' \cdot c\hbar)}{d(t' \cdot \hbar)} \implies v = v'c \implies v' = \frac{v}{c} = \beta$$

$$\text{Ορμή: } p = mv = \frac{m'}{c^2} v'c \implies p = \frac{p'}{c} \implies p' = pc$$

$$\text{Αρχή απροσδιοριστίας: } \Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2} \implies \Delta x'(c\hbar) \Delta p' \frac{1}{c} \geq \frac{\hbar}{2} \implies \Delta x' \Delta p' \geq \frac{1}{2}$$

$$1 - D \text{ Μετ/μός Lorentz: } \Delta t = \gamma \left(t - \frac{v}{c^2} x \right) \implies \Delta t' \hbar = \gamma \left(t' \hbar - \frac{v'c}{c^2} x' c\hbar \right) \implies \Delta t' = \gamma(t' - v'x')$$

Οι εξισώσεις λοιπόν απλοποιούνται όπως περιγράψαμε στην αρχή της παραγράφου. Χάριν ευκολίας, θα παραλείψουμε τους τόνους από τις νέες ποσότητες. Έχοντας στο νου ότι μιλάμε για κάτι διαφορετικό από τα συνήθη φυσικά μεγέθη, θα τους αναφερόμαστε με τα ίδια ονόματα. Δηλαδή, όταν λέμε μάζα θα εννοούμε ενέργεια ηρεμίας mc^2 , όταν λέμε ορμή θα εννοούμε pc , όταν λέμε ταχύτητα θα εννοούμε τον παράγοντα v/c , κ.ο.κ.

1.3.2 Παρατηρήσιμες Ποσότητες

Όπως έχει περιγραφεί, τα πρωτόνια συγκρούονται στην αρχή των αξόνων, και μάλιστα με αντίθετες ταχύτητες, άρα και ορμές. Αυτό σημαίνει πως το σύστημα του εργαστηρίου είναι το σύστημα κέντρου ορμής (καταχρηστικά αναφέρεται και ως σύστημα κέντρου μάζας) των δύο πρωτονίων.

Γενικά θέλουμε να μελετάμε αλληλεπιδράσεις στο κέντρο μάζας τους, ενώ οι μετρήσεις μας είναι στο σύστημα του εργαστηρίου, οπότε κανείς θα περίμενε πως η σύμπτωση των δύο είναι πολύ βοηθητική. Η εικόνα όμως δεν είναι τόσο απλή, και αυτό επειδή τα πρωτόνια δεν είναι στοιχειώδη σωματίδια, αλλά έχουν εσωτερική δομή. Τα παραγόμενα σωματίδια στην πραγματικότητα προκύπτουν από σκέδαση μεταξύ κουαρκ ή γλουονίων των δύο πρωτονίων (συνολικά επονομαζόμενα ως παρτόνια), και αυτά έχουν μόνο ένα μέρος της ορμής του κάθε πρωτονίου. Το κλάσμα αυτό δεν είναι κατ' ανάγκη ίδιο για τα δύο παρτόνια, οπότε το σύστημα κέντρου μάζας τους δεν ταυτίζεται αναγκαστικά με το σύστημα του εργαστηρίου. Μπορούμε να γράψουμε:

$$p_1^\mu = x_1 P_1^\mu, \quad p_2^\mu = x_2 P_2^\mu \quad (1.11)$$

Όπου P_1^μ, P_2^μ οι τετραορμές των δύο πρωτονίων και p_1^μ, p_2^μ οι τετραορμές των δύο παρτονίων, οπότε x_1, x_2 τα αντίστοιχα κλάσματα ορμής. Τα $x_1, x_2 \in \mathbb{R}$ δεν είναι αναγκαστικά ίσα. Αν και οι P_1^μ, P_2^μ έχουν ίσα χρονικά μέρη και αντίθετα χωρικά, δεν ισχύει απαραίτητα κάτι τέτοιο για τις p_1^μ, p_2^μ . Το άλλο σημαντικό πόρισμα που προκύπτει από τις παραπάνω εξισώσεις είναι ότι οι ορμές των παρτονίων είναι και αυτές στην κατεύθυνση της δέσμης, οπότε όποια ορμή έχει το κέντρο μάζας τους είναι στην κατεύθυνση \hat{z} . Γράφουμε:

$$p_1^\mu + p_2^\mu = \begin{bmatrix} E_1 + E_2 \\ p_z \hat{z} \end{bmatrix} \quad (1.12)$$

Δηλαδή, το παρτονικό σύστημα κέντρου μάζας κινείται σε σχέση με το σύστημα του εργαστηρίου κατά τον άξονα z . Αναζητούμε, όσο αυτό είναι δυνατό, ποσότητες που είναι ίδιες στα δύο συστήματα, δηλαδή είναι

αναλλοίωτες κάτω από μετασχηματισμούς Lorentz στον άξονα z :

$$\Lambda_{\nu}^{\mu} = \begin{bmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\gamma v \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\gamma v & 0 & 0 & \gamma \end{bmatrix}, \quad \gamma = \sqrt{\frac{1}{1-v^2}} \quad (1.13)$$

Αυτός μπορεί να αναπαραμετροποιηθεί συναρτήσει μίας μόνο παραμέτρου, αν ορίσουμε $\gamma = \cosh \psi$. Τότε:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \implies v = \frac{\sqrt{\gamma^2-1}}{\gamma} \implies \gamma v = \sqrt{\gamma^2-1} \quad (1.14)$$

Όπου χρησιμεύει η ταυτότητα: $\cosh^2 \psi - \sinh^2 \psi = 1 \implies \sinh \psi = \pm \sqrt{\cosh^2 \psi - 1}$. Εδώ η επιλογή προσήμου είναι αυθαίρετη, καθώς σχετίζεται με το πρόσημο του v , και αυτό δεν επηρεάζει την σχέση $\gamma = \cosh \psi$. Άρα, μπορούμε να γράψουμε:

$$\Lambda_{\nu}^{\mu} = \begin{bmatrix} \cosh \psi & 0 & 0 & \sinh \psi \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \sinh \psi & 0 & 0 & \cosh \psi \end{bmatrix}, \quad \psi = -\arcsin\left(\frac{v}{\sqrt{1-v^2}}\right) \quad (1.15)$$

Αν λοιπόν εφαρμόσουμε τον μετασχηματισμό αυτό σε οποιαδήποτε τετραορμή, έχουμε:

$$\Lambda_{\nu}^{\mu} p^{\nu} = \begin{bmatrix} \cosh \psi & 0 & 0 & \sinh \psi \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \sinh \psi & 0 & 0 & \cosh \psi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E \cosh \psi + p_z \sinh \psi \\ p_x \\ p_y \\ E \sinh \psi + p_z \cosh \psi \end{bmatrix} \quad (1.16)$$

Φαίνεται αμέσως πως η συνιστώσα της 3-ορμής κάθετη στη δέσμη είναι αναλλοίωτη κάτω από αυτούς τους μετασχηματισμούς Lorentz. Αυτήν ονομάζουμε εγκάρσια ορμή (transverse momentum).

$$\vec{p}_T = \begin{bmatrix} p_x \\ p_y \\ 0 \end{bmatrix}, \quad p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (1.17)$$

Συχνά όταν αναφερόμαστε σε εγκάρσια ορμή, εννοούμε το μέτρο της, και αυτό ισχύει ιδιαίτερα για τους αλγορίθμους σκανδαλισμού και τα διαγράμματα που θα παρουσιαστούν στην εργασία αυτή. Επίσης, το μέτρο της εγκάρσιας ορμής περιστασιακά αναφέρεται και ως εγκάρσια ενέργεια: $E_T = p_T$.

Μπορούμε να δούμε πως η αζιμουθιακή γωνία είναι επίσης αναλλοίωτη:

$$\phi = \arctan \frac{p_x}{p_y} \quad (1.18)$$

Κάτι τέτοιο όμως δεν ισχύει για την πολική γωνία θ , καθώς εξαρτάται από την ορμή p_z . Μπορούμε στην θέση της να ορίσουμε το παρακάτω:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (1.19)$$

Που μετασχηματίζεται ως εξής:

$$\begin{aligned} y' &= \frac{1}{2} \ln \frac{E \cosh \psi + p_z \sinh \psi + E \sinh \psi + p_z \cosh \psi}{E \cosh \psi + p_z \sinh \psi - E \sinh \psi - p_z \cosh \psi} \\ &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z \cosh \psi + \sinh \psi}{E - p_z \cosh \psi - \sinh \psi} \right) \\ &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z (\cosh \psi + \sinh \psi)^2}{E - p_z \cosh^2 \psi - \sinh^2 \psi} \right) \\ y' &= y + \ln (\cosh \psi + \sinh \psi) \end{aligned} \quad (1.20)$$

Αυτή την ποσότητα ονομάζουμε ραγδιότητα (rapidity). Η ραγδιότητα δεν είναι αναλλοίωτη κάτω από μετασχηματισμούς Lorentz στον άξονα z , όμως οι διαφορές ραγδιότητας δύο σωματιδίων είναι:

$$\Delta y = y_2 - y_1 \rightarrow \Delta y' = y_2 + \ln(\cosh \psi + \sinh \psi) - y_1 - \ln(\cosh \psi + \sinh \psi) = \Delta y \quad (1.21)$$

Αυτό σημαίνει πως, αντίθετα με διαφορές στην πολική γωνία, μπορούμε να βασιστούμε σε διαφορές ραγδιότητας ώστε να καταλήξουμε σε συμπεράσματα για την Φυσική στο σύστημα κέντρου μάζας των παρτονίων. Πως όμως σχετίζεται το μέγεθος που ορίσαμε με την πολική γωνία; Αυτό είναι κάτι που γίνεται φανερό στην περίπτωση των άμαζων σωματιδίων, ή έστω προσεγγιστικά άμαζων σωματιδίων. Αυτό είναι μια λογική παραδοχή για τα σωματίδια με τα οποία θα ασχοληθούμε στην εργασία αυτή: Τα φωτόνια είναι ακριβώς άμαζα, ενώ τα ηλεκτρόνια που μας ενδιαφέρουν έχουν πολύ μεγαλύτερη ορμή σε σχέση με τη μάζα τους. Ενδεικτικά, και αυτό θα αναλυθεί παρακάτω, σε επίπεδο υλικού απαιτούμε κάθε ηλεκτρόνιο να έχει τουλάχιστον εγκάρσια ορμή $p_T = 2\text{GeV}$, εν τέλει πολλή παραπάνω (βλέπε παραγράφους 2.2.1 και 2.2.2). Συγκριτικά, η μάζα του είναι $m_e = 0.511\text{MeV} \ll p_T < p$. Συνεπώς απλοποιούμε την εξίσωση ενέργειας του Einstein:

$$E = \sqrt{p^2 + m^2} \approx p \quad (1.22)$$

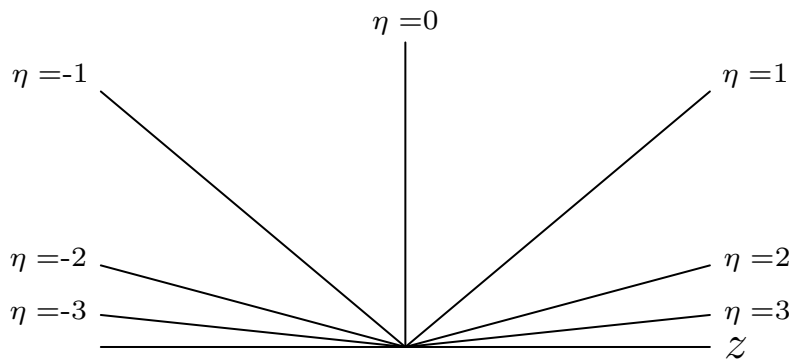
Και αν αντικαταστήσουμε στην (1.19):

$$y \approx \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - p_z} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + p_z/p}{1 - p_z/p} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = \frac{1}{2} \ln \frac{\frac{1}{2} \cos^2 \frac{\theta}{2}}{\frac{1}{2} \sin^2 \frac{\theta}{2}} = \frac{1}{2} \ln \cot^2 \frac{\theta}{2} \quad (1.23)$$

Ορίζουμε έτσι την ψευδοραγδιότητα η :

$$\eta = \ln \cot \frac{\theta}{2} \approx 2y \quad \text{όταν } m \ll p \quad (1.24)$$

Όπως φαίνεται και στο παρακάτω σχήμα, $\eta = 0$ αντιστοιχεί σε σωματίδια με τροχιές ακριβώς εγκάρσιες στη δέσμη ($\theta = 90^\circ$), ενώ καθώς πλησιάζουμε την κατεύθυνση της δέσμης, το $|\eta|$ απειρίζεται. Θα χρησιμοποιούμε πιο συχνά το $|\eta|$ από το η , καθώς είναι συνάρτηση περιττή ως προς το σημείο $\theta = 90^\circ$ και τυπικά οι κατανομές μας είναι συμμετρικές ως προς το επίπεδο $\eta = 0$.



Σχήμα 3: Επιφάνειες σταθερού η (ευθείες στο επίπεδο $y - z$)

Η ψευδοραγδιότητα λοιπόν είναι ένα γεωμετρικό μέγεθος που αντιστοιχεί στην πολική γωνία, και για σχετικιστικά σωματίδια ισούται με το διπλάσιο της ραγδιότητας, διαφορές της οποίας είναι αναλλοίωτες κάτω από μετασχηματισμούς Lorentz στον άξονα z . Με βάση τα παραπάνω, μπορούμε να ορίσουμε μέτρο γωνιακής απόστασης ανάμεσα σε δύο σωματίδια το οποίο είναι ίδιο στα συστήματα που έχουν σημασία:

$$\Delta \mathcal{R} = \sqrt{\Delta \phi^2 + \Delta y^2} \quad (1.25)$$

Πρακτικά, εμείς θα χρησιμοποιούμε γωνιακή απόσταση βασισμένη στην ψευδοραγδιαιότητα. Το μέτρο ΔR είναι σε πολύ καλή προσέγγιση αναλλοίωτο για τα σωματίδια που μελετάμε:

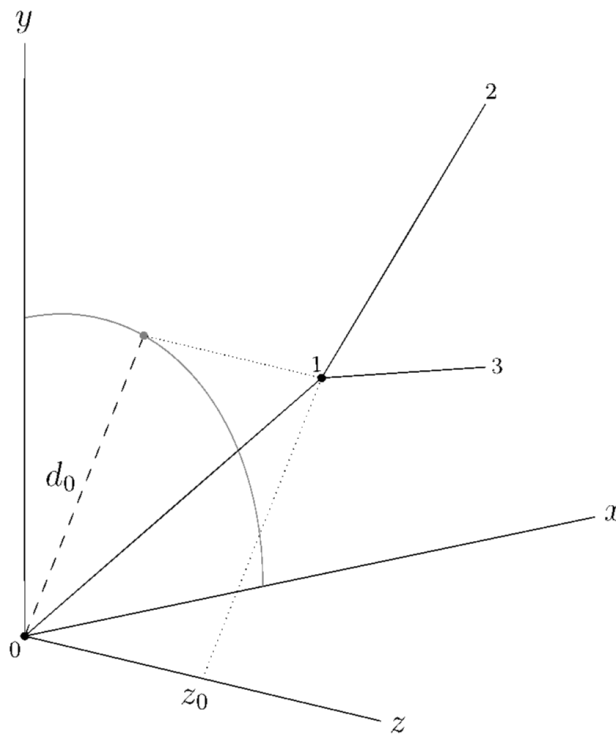
$$\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} \quad (1.26)$$

Μια επιπλέον ποσότητα που είναι ίδια σε όλα τα συστήματα αναφοράς είναι η αναλλοίωτη μάζα ενός οποιουδήποτε συστήματος σωματιδίων, που υπολογίζεται ως το μέτρο της συνολικής τους τετραορμής:

$$m^2 = p^\mu p_\mu, \quad p^\mu = \sum_i (p^\mu)_i \quad (1.27)$$

Όπως υποδεικνύει και το όνομά της, είναι αναλλοίωτη κατά Lorentz, και μια κατ' εξοχήν ενδιαφέρουσα ποσότητα στην ανάλυση μιας διαδικασίας. Ιδιαίτερα στις περιπτώσεις που έχουμε διάσπαση ενός σωματιδίου, ισούται με την μάζα ηρεμίας του. Είναι εύκολο κανείς να δει πως δεν αλλάζει με το σύστημα αναφοράς, καθώς η τετραορμή είναι τετράνυσμα και οι μετασχηματισμοί Lorentz είναι υπερβολικές στροφές που διατηρούν το μήκος των τετρανυσμάτων.

Όταν μιλάμε για κάποιο ασταθές σωματίδιο, πολλές φορές αυτό διαθέτει αρκετά μεγάλο χρόνο ζωής ώστε να έχει ταξιδέψει μετρήσιμη απόσταση από το σημείο σύγκρουσης των πρωτονίων πριν διασπαστεί. Το αρχικό σωματίδιο μιας αλυσίδας διασπάσεων το ονομάζουμε κορυφή: Η θέση της περιγράφεται από την διαμήκη παράμετρο κρούσης z_0 , δηλαδή την απόσταση από την αρχή κατά τον άξονα z , καθώς και την εγκάρσια παράμετρο κρούσης d_0 , δηλαδή την απόσταση από την αρχή κάθετα στον άξονα z .



Σχήμα 4: Διαγραμματική απεικόνιση σύγκρουσης πρωτονίων (ακμή 0) που οδηγεί στην δημιουργία μακρόβιου σωματιδίου το οποίο διασπάται σε δύο άλλα σωματίδια (ακμή 1), τα οποία ενδεχομένως μετράμε (ακμές 2, 3). Στο σχήμα φαίνεται η διαμήκης παράμετρος κρούσης z_0 και η εγκάρσια παράμετρος κρούσης d_0 της κορυφής.

2 Ανακατασκευή Ηλεκτρονίων & Φωτονίων

Στο κεφάλαιο αυτό θα αναλυθεί ο τρόπος με τον οποίο αναγνωρίζονται οι μετρήσεις ως χαρακτηριστικά πραγματικών σωματιδίων και ενώνονται έτσι ώστε να συνθέσουν μια εικόνα για τα σωματίδια αυτά. Στη συνέχεια, τα υποψήφια αυτά σωματίδια γίνονται αποδεκτά ή μη από τον σκανδαλιστή. Οι αλγόριθμοι ανακατασκευής, όπως και οι αισθητήρες, αλλάζουν σημαντικά ανάλογα με τις συνθήκες του κάθε μέρους του πειράματος. Σε περιοχές κοντά στην δέσμη (δηλαδή υψηλή ψευδοραγδιαιότητα) έχουμε ένα περιβάλλον πολύ πιο έντονης ακτινοβολίας.

Γενικά, αναγνωρίζουμε δύο κύριες περιοχές του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου, το κέντρο (barrel), που καλύπτει την περιοχή $|\eta| < 1.48$, και τις άκρες (endcaps), που καλύπτουν τις περιοχές $1.48 \leq |\eta| < 3$. Το καλορίμετρο στις άκρες έχει διαφορετικό σχεδιασμό από αυτό στο κέντρο, και καλείται Καλορίμετρο Υψηλής Ευκρίνειας (High Granularity Calorimeter / HGCAL).

Για να συζητήσουμε τους αλγόριθμους ανακατασκευής φυσικών αντικειμένων, θα πρέπει πρώτα να καταλάβουμε τα δεδομένα που δέχονται. Αυτά είναι τα επονομαζόμενα πρωτεύοντα αντικείμενα (trigger primitives), και στις επόμενες παραγράφους θα δούμε τι είναι και πως κατασκευάζονται από τις μετρήσεις των ανιχνευτών. Στη συνέχεια, με βάση τις πληροφορίες αυτές κατασκευάζουμε πιο περίπλοκα αντικείμενα: υποψήφια ηλεκτρόνια και φωτόνια με διαφορετικές ποσότητες πληροφορίας.

2.1 Ηλεκτρομαγνητικό Καλορίμετρο στο Κέντρο

Το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο στο κέντρο αποτελείται από κρυστάλλους Βολφραμικού Μολύβδου ευκρίνειας $\eta \times \phi = 0.0175 \times 0.0175$, οργανωμένους σε ομάδες (“πύργους”) 5×5 κρυστάλλων. Προς το παρόν, τα πρωτεύοντα αντικείμενα του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου στο κέντρο αντιστοιχούν σε έναν κρύσταλλο το καθένα, όμως υπάρχει η δυνατότητα δημιουργίας αντικειμένων που αντιστοιχούν σε μια 5×5 ομάδα το καθένα. Αυτό ίσως να χρησιμεύσει σε περίπτωση που θέλουμε να μειώσουμε τον όγκο των δεδομένων που μεταφέρονται ή ίσως ψάχνουμε πληροφορία συμπληρωματική σε αυτή των επιμέρους κρυστάλλων.

2.1.1 Πρωτεύοντα Αντικείμενα

Το πρωτεύον αντικείμενο ενός κρυστάλλου αποτελείται από 16 bit, που μεταφέρουν την εγκάρσια ενέργεια, τον χρόνο καταγραφής, και μια μεταβλητή αναγνώρισης κορυφών. Η τελευταία χρειάζεται για τον εντοπισμό γεγονότων που προκύπτουν από την αλληλεπίδραση αδρονίων με τις φωτοδιόδους στο ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο, πριν φτάσουν στο αδρονικό καλορίμετρο. Τέτοια γεγονότα αφήνουν χαρακτηριστικές έντονες κορυφές (“spikes”), και η μεταβλητή αναγνώρισης μεταφέρει την ύπαρξη ή μη μιας τέτοιας κορυφής στον κρύσταλλο. Για τον ακριβή υπολογισμό αυτής, χρειάζεται επικοινωνία μεταξύ των υποκείμενων επεξεργαστών (Backend Calorimeter Processors / BCPs) που διαχειρίζονται μεγάλες ομάδες κρυστάλλων.

Πρωτεύον αντικείμενο 1 κρυστάλλου		Πρωτεύον αντικείμενο ομάδας κρυστάλλων	
		ποσότητα (συνολικά στην ομάδα)	αριθμός bits
ποσότητα	αριθμός bits	E_T	10
E_T	10	χρόνος καταγραφής	5
χρόνος καταγραφής	5	η	8
διάκριση κορυφής	1	ϕ	8
σύνολο	16	αριθμός κρυστάλλων	8
		διάκριση κορυφής	1
		σύνολο	40

Πίνακας 1: Πρωτεύοντα αντικείμενα του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου στο κέντρο

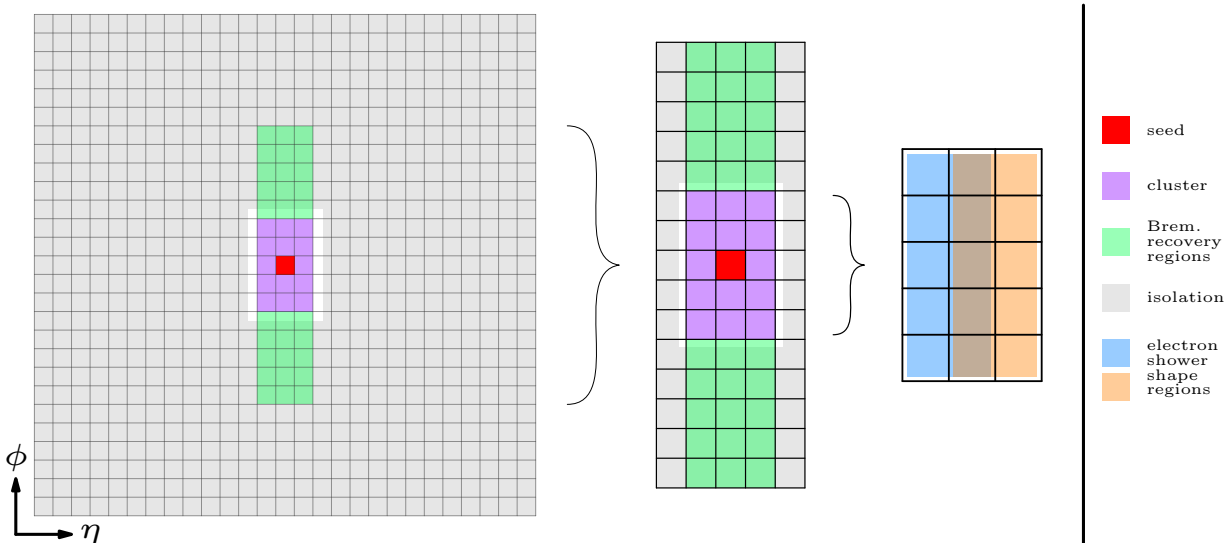
2.1.2 Ανακατασκευή

Η ανακατασκευή των ηλεκτρομαγνητικών αντικειμένων έχει ως εξής: Αρχικά, εντοπίζονται τοπικά μέγιστα στην ενέργεια με $p_T > 1 \text{ GeV}$ (“seeds”). Γύρω από το κάθε μέγιστο κατασκευάζεται μια $\eta \times \phi = 3 \times 5$ κρυστάλλους περιοχή (“cluster”), με την προϋπόθεση ότι ο καθένας περιέχει $p_T > 0.5 \text{ GeV}$. Τα όρια αυτά επιλέγονται έτσι ώστε να έχουμε σημαντική απόρριψη του υποβάθρου χωρίς μεγάλο αντίκτυπο στην ενεργειακή ευκρίνεια. Κάθε κρύσταλλος κάθε περιοχής χρησιμοποιείται μόνο μία φορά. Η θέση της κάθε περιοχής εναπόθεσης υπολογίζεται ως το βαρύκεντρο των κρυστάλλων αυτής, με βάρος την ενέργεια του καθενός.

Επιπροσθέτως, λαμβάνονται ορισμένα μέτρα για την αντιμετώπιση της απώλειας ενέργειας των ηλεκτρονίων λόγω ακτινοβολίας πέδησης: Όταν τα ηλεκτρόνια αλληλεπιδρούν με το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο, επιβραδύνονται και ακτινοβολούν ενέργεια. Αυτή ονομάζεται ενέργεια πέδησης ή Bremsstrahlung, και εναποτίθεται σε κοντινούς κρυστάλλους, που μπορεί όμως να μην βρίσκονται στην 3×5 περιοχή που έχει κατασκευαστεί για το ηλεκτρόνιο. Για να μην χαθεί αυτή η ενέργεια, ελέγχονται οι δύο διπλανές ομάδες στην κατεύθυνση ϕ . Αν κάποια έχει τουλάχιστον το 1/10 της ενέργειας στην αρχική περιοχή εναπόθεσης, τότε συνυπολογίζεται στην τελική τιμή της ενέργειας και την θέση του αντικειμένου.

Ορισμένες μεταβλητές σχήματος χρησιμοποιούνται για την ταυτοποίηση ηλεκτρονίων και φωτονίων. Αυτές ορίζονται ως λόγοι ενέργειας διάφορων υποπεριοχών της περιοχής εναπόθεσης. Για τα ηλεκτρόνια βρέθηκε πως η καλύτερη επίδοση επιτυγχάνεται χρησιμοποιώντας τον λόγο $\max\{E_{2 \times 5}\}/E_{3 \times 5}$, ενώ για τα φωτόνια χρησιμοποιείται ο λόγος $\max\{E_{2 \times 2}\}/E_{3 \times 5}$.

Μεταβλητή απομόνωσης με βάση το καλορίμετρο υπολογίζεται σε μια μεγάλη περιοχή 27×27 γύρω από την κορυφή, και αντιστοιχεί σε κώνο γωνιακής απόκλισης $\Delta R = 0.3 - 0.4$. Περιέχει πληροφορία για την παρουσία εναποθέσεων ενέργειας πέραν της αρχικής περιοχής εναπόθεσης, συνεπώς την εγγύτητα του σωματιδίου που την προκάλεσε με άλλα σωματίδια. Ορίζεται ως το άθροισμα των εγκάρσιων ορμών των κρυστάλλων στην 27×27 περιοχή χωρίς την αρχική περιοχή εναπόθεσης προς την συνολική εγκάρσια ορμή της μεγάλης περιοχής. Εν ολίγοις, είναι η ποσότητα $(p_T^{27 \times 27} - p_T^{3 \times 5})/p_T^{27 \times 27}$. Στην εργασία αυτή δεν θα ασχοληθούμε με την απομόνωση.



Σχήμα 5: Αναπαράσταση της περιοχής εναπόθεσης ενέργειας και των σχετικών μεγεθών. Στο σχήμα φαίνεται η κεντρική κορυφή (seed), η περιοχή εναπόθεσης ενέργειας (cluster), οι περιοχές ανάκτησης της ακτινοβολίας πέδησης (Bremsstrahlung recovery regions), η περιοχή υπολογισμού της απομόνωσης (isolation), και οι περιοχές σχήματος 2×5 για τα ηλεκτρόνια (shower shape regions). Ο κάθε εικονιζόμενος κρύσταλλος έχει διαστάσεις $\eta \times \phi = 0.0175 \times 0.0175$.

2.2 Ηλεκτρομαγνητικό Καλορίμετρο Υψηλής Ευκρίνειας

2.2.1 Πρωτεύοντα Αντικείμενα

Το καλορίμετρο υψηλής ευκρίνειας χωρίζεται σε ηλεκτρομαγνητικό μέρος, που αποτελείται εξ' ολοκλήρου από ανιχνευτές πυριτίου και σε αδρονικό μέρος, που περιέχει και πλαστικούς σπινθηριστές. Καλείται να ανταπεξέλθει στις συνθήκες έντονης φωτεινότητας που επικρατούν κοντά στην δέσμη ($1.52 \leq |\eta| < 3$). Για τον σκοπό αυτό, περιέχει εξαγωνικές κυψελίδες που οργανώνονται σε λεγόμενες “κυψελίδες σκανδαλιστή” (trigger cells), με ευκρίνεια περίπου 4 cm^2 . Το φορτίο που εναποτίθεται σε κάθε τέτοια κυψελίδα συμπιέζεται σε αριθμό κινούμενης υποδιαστολής με 7 bit. Δεν μεταφέρεται καμία χρονική πληροφορία, καθώς θα απαιτούσε υπερβολικά μεγάλη ροή δεδομένων. Μάλιστα, έχοντας μόλις τα 7 bit που έχουν αναφερθεί, χρειάζεται να απορριφθούν κυψελίδες κάτω από ένα ενεργειακό όριο ώστε να είναι διαχειρίσιμος ο όγκος των δεδομένων. Οι ενέργειες των κυψελίδων που απορρίπτονται αθροίζονται σε ομάδες των 48, ώστε να μην χαθεί όλη η πληροφορία. Οι αλγόριθμοι ανακατασκευής χωρίζονται σε δύο στάδια, την εύρεση κορυφών στην ενέργεια (seeds: τοπικά μέγιστα μεγαλύτερα από κάποιο όριο), και την ταυτοποίηση περιοχών εναπόθεσης γύρω από την κάθε κορυφή. Έτσι, παράγονται τα ακόλουθα πρωτεύοντα αντικείμενα:

είδος δεδομένων	περιεχόμενο	αριθμός bits
κεφαλή	συνολική ενέργεια, αριθμός bits, αριθμός περιοχών	32×6
	θέση	32
	ενέργεια	32 ή 64
περιοχή εναπόθεσης	ποσότητες σχήματος	40 ή 168
	δείκτες ποιότητας	24
	προαιρετικές ποσότητες εσωτερικής δομής	0 ή 128
σύνολο (N_c περιοχές)		$(128 - 416) \times N_c$
πύργος	ενέργεια	12
	ηλεκτρομαγνητικό κλάσμα	4
σύνολο (2600 πύργοι)		43k

Πίνακας 2: Πρωτεύοντα αντικείμενα του ηλεκτρομαγνητικού καλορίμετρου υψηλής ακρίβειας

Ο αριθμός των πύργων σε ένα πρωτεύον αντικείμενο είναι σταθερός, ενώ ο αριθμός και το περιεχόμενο των περιοχών εναπόθεσης είναι μεταβλητά. Έτσι, χρειάζεται μια μεταβλητή “κεφαλής”, έτσι ώστε να γνωρίζουμε πόσες περιοχές έχουμε και πόσο μεγάλες μεταβλητές μεταφέρουν.

2.2.2 Ανακατασκευή

Η ταυτοποίηση των εναποθέσεων που προκαλούνται από ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα στις άκρες γίνεται με την χρήση δέντρων απόφασης (Boosted Decision Trees / BDTs), που είναι μια μέθοδος μηχανικής μάθησης: Οι αλγόριθμοι “εκπαιδεύονται” σε δεδομένα, ώστε να επιλεγθούν οι καλύτερες τιμές για τις παραμέτρους λειτουργίας τους. Χρησιμοποιούνται συνολικά 9 μεταβλητές σχήματος για κάθε περιοχή εναπόθεσης, 5 εκ των οποίων χαρακτηρίζονται ως διαμήκεις (όπως μήκος περιοχής, θέση της αρχής, ενεργό βαρύκεντρο των συστατικών της περιοχής) και οι υπόλοιπες 4 ως πλευρικές (όπως πλάτος στις κατευθύνσεις r, η, ϕ). Καθώς οι συνθήκες στις άκρες αλλάζουν πολύ γρήγορα με την ψευδοραγδαιότητα, έχουμε δύο ξεχωριστά BDTs, ένα για $1.52 < |\eta| \leq 2.7$ και ένα για $2.7 < |\eta| \leq 3$. Καθώς τα φωτόνια και τα ηλεκτρόνια συμπεριφέρονται παρόμοια στο καλορίμετρο υψηλής ευκρίνειας, τα BDTs εκπαιδεύονται χρησιμοποιώντας μόνο προσομοιωμένα ηλεκτρόνια με $p_T^{\text{GEN}} > 20 \text{ GeV}$. Γίνονται αποδεκτά μόνο τα ανακατασκευασμένα αντικείμενα που έχουν $p_T^{\text{L1}} > 10 \text{ GeV}$.

2.3 Ανιχνευτής Τροχιών

2.3.1 Πρωτεύοντα Αντικείμενα

Μια καινοτομία της αναβάθμισης για την Δεύτερη Φάση στο CMS αποτελεί η ενσωμάτωση δεδομένων από τον ανιχνευτή τροχιών στον σκανδαλιστή πρώτου επιπέδου. Μόνο ο εξωτερικός ανιχνευτής χρησιμοποιείται για τον σκοπό αυτό, που σημαίνει πως τα δεδομένα για τις τροχιές περιορίζονται σε ένα εύρος $|\eta| < 2.4$. Ο εξωτερικός ανιχνευτής τροχιών αποτελείται από 6 στρώματα και 5 δίσκους, ενώ οι ανιχνευτές χωρίζονται σε 9 τομείς με βάση την αζιμουθιακή γωνία.

Η ανακατασκευή μιας τροχιάς αρχίζει από ένα ζεύγος συσχετισμένων ανιχνεύσεων σε δύο διπλανά στρώματα ή δίσκους. Από το ζεύγος αυτό κατασκευάζεται μια στοιχειώδης τροχιά (“tracklet”), για την οποία υπολογίζονται οι σχετικές παράμετροι ($p_T, \eta, \phi, z_0, d_0$). Μόνο στοιχειώδεις τροχιές που αντιστοιχούν σε σωματίδιο με $p_T > 2 \text{ GeV}$ και $|z_0| < 15 \text{ cm}$ γίνονται αποδεκτές.

Στη συνέχεια προβάλλονται σε άλλα στρώματα του ανιχνευτή, αναζητώντας ίχνη του σωματιδίου που έχει υπολογιστεί. Για τον σχηματισμό μιας τροχιάς του σκανδαλιστή πρώτου επιπέδου (L1 track) απαιτείται ταυτοποίηση τουλάχιστον τεσσάρων στοιχειωδών τροχιών ως αποτέλεσμα του ίδιου σωματιδίου. Τροχιές L1 που έχουν κοινές στοιχειώδεις τροχιές ενώνονται, και προσαρμόζονται σε φίλτρα Kalman ώστε να υπολογιστούν τελικές τιμές για τις προαναφερθείσες παραμέτρους. Το τελικό πρωτεύον αντικείμενο περιέχει με κάποια μορφή τις παραμέτρους τροχιάς, καθώς και παραμέτρους προσαρμογής.

Παράμετρος Τροχιάς	Σύμβολο	Αριθμός bits
φορτίο διά την ακτίνα καμπυλότητας	q/R	15
αζιμουθιακή γωνία	ϕ	12
εφαπτομένη της γωνίας ραγδαιότητας	$\tan \lambda$	16
διαμήκης παράμετρος κρούσης	z_0	12
εγκάρσια παράμετρος κρούσης	d_0	12
παράμετροι προσαρμογής		24
εφεδρικά		4
σύνολο		96

Πίνακας 3: Πρωτεύον αντικείμενο ανιχνευτή τροχιών

2.3.2 Συνδυασμός με το Καλορίμετρο

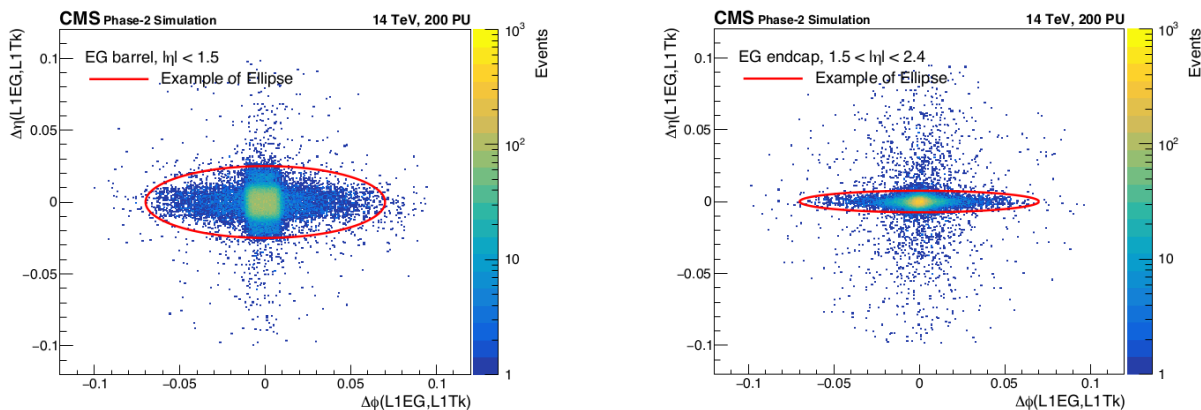
Οι πληροφορίες του ανιχνευτή τροχιών χρησιμοποιούνται σε συνεργασία με αυτές του καλορίμετρου, έτσι ώστε να μειωθεί σημαντικά ο ρυθμός των εισερχόμενων γεγονότων. Αυτό επιτυγχάνεται με δύο τρόπους: Πρώτον, ταυτοποιούνται με εναποθέσεις ενέργειας στο καλορίμετρο για τον εντοπισμό ηλεκτρονίων. Πιο συγκεκριμένα, για να εντοπίσουμε ένα ηλεκτρόνιο, θα πρέπει να έχουμε μια τροχιά αρκετά κοντά σε μια εναπόθεση ενέργειας ώστε να καταλήξουμε πως δημιουργήθηκαν από το ίδιο ηλεκτρόνιο. Για τον σκοπό αυτό χρησιμοποιείται ένα ελλειπτικό κριτήριο στο επίπεδο $\Delta\eta^{Tk-EG} - \Delta\phi^{Tk-EG}$, παρόμοιο με την γωνιακή απόσταση:

$$\left(\frac{\Delta\eta}{\Delta\eta_{\max}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\phi}{\Delta\phi_{\max}}\right)^2 < 1 \quad (2.1)$$

Οι τιμές των παραμέτρων $\Delta\eta_{\max}, \Delta\phi_{\max}$ επιλέγονται ανάλογα με την ψευδοραγδαιότητα:

$$\Delta\eta_{\max} = \begin{cases} 0.025, & |\eta| \leq 0.9 \\ 0.015, & 0.9 < |\eta| \leq 1.479 \\ 0.0075, & 1.479 < |\eta| \leq 2.4 \end{cases}$$

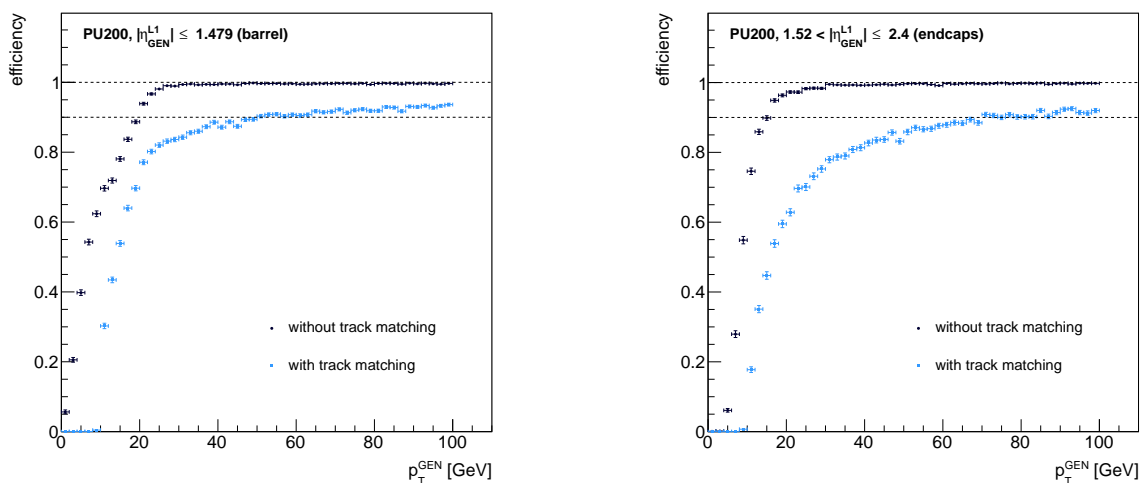
$$\Delta\phi_{\max} = 0.07$$



Σχήμα 6: Επίπεδο $(\Delta\eta, \Delta\phi)$ της γωνιακής απόστασης των περιοχών εναπόθεσης ενέργειας στο καλορίμετρο (L1EG) και της κοντινότερης τροχιάς (L1Tk), για επιμέρους ηλεκτρόνια.

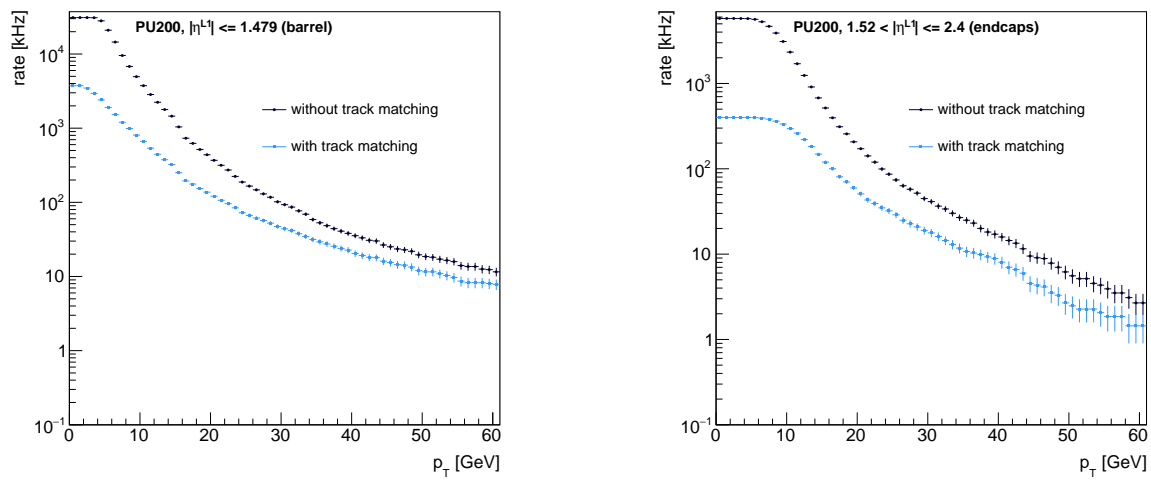
Απαιτείται οι τροχιές να έχουν $p_T > 10 \text{ GeV}$. Η απόδοση εξαρτάται κυρίως από την απόδοση της ανακατασκευής των τροχιών. Πράγματι, στο Σχήμα 7 βλέπουμε πως η απόδοση μετά από ένα σημείο είναι σχεδόν 1 για ηλεκτρόνια χωρίς ταυτοποίηση με τροχιά, όμως μειώνεται αρκετά όταν την απαιτούμε.

Τα διαγράμματα απόδοσης θα αναλυθούν εκτενέστερα στο Κεφάλαιο 3: Εν ολίγοις, μας δείχνουν το μέρος των δημιουργημένων από την προσωμοίωση σωματιδίων που γίνονται αποδεκτά από τον σκανδαλιστή. Είναι φανερό πως η μέγιστη τιμή της είναι 1, οπότε όλα τα δημιουργημένα σωματίδια ανακατασκευάζονται επαρκώς και γίνονται αποδεκτά.



Σχήμα 7: Σύγκριση απόδοσης για ζεύγη ηλεκτρονίων με και χωρίς ταυτοποίηση με τροχιά

Η πτώση στην απόδοση λόγω της ταυτοποίησης με τροχιά σίγουρα δεν είναι αμελητέα. Παρόλα αυτά, μας επιτρέπει μια πολύ σημαντική μείωση του εισερχόμενου ρυθμού δεδομένων. Όπως είναι φανερό από όσα έχουν αναφερθεί ως εδώ, είναι αναγκαίο να μειωθεί ο ρυθμός αυτός σε επίπεδα διαχειρίσιμα για τα ηλεκτρονικά των ανιχνευτών, και η ταυτοποίηση με τροχιά είναι ένας καλός τρόπος να γίνει αυτό για τα ηλεκτρόνια. Πράγματι, γίνεται να επιτύχουμε μείωση ρυθμού στην περιοχή του 50% και άνω, με μια μείωση απόδοσης περίπου 10%. Ταυτόχρονα, η ταυτοποίηση με τροχιά μας επιτρέπει καλύτερη αναγνώριση των ηλεκτρονίων. Στο Σχήμα 8 βλέπουμε τον ρυθμό των αποδεκτών από τον σκανδαλιστή δεδομένων συναρτήσει του κατώτερου ορίου εγκάρσιας ορμής που απαιτούμε να έχουν τα ανακατασκευασμένα σωματίδια. Όσο μεγαλύτερο το όριο, τόσο λιγότερα γεγονότα δεχόμαστε, και τόσο μικρότερος είναι ο ρυθμός.



Σχήμα 8: Σύγκριση ρυθμού για ζεύγη ηλεκτρονίων με και χωρίς ταυτοποίηση με τροχιά

3 Ανάλυση

Σκοπός μας είναι η σύγκριση αλγορίθμων σκανδαλισμού ομοίων αντικειμένων. Γενικά, θα χωρίσουμε παρόμοιους αλγορίθμους σε δύο είδη: Αυτούς με ασθενή κριτήρια (Loose ID) και αυτούς με ισχυρά κριτήρια (Tight ID). Τα κριτήρια αυτά δεν είναι κατ' ανάγκη τα μόνα που εφαρμόζονται στα αντικείμενα του σκανδαλιστή πρώτου επιπέδου, αλλά μπορεί να συνδυαστούν με επιπλέον επιλογές γεγονότων. Για παράδειγμα, δεν θα μελετήσουμε επιλογές που βασίζονται σε μέτρα απομόνωσης (isolation) των αντικειμένων από το περιβάλλον τους, ή αλγορίθμους που υλοποιούν πληροφορίες από άλλους σκανδαλιστές, κτλ.

Τυπικά, κάθε ένας από αυτούς τους αλγορίθμους συνοδεύεται από μία επιλογή στην εγκάρσια ορμή (p_T cut), έτσι ώστε να μειώσουμε τον ρυθμό όσο χρειάζεται. Συνεπώς, ένας αλγόριθμος με ισχυρά κριτήρια ενδέχεται να αντιστοιχεί σε μικρότερη απαιτούμενη εγκάρσια ορμή, και να μας δίνει εν τέλει καλύτερη επιλογή σήματος. Το αν τα ασθενή ή τα ισχυρά κριτήρια είναι καλύτερα διαφέρει σε κάθε περίπτωση, και θα διερευνηθεί παρακάτω. Πιο συγκεκριμένα, θα προχωρήσουμε σε δύο συγκρίσεις, όπου αυτές έχουν νόημα:

- Σύγκριση Loose ID – Tight ID για την νεότερη έκδοση των προσομοιώσεων
- Σύγκριση ίδιων ID στην νεότερη και την προηγούμενη έκδοση των προσομοιώσεων. Οι περιγραφές των ID άλλαξαν ανάμεσα στις δύο εκδόσεις, όμως ήταν στόχος των σχεδιαστών ίδια ID να δίνουν ίδια αποτελέσματα. Αυτό θα ελέγξουμε.

Όταν λέμε νεότερη έκδοση, εννοούμε την έκδοση 82 (v82/new), η οποία περιέχει αντικείμενα TkEle, TkEm, EG και Loose ID, Tight ID για όλα αυτά και στο κέντρο και στις άκρες. Η προηγούμενη έκδοση είναι η έκδοση 81 (v81/old), η οποία αφήνει στη διάθεσή μας μόνο αντικείμενα TkEle, TkEm και τα παλιά κριτήρια στις άκρες ήταν μόνο αυστηρά. Εν ολίγοις, η σύγκριση των δύο εκδόσεων έχει νόημα για αντικείμενα TkEle, TkEm, για Loose ID στο κέντρο και για Tight ID στις άκρες. Τα αντικείμενα που αναφέρθηκαν θα περιγραφούν παρακάτω.

Βλέποντας τις τεχνικές λεπτομέρειες, υπάρχει μια απλοποίηση από την έκδοση 81 στην έκδοση 82. Τα παραπάνω κριτήρια είναι είτε ασθενή είτε ισχυρά, οπότε καθένα από αυτά αναπαρίσταται ως ένα bit ενός ακέραίου αριθμού. Πράγματι, ένας ακέραιος $0 \leq n \leq 2^N - 1$ αναπαρίσταται με την χρήση N -bit ως εξής:

$$n = \sum_{i=0}^{N-1} b_i \cdot 2^i, \quad b_i = 0 \text{ ή } 1 \quad (3.1)$$

Ο εν λόγω αριθμός ονομάζεται hwQual και χρησιμοποιεί 4 bit. Στην παλιά εκδοχή είχε διαφορετικές περιγραφές στο κέντρο και στις άκρες, οι οποίες στη νέα συνδυάστηκαν:

v81 (barrel)			v81 (endcaps)			v82	
bit	ID		hwQual	Brem. Recovery		bit	ID
0	Standalone Tight ID	+	1	disabled	→	0	Standalone Tight ID
1	Electron Tight ID		3	enabled		1	Electron Tight ID
2	Photon Tight ID					2	Photon Tight ID
						3	No Brem. Recovery

Πίνακας 4: Αναπαράσταση των κριτηρίων ως ακέραιο αριθμό ανάμεσα στις εκδόσεις. Όταν ένα bit έχει τιμή 1, τότε το αντικείμενο ικανοποιεί το αντίστοιχο κριτήριο στους πίνακες αυτούς. Όταν έχει τιμή 0, τότε δεν το ικανοποιεί. Όταν δεν ικανοποιείται κάποιο Tight ID, μιλάμε για Loose ID. Στα παρακάτω, η ανάκτηση ακτινοβολίας πέδησης θα είναι πάντα ενεργοποιημένη.

3.1 Σήματα και Παράμετροι των Προσομοιώσεων

Στην προηγούμενη παράγραφο είδαμε τα αντικείμενα του σκανδαλιστή που μας ενδιαφέρουν: Ανακατασκευασμένα ηλεκτρόνια και ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα του καλοριμέτρου, δηλαδή υποψήφια ηλεκτρόνια και φωτόνια. Χρησιμοποιώντας αυτά, μπορούμε να ελέγξουμε δύο είδη σημάτων:

- Γενικά ηλεκτρόνια και φωτόνια: Δηλαδή την ικανότητα του σκανδαλιστή να επιλέγει ηλεκτρόνια και φωτόνια χωρίς να μας ενδιαφέρει από που προέρχονται.
- Ηλεκτρόνια και φωτόνια από φυσικό σήμα: Αντίστοιχα, την ικανότητα του σκανδαλιστή να επιλέγει ηλεκτρόνια και φωτόνια που αντιστοιχούν σε κάποιο φυσικό σήμα. Στην εργασία αυτή, θα μελετήσουμε πιθανό σήμα $Z' \rightarrow ee$, το οποίο δύναται να παράγει ηλεκτρόνια ιδιαίτερα υψηλής εγκάρσιας ορμής.

Ορισμένες από τις σχετικές παραμέτρους των προσομοιώσεων είναι οι εξής:

- Pileup: Ως Pileup (PU) γενικά αναφέρουμε τα γεγονότα χαμηλής εγκάρσιας ορμής, που έχουν μικρό φυσικό ενδιαφέρον, και θεωρούνται υπόβαθρο. Αναμένεται πως στην Δεύτερη Φάση θα προκύπτουν κατά μέσο όρο 200 γεγονότα υποβάθρου σε κάθε σύγκρουση ομάδων πρωτονίων, και αυτό συμβολίζουμε ως PU200.
- Φάσμα ορμής των δημιουργημένων σωματιδίων: Για τη μελέτη του γενικού σκανδαλισμού ηλεκτρονίων και φωτονίων χρησιμοποιήσαμε ηλεκτρόνια και φωτόνια με ομοιόμορφο φάσμα από 1 ως 100 GeV.
- Είδος γεγονότων: Στην εργασία αυτή θα επικεντρωθούμε σε γεγονότα είτε με δύο ηλεκτρόνια είτε με δύο φωτόνια. Γενικά χρησιμοποιούμε το πρώτο είδος, και θα επισημαίνεται όταν αυτό δεν ισχύει. Το φυσικό σήμα $Z' \rightarrow ee$ προφανώς ανήκει στο πρώτο είδος.

3.2 Είδη Διαγραμμάτων

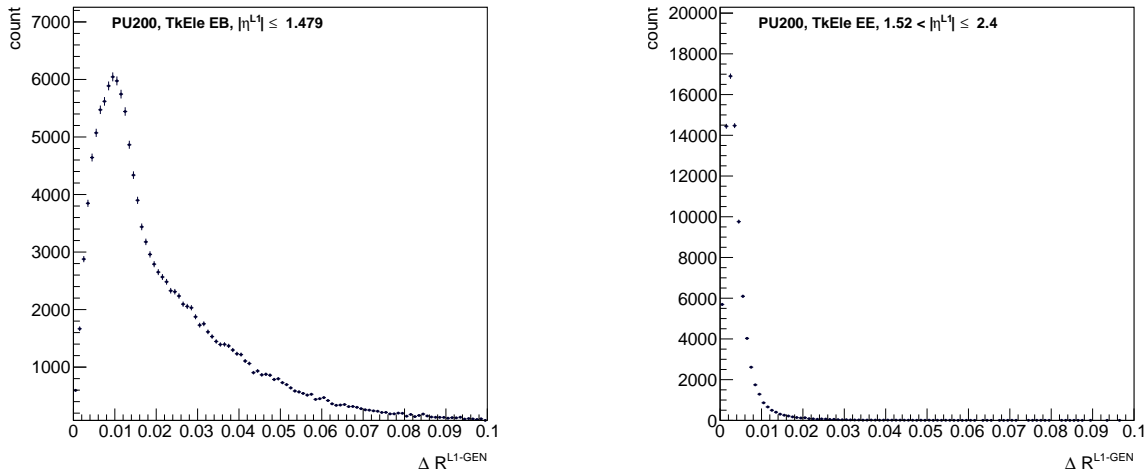
Ο στόχος των αλγορίθμων σκανδαλισμού είναι διττός: Πρώτον, θέλουμε να μειώσουμε τον ρυθμό εισροής δεδομένων σε διαχειρίσιμα επίπεδα. Δεύτερον, θέλουμε αυτό να γίνει με όσο το δυνατόν μικρότερη απώλεια των πληροφοριών που μας ενδιαφέρουν (γεγονότα σήματος). Αυτοί οι δύο στόχοι περιγράφονται κυρίως με την χρήση των αντίστοιχων διαγραμμάτων.

- Διαγράμματα Ρυθμού (Rate Plots): Είναι ιστογράμματα του αριθμού των ανακατασκευασμένων αντικειμένων του σκανδαλιστή συναρτήσει της ελάχιστης επιτρεπόμενης εγκάρσιας ορμής ώστε αυτά να γίνουν δεκτά. Κανονικοποιούνται στα 31000 kHz, καθώς ο αναμενόμενος ρυθμός γεγονότων στην Δεύτερη Φάση είναι 31.5 MHz (βλέπε παράγραφο 1.1).
- Διαγράμματα Απόδοσης (Efficiency Plots): Είναι γραφήματα που δείχνουν τον λόγο του αριθμού των αποδεκτών ανακατασκευασμένων αντικειμένων ως προς τον αριθμό των αντίστοιχων σωματιδίων που έχουν παραχθεί από την προσομοίωση. Κάθε ανακατασκευασμένο αντικείμενο πρέπει να ταυτοποιηθεί με ένα παραγόμενο σωματίδιο. Αυτό θεωρούμε πως γίνεται όταν η γωνιακή απόσταση $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ μεταξύ των δύο είναι αρκετά μικρή (στην εργασία αυτή το όριο ήταν $\Delta R < 0.1$, βλέπε Σχήμα 9). Αν υπάρχει πάνω από ένα ζευγάρι ανακατασκευασμένου αντικειμένου - παραγόμενου σωματιδίου που πληρεί αυτό το κριτήριο, επιλέγεται εκείνο με την μικρότερη γωνιακή απόσταση. Τα διαγράμματα αυτά κατασκευάζονται συναρτήσει της εγκάρσιας ορμής (efficiency- p_T^{GEN}) και του απολύτου της ψευδοραδιαιότητας (efficiency- $|\eta^{GEN}|$) των παραγόμενων σωματιδίων. Στην εργασία αυτή, θα ασχοληθούμε μόνο με το πρώτο είδος.

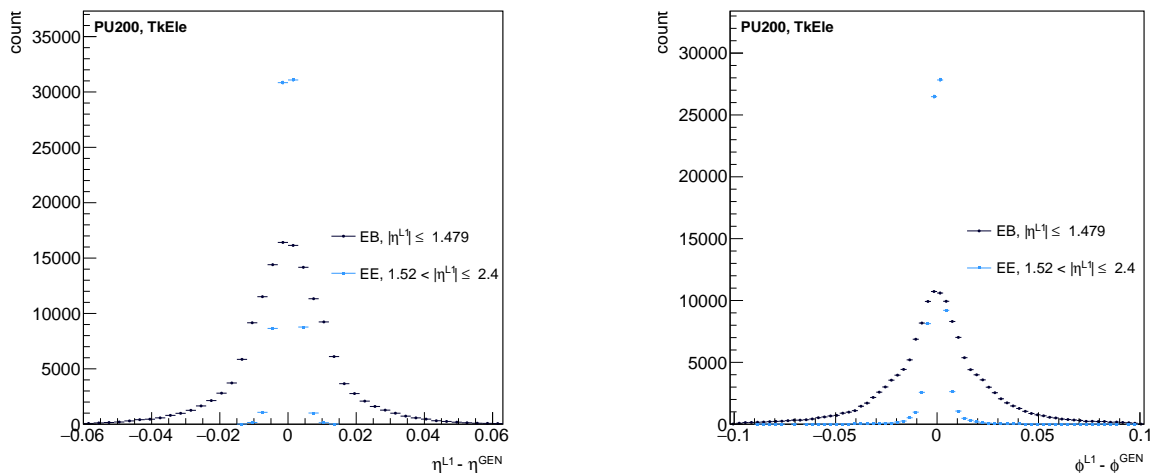
Πειραματικά, το να γνωρίζουμε την απόδοση του σκανδαλιστή σε όποια διαδικασία θέλουμε να μελετήσουμε είναι κομβικής σημασίας, όπως είναι η γνώση της απόδοσης κάθε ανιχνευτή. Αν μια διαδικασία προβλέπεται ότι έχει ενεργό διατομή σ , οι μετρήσεις μας αναμένεται να υποδεικνύουν ενεργό διατομή $\varepsilon\sigma$, όπου ε η συνολική απόδοση για τα εν λόγω γεγονότα.

- Καμπύλες Ενεργοποίησης (Turn-On Curves): Τα παραπάνω διαγράμματα είναι χρήσιμα, όμως δεν περιέχουν όλες τις σχετικές πληροφορίες. Στην πραγματικότητα, αρχίζουμε με κάποιο προϋπολογισμό ρυθμού μετάδοσης δεδομένων (rate budget/bandwidth). Ολόκληρος ο σκανδαλιστής για την Δεύτερη Φάση θα έχει έναν προϋπολογισμό 750 kHz, ο οποίος θα πρέπει να διαμοιραστεί σε όλα τα μέρη αυτού. Συνεπώς, η διαδικασία που ακολουθούμε έχει ως εξής: Από το διάγραμμα ρυθμού του αλγορίθμου που ελέγχουμε, βρίσκουμε το ελάχιστο απαραίτητο όριο ελάχιστης εγκάρσιας ορμής (p_T -cut) ώστε ο ρυθμός να μην υπερβαίνει τον προϋπολογισμό μας για το αντικείμενο που μας ενδιαφέρει. Τότε, η χαμπύλη ενεργοποίησης του αλγορίθμου θα είναι το διάγραμμα απόδοσης που προκύπτει από αυτό το p_T -cut. Τυπικά, ελέγχουμε τις καμπύλες ενεργοποίησης για 20 kHz και 100 kHz.

- Διαγράμματα Διακριτικής Ικανότητας (Resolution Plots): Πρόκειται για μια μεγάλη συλλογή διαγραμμάτων που περιγράφουν την ακρίβεια με την οποία ανακατασκευάζονται τα χαρακτηριστικά των σωματιδίων, όπως p_T , η , ϕ , z_0 , d_0 . Μερικά τυπικά διαγράμματα διακριτικής ικανότητας είναι ιστογράμματα γωνιακών αποστάσεων ($\Delta\eta = \eta^{L1} - \eta^{GEN}$, $\Delta\phi = \phi^{L1} - \phi^{GEN}$, ΔR), μέτρων της ακρίβειας ανακατασκευής της εγκάρσιας ορμής όπως $p_T^{L1} - p_T^{GEN}$, p_T^{L1}/p_T^{GEN} και $(p_T^{L1} - p_T^{GEN})/p_T^{GEN}$, καθώς και διδιάστατα ιστογράμματα με άξονες συνδυασμούς των παραπάνω. Δεν θα χρησιμοποιήσουμε διαγράμματα διακριτικής ικανότητας εκτενώς στην εργασία αυτή.



Σχήμα 9: Ενδεικτικές κατανομές γωνιακής απόστασης παραγόμενου σωματιδίου με ανακατασκευασμένο αντικείμενο για ηλεκτρόνια στο κέντρο (αριστερά) και στις άκρες (δεξιά).



Σχήμα 10: Κατανομές επιμέρους γωνιακών αποστάσεων ($\Delta\eta$ αριστερά, $\Delta\phi$ δεξιά) μεταξύ παραγόμενων ηλεκτρονίων και των αντίστοιχων ανακατασκευασμένων αντικειμένων. Σύγκριση ανάμεσα στην διακριτική ικανότητα στο κέντρο (EB) και τις άκρες (EE).

Παρατηρούμε ότι η γωνιακή απόσταση ανάμεσα στα δημιουργημένα και τα ανακατασκευασμένα ηλεκτρόνια είναι γενικά πολύ μικρότερη στις άκρες. Αυτό είναι λογικό. Το καλορίμετρο υψηλής ευκρίνειας [4], όπως υποδεικνύει το όνομά του, παρέχει καλύτερη διακριτική ικανότητα στις μεταβλητές ϕ , η (μεταξύ άλλων) από

το καλορίμετρο του κέντρου. Αυτό γίνεται φανερό από τα διαγράμματα των επιμέρους γωνιακών αποστάσεων ($\Delta\eta$ και $\Delta\phi$) που φαίνονται στο Σχήμα 10.

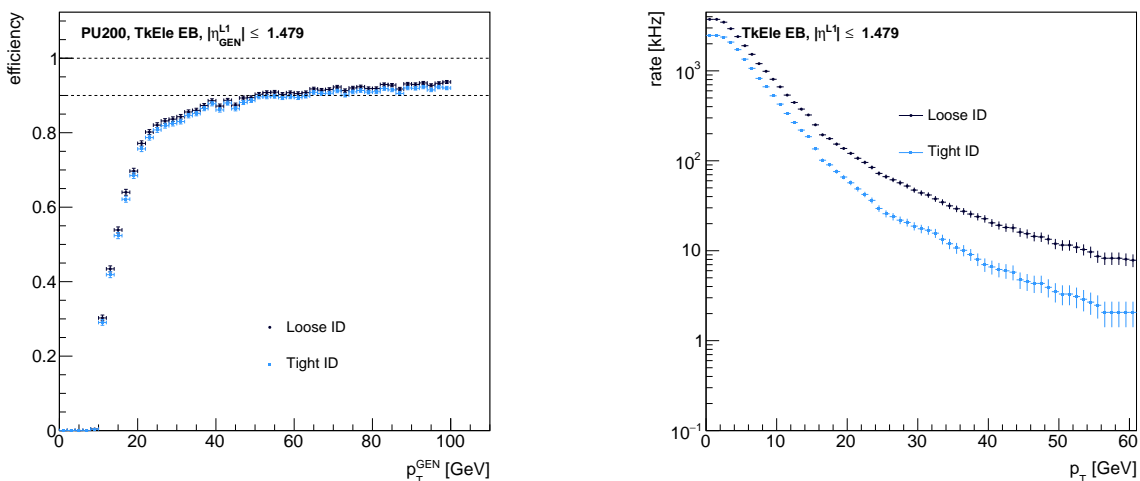
3.3 TkEle

Με τον τεχνικό όρο “TkEle” αναφερόμαστε σε σύνθετα αντικείμενα που αποτελούνται από εναποθέσεις στο ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο αντιστοιχισμένες σε τροχιές με χαρακτηριστικά ηλεκτρονίων. Είναι, στην ουσία, υποψήφια ηλεκτρόνια, και ο σκανδαλιστής καλείται να αποφασίσει αν θα τα δεχτεί. Θα φανεί παρακάτω ότι η συμπεριφορά των αντικειμένων αυτών απορρέει σε μεγάλο βαθμό από τον ανιχνευτή τροχιών και τους περιορισμούς που αυτός επιβάλλει. Για παράδειγμα, τα αντικείμενα αυτά υπάρχουν μόνο για $|\eta| < 2.4$ και ικανοποιούν τη συνθήκη $p_T > 10 \text{ GeV}$.

3.3.1 Κέντρο

Παρακάτω φαίνονται δύο τυπικά διαγράμματα απόδοσης και ρυθμού. Παρατηρούμε πως η απόδοση είναι μηδενική για $p_T^{\text{GEN}} < 10 \text{ GeV}$. Στη συνέχεια, η απόδοση αυξάνεται γρήγορα μέχρι να φτάσει σε μια “κοιλιάδα” (plateau), όπου το διάγραμμα συνήθως πλησιάζει ασυμπτωτικά κάποια τιμή. Στην προκειμένη περίπτωση φτάνει μέχρι το ~ 0.9 .

Στο διάγραμμα ρυθμού παρατηρείται μια μείωση με το όριο εγκάρσιας ορμής, κάτι που είναι λογικό. Η πτώση είναι πολύ σημαντική, οπότε τα διαγράμματα αυτά είναι λογαριθμικά.



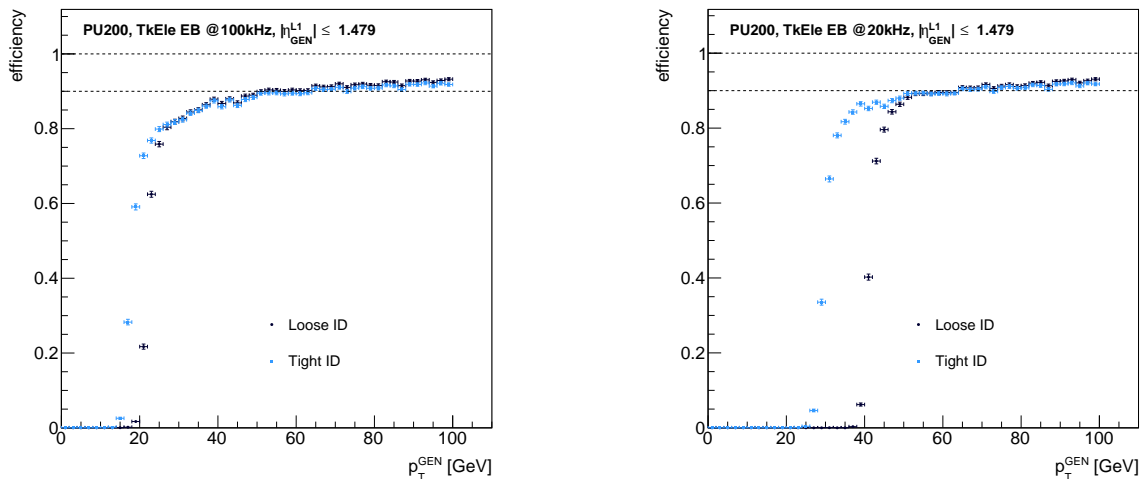
Σχήμα 11: Διαγράμματα απόδοσης–εγκάρσιας ορμής του παραγόμενου σωματιδίου (αριστερά) και ρυθμού–ελάχιστης αποδεκτής εγκάρσιας ορμής του ανακατασκευασμένου αντικειμένου (δεξιά), για ηλεκτρόνια στο κέντρο.

Συγκρίνοντας τα ισχυρά (Tight ID) με τα ασθενή (Loose ID) κριτήρια επιλογής, εμφανίζεται μια εικόνα που θα επαναληφθεί στα παρακάτω διαγράμματα: Τα ισχυρά κριτήρια οδηγούν σε μικρότερο ρυθμό, αλλά και απόδοση. Το πρώτο καθώς απορρίπτονται περισσότερα γεγονότα, και το δεύτερο διότι αναπόφευκτα κάποια από αυτά θα ανήκουν στο σήμα. Στην περίπτωση όμως των ηλεκτρονίων, η πτώση στην απόδοση φαίνεται πολύ μικρή, ιδιαίτερα για την σημαντική μείωση του ρυθμού που παρατηρείται. Αυτό δίνει καλή ένδειξη πως τα ισχυρά κριτήρια πλεονεχτούν στην περίπτωση αυτή. Ένας πιθανός λόγος για το παραπάνω αποτέλεσμα είναι ότι ο ανιχνευτής τροχιών προκαλεί το μεγαλύτερο μέρος της απώλειας απόδοσης, και τα κριτήρια δεν επιφέρουν σημαντική αλλαγή στην απόδοση, μόνο στον ρυθμό. Πράγματι, τα αυστηρά κριτήρια μειώνουν τον ρυθμό αρκετά ώστε η αναγκαία επιλογή στην εγκάρσια ορμή να είναι πολύ μικρότερη, σε σχέση με τα ασθενή.

κριτήριο \ ρυθμός	100 kHz	20 kHz
Electron Loose ID	22 GeV	41 GeV
Electron Tight ID	17 GeV	29 GeV

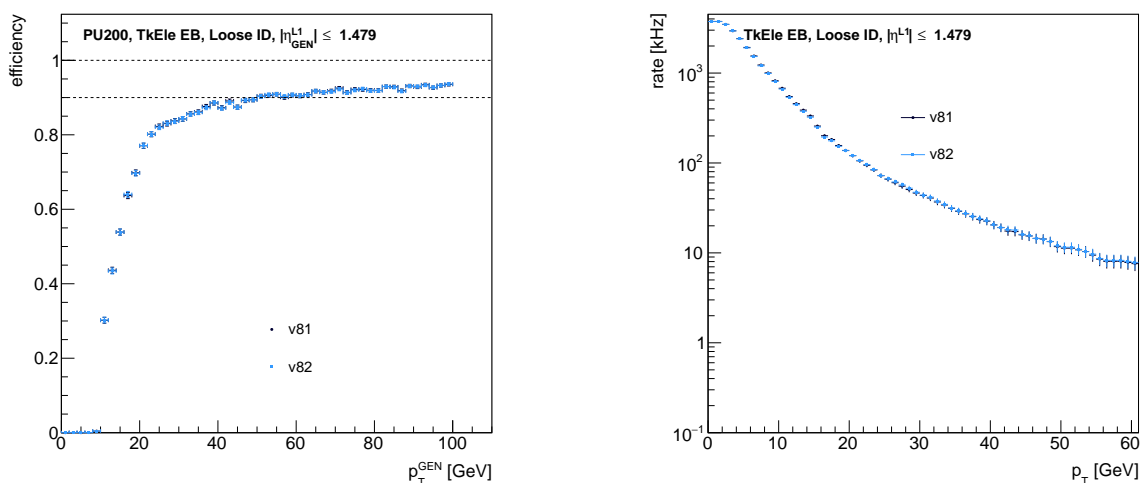
Πίνακας 5: Απαιτούμενη επιλογή εγκάρσιας ορμής p_T^{L1} του ανακατασκευασμένου ηλεκτρονίου έτσι ώστε να επιτευχθεί η απαραίτητη μείωση ρυθμού

Αυτά μας δίνουν τις παρακάτω καμπύλες ενεργοποίησης:



Σχήμα 12: Καμπύλες ενεργοποίησης ηλεκτρονίων στο κέντρο για 100 kHz και 20 kHz

Είναι φανερό πως τα ισχυρά κριτήρια δίνουν μεγαλύτερη απόδοση σε μικρότερες τιμές της εγκάρσιας ορμής, όπως ήταν αναμενόμενο. Έτσι, λέμε πως το Tight ID δίνει νωρίτερη ενεργοποίηση. Στη συνέχεια, ως συγκρίνουμε τα αποτελέσματα της νέας έκδοσης με την παλιά.

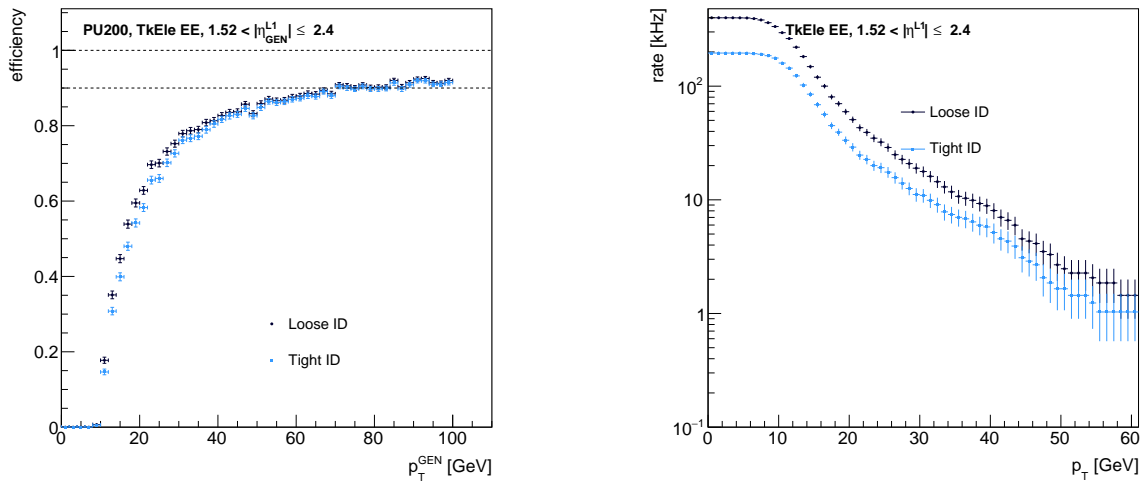


Σχήμα 13: Σύγκριση απόδοσης και ρυθμού στη νέα (v82) και την παλιά (v81) έκδοση

Οι διαφορές ανάμεσα στις εκδόσεις είναι ελάχιστες, όπως θα έπρεπε. Εδώ αξίζει να υπενθυμίσουμε πως καθώς μας ενδιαφέρει το κέντρο, συγκρίνουμε τα Loose ID.

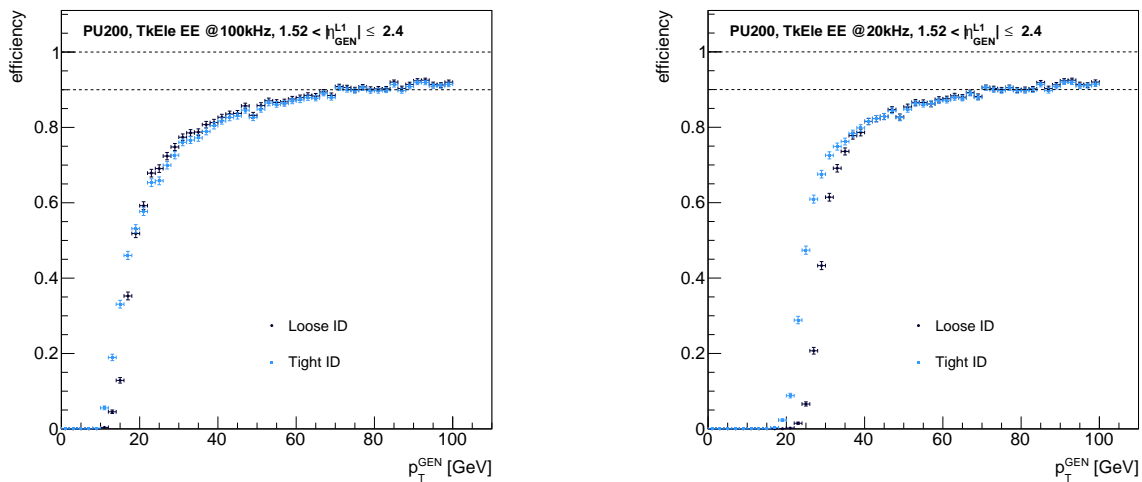
3.3.2 Άκρες

Τα χαρακτηριστικά της επιλογής των ηλεκτρονίων στις άκρες είναι παρόμοια με αυτά στο κέντρο. Σημειώνεται πως αν και οι άκρες έχουν κάλυψη ως $|\eta| < 3$, ηλεκτρόνια ανακατασκευάζονται μόνο έως $|\eta| < 2.4$, όπως επιβάλλεται από τον ανιχνευτή τροχιών.



Σχήμα 14: Διαγράμματα απόδοσης—εγκάρσιας ορμής του παραγόμενου σωματιδίου (αριστερά) και ρυθμού—ελάχιστης αποδεκτής εγκάρσιας ορμής του ανακατασκευασμένου αντικειμένου (δεξιά), για ηλεκτρόνια στις άκρες.

Και στις άκρες βλέπουμε ότι η πτώση της απόδοσης στην περίπτωση των ισχυρών κριτηρίων σε σχέση με τα ασθενή είναι ελάχιστη, μάλλον για τον ίδιο λόγο που αναφέρθηκε στο κέντρο. Παρατηρούμε ότι ο ρυθμός και στις δύο περιπτώσεις παραμένει σταθερός μέχρι τα 10 GeV , κάτι που επίσης οφείλεται στην επιβολή $p_T > 10 \text{ GeV}$ του ανιχνευτή τροχιών.



Σχήμα 15: Καμπύλες ενεργοποίησης ηλεκτρονίων στις άκρες για 100 kHz και 20 kHz

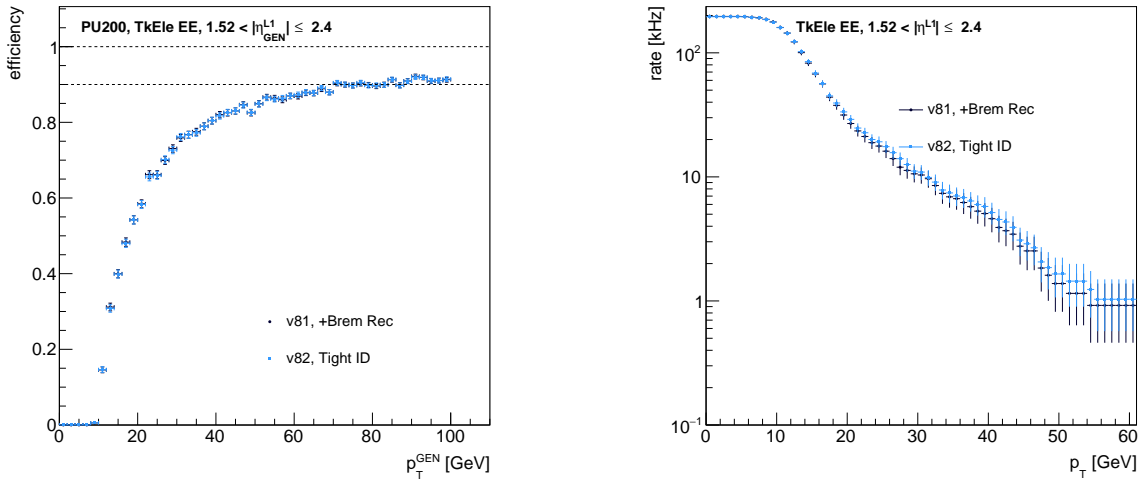
Οι καμπύλες ενεργοποίησης είναι παρόμοιες με το κέντρο, όμως εδώ η βελτίωση που επέρχεται από τα ισχυρά κριτήρια είναι μικρότερη. Ειδικά στην περίπτωση των 100 kHz , τα ασθενή κριτήρια ίσως να είναι προτιμότερα. Οι παρατηρήσεις αυτές συμπίπτουν με τις επιλογές εγκάρσιας ορμής, που εμφανίζουν μικρότερες διαφορές

σε σχέση με το κέντρο. Εν τέλει, αυτά προκύπτουν διότι η μείωση ρυθμού από τα ισχυρά κριτήρια είναι πολύ μικρότερη στις άκρες σε σχέση με το κέντρο.

κριτήριο	ρυθμός	
	100 kHz	20 kHz
Electron Loose ID	17 GeV	29 GeV
Electron Tight ID	14 GeV	24 GeV

Πίνακας 6: Απαιτούμενη επιλογή εγχάρσιας ορμής p_T^{L1} του ανακατασκευασμένου ηλεκτρονίου έτσι ώστε να επιτευχθεί η απαραίτητη μείωση ρυθμού

Και στην περίπτωση αυτή, μπορούμε να επιβεβαιώσουμε πως τα νέα κριτήρια ταυτίζονται με τα παλιά. Καθώς εδώ αναφερόμαστε στις άκρες, έχει νόημα να συγκρίνουμε μόνο τα ισχυρά κριτήρια. Τα ασθενή δεν υπήρχαν στις άκρες στην παλιά έκδοση.



Σχήμα 16: Σύγκριση απόδοσης και ρυθμού στη νέα (v82) και την παλιά (v81) έκδοση για ηλεκτρόνια στις άκρες

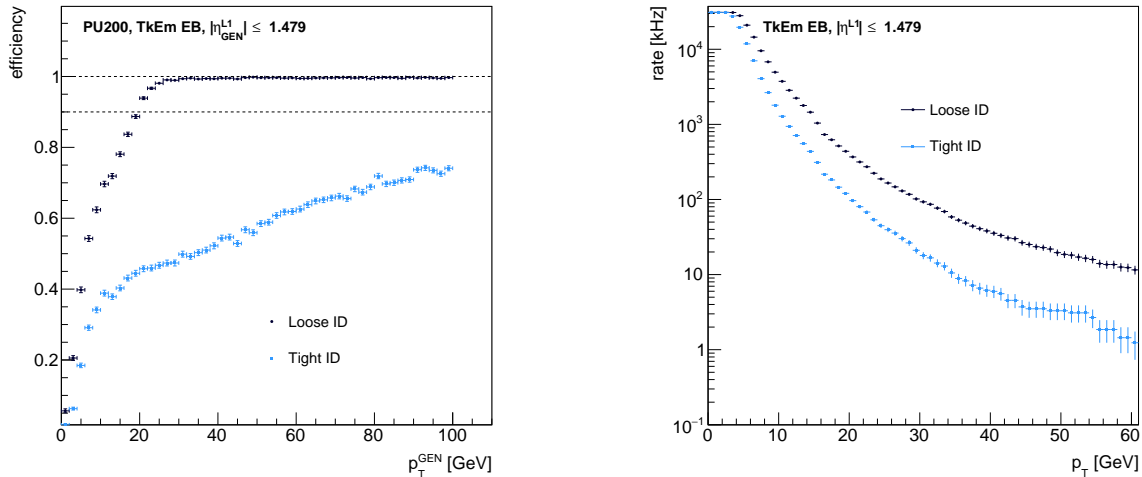
3.4 TkEm

Ως “TkEm” αναφερόμαστε σε ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα στα οποία δεν επιβάλλεται κάποιο κριτήριο αντιστοίχισης με τροχιά. Περιέχουν όλη την πληροφορία του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου, καθώς και πληροφορία από τον ανιχνευτή τροχιών, που χρησιμοποιείται για τον ορισμό μεταβλητών απομόνωσης. Αν και δεν υπάρχει προσπάθεια να προσδιορίσουμε το είδος του σωματιδίου, στην πράξη τα θεωρούμε ως υποψήφια φωτόνια, καθώς ο ρυθμός παραγωγής τους είναι πολύ μεγαλύτερος από αυτό των ηλεκτρονίων.

3.4.1 Κέντρο

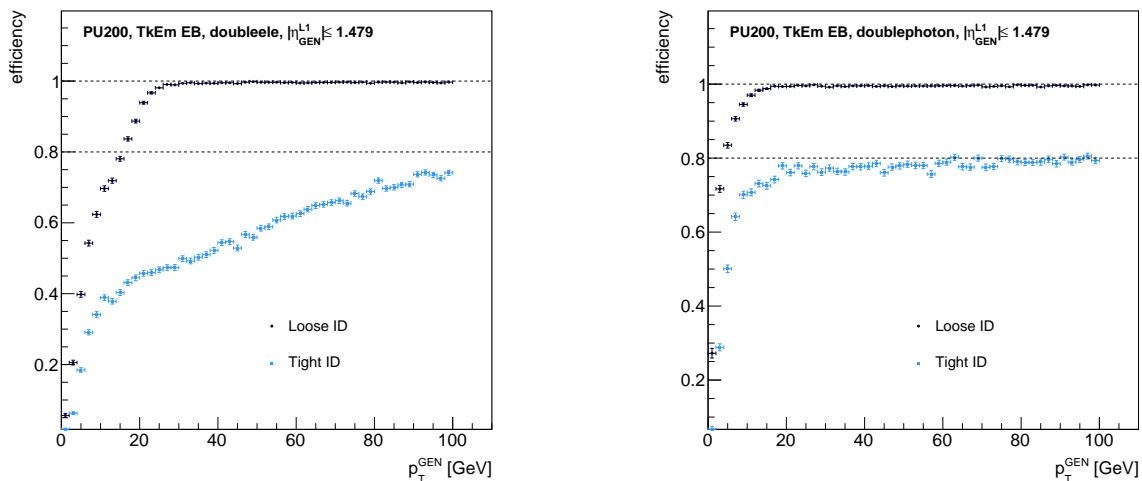
Παρατηρούμε μεγάλες διαφορές ανάμεσα στα αντικείμενα αυτά και τα ηλεκτρόνια που έχουν ταυτοποιηθεί με τροχιές. Αρχικά, ενώ τα ηλεκτρόνια προσεγγίζουν απόδοση ~ 0.9 και σχετικά αργά, τα ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα προσεγγίζουν πολύ γρήγορα το 1, χρησιμοποιώντας τα ασθενή κριτήρια. Με τα ισχυρά όμως, προκύπτει μια πολύ σημαντική μείωση στην απόδοση (Σχήμα 17).

Καθώς τα TkEm δεν έχουν κάποιο περιορισμό λόγω του ανιχνευτή τροχιών, η απόδοσή τους δεν μειώνεται με τον ίδιο τρόπο που μειώνεται η απόδοση των TkEle. Αυτός είναι ο πιο πιθανός λόγος για την πρώτη



Σχήμα 17: Διαγράμματα απόδοσης—εγκάρσιας ορμής του παραγόμενου σωματιδίου (αριστερά) και ρυθμού—ελάχιστης αποδεκτής εγκάρσιας ορμής (δεξιά) του ανακατασκευασμένου αντικειμένου, για ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα στο κέντρο.

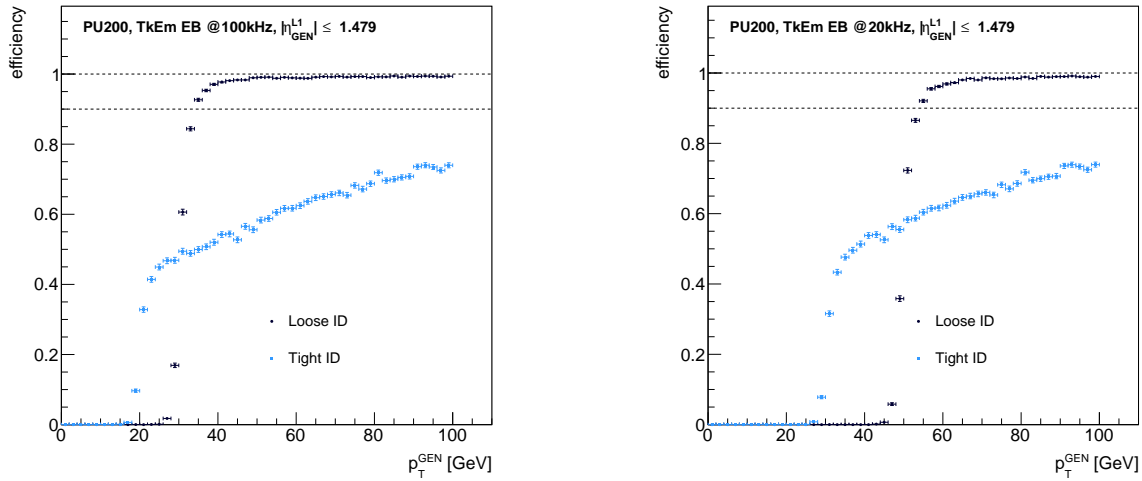
διαφορά στην απόδοση. Η δεύτερη διαφορά σχετίζεται με τα ίδια τα κριτήρια που χρησιμοποιούμε: Τα συγκεκριμένα ισχυρά κριτήρια, που αναφέρονται ως Photon Tight ID, είναι πιλοτικά και δεν χρησιμοποιούνται. Αξίζει να επισημάνουμε πως τα παραπάνω διαγράμματα έγιναν με προσομοιωμένα δείγματα που στην τελική κατάσταση έχουν δύο ηλεκτρόνια. Έχουμε όμως στην διάθεσή μας και δείγματα με δύο φωτόνια, και έχει ενδιαφέρον να συγκρίνουμε την επίδοση των κριτηρίων αυτών στα δύο αυτά δείγματα:



Σχήμα 18: Σύγκριση απόδοσης δειγμάτων με δύο ηλεκτρόνια (αριστερά) και δειγμάτων με δύο φωτόνια (δεξιά)

Όπως κανείς ίσως περίμενε, η απόδοση είναι καλύτερη στην δεύτερη περίπτωση, με οποιαδήποτε κριτήρια. Για τα ασθενή έχουμε γρηγορότερη άφιξη στην κοιλάδα της καμπύλης, ενώ για τα ισχυρά η καμπύλη δεν φτάνει σε κάποια κοιλάδα στην πρώτη περίπτωση, όμως φτάνει στην δεύτερη. Παρόλα αυτά, η μείωση της απόδοσης είναι ακόμα σημαντική, από ~ 1 σε ~ 0.8 . Είναι σχεδόν σίγουρο πως τα ασθενή κριτήρια είναι προτιμητέα εδώ, κάτι εμφανές και στις καμπύλες ενεργοποίησης. Αν και τα ισχυρά κριτήρια προσφέρουν

υψηλότερη απόδοση στις χαμηλότερες εγχάρσιες ορμές, η απόδοσή τους είναι πολύ χαμηλότερη στις υψηλότερες εγχάρσιες ορμές.



Σχήμα 19: Καμπύλες ενεργοποίησης ηλεκτρομαγνητικών αντικειμένων στο κέντρο για 100 kHz και 20 kHz

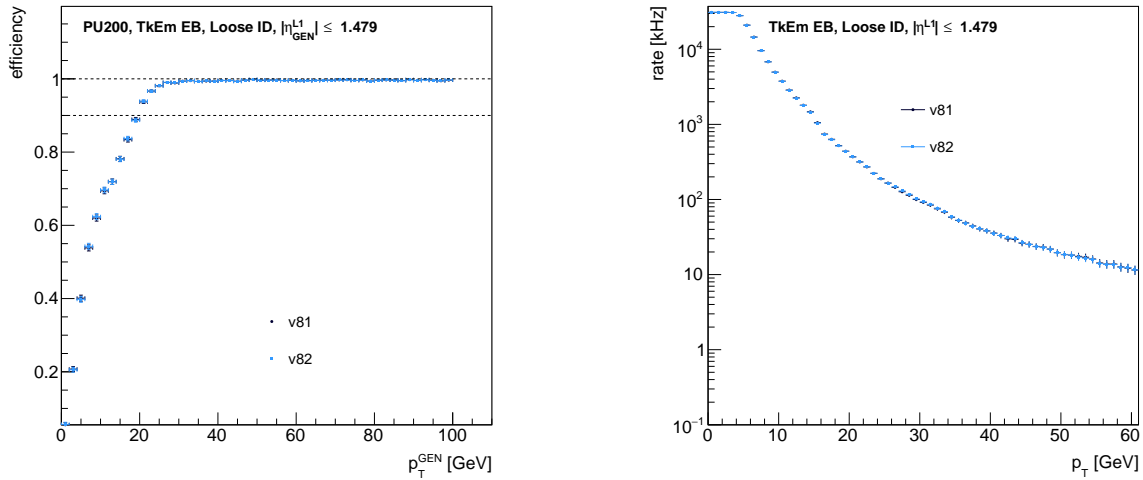
κριτήριο \ ρυθμός	100 kHz	20 kHz
Photon Loose ID	30 GeV	49 GeV
Photon Tight ID	20 GeV	30 GeV

Πίνακας 7: Απαιτούμενη επιλογή εγχάρσιες ορμές p_T^{L1} του ανακατασκευασμένου ηλεκτρομαγνητικού αντικειμένου έτσι ώστε να επιτευχθεί η απαραίτητη μείωση ρυθμού

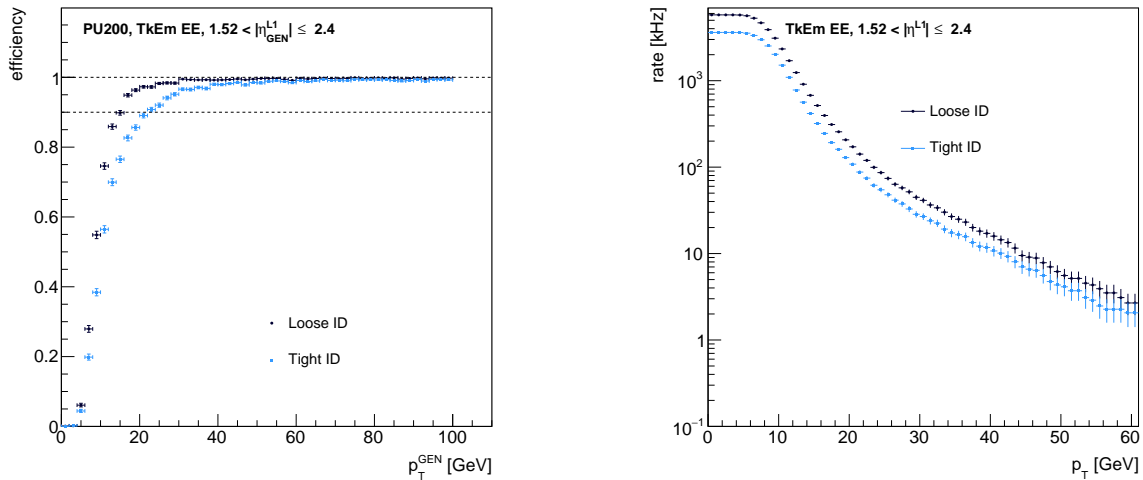
Τα ισχυρά κριτήρια μας επιτρέπουν να μειώσουμε το κατώτερο όριο εγχάρσιες ορμές σημαντικά, όμως αυτό δεν αρκεί για να δικαιολογήσει το κόστος στην απόδοση που επιφέρουν. Οι διαφορές ανάμεσα στην καινούρια και την παλιά έκδοση είναι αμελητέες, όπως φαίνεται στο Σχήμα 20

3.4.2 Άκρες

Αντίθετα με το κέντρο, στις άκρες δεν παρατηρείται σημαντική μείωση της απόδοσης. Πράγματι, στο Σχήμα 21 φαίνεται απλά μια σχετικά μικρή μείωση ρυθμού με σχετικά μικρό κόστος στην απόδοση. Δεν είναι ξεκάθαρο ποιο κριτήριο δίνει την καλύτερη καμπύλη ενεργοποίησης μόνο από αυτά τα διαγράμματα. Οι επιλογές εγχάρσιες ορμές που προκύπτουν (Πίνακας 8) δεν διαφέρουν σημαντικά μεταξύ τους. Η διαφορά στην απαίτηση 20 kHz είναι μεγαλύτερη, όπως ήταν και στις περιπτώσεις που έχουμε δει μέχρι τώρα.



Σχήμα 20: Σύγκριση απόδοσης (αριστερά) και ρυθμού (δεξιά) στη νέα (v82) και την παλιά (v81) έκδοση, για ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα στις άκρες

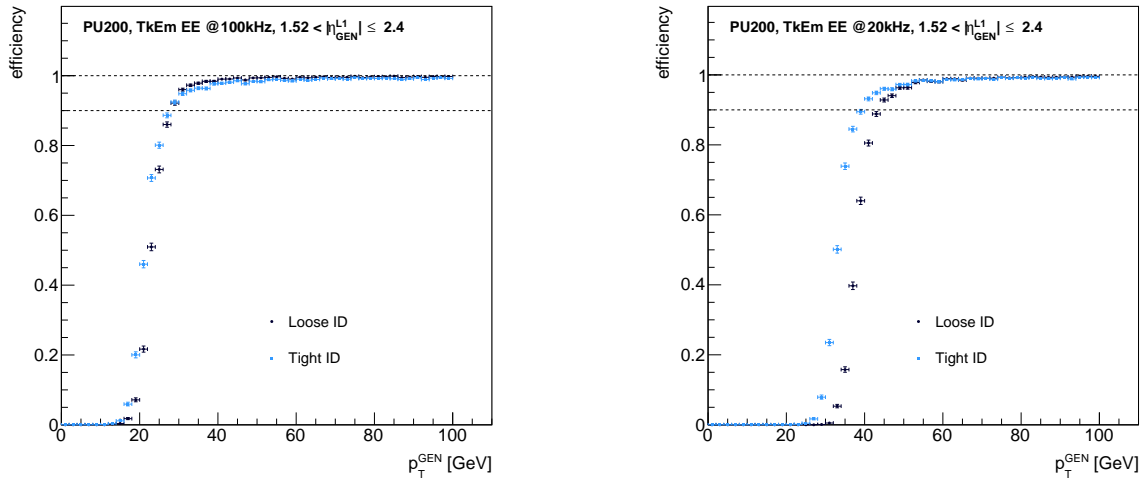


Σχήμα 21: Διαγράμματα απόδοσης–εγκάρσιας ορμής του παραγόμενου σωματιδίου (αριστερά) και ρυθμού–ελάχιστης αποδεκτής εγκάρσιας ορμής (δεξιά) του ανακατασκευασμένου αντικειμένου, για ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα στις άκρες.

κριτήριο \ ρυθμός	100 kHz	20 kHz
	Photon Loose ID	23 GeV
Photon Tight ID	21 GeV	33 GeV

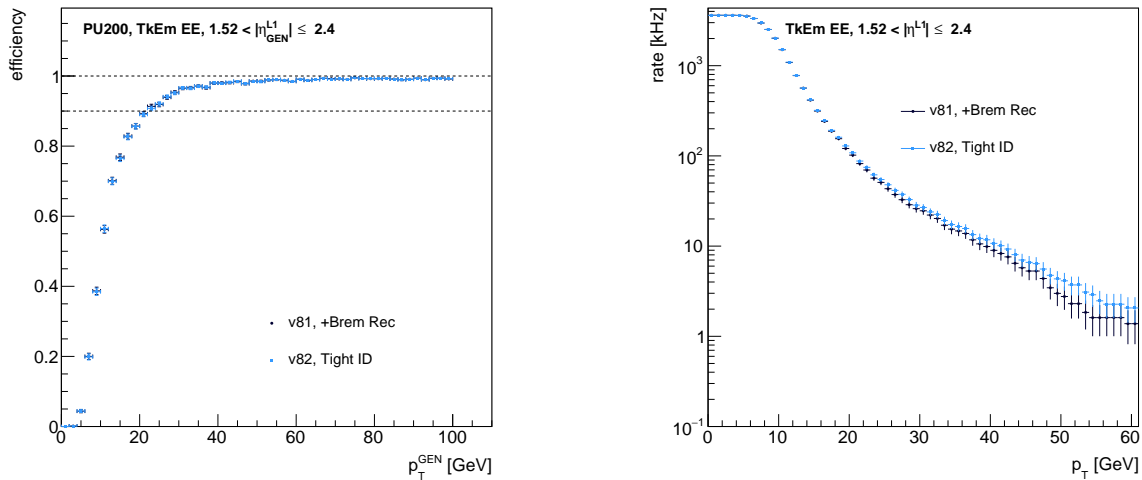
Πίνακας 8: Απαιτούμενη επιλογή εγκάρσιας ορμής p_T^{L1} του ανακατασκευασμένου ηλεκτρομαγνητικού αντικειμένου έτσι ώστε να επιτευχθεί η απαραίτητη μείωση ρυθμού

Καταλήγουμε στο Σχήμα 22, που μας υποδεικνύει πως τα ισχυρά κριτήρια δίνουν νωρίτερη ενεργοποίηση. Αυτό το συμπέρασμα είναι αρκετά ξεκάθαρο για την συνθήκη 20 kHz, για την συνθήκη 100 kHz όμως η διαφορά ανάμεσα στα ισχυρά και τα ασθενή είναι ελάχιστη.



Σχήμα 22: Καμπύλες ενεργοποίησης ηλεκτρομαγνητικών αντικειμένων στις άκρες για 100 kHz και 20 kHz

Στην περίπτωση αυτή φαίνεται η μεγαλύτερη διαφορά ανάμεσα στις εκδόσεις, και πιο συγκεκριμένα στον ρυθμό (Σχήμα 23). Μπορούμε να καταλήξουμε πως και αυτή είναι αμελητέα, λόγω των μεγάλων σφαλμάτων, και επειδή οι διαφορές είναι στην περιοχή του ενός γεγονότος. Άλλωστε, ο οριζόντιος άξονας στα διαγράμματα ρυθμού είναι το ελάχιστο όριο εγκάρσιας ορμής. Αυτό σημαίνει πως τα περιεχόμενα ενός διαστήματος του ιστογράμματος προστίθενται και σε όλα τα προηγούμενα. Αρκεί μόλις ένα γεγονός υψηλής ορμής για να αλλάξει τη μορφή της καμπύλης πριν από αυτό.



Σχήμα 23: Σύγκριση απόδοσης (αριστερά) και ρυθμού (δεξιά) στη νέα (v82) και την παλιά (v81) έκδοση για ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα στις άκρες

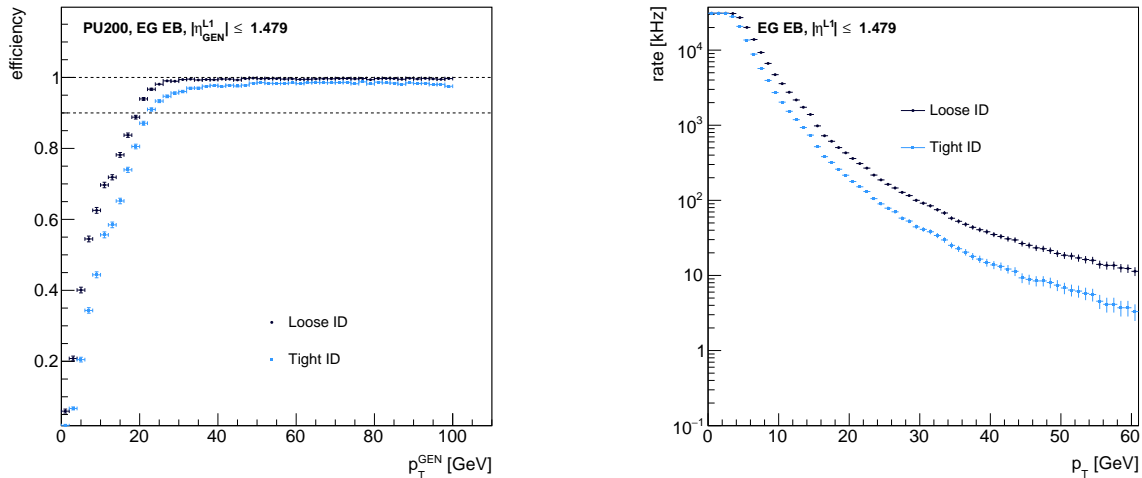
3.5 EG

Ως “EG” ονομάζουμε αυτοτελή ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα που κατασκευάζονται αποκλειστικά από πληροφορίες του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου. Μοιάζουν πολύ με τα TkEm, όμως δεν περιέχουν πληροφορίες από τον ανιχνευτή τροχιών για μεταβλητές απομόνωσης, και υπολογίζονται σε διαφορετικούς

επεξεργαστές. Έτσι η εικόνα για αυτά είναι παρόμοια με τα TkEm, όμως διαφέρει σε ορισμένα σημεία. Τα EG είναι τα λιγότερο ενδιαφέροντα αντικείμενα στην εργασία αυτή, καθώς είναι πρακτικά όμοια με τα TkEm, αλλά προσφέρουν λιγότερες δυνατότητες λόγω της απουσίας πληροφορίας για την απομόνωση. Επίσης, δεν υπήρχαν στην προηγούμενη έκδοση, οπότε δεν γίνεται να κάνουμε κάποια σύγκριση.

3.5.1 Κέντρο

Αντίθετα με τα TkEm, τα ισχυρά κριτήρια των EG στο κέντρο δεν επιφέρουν σημαντικό κόστος στην απόδοση. Τα ID είναι μία από τις διαφορές ανάμεσα στα δύο αυτά αντικείμενα.



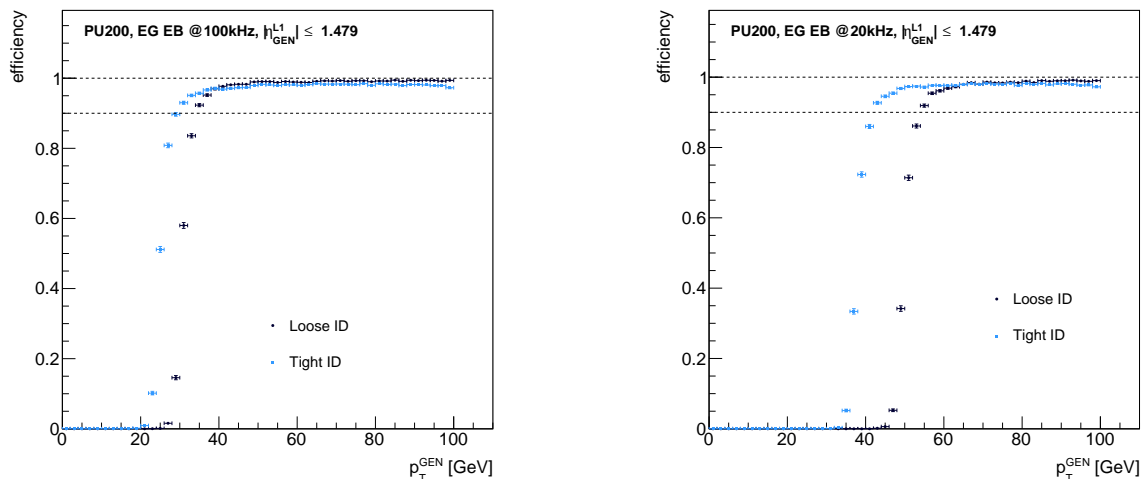
Σχήμα 24: Διαγράμματα απόδοσης–εγκάρσιας ορμής του παραγόμενου σωματιδίου (αριστερά) και ρυθμού–ελάχιστης αποδεκτής εγκάρσιας ορμής του ανακατασκευασμένου αντικειμένου (δεξιά), για αυτοτελή αντικείμενα ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου στο κέντρο.

Αν και τα αυτοτελή ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα δεν έχουν την ίδια χρησιμότητα με τα TkEm, έχει ενδιαφέρον να δούμε τις καμπύλες ενεργοποίησής τους στο κέντρο και να τις συγκρίνουμε με αυτές των TkEm. Τα p_T cut που πρέπει να επιβάλλουμε είναι τα εξής:

κριτήριο \ ρυθμός	ρυθμός	
	100 kHz	20 kHz
Standalone Loose ID	30 GeV	49 GeV
Standalone Tight ID	24 GeV	37 GeV

Πίνακας 9: Απαιτούμενη επιλογή εγκάρσιας ορμής p_T^{L1} του ανακατασκευασμένου αυτοτελούς ηλεκτρομαγνητικού αντικειμένου έτσι ώστε να επιτευχθεί η απαραίτητη μείωση ρυθμού

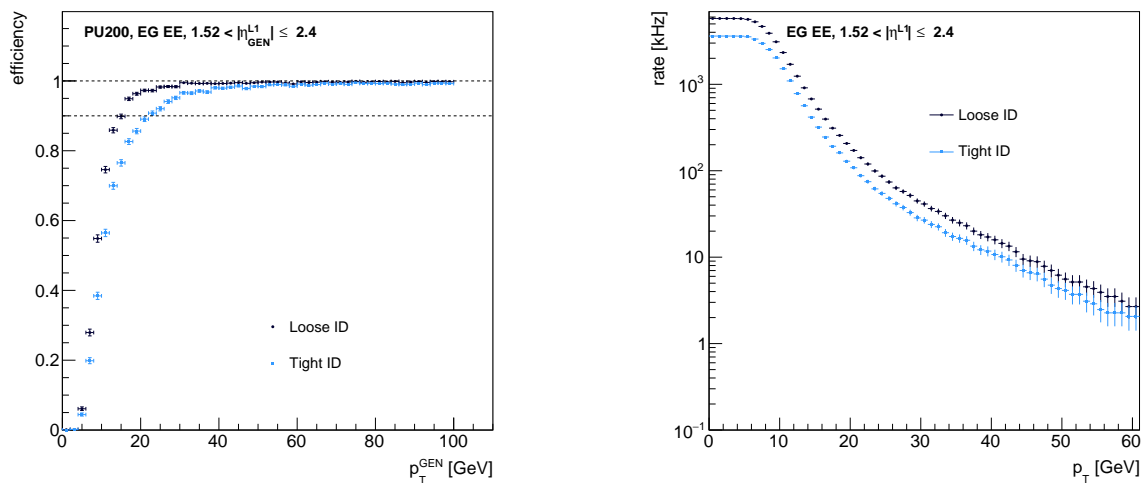
Είναι φανερό από το Σχήμα 25 πως τα ισχυρά κριτήρια οδηγούν σε νωρίτερη ενεργοποίηση. Μάλιστα, η διαφορά ανάμεσα στα ισχυρά και τα ασθενή κριτήρια είναι ίσως η πιο έντονη από όσες έχουμε δει παραπάνω. Το βήμα της καμπύλης των ισχυρών κριτηρίων εμφανίζεται πριν από αυτό της καμπύλης των ασθενών κατά ~ 5 GeV για συγκεκριμένο ρυθμό 100 kHz και κατά ~ 10 GeV για συγκεκριμένο ρυθμό 20 kHz. Ενδεχομένως να είναι δυνατή η κατασκευή παρόμοιων ισχυρών κριτηρίων για τα TkEm, έτσι ώστε να βελτιωθεί η επίδοσή τους.



Σχήμα 25: Καμπύλες ενεργοποίησης αυτοτελών ηλεκτρομαγνητικών αντικειμένων στις άκρες για 100 kHz και 20 kHz

3.5.2 Άκρες

Η εικόνα στις άκρες είναι πολύ πιο όμοια με τα TkEm, οι διαφορές είναι πολύ δυσδιάκριτες. Συνεπώς, θεωρήθηκε πως η κατασκευή καμπυλών ενεργοποίησης για την περίπτωση αυτή δεν έχει ιδιαίτερο νόημα. Οι καμπύλες ενεργοποίησης ορίζονται μονοσήμαντα από τις καμπύλες ρυθμού και απόδοσης, και εδώ θα ήταν σχεδόν όμοιες με το Σχήμα 22.



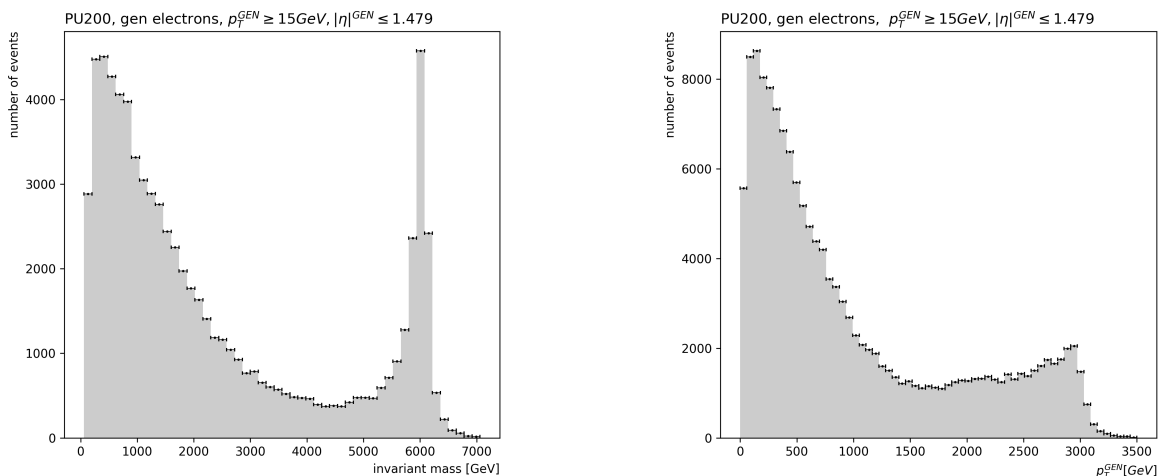
Σχήμα 26: Διαγράμματα απόδοσης–εγκάρσιας ορμής του παραγόμενου σωματιδίου και ρυθμού–ελάχιστης αποδεκτής εγκάρσιας ορμής του ανακατασκευασμένου αντικειμένου, για αυτοτελή αντικείμενα στις άκρες.

3.6 Φυσικό Σήμα Υψηλής Εγκάρσιας Ορμής

Όσα συζητήθηκαν παραπάνω αφορούσαν οποιαδήποτε διαδικασία με τελική κατάσταση που περιέχει ηλεκτρόνια ή/και φωτόνια. Μια τέτοια διαδικασία θα μπορούσε να είναι η διάσπαση του υποθετικού σωματιδίου Z' , που προβλέπεται από πολλά μοντέλα και οι αναμενόμενες ιδιότητές του έχουν μελετηθεί αρκετά. Το Z' θεωρείται πως έχει πολύ μεγάλη μάζα, καθώς και την δυνατότητα διάσπασης σε ζεύγος ηλεκτρονίου–ποζιτρονίου:

$$Z' \rightarrow e^+ + e^- \quad \text{ή, συνοπτικά} \quad Z' \rightarrow ee \quad (3.2)$$

Το Z' ενδέχεται να έχει μάζα της τάξης του 1 TeV , που σημαίνει πως τα ηλεκτρόνια αυτά (δεν μας ενδιαφέρει ιδιαίτερα η διαφορά ηλεκτρονίου–ποζιτρονίου) μπορούν να αποκτήσουν πολύ μεγάλη εγκάρσια ορμή. Ένα κανάλι που θα μπορούσε να μας φανερώσει την ύπαρξη του σωματιδίου αυτού είναι τα ζεύγη ηλεκτρονίων με πολύ μεγάλες εγκάρσιες ορμές. Οι προσωμοιώσεις μας έγιναν με παράμετρο $M_{Z'} = 6\text{ TeV}$. Πράγματι (Σχήμα 27), αν δούμε την συνολική αναλλοίωτη μάζα των ηλεκτρονίων για κάθε προσομοιωμένο γεγονός, παρατηρείται μια έντονη κορυφή στα 6 TeV , και θα μπορούσαμε να αναμένουμε μια παρόμοια εικόνα σε δεδομένα από πραγματικό Z' . Το φάσμα της εγκάρσιας ορμής των προσομοιωμένων ηλεκτρονίων έχει σημαντικό αριθμό γεγονότων μέχρι τα $\sim 3000\text{ GeV}$, την λεγόμενη “Ιακωβιανή Κορυφή”. Αυτό είναι λογικό, καθώς ένα Z' μπορεί να διασπαστεί σε δύο ηλεκτρόνια με ενέργεια 3 TeV το καθένα, και σε ορισμένες περιπτώσεις σχεδόν όλη από αυτή την ενέργεια θα μεταφραστεί σε εγκάρσια ορμή.

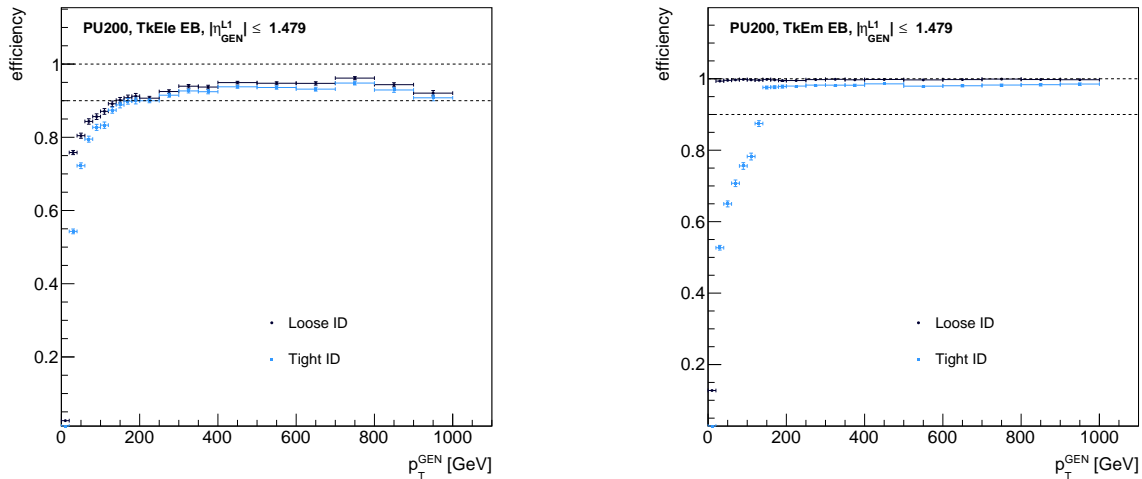


Σχήμα 27: Ζεύγη προσομοιωμένων ηλεκτρονίων: Αναλλοίωτη μάζα ζεύγους (αριστερά) και εγκάρσια ορμή εκάστου ηλεκτρονίου (δεξιά).

Οι υψηλές αυτές ενέργειες είναι προβληματικές, διότι οι ανιχνευτές δεν είναι σχεδιασμένοι για να τις διαχειριστούν. Οι κρύσταλλοι του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου εμφανίζουν φαινόμενα κορεσμού για ηλεκτρόνια με ενέργειες άνω κάποιου ορίου ($1.5 - 2\text{ TeV}$), και ενέργειες πέρα από αυτό απλά δεν καταγράφονται. Παρόλα αυτά, οποιοδήποτε γεγονός με τόσο υψηλή ενέργεια αξίζει να γίνει αποδεκτό από τον σκανδαλιστή, και ενδεχομένως θα μπορούσαμε να εκτιμήσουμε την πραγματική ενέργεια σε μεταγενέστερες (offline) μελέτες. Έτσι, μας ενδιαφέρει η ικανότητα ανακατασκευής των ηλεκτρονίων αυτών, και αυτήν θα ελέγξουμε παρακάτω για εγκάρσιες ορμές ως 1000 GeV . Το εύρος αυτό καλύπτει το μεγαλύτερο μέρος των ανακατασκευασμένων υποψήφιων ηλεκτρονίων.

3.6.1 Κέντρο

Τα ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα αρκετά γρήγορα φτάνουν στη μέγιστη απόδοση, ειδικά χρησιμοποιώντας τα ασθενή κριτήρια. Αυτό δεν ισχύει για τα ηλεκτρόνια ταυτοποιημένα με τροχιά, που φτάνουν απόδοση ~ 0.9 . Ενδεχομένως να υπάρχει ένδειξη ότι σε πολύ υψηλές εγκάρσιες ορμές αρχίζει να μειώνεται η απόδοση των ηλεκτρονίων με τροχιά, αλλά δε μπορούμε να αποφανθούμε κάτι τέτοιο μόνο από αυτό το διάγραμμα. Αν αυτό ισχύει για τα ηλεκτρόνια ταυτοποιημένα με τροχιά και όχι στα ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα, τότε μπορούμε να καταλήξουμε πως σχετίζεται με τον ανιχνευτή τροχιών (βλέπε Σχήμα 28).

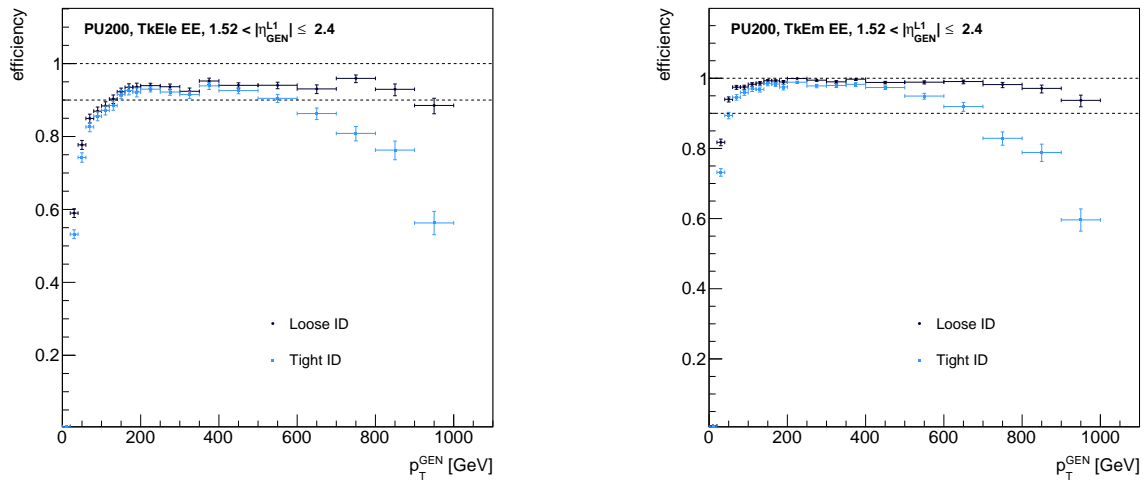


Σχήμα 28: Διαγράμματα απόδοσης–εγκάρσιας ορμής του παραγόμενου σωματιδίου για σήμα $Z' \rightarrow ee$ στο κέντρο.

3.6.2 Άκρες

Στις άκρες, αντίθετα με το κέντρο, παρατηρείται μια σημαντική πτώση στην απόδοση σε πολύ υψηλές εγκάρσιες ορμές (Σχήμα 29). Αντίθετα με ότι ίσως να υποδείκνυε το Σχήμα 28, αυτό φαίνεται να ισχύει τόσο στα ηλεκτρόνια με τροχιά όσο στα ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα (στην περίπτωση μας απλά ηλεκτρόνια χωρίς τροχιά). Το πρόβλημα πτώσης της απόδοσης σε υψηλές εγκάρσιες ορμές είναι κάτι που είχε εντοπιστεί ήδη από την τεχνική μελέτη του σκανδαλιστή υψηλού επιπέδου [5], όμως μέχρι τώρα δεν γνωρίζαμε αν αυτό ήταν αποτέλεσμα των αλγορίθμων αναγνώρισης (ID) ή του ανιχνευτή τροχιών.

Πλέον μπορούμε να αποφανθούμε πως η πτώση οφείλεται στο ID, καθώς εμφανίζεται εξίσου στα ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα (εδώ ηλεκτρόνια χωρίς απαίτηση ταυτοποίησης με τροχιά) και τα ηλεκτρόνια ταυτοποιημένα με τροχιά. Μια πιθανή εξήγηση για την συμπεριφορά αυτή είναι πως τα BDTs στις άκρες έχουν εκπαιδευτεί κυρίως για σήματα με πολύ μικρότερες ορμές, και ενδεχομένως να χρειάζεται να δημιουργηθεί ειδικό ID για την περίπτωση αυτή. Αν αυτό δεν κριθεί σκόπιμο, θα ήταν προτιμητέο να χρησιμοποιηθούν τα ασθενή κριτήρια, καθώς επιφέρουν πολύ πιο διαχειρίσιμη απώλεια απόδοσης.



Σχήμα 29: Διαγράμματα απόδοσης–εγκάρσιας ορμής του παραγόμενου σωματιδίου για σήμα $Z' \rightarrow ee$ στις άχρες.

4 Σύνοψη & Συμπεράσματα

Στην εργασία αυτή μελετήσαμε την επίδοση διαφορετικών αλγορίθμων σκανδαλισμού πρώτου επιπέδου των ηλεκτρονίων και φωτονίων για τον ανιχνευτή CMS του CERN, ως προς τους στόχους του σκανδαλιστή: Η μείωση του εισερχόμενου ρυθμού δεδομένων σε διαχειρίσιμα επίπεδα, η αποδοχή όσο το δυνατόν μεγαλύτερου μέρους των σημαντικών φυσικών αντικειμένων, και η όσο το δυνατόν πιο ακριβής ανακατασκευή των χαρακτηριστικών τους.

Αναλωθήκαμε κυρίως στα πρώτα δύο, κατασκευάζοντας διαγράμματα απόδοσης, ρυθμού και καμπύλες ενεργοποίησης για μια σειρά από αντικείμενα, τόσο στο κέντρο του ανιχνευτή όσο και στις άκρες. Γενικά, συγκρίθηκαν για τα ίδια αντικείμενα αλγόριθμοι με λεγόμενα “ισχυρά” και “ασθενή” κριτήρια. Σε όλους τους συνδυασμούς παραμέτρων που παρουσιάστηκαν, τα ισχυρά κριτήρια προκάλεσαν μείωση του ρυθμού και της απόδοσης, σε διαφορετικό βαθμό ανάλογα με το αντικείμενο και την θέση στον ανιχνευτή. Συγκεκριμένα:

- Ηλεκτρόνια ταυτοποιημένα με τροχιά (TkEle): Και στο κέντρο και στις άκρες, καθορίστηκε πως η μείωση της απόδοσης από τα ισχυρά κριτήρια ήταν πολύ μικρή ως αμελητέα, ενώ η μείωση ρυθμού ήταν πιο σημαντική στο κέντρο παρά στις άκρες (βλέπε Σχήματα 11, 14). Συνεπώς, τα ισχυρά κριτήρια οδηγούν σε νωρίτερη ενεργοποίηση για σταθερό ρυθμό (Σχήματα 12, 15). Η διαφορά των καμπυλών ενεργοποίησης είναι σημαντική στο κέντρο, ιδιαίτερα για ρυθμό 20 kHz , ενώ στις άκρες είναι οριακή. Αυτό αποδίδεται στην λιγότερο έντονη μείωση ρυθμού από τα ισχυρά κριτήρια στις περιοχές αυτές.
- Ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα με πληροφορία από τον ανιχνευτή τροχιών αλλά χωρίς απαίτηση ταυτοποίησης με τροχιά (TkEm): Τα ισχυρά κριτήρια των ηλεκτρομαγνητικών αντικειμένων στο κέντρο (Photon Tight ID) οδήγησαν σε πολύ σημαντική πτώση της απόδοσης (Σχήμα 17). Η επίσης σημαντική μείωση του ρυθμού δεν είναι επαρκής για να δώσει καλή καμπύλη ενεργοποίησης. Στο Σχήμα 19 παρατηρούμε νωρίτερη ενεργοποίηση με πολύ χαμηλότερη απόδοση μετά την ενεργοποίηση. Τα ισχυρά αυτά κριτήρια δεν χρησιμοποιούνται στο menu των αλγορίθμων. Αντίθετα με το κέντρο, στις άκρες παρατηρούμε μέτρια μείωση ρυθμού και απόδοσης (Σχήμα 21), που εν τέλει οδηγούν σε νωρίτερη ενεργοποίηση με τα ισχυρά κριτήρια. Για καθορισμένο ρυθμό 100 kHz η διαφορά είναι οριακή, ενώ για 20 kHz το βήμα της καμπύλης εκδηλώνεται σε εγκάρσιες ορμές $\sim 5\text{ GeV}$ μικρότερες από τις αντίστοιχες για τα ασθενή κριτήρια. (βλέπε Σχήμα 22).
- Αυτοτελή ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα που περιέχουν μόνο πληροφορίες του καλοριμέτρου (EG): Δεν επεκταθήκαμε ιδιαίτερα στα αντικείμενα αυτά, καθώς η έλλειψη πληροφορίας από τον ανιχνευτή τροχιών περιορίζει την χρησιμότητά τους. Στο κέντρο, τα ισχυρά κριτήρια δεν οδηγούν στην δραστηική πτώση της απόδοσης που παρατηρείται στα TkEm (Σχήμα 24). Μάλιστα, τα ισχυρά κριτήρια στην περίπτωση αυτή κρίνονται προτιμητέα και οδηγούν σε σημαντικά νωρίτερη ενεργοποίηση (Σχήμα 25). Στις άκρες, τα χαρακτηριστικά των αντικειμένων αυτών είναι σχεδόν πανομοιότυπα με τα TkEm (Σχήμα 26).

Συγκρίναμε δύο πρόσφατες εκδόσεις των αλγορίθμων (v81, v82) ως προς την απόδοση και τον ρυθμό. Καταλήγουμε ότι οι δύο εκδόσεις είναι ταυτόσημες αν συγκρίνουμε τους αντίστοιχους αλγορίθμους που υπάρχουν και στις δύο, και αυτό είναι ξεκάθαρο στα Σχήματα 13, 16 20, 23.

Αξίζει να σημειωθεί πως στην εργασία αυτή περιοριστήκαμε στο εύρος $|\eta| < 2.4$, όπου ο σκανδαλιστής πρώτου επιπέδου θα έχει στην διάθεσή του τις τροχιές του εξωτερικού ανιχνευτή τροχιών. Όταν μιλάμε για τις “άκρες” του ανιχνευτή, δεν περιλαμβάνουμε την περιοχή $2.4 < |\eta| < 3$. Όσα αναφέρθηκαν παραπάνω σχετίζονται με τον σκανδαλισμό ηλεκτρονίων και φωτονίων με εγκάρσιες ορμές ως 100 GeV ανεξάρτητα του σήματος από το οποίο μπορεί να προέρχονται.

Εκτός αυτών, αναλύθηκε και φυσικό σήμα υποθετικών σωματιδίων Z' , τα οποία προβλέπονται ότι μπορούν να διασπαστούν σε ζεύγος ηλεκτρονίων $Z \rightarrow ee$ με υψηλές εγκάρσιες ορμές. Ελέγχθηκε η ικανότητα του σκανδαλιστή να διατηρεί ικανοποιητικά υψηλή απόδοση σε εύρος εγκάρσιας ορμής ως 1000 GeV . Στο κέντρο αυτό επιτυγχάνεται τόσο για TkEle όσο για TkEm (Σχήμα 28), ενώ στις άκρες έχουμε πτώση της απόδοσης στις υψηλές εγκάρσιες ορμές. Η πτώση αυτή είναι πολύ πιο έντονη με τα ισχυρά κριτήρια, και

αυτό ισχύει εξίσου για τα TkEle και τα TkEm, συνεπώς το πρόβλημα είναι ανεξάρτητο της τροχιάς. Το γεγονός αυτό αποτελεί πρωτοφανές αποτέλεσμα της μελέτης αυτής, καθώς μέχρι τώρα δεν γνωρίζαμε αν η πτώση της απόδοσης ήταν αποτέλεσμα του ID ή του ανιχνευτή τροχιών. Τα παραπάνω υποδεικνύουν πως προκαλείται από το ID, ενώ η απώλεια απόδοσης είναι πολύ πιο ήπια με τα ασθενή κριτήρια (Σχήμα 29). Το μεγαλύτερο μέρος των παραπάνω αποτελεσμάτων παρουσιάστηκε σε ομιλία σε συνάντηση του CMS Level 1 egamma group [6].

Στο μέλλον, ίσως αξίζει να διερευνηθούν εναλλακτικά ισχυρά κριτήρια για τα ηλεκτρομαγνητικά αντικείμενα στο κέντρο. Ενδεχομένως να είναι παρόμοια με αυτά των αυτοτελών ηλεκτρομαγνητικών αντικειμένων στο κέντρο, τα οποία έχουν αρκετές ομοιότητες και δεν παρουσιάζουν πρόβλημα ως προς την απόδοση. Η επίδοση του σκανδαλιστή στις υψηλές εγχάρσιες ορμές χρήζει περαιτέρω έρευνας, ενδεχομένως για τον ορισμό διαφορετικού ID στις άκρες, και για την καλύτερη κατανόηση της συμπεριφοράς στο κέντρο.

Βιβλιογραφία

- [1] Jacques Gareyte. «LHC main parameters». In: *Part. Accel.* 50 (1995), pp. 61–68. URL: <https://cds.cern.ch/record/304825>.
- [2] Burkhard Schmidt. «The High-Luminosity upgrade of the LHC: Physics and Technology Challenges for the Accelerator and the Experiments». In: *Journal of Physics: Conference Series* 706 (Apr. 2016), p. 022002. DOI: [10.1088/1742-6596/706/2/022002](https://doi.org/10.1088/1742-6596/706/2/022002). URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/706/2/022002>.
- [3] The TOTEM Collaboration et al. «First measurement of elastic, inelastic and total cross-section at $\sqrt{s} = 13$ TeV by TOTEM and overview of cross-section data at LHC energies». In: (2017). DOI: [10.48550/ARXIV.1712.06153](https://arxiv.org/abs/1712.06153). URL: <https://arxiv.org/abs/1712.06153>.
- [4] *The Phase-2 Upgrade of the CMS Endcap Calorimeter*. Tech. rep. Geneva: CERN, 2017. DOI: [10.17181/CERN.IV8M.1JY2](https://cds.cern.ch/record/2293646). URL: <https://cds.cern.ch/record/2293646>.
- [5] CMS Collaboration. *The Phase-2 Upgrade of the CMS Data Acquisition and High Level Trigger*. Tech. rep. This is the final version of the document, approved by the LHCC. Geneva: CERN, 2021. URL: <https://cds.cern.ch/record/2759072>.
- [6] Apollon Grigoras, Gianluca Cerminara, and Konstantinos Theofilatos. *Validation of new e/γ working points*. 2022. URL: <https://indico.cern.ch/event/1194231/contributions/5019509/attachments/2498266/4290771/new-eg-wp-validation.pdf>.
- [7] Matthew D. Schwartz. *TASI Lectures on Collider Physics*. 2017. DOI: [10.48550/ARXIV.1709.04533](https://arxiv.org/abs/1709.04533). URL: <https://arxiv.org/abs/1709.04533>.
- [8] *The Phase-2 Upgrade of the CMS Level-1 Trigger*. Tech. rep. Final version. Geneva: CERN, Apr. 2020. URL: <https://cds.cern.ch/record/2714892>.
- [9] *The Phase-2 Upgrade of the CMS Tracker*. Tech. rep. Geneva: CERN, June 2017. DOI: [10.17181/CERN.QZ28.FLHW](https://cds.cern.ch/record/2272264). URL: <https://cds.cern.ch/record/2272264>.
- [10] Alexander Savin and Gianluca Cerminara. *Status of EG algorithms*. 2019. URL: https://indico.cern.ch/event/844212/contributions/3651480/subcontributions/293618/attachments/1954303/3248932/19-12-04_EG_P2L1TAnnualReview.pdf.
- [11] Gianluca Cerminara. *Algorithms in the emulation era: Going beyond the TDR baseline*. 2022. URL: https://indico.cern.ch/event/1137504/contributions/4811251/attachments/2433960/4168426/22-04-27_P2Algos_L1TWrksp.pdf.
- [12] Gianluca Cerminara. *e/γ quality Consolidation*. 2022. URL: https://indico.cern.ch/event/1163837/contributions/4887396/attachments/2448958/4196651/22-05-23_EgQual_EGAlgo.pdf.