



Εθνικό και Καποδιστριακό
Πανεπιστήμιο Αθηνών

Πτυχιακή Εργασία

Κινηματική ανακατασκευή της διάσπασης
 $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow Z(\ell\bar{\ell})\tilde{\chi}_1^0 W(\ell\nu)\tilde{\chi}_1^0$ με τη μέθοδο **Recursive Jigsaw
Reconstruction** για την αναζήτηση Υπερσυμμετρίας σε
δεδομένα του πειράματος CMS

Σωτηρόπουλος Ιωάννης
ΑΜ: 1110201600180

Επιβλέπων:
Βελλίδης Κωνσταντίνος
Αναπληρωτής Καθηγητής

Αθήνα 2022

Ευχαριστίες

Αρχικά, θα ήθελα να απευθύνω θερμές ευχαριστίες στον επιβλέποντα καθηγητή μου κ. Βελλίδη Κωνσταντίνο, Αναπληρωτή Καθηγητή του Τμήματος Φυσικής του Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών, για την καθοδήγηση που μου προσέφερε και για την πολύτιμη συμβολή του στην εκπόνηση της πτυχιακής μου εργασίας. Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους όσους με στήριξαν και στάθηκαν δίπλα μου καθ' όλη τη διάρκεια των σπουδών μου.

Περίληψη

Το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model - SM), παρά την αδιαμφισβήτητη επιτυχία του στην περιγραφή των δομικών συστατικών της ύλης και των μεταξύ τους αλληλεπιδράσεων, αφήνει αναπάντητα σημαντικά ερωτήματα, με αποτέλεσμα να έχουν προταθεί πολλές νέες θεωρίες προκειμένου να απαντήσουν ορισμένα από αυτά. Μία από αυτές είναι η Υπερσυμμετρία (Supersymmetry – SUSY), η οποία αποτελεί προέκταση του Καθιερωμένου Προτύπου, προβλέποντας για κάθε SM σωματίο τον υπερσυμμετρικό του εταίρο με σπιν μειωμένο κατά $\hbar/2$. Σε κάποια SUSY μοντέλα, στα οποία προβλέπεται η διατήρηση μίας νέας συμμετρίας, της R - parity, το ελαφρύτερο υπερσυμμετρικό σωματίδιο (Lightest Supersymmetric Particle – LSP), το οποίο ονομάζεται neutralino - 1 ($\tilde{\chi}_1^0$) και είναι υποψήφιο για τη σύσταση της σκοτεινής ύλης, πρέπει να είναι σταθερό. Έτσι, μια επιβεβαίωση της ύπαρξης των SUSY σωματιδίων και ειδικότερα του LSP, θα ήταν υψίστης σημασίας. Από πειραματικής άποψης, περισσότερο ενδιαφέρον παρουσιάζουν οι αλυσίδες διάσπασης, στις οποίες η διαφορά μάζας μεταξύ των μητρικών (π.χ. neutralino - 2 ($\tilde{\chi}_2^0$), chargino - 1 ($\tilde{\chi}_1^\pm$)) και των θυγατρικών (LSPs) SUSY σωματιδίων είναι πολύ μικρή, σενάρια τα οποία αναφέρονται ως compressed. Τη δυσκολία σε αυτά, όμως, συνιστά το γεγονός ότι η ορμή των τελικών προϊόντων μειώνεται δραματικά, ομοίως και η ελλείπουσα εγκάρσια ορμή του γεγονότος, με συνέπεια η διάκριση αυτών των διασπάσεων από το σύνολο των γνωστών αλληλεπιδράσεων (SM background) να καθίσταται μεγάλη πρόκληση. Ωστόσο, όπως θα δούμε, η δυσκολία αυτή μπορεί να μετριαστεί σε περιπτώσεις όπου το σύστημα των μητρικών SUSY σωματιδίων αναχρούεται από μία ή περισσότερες δέσμες γλουονίων (Initial State Radiation jets – ISR jets). Επιπλέον δυσκολία αποτελεί το γεγονός ότι, αν παραχθούν σε έναν επιταχυντή αδρονίων, τα LSPs διαφεύγουν χωρίς να ανιχνευτούν, όπως και τα SM νετρίνα. Ως αποτέλεσμα, προκύπτουν κινηματικές και πιθανώς και συνδυαστικές ασάφειες που δεν μας επιτρέπουν να λάβουμε πληροφορίες για όλες τις ιδιότητες των ενδιαμέσων σωματιδίων της αλυσίδας διάσπασης. Η λύση στο παραπάνω πρόβλημα δίνεται μέσω μιας μεθόδου που ονομάζεται Recursive Jigsaw Reconstruction (RJR). Αυτή η μέθοδος χρησιμοποιεί ένα συνδυασμό αλγορίθμων-κανόνων, γνωστών ως Jigsaw Rules (JR's), οι οποίοι εφαρμόζονται αναδρομικά και καταφέρνουν να επιλύσουν με μεγάλη επιτυχία τις ασάφειες που εμφανίζονται σε κάθε διεργασία. Στην παρούσα πτυχιακή εργασία, κάνοντας χρήση του λογισμικού πακέτου RestFrames, θα εφαρμόσουμε τη μέθοδο RJR στην περίπτωση της εξής αντίδρασης: $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow Z(\ell\bar{\ell})\tilde{\chi}_1^0 W(\ell\nu)\tilde{\chi}_1^0$. Στόχος μας είναι η ορθή παραγωγή και ανακατασκευή της, καθώς και ο υπολογισμός - μελέτη της κινηματικής ποσότητας R_{ISR} , η οποία είναι "ευαίσθητη" στην παρουσία βαρέων LSPs και κατάλληλη να χρησιμοποιηθεί για την αναζήτηση σημάτων της συγκεκριμένης αντίδρασης, αλλά και σημάτων από compressed SUSY τοπολογίες γενικότερα.

Abstract

The Standard Model (SM), despite its undeniable success in describing the structural components of matter and the interactions between them, leaves important questions unanswered, resulting in many new theories being proposed to answer some of them. One of these is Supersymmetry (SUSY), which is an extension of the Standard Model, predicting for each SM particle its supersymmetric partner with a spin reduced by $\hbar/2$. In some SUSY models, in which the conservation of a new symmetry, R - parity, is considered, the Lightest Supersymmetric Particle (LSP), which is called neutralino - 1 ($\tilde{\chi}_1^0$) and is a candidate for the composition of dark matter, must be stable. Thus, a confirmation of the existence of SUSY particles, and in particular of LSP, would be of utmost importance. From an experimental point of view, of more interest are the decay chains, in which the mass difference between the parent (e.g. neutralino - 2 ($\tilde{\chi}_2^0$), chargino - 1 ($\tilde{\chi}_1^\pm$)) and the daughter (LSPs) SUSY particles is very small, scenarios which are referred to as being compressed. The difficulty in these, however, is the fact that the momentum of the final products decreases dramatically, as does the missing transverse momentum of the event, with the consequence that distinguishing these decays from all known interactions (SM background) becomes a great challenge. However, as we will see, this difficulty can be mitigated in cases where the system of the parent SUSY particles recoils against one or more gluon beams (Initial State Radiation jets - ISR jets). An additional difficulty is the fact that, if produced at a hadron collider, LSPs escape undetected, as do SM neutrinos. As a result, kinematic and possibly combinatoric ambiguities arise that do not allow us to obtain information about all the properties of intermediate particles of the decay chain. The solution to the above problem is given through a method called Recursive Jigsaw Reconstruction (RJR). This method uses a combination of algorithms-rules, known as Jigsaw Rules (JR's), which are applied recursively and manage to successfully resolve the ambiguities that occur in each process. In this thesis, using the RestFrames software package, we will apply the RJR method in the case of the following reaction: $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow Z(\ell\bar{\ell})\tilde{\chi}_1^0 W(\ell\nu)\tilde{\chi}_1^0$. Our goal is its correct production and reconstruction, as well as the calculation - study of the kinematic quantity R_{ISR} , which is "sensitive" to the presence of massive LSPs and suitable to be used to search for signals of this specific reaction, but also signals of compressed SUSY topologies in general.

Περιεχόμενα

1	Καθιερωμένο Πρότυπο και Νέα Φυσική	9
1.1	Καθιερωμένο Πρότυπο	9
1.1.1	Περιγραφή	9
1.1.2	Επιτυχίες	12
1.1.3	Ανοιχτά ερωτήματα	13
1.2	Μοντέλα Νέας Φυσικής	15
1.3	Μέθοδοι αναζήτησης Νέας Φυσικής	17
1.4	Αναζήτηση Νέας Φυσικής με συγκρουόμενες δέσμες υψηλής ενέργειας	18
2	Ο ανιχνευτής CMS στον LHC	20
2.1	Ο επιταχυντής LHC	20
2.2	Ο ανιχνευτής CMS	22
2.2.1	Ο μαγνήτης	23
2.2.2	Οι ανιχνευτές τροχιών	23
2.2.3	Τα καλορίμετρα	25
2.2.4	Οι ανιχνευτές μιονίων	27
2.2.5	Τα συστήματα σκανδαλισμού και συλλογής δεδομένων	28
3	Ανακατασκευή γεγονότων κρούσης πρωτονίων υψηλής ενέργειας με τη μέθοδο Recursive Jigsaw Reconstruction	31
3.1	Κινηματική ανακατασκευή γεγονότων με υψηλή ελλείπουσα ενέργεια	31
3.2	Οι αρχές της μεθόδου Recursive Jigsaw Reconstruction	33
3.3	Το λογισμικό πακέτο RestFrames	35
3.4	Παραδείγματα εφαρμογής της μεθόδου RJR	35
3.4.1	$t \rightarrow bW(\ell\nu)$	36
3.4.2	$H^+ \rightarrow W^+(\ell\nu)h^0(\gamma\gamma)$	40
3.4.3	$t\bar{t} \rightarrow bW(\ell\nu)bW(\ell\nu)$	41
3.4.4	$H^0 \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW(\ell\nu)bW(\ell\nu)$	48
4	Εφαρμογή της μεθόδου RJR στην αντίδραση $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow Z(\ell\bar{\ell})\tilde{\chi}_1^0W(\ell\nu)\tilde{\chi}_1^0$	51
4.1	Επιλογή των Jigsaw Rules	52
4.2	Προγραμματισμός της εφαρμογής με το πακέτο RestFrames	54
4.3	Αποτελέσματα και συμπεράσματα	55
A	Κώδικας	64
	Βιβλιογραφία	71

Κατάλογος Σχημάτων

1.1	Τα θεμελιώδη σωματίδια του Καθιερωμένου Προτύπου.	13
1.2	Η μεταβολή των σταθερών σύζευξης των τριών θεμελιωδών αλληλεπιδράσεων ως προς την ενέργεια στη μεγαλοενοποιημένη συμμετρία $SU(5)$	14
1.3	Η μεταβολή των σταθερών σύζευξης των τριών θεμελιωδών αλληλεπιδράσεων ως προς την ενέργεια σε μια υπερσυμμετρική επέκταση της $SU(5)$ συμμετρίας.	16
1.4	Τα σωματίδια του Καθιερωμένου Προτύπου μαζί με τους υπερσυμμετρικούς τους εταίρους που προβλέπονται από το MSSM.	17
1.5	Ο επιταχυντής Tevatron στο εργαστήριο Fermilab.	18
2.1	3D διατομή ενός διπολικού μαγνήτη του LHC.	21
2.2	Το δίκτυο επιταχυντών του CERN και οι 4 μεγάλοι ανιχνευτές στον LHC.	22
2.3	Η δομή του ανιχνευτή CMS και οι τροχιές διαφορετικών σωματιδίων καθώς το διασχίζουν (εγκάρσια τομή).	23
2.4	Τα barrel layers του silicon strip tracker του CMS.	25
2.5	Η δομή του ηλεκτρομαγνητικού καλορίμετρου (ECAL) του CMS.	26
2.6	Η δομή ενός θαλάμου σωλήνων ολίσθησης (DTC) του CMS.	28
2.7	Η “αρχιτεκτονική” του Level – 1 Trigger του CMS.	29
3.1	Ένα απλοποιημένο decay tree για την ανάλυση compressed τοπολογιών με ISR jets.	33
3.2	Το decay tree της αντίδρασης $t \rightarrow bW(\ell\nu)$	36
3.3	Οι κατανομές των ανακατασκευασμένων μαζών του top κουάρκ (αριστερά) και του W μποζονίου (δεξιά). Κάθε μάζα έχει ανακατασκευαστεί και με τις δύο τεχνικές που αναφέρθηκαν και συγκρίνεται με την πραγματική τιμή της.	38
3.4	Η κατανομή του εκτιμητή της μάζας του W μποζονίου, M_W , συναρτήσει του εκτιμητή της μάζας του top κουάρκ, M_t , χρησιμοποιώντας την min M_t reconstruction.	39
3.5	Οι κατανομές των ανακατασκευασμένων γωνιών εκπομπής του top κουάρκ (αριστερά) και του W μποζονίου (δεξιά) σε σχέση με τις πραγματικές τους τιμές, χρησιμοποιώντας και τις δύο τεχνικές ανακατασκευής που έχουν αναφερθεί στο κείμενο. Οι γωνίες μετρώνται σε ακτίνια.	39
3.6	Οι κανόνες Jigsaw για την αντίδραση $t \rightarrow bW(\ell\nu)$. Οι δύο τεχνικές ανακατασκευής (min M_W ($\eta_\nu = \eta_l$) και min M_t ($\eta_\nu = \eta_{b+l}$) reconstruction), που αναφέρθηκαν στο κείμενο, είναι εναλλακτικές, μπορεί να εφαρμοστεί είτε η μία είτε η άλλη.	40
3.7	Το decay tree της αντίδρασης $H^+ \rightarrow W^+(\ell\nu)h^0(\gamma\gamma)$	40

3.8	Η κατανομή της ανακατασκευασμένης γωνίας εκπομπής του SM Χιγκς σε σχέση με την πραγματική της τιμή, χρησιμοποιώντας τις δύο τεχνικές ανακατασκευής που αναφέρθηκαν στο κείμενο. Οι γωνίες μετρώνται σε ακτίνια, ενώ η μάζα του βαρέος Χιγκς έχει επιλεγεί ίση με 750 GeV.	41
3.9	Το decay tree της αντίδρασης $t\bar{t} \rightarrow bW(\ell\nu)bW(\ell\nu)$	42
3.10	Οι κατανομές των ενεργειών των σωματιδίων b_a, ℓ_a , υπολογισμένες στα αντίστοιχα production frames τους και ανακατασκευασμένες και με τις τέσσερις τεχνικές που αναφέρθηκαν στο κείμενο. Κάθε κατανομή είναι κανονικοποιημένη στη μονάδα.	46
3.11	Οι κατανομές των γωνιών εκπομπής των σωματιδίων t_a, W_a , ανακατασκευασμένες και με τις τέσσερις τεχνικές που αναφέρθηκαν στο κείμενο. Κάθε κατανομή είναι κανονικοποιημένη και οι γωνίες μετρώνται σε ακτίνια.	47
3.12	Οι κατανομές των $E_{\ell_a}^{W_a}$ vs $E_{\ell_b}^{W_b}$ (a), $E_{b_a}^{t_a}$ vs $E_{\ell_a}^{W_a}$ (b), ϑ_{W_a} vs ϑ_{W_b} (c) και ϑ_{t_a} vs ϑ_{W_a} (d), χρησιμοποιώντας τη min ΔM_{top} reconstruction. Κάθε ποσότητα είναι κατάλληλα κανονικοποιημένη ως προς την generated τιμή της και οι γωνίες μετρώνται σε ακτίνια.	47
3.13	Οι κινηματικοί (αριστερά), καθώς και ο συνδυαστικός (δεξιά) κανόνας Jigsaw για την αντίδραση $t\bar{t} \rightarrow bW(\ell\nu)bW(\ell\nu)$. Οι τέσσερις τεχνικές ανακατασκευής ($M_{top}^a = M_{top}^b$, $M_W^a = M_W^b$, min ΣM_{top}^2 και min ΔM_{top} reconstruction), που αναφέρθηκαν στο κείμενο, είναι εναλλακτικές, μπορεί να εφαρμοστεί οποιαδήποτε από αυτές.	48
3.14	Το decay tree της αντίδρασης $H^0 \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW(\ell\nu)bW(\ell\nu)$	49
3.15	Οι κατανομές της M_{H^0} (αριστερά) και της ϑ_{H^0} (δεξιά) για πέντε διαφορετικές τιμές της m_{H^0} . Κάθε κατανομή είναι κανονικοποιημένη και οι γωνίες μετρώνται σε ακτίνια.	49
3.16	Οι κατανομές της $E_{b_a}^{t_a}$ (αριστερά) και της $E_{\ell_a}^{W_a}$ (δεξιά) για πέντε διαφορετικές τιμές της m_{H^0} . Κάθε κατανομή είναι κανονικοποιημένη.	50
4.1	Το decay tree της αντίδρασης $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow Z(\ell\bar{\ell})\tilde{\chi}_1^0 W(\ell\nu)\tilde{\chi}_1^0$	51
4.2	Σχηματική αναπαράσταση της εφαρμογής των κινηματικών JR's.	53
4.3	Σχηματική αναπαράσταση της εφαρμογής του συνδυαστικού JR.	54
4.4	Οι κανονικοποιημένες κατανομές των μαζών των generated Z (a) και W (b) μποζονίων για τις τέσσερις διαφορετικές περιπτώσεις σχετικά με τη μάζα των $\tilde{\chi}_{1a}^0, \tilde{\chi}_{1b}^0$	56
4.5	Οι κανονικοποιημένες κατανομές των ενεργειών των generated $\tilde{\chi}_2^0$ (a), $\tilde{\chi}_1^\pm$ (b) και $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ (c), υπολογισμένων στο $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ - frame, στην περίπτωση $m_{\tilde{\chi}_{1a}^0} = m_{\tilde{\chi}_{1b}^0} = 450$ GeV.	56
4.6	Οι κανονικοποιημένες κατανομές των μέτρων των εγκάρσιων ορμών των generated $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ (a) και ISR jet (b), υπολογισμένων στο CM - frame, για την περίπτωση $m_{\tilde{\chi}_{1a}^0} = m_{\tilde{\chi}_{1b}^0} = 450$ GeV.	57
4.7	Οι κανονικοποιημένες κατανομές των reconstructed μαζών των Z (a), (b) και W (c), (d) μποζονίων, χρησιμοποιώντας τις δύο διαφορετικές τεχνικές ανακατασκευής που αναφέρθηκαν στο κείμενο, και για τις τέσσερις περιπτώσεις της μάζας των $\tilde{\chi}_{1a}^0, \tilde{\chi}_{1b}^0$. Όλες οι μάζες είναι κανονικοποιημένες ως προς τις generated μάζες.	58
4.8	Οι κανονικοποιημένες κατανομές των reconstructed μαζών των $\tilde{\chi}_2^0$ (a) και $\tilde{\chi}_1^\pm$ (b) και για τις τέσσερις περιπτώσεις της μάζας των $\tilde{\chi}_{1a}^0, \tilde{\chi}_{1b}^0$. Οι μάζες είναι κανονικοποιημένες ως προς τις generated μάζες.	59

4.9	Οι κανονικοποιημένες κατανομές των reconstructed ενεργειών των $\tilde{\chi}_2^0$ (a), $\tilde{\chi}_1^\pm$ (b), Z (c) και W (d), υπολογισμένων στο production frame του καθενός, και για τις τέσσερις περιπτώσεις της μάζας των $\tilde{\chi}_{1a}^0, \tilde{\chi}_{1b}^0$. Όλες οι ενέργειες είναι κανονικοποιημένες ως προς τις generated ενέργειες.	59
4.10	Η κατανομή του μέτρου της reconstructed ορμής του Z μποζονίου, υπολογισμένης στο σύστημα ηρεμίας του $\tilde{\chi}_2^0$, για την περίπτωση $m_{\tilde{\chi}_{1a}^0} = m_{\tilde{\chi}_{1b}^0} = 475$ GeV. Η κατανομή είναι κανονικοποιημένη ως προς το μέτρο της generated ορμής του Z.	60
4.11	Οι κανονικοποιημένες κατανομές των reconstructed γωνιών εκπομπής των $\tilde{\chi}_2^0$ (a) και $\tilde{\chi}_1^\pm$ (b), σε σχέση με τις generated τιμές τους, και για τις τέσσερις περιπτώσεις της μάζας των $\tilde{\chi}_{1a}^0, \tilde{\chi}_{1b}^0$. Οι γωνίες μετρώνται σε ακτίνια.	60
4.12	Οι κανονικοποιημένες κατανομές των $\vartheta_{\tilde{\chi}_2^0}^{reco}$ vs $\vartheta_{\tilde{\chi}_1^\pm}^{reco}$ (a), $E_{\tilde{\chi}_2^0}^{\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^\pm, reco}$ vs $E_Z^{\tilde{\chi}_2^0, reco}$ (b), $E_{\tilde{\chi}_1^\pm}^{\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^\pm, reco}$ vs $E_W^{\tilde{\chi}_1^\pm, reco}$ (c), $\vartheta_{\tilde{\chi}_2^0}^{reco}$ vs $M_{\tilde{\chi}_2^0}$ (d), $\vartheta_{\tilde{\chi}_1^\pm}^{reco}$ vs $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (e) και $E_{\tilde{\chi}_1^\pm}^{\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^\pm, reco}$ vs $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (f) για την περίπτωση $m_{\tilde{\chi}_{1a}^0} = m_{\tilde{\chi}_{1b}^0} = 450$ GeV. Κάθε ποσότητα είναι κατάλληλα κανονικοποιημένη ως προς την generated τιμή της και οι γωνίες μετρώνται σε ακτίνια.	61
4.13	Η κανονικοποιημένη κατανομή της ποσότητας R_{ISR} και για τις τέσσερις περιπτώσεις της μάζας των $\tilde{\chi}_{1a}^0, \tilde{\chi}_{1b}^0$	62
4.14	Η κανονικοποιημένη κατανομή της ποσότητας R_{ISR} ως συνάρτηση του reconstructed $ \vec{p}_{ISR,T}^{CM} $ και για τις τέσσερις περιπτώσεις της μάζας των $\tilde{\chi}_{1a}^0, \tilde{\chi}_{1b}^0$	62

Κατάλογος Πινάκων

1.1	Ιδιότητες των λεπτονίων του Καθιερωμένου Προτύπου.	10
1.2	Ιδιότητες των κουάρκ του Καθιερωμένου Προτύπου.	11
1.3	Ιδιότητες των θεμελιωδών αλληλεπιδράσεων και των φορέων τους.	12

Κεφάλαιο 1

Καθιερωμένο Πρότυπο και Νέα Φυσική

1.1 Καθιερωμένο Πρότυπο

1.1.1 Περιγραφή

Το Καθιερωμένο Πρότυπο (Standard Model - SM) αποτελεί πλέον την πιο επιτυχημένη θεωρία της Σωματιδιακής Φυσικής για την περιγραφή του μικρόκοσμου, δηλαδή των υποατομικών σωματιδίων (βλέπε Σχήμα 1.1) και των τριών από τις τέσσερις συνολικά θεμελιώδεις δυνάμεις με τις οποίες αυτά αλληλεπιδρούν. Χρονικά, διαμορφώθηκε κατά τις δεκαετίες του 1960 και του 1970, αρχικά με την ενοποίηση της ηλεκτρομαγνητικής αλληλεπίδρασης που περιγράφεται από την Κβαντική Ηλεκτροδυναμική (Quantum Electrodynamics - QED) και της ασθενούς πυρηνικής αλληλεπίδρασης και στη συνέχεια με την ενσωμάτωση και της ισχυρής πυρηνικής αλληλεπίδρασης που περιγράφεται από την Κβαντική Χρωμοδυναμική (Quantum Chromodynamics - QCD). Με την πάροδο των χρόνων το Καθιερωμένο Πρότυπο έχει καταφέρει να εξηγήσει επιτυχώς σχεδόν όλα τα πειραματικά αποτελέσματα που έχουν ληφθεί και να προβλέψει με μεγάλη ακρίβεια ένα ευρύ φάσμα πειραματικών φαινομένων.

Σύμφωνα με το Καθιερωμένο Πρότυπο, όλη η ύλη που συναντάται στο σύμπαν αποτελείται από δύο ειδών υποατομικά σωματίδια, τα λεπτόνια (leptons) και τα κουάρκ (quarks), τα οποία ανήκουν στην ευρύτερη κατηγορία των φερμιονίων (fermions). Αυτά αλληλεπιδρούν μεταξύ τους ανταλλάσσοντας συγκεκριμένα σωματίδια που ανήκουν στην κατηγορία των μποζονίων (bosons), δηλαδή είναι φορείς των θεμελιωδών δυνάμεων. Το Καθιερωμένο Πρότυπο προβλέπει επίσης και την ύπαρξη αντισωματίων, η οποία είναι μια γενική ιδιότητα των φερμιονίων και μποζονίων, κατά την οποία το αντισωματίο έχει την ίδια μάζα με το σωματίο, αλλά αντίθετο φορτίο και αντίθετη μαγνητική ροπή [1].

Τα λεπτόνια και τα κουάρκ, όντας φερμιόνια, έχουν ημιακέραιο σπιν ($s = \hbar/2$) και σύμφωνα με το θεώρημα σπιν-στατιστικής (Pauli, 1940) που συνδέει τη στατιστική που ακολουθεί κάποιο σωματίο με το σπιν του, ακολουθούν τη στατιστική Fermi-Dirac. Επιπλέον, γνωρίζουμε ότι η διάστασή τους είναι μικρότερη των 10^{-17} m και ότι δεν διαθέτουν εσωτερική δομή [1, 2].

Τα λεπτόνια είναι συνολικά έξι στο πλήθος, τρία από αυτά είναι ηλεκτρικά φορτισμένα και τα υπόλοιπα τρία είναι ουδέτερα, έχουν πολύ μικρή μάζα ηρεμίας και ονομάζονται νετρίνα. Τα φορτισμένα λεπτόνια συμμετέχουν στις ηλεκτρομαγνητικές και ασθενείς αλληλεπιδράσεις, ενώ τα νετρίνα μόνο στις ασθενείς. Επίσης, εμφανίζονται σε δυάδες, όπου το ένα λεπτόνιο είναι νετρίνο και χαρακτηρίζεται από ένα δείκτη που αναγράφει το φορτισμένο

μέλος της δυάδας [1]. Έτσι, υπάρχουν 3 γενιές λεπτονίων. Η πρώτη γενιά περιλαμβάνει το ηλεκτρόνιο και το αντίστοιχο νεutrino, η δεύτερη το μιονίο και η τρίτη το τ λεπτόνιο (μαζί με τα νεutrina τους). Οι τρεις αυτές γενιές διαφέρουν μεταξύ τους ως προς τη μάζα των σωματιδίων που περιλαμβάνουν, με τα λεπτόνια της πρώτης γενιάς να έχουν τη μικρότερη μάζα, ενώ αυτά της τρίτης τη μεγαλύτερη [2]. Τέλος, κάθε γενιά λεπτονίων διαθέτει το δικό της λεπτονικό χβαντικό αριθμό (L_e, L_μ, L_τ), με τα αντιλεπτόνια να έχουν αντίθετους λεπτονικούς αριθμούς. Ο κάθε λεπτονικός αριθμός διατηρείται ξεχωριστά [1]. Περισσότερες ιδιότητες των λεπτονίων συνοψίζονται στον Πίνακα 1.1:

Λεπτόνιο	Ηλεκτρικό φορτίο [$Q(e^-)$]	Μάζα [GeV/c^2]	L_e	L_μ	L_τ
Ηλεκτρόνιο (e^-)	-1	0.0005	1	0	0
Νεutrino του ηλεκτρονίου (ν_e)	0	$< 10^{-9}$	1	0	0
Μιονίο (μ^-)	-1	0.106	0	1	0
Νεutrino του μιονίου (ν_μ)	0	$< 10^{-9}$	0	1	0
Ταυ (τ^-)	-1	1.78	0	0	1
Νεutrino του ταυ (ν_τ)	0	$< 10^{-9}$	0	0	1

Πίνακας 1.1: Ιδιότητες των λεπτονίων του Καθιερωμένου Προτύπου [1,2].

Τα κουάρκ είναι και αυτά έξι στο σύνολο (έξι διαφορετικές γεύσεις), χωρίζονται επίσης σε τρεις διαφορετικές γενιές ανάλογα τη μάζα τους, διαθέτουν κλασματικά ηλεκτρικά φορτία και διακρίνονται από τους χβαντικούς αριθμούς τους [1]. Τη μικρότερη μάζα τη διαθέτουν τα κουάρκ της πρώτης γενιάς, τα οποία ονομάζονται u (up – πάνω) και d (down – κάτω) κουάρκ, ενώ η μάζα αυξάνεται στις δύο επόμενες γενιές [2]. Όσον αφορά τους χβαντικούς τους αριθμούς, στο s (strange – παράξενο) κουάρκ αποδίδεται ο χβαντικός αριθμός της “παραξενιάς” (strangeness) με τιμή $S = -1$, στο c (charm – γοητευτικό) ο χβαντικός αριθμός της “χάρης” (charm) $C = +1$, στο b (bottom – πυθμενικό) ο “πυθμενικός” (bottom) χβαντικός αριθμός $B = -1$ και στο t (top – κορυφαίο) κουάρκ αποδίδεται ο “κορυφαίος” (top) χβαντικός αριθμός $T = +1$. Σε κάθε κουάρκ αντιστοιχεί ένα αντικουάρκ με αντίθετο φορτίο, παραξενιά, κτλ [1].

Τα κουάρκ, εκτός από τις ασθενείς πυρηνικές και τις ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις, συμμετέχουν και στις ισχυρές πυρηνικές διότι φέρουν το QCD ανάλογο του ηλεκτρικού φορτίου, που ονομάζεται φορτίο χρώματος (colour charge) [3]. Τα u και d κουάρκ έχουν προσεγγιστικά την ίδια μάζα, υπόκεινται σε πανομοιότυπες με τα άλλα κουάρκ ισχυρές αλληλεπιδράσεις, αλλά διαφέρουν στα ηλεκτρικά τους φορτία και συνεπώς στις H/M αλληλεπιδράσεις. Η ισότητα των ισχυρών αλληλεπιδράσεων των u, d κουάρκ εξηγεί το αναλλοίωτο ενός νέου χβαντικού αριθμού (που εισήχθη το 1932 από τον Heisenberg) σε αλληλεπιδράσεις αδρονίων (αναλύεται στη συνέχεια) που αποτελούνται από u και d κουάρκ. Αυτός ο χβαντικός αριθμός ονομάζεται ισοτοπικό σπιν ή ισοσπίν I (isospin). Για αυτόν το λόγο αυτά τα 2 κουάρκ ομαδοποιούνται σαν μια ισοτοπική δυάδα ($I = 1/2$, με τρίτη συνιστώσα $I_3 = +1/2$ για το u και $I_3 = -1/2$ για το d). Το ισοσπίν είναι μια χρήσιμη έννοια, διότι αποτελεί διατηρήσιμο χβαντικό αριθμό στις ισχυρές αλληλεπιδράσεις. Αυτές εξαρτώνται από το I ($= I_3^{max}$) και όχι από τη I_3 ($= (n_u - n_d)/2$, όπου n_u το πλήθος των u κουάρκ και n_d το πλήθος των d κουάρκ). Για παράδειγμα, οι ισχυρές αλληλεπιδράσεις μεταξύ νουκλεονίων ($I = 1/2$), καθορίζονται από το I και δεν κάνουμε διάκριση μεταξύ πρωτονίου ($I_3 = +1/2$) και νετρονίου ($I_3 = -1/2$) [1]. Αξίζει να σημειωθεί πως δεν έχει παρατηρηθεί ποτέ αλλαγή στον συνολικό αριθμό των κουάρκ ενός απομονωμένου συστήματος, ωστόσο σε ασθενείς αλληλεπιδράσεις είναι πιθανόν να μεταβληθεί ο αριθμός των κουάρκ συγκεκριμένης γεύσης. Τα κουάρκ δεν έχουν παρατηρηθεί ποτέ ελεύθερα, αλλά συνδυάζονται μεταξύ τους δημιουργώντας πιο

σύνθετες καταστάσεις που ονομάζονται αδρόνια (hadrons) και είναι καταστάσεις είτε τριών κουάρκ (baryons – βαρυόνια), είτε κουάρκ – αντικουάρκ (mesons – μεσόνια). Τα πιο γνωστά παραδείγματα βαρυονίων είναι το πρωτόνιο p (uud - το μόνο σταθερό βαρυόνιο) και το νετρόνιο n (udd), τα οποία σχηματίζουν τους ατομικούς πυρήνες. Να σημειωθεί πως όλα τα μεσόνια είναι ασταθή με ελαφρύτερα τα π – μεσόνια ή αλλιώς πιόνια (pions), που αποτελούν συνδυασμούς των u , d κουάρκ και των αντίστοιχων αντικουάρκ [4]. Ο κανόνας διατήρησης των κουάρκ απεικονίζεται στη διατήρηση του βαρυονικού αριθμού, ενώ δεν υπάρχει κανόνας διατήρησης για τα μεσόνια. Συνοψίζοντας, σε κάθε βαρυόνιο (αντιβαρυόνιο) αντιστοιχεί ένας βαρυονικός αριθμός $B = +1$ (-1) και ο ολικός βαρυονικός αριθμός διατηρείται [1]. Στον Πίνακα 1.2 συνοψίζονται ορισμένες βασικές ιδιότητες των κουάρκ:

Κουάρκ	Ηλεκτρικό φορτίο [$Q(e^-)$]	Μάζα [GeV/c^2]
u	+2/3	0.005
d	-1/3	0.003
c	+2/3	1.3
s	-1/3	0.1
t	+2/3	174
b	-1/3	4.5

Πίνακας 1.2: Ιδιότητες των κουάρκ του Καθιερωμένου Προτύπου [2].

Όσον αφορά τις αλληλεπιδράσεις στην Κβαντική Θεωρία Πεδίου (Quantum Field Theory - QFT), αυτές περιγράφονται με βάση την ανταλλαγή κβάντων, συγκεκριμένων για κάθε τύπο αλληλεπίδρασης [2]. Αυτά τα κβάντα είναι μποζόνια, δηλαδή το σπιν τους λαμβάνει ακέραιες τιμές και ακολουθούν την στατιστική Bose – Einstein. Επειδή τα κβάντα μεταφέρουν ενέργεια και ορμή, οι νόμοι διατήρησης ισχύουν μόνο αν η διαδικασία πραγματοποιείται μέσα σε χρονικό διάστημα που καθορίζεται από την Αρχή της Αβεβαιότητας, δηλαδή $\Delta E \cdot \Delta t \simeq \hbar$. Αυτά τα πρόσκαιρα κβάντα τα ονομάζουμε δυνητικά (virtual). Το 1935 ο Yukawa κατέληξε στο συμπέρασμα πως η εμβέλεια των στατικών αλληλεπιδράσεων εξαρτάται από τη μάζα του ελεύθερου κβάντου του πεδίου και μάλιστα αντιστρόφως ανάλογα: $R = \hbar/mc$. Η οικεία σε όλους βαρύτητα, για τις κλίμακες μάζας και απόστασης που συναντάμε στη Σωματιδιακή Φυσική, είναι η λιγότερο σημαντική από τα τέσσερα είδη αλληλεπιδράσεων και πάντα αγνοείται [1].

Στην περίπτωση των ηλεκτρομαγνητικών αλληλεπιδράσεων (που περιγράφονται από την QED) μεταξύ ηλεκτρικά φορτισμένων σωματιδίων, ανταλλάσσονται φωτόνια (photons), τα οποία είναι ηλεκτρικά ουδέτερα καθώς και άμαζα και για αυτό η εμβέλεια αυτών των αλληλεπιδράσεων είναι άπειρη. Έχει παρατηρηθεί πως στις ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις το ισοσπίν δεν διατηρείται. Τα κβάντα της ασθενούς αλληλεπίδρασης που είναι υπεύθυνη για τη πυρηνική β – διάσπαση και για την πυρηνική σύντηξη, αντίθετα από αυτά των H/M αλληλεπιδράσεων, έχουν μάζα και για αυτό η εμβέλεια της ασθενούς αλληλεπίδρασης είναι πεπερασμένη. Αυτά είναι τα ηλεκτρικά φορτισμένα W^+ , W^- και το ουδέτερο Z^0 . Να σημειωθεί πως η ομοτιμία P (parity), δηλαδή η συμμετρία κάτω από χωρικές αναστροφές δεν διατηρείται στις ασθενείς αλληλεπιδράσεις (πείραμα της Wu, 1957), όπως συμβαίνει στις υπόλοιπες. Επιπλέον, στις ασθενείς δεν διατηρούνται οι κβαντικοί αριθμοί της “παραξενιάς” και της “χάρης”, το ισοσπίν, καθώς και η συζυγία φορτίου C (συμμετρία κάτω από την αλλαγή προσήμου του φορτίου και της μαγνητικής ροπής ενός σωματιδίου). Τα κβάντα της ισχυρής πυρηνικής αλληλεπίδρασης (που περιγράφεται από την QCD), η οποία συγκρατεί μαζί τα κουάρκ στο πρωτόνιο και το νετρόνιο, ονομάζονται γλουόνια (gluons), είναι άμαζα, ηλεκτρικά ουδέτερα και διαθέτουν χρωματικό φορτίο. Παρά το γεγονός ότι τα γλουόνια

είναι άμαζα, η εμβέλεια της ισχυρής πυρηνικής δύναμης είναι μικρή, όπως και της ασθενούς (μικρότερη ή της τάξης του $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$). Αυτό συμβαίνει διότι η μορφή του δυναμικού μεταξύ δύο κουάρκ που χρησιμοποιείται συνηθέστερα είναι: $V_s = \frac{-4a_s}{3r} + kr$, όπου $a_s \approx 1$ η σταθερά σύζευξης των ισχυρών αλληλεπιδράσεων. Δηλαδή, σε μεγάλες αποστάσεις r επικρατεί ο δεύτερος όρος που είναι γραμμικός και είναι υπεύθυνος για τον εγκλωβισμό των κουάρκ μέσα στα αδρόνια. Εξαιτίας αυτού του όρου, όλες οι προσπάθειες για την απελευθέρωση ενός κουάρκ καταλήγουν στην παραγωγή ενός νέου μεσονίου (καθώς είναι πιθανότερη ενεργειακά από την απελευθέρωση του κουάρκ). Κάθε κουάρκ έχει ένα από τα τρία χρώματα (colour charge): κόκκινο, πράσινο ή μπλε (RGB) και κάθε αντικουάρκ το αντίστοιχο αντιχρώμα: κυανό, ματζέντα, κίτρινο. Τα γλουόνια είναι ανεξάρτητοι γραμμικοί συνδυασμοί χρώματος – αντιχρώματος (οχτώ στο σύνολο), ενώ όλα τα σύνθετα αδρόνια που παρατηρούνται είναι “άχρωμα” (colour neutral), καθώς προκύπτουν είτε από την υπέρθεση των έξι μεταθέσεων των τριών χρωμάτων (όταν πρόκειται για βαρυόνια) ή από την υπέρθεση των τριών ζευγών χρώματος – αντιχρώματος (όταν πρόκειται για μεσόνια). Επειδή τα κουάρκ και τα γλουόνια φέρουν χρωματικό φορτίο, δεν μπορούν να παρατηρηθούν ελεύθερα. Όσον αφορά τη βαρύτητα, το κβάντο της (το οποίο δεν έχει παρατηρηθεί πειραματικά ως τώρα) ονομάζεται βαρυτόνιο (graviton). Αν όντως υπάρχει, θα πρέπει να είναι ηλεκτρικά ουδέτερο και άμαζο, ώστε να εξηγεί την άπειρη εμβέλεια των βαρυτικών δυνάμεων. Από τις θεμελιώδεις αλληλεπιδράσεις, μεγαλύτερη ένταση παρουσιάζει η ισχυρή πυρηνική, όπως αποκαλύπτει και το όνομά της, ενώ τη μικρότερη (αν εξαιρεθεί η βαρύτητα) η ασθενής πυρηνική. Ωστόσο, οι σχετικές τους εντάσεις είναι απλά ενδεικτικές, διότι εξαρτώνται από τη χωρική και την ενεργειακή κλίμακα στις οποίες λαμβάνουν χώρα οι αλληλεπιδράσεις. Ορισμένες βασικές ιδιότητες των τεσσάρων θεμελιωδών αλληλεπιδράσεων και των αντίστοιχων φορέων τους, παρουσιάζονται στον Πίνακα 1.3 (οι σχετικές εντάσεις είναι προσεγγιστικά ενδεικτικές για δύο στοιχειώδη σωματίδια σε απόσταση 1 fm , όσο περίπου η ακτίνα ενός πρωτονίου) [1–3]:

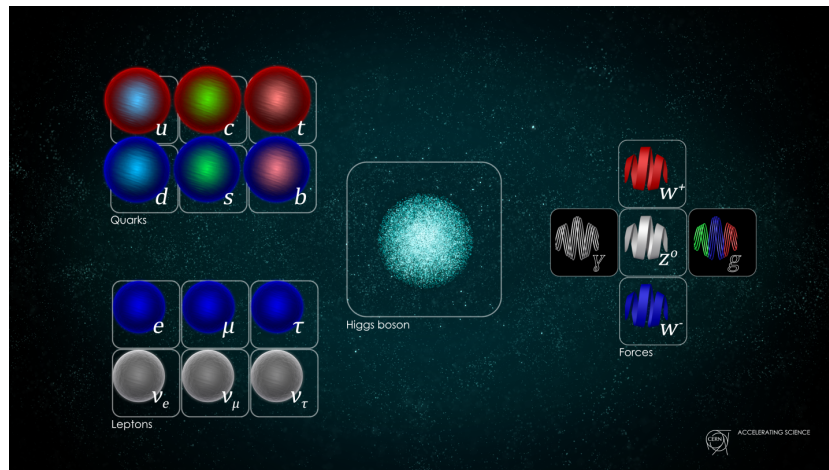
Θεμελιώδης αλληλεπίδραση	Σχετική ένταση	Εμβέλεια [m]	Φορέας	Μάζα [GeV/c ²]	Σπιν [ħ]
Ισχυρή πυρηνική	1	$\leq 10^{-15}$	Γλουόνιο (g)	0	1
Ηλεκτρομαγνητική	10^{-3}	∞	Φωτόνιο (γ)	0	1
Ασθενής πυρηνική	10^{-8}	10^{-18}	W ⁺ μποζόνιο	80.4	1
			W ⁻ μποζόνιο	80.4	1
			Z ⁰ μποζόνιο	91.2	1
Βαρυτική	10^{-37}	∞	Βαρυτόνιο (G)	0	2

Πίνακας 1.3: Ιδιότητες των θεμελιωδών αλληλεπιδράσεων και των φορέων τους [1, 2].

1.1.2 Επιτυχίες

Η επιτυχία του Καθιερωμένου Προτύπου οφείλεται στο γεγονός ότι αποτελεί μια θεωρία, η οποία έχει καταφέρει να εξηγήσει πολύ μεγάλο ποσοστό των πειραματικών δεδομένων, αλλά κυρίως στο ότι προέβλεψε την ύπαρξη ορισμένων στοιχειωδών σωματιδίων και βασικές ιδιότητές τους πριν αυτά ανακαλυφθούν. Ειδικότερα, προέβλεψε την ύπαρξη των μποζονίων βαθμίδας W^\pm , Z (θεωρητική πρόβλεψη από τους Glashow, Weinberg, Salam) μαζί με τις μάζες και τα χαρακτηριστικά διάσπασής τους. Αυτό το γεγονός βοήθησε στην ταυτοποίηση – ανακάλυψή τους το 1983 στο CERN, χρησιμοποιώντας έναν ειδικά κατασκευασμένο επιταχυντή πρωτονίου – αντιπρωτονίου [4]. Η ύπαρξη του top κουάρκ, το οποίο επιβεβαιώθηκε πειραματικά το 1995 στον επιταχυντή Tevatron του Fermilab (βλέπε Σχήμα 1.5), είχε επίσης προβλεφθεί από το Καθιερωμένο Πρότυπο (θεωρητική πρόβλεψη από τους

Kobayashi, Maskawa). Το “κυνήγι” για την ανακάλυψη του άρχισε στα τέλη της δεκαετίας του 1970, μετά την ανακάλυψη του bottom κουάρκ [4, 5]. Όμως, η μεγαλύτερη ως τώρα επιτυχία του Καθιερωμένου Προτύπου είναι η πρόβλεψη της ύπαρξης του μποζονίου Χιγκς (Higgs boson - H), το οποίο ανακαλύφθηκε το 2012 από τα πειράματα CMS και ATLAS στον επιταχυντή LHC του CERN, μέσω των δύο πιο ευαίσθητων καναλιών διάσπασής του ($H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$). Το Χιγκς είναι ένα βαθμωτό μποζόνιο (σπιν 0), είναι ηλεκτρικά ουδέτερο και έχει μάζα $125 \text{ GeV}/c^2$. Είχε προβλεφθεί θεωρητικά το 1964 από τους Higgs, Englert, Brout και αποτελεί την κβαντισμένη έκφραση του πεδίου Higgs, με το οποίο αλληλεπιδρούν τα στοιχειώδη σωματίδια και αποκτούν μάζα [2, 6].

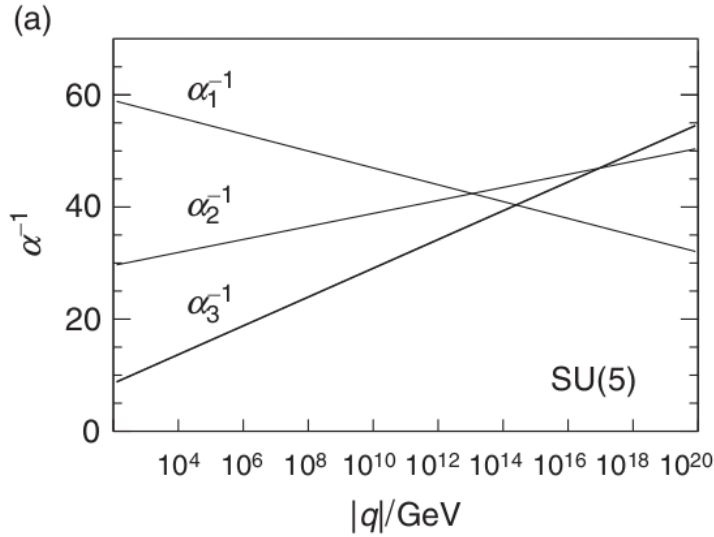


Σχήμα 1.1: Τα θεμελιώδη σωματίδια του Καθιερωμένου Προτύπου [7].

1.1.3 Ανοιχτά ερωτήματα

Το Καθιερωμένο Πρότυπο, παρά τις πολλές και σημαντικές επιτυχίες του, αδυνατεί να δώσει απαντήσεις - εξηγήσεις σε αρκετά θεμελιώδη ερωτήματα - φαινόμενα. Ειδικότερα, ορισμένα από αυτά είναι τα εξής:

- **Μεγάλη Ενοποίηση:** ένα μεγάλο πρόβλημα στην κατανόηση των θεμελιωδών αλληλεπιδράσεων είναι το πλήθος τους (τέσσερις αν συμπεριλάβουμε και τη βαρύτητα) και οι διαφορετικές τους ιδιότητες. Καθώς οι σταθερές σύζευξης των τριών βασικών αλληλεπιδράσεων μεταβάλλονται ανάλογα την ενεργειακή κλίμακα, υποθέτουμε ότι σε κάποια ενέργεια (περίπου στα 10^{15} GeV) θα πρέπει να ενοποιούνται (η απλούστερη μεγαλοενοποιημένη συμμετρία είναι η ομάδα $SU(5)$, που προτάθηκε το 1974 από τους Glashow, Georgi - Σχήμα 1.2), όπως συμβαίνει με την H/M και την ασθενή αλληλεπίδραση. Ωστόσο, κάτι τέτοιο δεν προβλέπεται σε συγκεκριμένη ενεργειακή κλίμακα από το Καθιερωμένο Πρότυπο [1, 2].



Σχήμα 1.2: Η μεταβολή των σταθερών σύζευξης των τριών θεμελιώδων αλληλεπιδράσεων ως προς την ενέργεια στη μεγαλοενοποιημένη συμμετρία SU(5) [2].

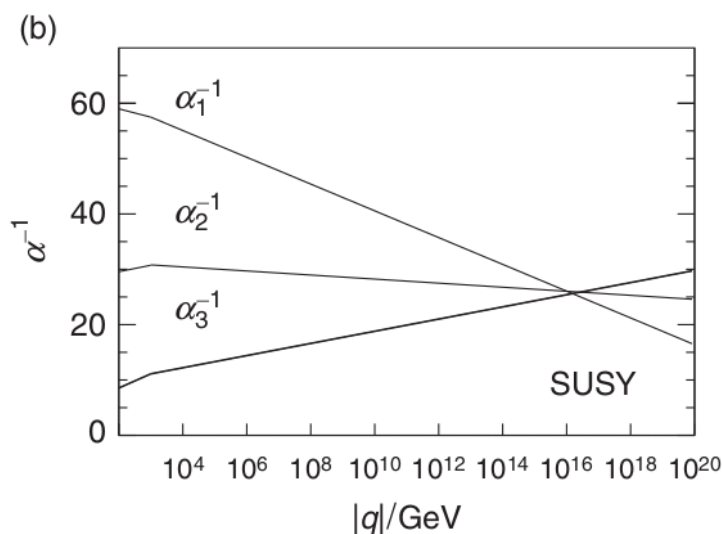
- Ασυμμετρία ύλης – αντιύλης: σύμφωνα με την Κοσμολογία, η ποσότητα της ύλης στο σύμπαν θα έπρεπε να είναι ίση με αυτής της αντιύλης, καθώς αυτό ίσχυε στα πρώιμα στάδια του. Παρ' όλα αυτά, η παρατηρούμενη βαρυονική πυκνότητα είναι εννιά τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την αναμενόμενη, ενώ τα βαρυόνια είναι περισσότερα από τα αντιβαρυόνια. Αυτό θα μπορούσε να εξηγηθεί από μια πιθανή παραβίαση της CP συμμετρίας (συμμετρία συζυγίας φορτίου και ομοτιμίας), ωστόσο αυτή που προβλέπεται (π.χ. στη διάσπαση του K^0) από το Καθιερωμένο Πρότυπο δεν είναι ικανή να εξηγήσει το μέγεθος αυτής της παρατηρούμενης ασυμμετρίας [1, 2].
- Μάζα των νετρίνων: σύμφωνα με το Καθιερωμένο Πρότυπο τα νετρίνα είναι άμαζα σωματίδια. Ωστόσο έχει αποδειχτεί πειραματικά (πρώτη επιβεβαίωση από το πείραμα KamioKande το 1987) ότι τα νετρίνα “ταλαντώνονται”. Δηλαδή αποδείχτηκε ότι κάθε νετρίνο αποτελεί γραμμικό συνδυασμό και των τριών γεύσεων και μπορεί να αλλάζει γεύση αν μεσολαβεί αρκετός χρόνος μεταξύ της παραγωγής και της ανίχνευσής του. Αυτή η ιδιαιτερότητα των νετρίνων απαιτεί αυτά να έχουν μη μηδενική μάζα [8].
- Πρόβλημα της Ιεράρχησης: όσον αφορά τη μάζα του μποζονίου Χιγκς, σε αυτή συνεισφέρουν και χβαντικές διορθώσεις από εικονικούς βρόχους (quantum loop corrections), όπως συμβαίνει για παράδειγμα και με τα W μποζόνια. Όμως, σε μεγάλες ενεργειακές κλίμακες αυτές οι συνεισφορές μπορούν να γίνουν τρομαχτικά μεγάλες, πολλές τάξεις μεγέθους μεγαλύτερες από τα $125 \text{ GeV}/c^2$ ($\sim 10^{16} \text{ GeV}/c^2$), εκτός αν επιτευχθούν κατάλληλες αλληλοαναιρέσεις στους όρους αυτών των διορθώσεων, που να οδηγήσουν σε μια απλοποίηση 14 τάξεων μεγέθους, γεγονός που πρέπει να δικαιολογηθεί [2, 8].
- Σκοτεινή ύλη: αρκετές πειραματικές μετρήσεις κοσμολογικής και αστροφυσικής φύσης έχουν δείξει ότι η ύλη που γνωρίζουμε συνιστά μόλις το 5 % του ενεργειακού περιεχομένου του σύμπαντος. Ένα σημαντικό ποσοστό (περίπου 27 %) αυτού αποτελείται από μια άγνωστη μορφή ύλης, η οποία έχει ονομαστεί σκοτεινή ύλη (dark matter - DM). Η ύπαρξή της συμπεραίνεται μόνο μέσω των βαρυτικών της αποτελεσμάτων (π.χ. σχηματισμός γαλαξιών), καθώς δεν αλληλεπιδρά με το H/M πεδίο. Η φύση της σκοτεινής ύλης αποτελεί ένα από τα μεγαλύτερα άλυτα προβλήματα της φυσικής [9, 10].

1.2 Μοντέλα Νέας Φυσικής

Τα παραπάνω αλλά και άλλα ανοιχτά ερωτήματα του Καθιερωμένου Προτύπου έχουν οδηγήσει στη δημιουργία νέων θεωριών, οι οποίες προσπαθούν να δώσουν απαντήσεις σε ορισμένα από αυτά. Οι πιο σημαντικές και διαδεδομένες από αυτές παρουσιάζονται επιγραμματικά παρακάτω:

- **Λεπτοκουάρκς:** τα λεπτοκουάρκς (leptoquarks – LQs) αποτελούν υποθετικά σωματάρια, τα οποία εισάγονται σε πολλές θεωρίες – επεκτάσεις του Καθιερωμένου Προτύπου, σε μια προσπάθεια ενοποίησης των στοιχειωδών σωματιδίων της ύλης (κουάρκς, λεπτόνια). Φέρουν και λεπτονικούς και βαρυονικούς κβαντικούς αριθμούς, αποτελούν τριπλέτες χρώματος, διαθέτουν κλασματικά ηλεκτρικά φορτία και σπιν 0 ή 1. Η ξεχωριστή τους ιδιότητα που τα διαφοροποιεί από τα υπόλοιπα σωματάρια είναι ότι μπορούν να μετατρέψουν τα κουάρκς σε λεπτόνια και αντίστροφα [11, 12].
- **Πρόσθετες διαστάσεις:** η πιθανή ύπαρξη πρόσθετων διαστάσεων (extra dimensions – ED), εκτός από τις τέσσερις που γνωρίζουμε, έχει προταθεί από αρκετά παλιά (από τη δεκαετία του 1920 από τους Kaluza, Klein). Από τότε ως σήμερα έχουν προταθεί αρκετά μοντέλα πρόσθετων διαστάσεων (π.χ. Flat and Compact Extra Dimensions, Warped Extra Dimensions) σε μια προσπάθεια κβάντωσης της βαρύτητας και επίλυσης του Προβλήματος της Ιεράρχησης [13].
- **Βαρέα νετρίνα:** αναφορικά με τις μάζες των νετρίνων, οι διάφορες θεωρίες ενοποίησης των τριών θεμελιωδών αλληλεπιδράσεων προβλέπουν την ύπαρξη βαρέων δεξιόστροφων νετρίνων που αλληλεπιδρούν μόνο με το βαρυτικό πεδίο (heavy sterile neutrinos). Βασικοί στόχοι αυτών των θεωρήσεων είναι να εξηγήσουν την προέλευση της πολύ μικρής μάζας των νετρίνων, καθώς και τη φύση της σκοτεινής ύλης [12, 14].
- **Υπερβαρέα μποζόνια:** στις Μεγάλες Ενοποιητικές Θεωρίες (Grand Unified Theories – GUTs) ο βαρυονικός και ο λεπτονικός κβαντικός αριθμός δε διατηρούνται. Στο σενάριο της “GUT – βαρυογένεσης” η ασυμμετρία ύλης – αντιύλης προκύπτει από τις μη συμμετρικές διασπάσεις υποθετικών υπερβαρέων μποζονίων [15]. Σε αυτά συμπεριλαμβάνονται τα βαρέα και ηλεκτρικά ουδέτερα διανυσματικά μποζόνια Z' [12].
- **Υπερσυμμετρία:** η Υπερσυμμετρία (Super SYmmetry – SUSY) έχει προταθεί με βάση θεωρητικά επιχειρήματα. Το κυριότερο είναι το Πρόβλημα της Ιεράρχησης του Καθιερωμένου Προτύπου. Λαμβάνοντας υπόψη ότι το πρόβλημα αυτό δεν υφίσταται για τα φερμιόνια, μπορούμε να φανταστούμε μια συμμετρία που περιλαμβάνει σωματάρια με ακέραιο και ημιακέραιο σπιν στην ίδια πολλαπλότητα. Αν η συμμετρία δεν παραβιάζεται, τα σωματάρια μιας πολλαπλότητας έχουν όλα την ίδια μάζα. Αυτός ο τύπος συμμετρίας ονομάζεται Υπερσυμμετρία, η οποία αποτελεί επέκταση του Καθιερωμένου Προτύπου [8]. Αυτή, για κάθε SM σωματάρια προβλέπει την ύπαρξη ενός υπερσυμμετρικού του εταίρου (“sparticle”) με σπιν μειωμένο κατά $\hbar/2$. Δηλαδή τα φερμιόνια (σπιν $\hbar/2$) έχουν εταίρους βαθμωτά μποζόνια (sfermions, σπιν 0), ενώ τα διανυσματικά μποζόνια (σπιν \hbar) έχουν εταίρους φερμιόνια (gauginos, σπιν $\hbar/2$) [2]. Με αυτόν τον τρόπο εισάγεται η ελκυστική ιδέα της συμμετρίας μεταξύ φερμιονίων και μποζονίων. Έτσι, επειδή οι κβαντικές διορθώσεις στη μάζα του Χιγκς, από βρόχους δυνητικών μποζονίων και φερμιονίων έχουν αντίθετα πρόσημα και επειδή τα σωματάρια και οι υπερσυμμετρικοί σύντροφοί τους έχουν τις ίδιες συζεύξεις, οι αποκλίσεις της μάζας ελέγχονται ικανοποιητικά, αρκεί $|M_F^2 - M_B^2| < 1 \text{ TeV}^2$ [1]. Αν οι μάζες των

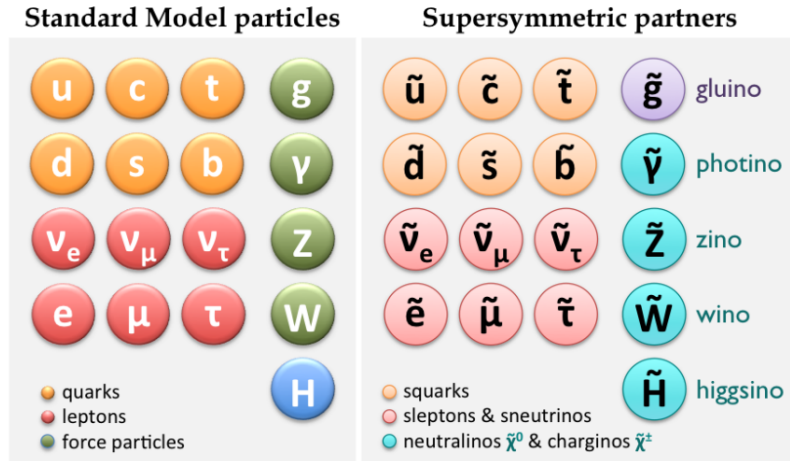
σωματιδίων και των υπερσυντρόφων τους ήταν ίσες, τότε οι αλληλοαναιρέσεις των διάφορων όρων θα ήταν ακριβείς. Επίσης, αν η Υπερσυμμετρία ήταν ακριβής συμμετρία της φύσης, τότε αυτές οι μάζες θα ήταν πράγματι ίσες και θα είχαμε ανακαλύψει ήδη υπερσυμμετρικά σωμάτια. Έτσι, συμπεραίνουμε ότι αν η Υπερσυμμετρία υπάρχει, θα είναι σπασμένη συμμετρία, οπότε οι μάζες των SUSY σωματιδίων δεν είναι γνωστές a priori. Παρ'όλα αυτά, θεωρητικά επιχειρήματα υποστηρίζουν πως οι μάζες τους είναι της τάξης του $1 \text{ TeV}/c^2$ [2]. Αν ήταν μεγαλύτερες, τότε θα επανεμφανιζόταν το Πρόβλημα της Ιεράρχησης [8]. Επιπλέον, σύμφωνα με την υπερσυμμετρική επέκταση του Καθιερωμένου Προτύπου, οι σταθερές σύζευξης των τριών θεμελιωδών αλληλεπιδράσεων καταφέρνουν να συναντηθούν σε συγκεκριμένη κοινή τιμή της ενέργειας ($\sim 10^{16} \text{ GeV}$), γεγονός που συνεπάγεται την ενοποίησή τους σε υψηλές ενέργειες, όπως δείχνει το Σχήμα 1.3:



Σχήμα 1.3: Η μεταβολή των σταθερών σύζευξης των τριών θεμελιωδών αλληλεπιδράσεων ως προς την ενέργεια σε μια υπερσυμμετρική επέκταση της SU(5) συμμετρίας [2].

Τα παραπάνω “προβλήματα” του Καθιερωμένου Προτύπου επιλύονται συγκεκριμένα από το MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model), το οποίο αποτελεί την πιο απλή υπερσυμμετρική επέκτασή του. Έχει τις ίδιες συζεύξεις αλληλεπιδράσεων με το Καθιερωμένο Πρότυπο και προβλέπει έναν ελάχιστο αριθμό νέων σωματιδίων και αλληλεπιδράσεων, μόνο αυτά που είναι συμβατά με τη φαινομενολογία. Στο MSSM εισάγεται μία νέα συμμετρία των σωματιδίων που ονομάζεται R – parity και ο κβαντικός της αριθμός ορίζεται ως $R = (-1)^{3B+L+2s}$, όπου B ο βαρυονικός αριθμός του σωματιδίου, L ο λεπτονικός αριθμός του και s το σπιν του. Έτσι, μπορούμε να δούμε ότι όλα τα SM σωμάτια έχουν $R = +1$, ενώ όλα τα SUSY σωματίδια $R = -1$. Η διατήρηση της R – parity (η οποία προτάθηκε για την εξήγηση της σταθερότητας του πρωτονίου) απαιτεί τα υπερσυμμετρικά σωμάτια να παράγονται κατά ζεύγη στους επιταχυντές. Επιπλέον, οδηγούμαστε στο συμπέρασμα πως το ελαφρύτερο SUSY σωμάτιο (Lightest Supersymmetric Particle – LSP), το οποίο θεωρείται πως είναι το neutralino – 1 ($\tilde{\chi}_1^0$), είναι σταθερό. Αν είναι και ηλεκτρικά ουδέτερο, θα πρέπει να αλληλεπιδρά μόνο ασθενώς και βαρυτικά με τα σωματίδια του Καθιερωμένου Προτύπου, χαρακτηριστικά που το καθιστούν πιθανό υποψήφιο για τη σκοτεινή ύλη. Μία ακόμη συνέπεια είναι πως τα προϊόντα διάσπασης όλων των υπερσυμμετρικών σωματιδίων θα πρέπει να περιλαμβάνουν έναν περιττό αριθμό από LSP’s. Έτσι, αν υπάρξει παραγωγή

SUSY σωματιδίων σε κάποιον επιταχυντή, τα LSP's που θα παραχθούν θα διαφύγουν χωρίς να ανιχνευτούν, μεταφέροντας κατά τη διαφυγή τους ενέργεια και ορμή. Στους επιταχυντές αδρονίων, επειδή η κατανομή της ενέργειας και της διαμήκουσ ορμής των παρτονίων (partons: κουάρκς και γλουόνια) είναι πολύ ευρεία, πρακτικά μόνο η ελλείπουσα εγκάρσια ορμή είναι χρήσιμη [16]. Να σημειωθεί πως οι υπερσυμμετρικοί εταίροι του Χιγκς, του φωτονίου και των Z, W μποζονίων ονομάζονται higgsino, photino, zino και wino αντίστοιχα, των οποίων οι υπερθέσεις δημιουργούν τις καταστάσεις των neutralinos και των charginos, τα οποία συνολικά ονομάζονται electroweakinos (βλέπε Σχήμα 1.4) [12].



Σχήμα 1.4: Τα σωματίδια του Καθιερωμένου Προτύπου μαζί με τους υπερσυμμετρικούς τους εταίρους που προβλέπονται από το MSSM [17].

1.3 Μέθοδοι αναζήτησης Νέας Φυσικής

Στη μελέτη των στοιχειωδών σωματιδίων και στην προσπάθεια για ανακάλυψη νέων (Νέα Φυσική) απαιτούνται δύο είδη οργάνων: οι πηγές (sources) και οι ανιχνευτές (detectors). Η πρόοδος στην κατανόηση των θεμελιωδών νόμων της φύσης είναι άμεσα συνδεδεμένη με την ικανότητά μας να αναπτύσσουμε όργανα για την ανίχνευση σωματιδίων και τη μέτρηση των χαρακτηριστικών τους (ηλεκτρικό φορτίο, μαγνητική ροπή, χρόνος ζωής, ορμή, ενέργεια) [8]. Τα φορτισμένα σωματίδια κατά την κίνησή τους μέσα στον ανιχνευτή, ionίζουν τα άτομα του μέσου και ανιχνεύοντας αυτούς τους ιονισμούς μπορούμε να ανακατασκευάσουμε την τροχιά τους [2]. Ορισμένοι από τους ανιχνευτές που έχουν χρησιμοποιηθεί ή χρησιμοποιούνται ακόμα είναι οι ανιχνευτές σπινθηρισμού, οι ανιχνευτές Cherenkov (για τη μελέτη νετρίνων), οι θάλαμοι φυσαλίδων, οι θάλαμοι ολίσθησης, οι ανιχνευτές μικροταινιών πυριτίου, τα ηλεκτρομαγνητικά και τα αδρονικά καλορίμετρα. Αναφορικά με τις πηγές, αυτές μπορεί να είναι φυσικές, όπως οι κοσμικές ακτίνες (cosmic rays) ή τεχνητές, όπως οι επιταχυντές (accelerators) και οι δακτύλιοι αποθήκευσης (storage rings) ή αλλιώς επιταχυντές συγκρούσεων (colliders). Οι κοσμικές ακτίνες, ή αλλιώς κοσμική ακτινοβολία, στην ουσία είναι σωματίδια (κυρίως ατομικοί πυρήνες) υψηλών ενεργειών που βομβαρδίζουν τη Γη, προερχόμενα από διάφορα σημεία του σύμπαντος, π.χ. υπερκαινοφανείς αστέρες. Ως τις αρχές της δεκαετίας του 1950 αποτελούσαν τη μόνη πηγή σωματιδίων ενέργειας μεγαλύτερης του 1 GeV [8]. Όσον αφορά τους επιταχυντές, όλοι τους αξιοποιούν ηλεκτρικά πεδία για την επιτάχυνση φορτισμένων σωματιδίων (ηλεκτρονίων, πρωτονίων ή βαρύτερων ιόντων) σε

υψηλές ενέργειες. Για την παραγωγή δεσμών υψηλής ενέργειας, είναι αναγκαία η χρήση εναλλασσόμενης τάσης υψηλής συχνότητας (RF) και ο προσεχτικός χρονοισμός της, ώστε να επιτευχθεί μια ακολουθία διαδοχικών επιταχύνσεων ομάδων σωματίων. Τα παραπάνω ικανοποιούνται στους γραμμικούς και στους κυκλικούς επιταχυντές [1]. Στους γραμμικούς επιταχυντές (linacs), τα φορτισμένα σωματλια επιταχύνονται κατά μήκος της γραμμής των κυλίνδρων ολίσθησης και συγκρούονται με εξωτερικό σταθερό στόχο (target), ο οποίος αποτελείται από συγκεκριμένο (ανάλογα με το πείραμα) υλικό. Ορισμένοι γραμμικοί επιταχυντές χρησιμοποιούνται ως εισαγωγείς πρωτονίων ή ηλεκτρονίων (injectors) σε κυκλικούς επιταχυντές, επιταχύνοντάς τα σε ενέργειες 10 – 1000 MeV [18]. Όλοι οι σύγχρονοι επιταχυντές πρωτονίων υψηλών ενεργειών και οι πιο πολλές μηχανές ηλεκτρονίων είναι κυκλικές, καθώς εφαρμόζεται μαγνητικό πεδίο το οποίο κάμπει τις τροχιές των σωματιδίων [1]. Στο κύκλοτρο, που είναι είδος κυκλικού επιταχυντή, η RF συχνότητα και η ένταση του μαγνητικού πεδίου είναι σταθερές, γεγονός που περιορίζει την ενέργεια της δέσμης λόγω σχετικιστικών φαινομένων. Έτσι, χρησιμοποιούνται μόνο για την επιτάχυνση ιόντων. Η πιο σύγχρονη εκδοχή του κυκλότρου είναι το σύγχροτρο, στο οποίο το μαγνητικό πεδίο και η RF συχνότητα μεταβάλλονται με αποτέλεσμα τα σωματλια να βρίσκονται συνεχώς σε σταθερή κυκλική τροχιά και να μπορούν να επιταχυνθούν σε πολύ υψηλές ενέργειες. Σε αντίθεση με το κύκλοτρο, το σύγχροτρο δεν επιταχύνει τα σωματλια ως μία ενιαία δέσμη, αλλά ως πολλά ξεχωριστά πακέτα σωματιδίων (δεσμίδες - bunches) [19].



Σχήμα 1.5: Ο επιταχυντής Tevatron στο εργαστήριο Fermilab [20].

1.4 Αναζήτηση Νέας Φυσικής με συγκρούμενες δέσμες υψηλής ενέργειας

Η πιο αποτελεσματική τεχνική για να επιτύχουμε μεγαλύτερες κλίμακες ενεργειών είναι η χρήση δακτυλίων αποθήκευσης (storage rings) ή, αλλιώς, επιταχυντών συγκρούσεων (colliders). Ένας επιταχυντής συγκρούσεων αποτελείται από δύο διατάξεις επιταχυντών με σωλήνες κενού, συστήματα μαγνητών και κοιλότητες RF, στις οποίες δύο δέσμες σωματιδίων κινούνται σε αντίθετες κατευθύνσεις. Οι δύο δακτύλιοι διασταυρώνονται μεταξύ τους σε κάποια σημεία κατά μήκος της περιφέρειας, ενώ οι φάσεις των δεσμίδων είναι ρυθμισμένες ώστε αυτές να συναντώνται στις διασταυρώσεις, όπου και συγκρούονται [8]. Το μεγάλο

τους πλεονέκτημα είναι η μεγάλη διαθέσιμη ενέργεια στο σύστημα κέντρου μάζας (καθώς οι συγκρούσεις λαμβάνουν χώρα σε αυτό) για την παραγωγή νέων σωματιδίων [19]. Όμως, επειδή τα συγκρούμενα σωματάρια πρέπει να είναι σταθερά και ηλεκτρικά φορτισμένα για να επιταχυνθούν σε υψηλές ενέργειες, περιοριζόμαστε σε συγκρούσεις πρωτονίων (ή βαρύτερων πυρήνων), αντιπρωτονίων, ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων [1]. Η ενέργεια κέντρου μάζας είναι πολύ σημαντική, αλλά είναι άχρηστη αν ο ρυθμός αλληλεπίδρασης είναι πολύ χαμηλός. Η σημαντική παράμετρος εδώ είναι η φωτεινότητα του επιταχυντή συγκρούσεων. Η φωτεινότητα (Luminosity – L) είναι ανάλογη του αριθμού των διασταυρώσεων ανά δευτερόλεπτο και των αριθμών των σωματιδίων στις δύο δέσμες, ενώ είναι αντιστρόφως ανάλογη της διατομής στο σημείο διασταύρωσης [8]. Οι δύο πιο ισχυροί επιταχυντές συγκρούσεων που έχουν κατασκευαστεί ποτέ είναι ο Tevatron στο εργαστήριο Fermilab και ο Μεγάλος Επιταχυντής Αδρονίων (Large Hadron Collider - LHC) στο CERN. Ο Tevatron λειτουργούσε από το 1987 ως το 2012 στο Ιλλινόις των ΗΠΑ. Είχε περίμετρο 6.3 km και σε αυτόν επιταχύνονταν και συγκρούονταν δέσμες πρωτονίων και αντιπρωτονίων με ενέργεια κέντρου μάζας 2 TeV, ενώ είχε φωτεινότητα $L = 10^{31} - 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ο LHC, ο οποίος βρίσκεται στο κέντρο ερευνών CERN στη Γενεύη της Ελβετίας, λειτουργεί επίσης από το 2009 και αποτελεί τον ισχυρότερο και μεγαλύτερο επιταχυντή σωματιδίων που έχει κατασκευαστεί ποτέ. Σε αυτόν επιταχύνονται και συγκρούονται δέσμες πρωτονίων με ενέργεια κέντρου μάζας ίση με 14 TeV και φωτεινότητα $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ο LHC συνιστά τη βασικότερη και ικανότερη πειραματική διάταξη παγκοσμίως για την αναζήτηση πειραματικών υπογραφών Νέας Φυσικής [2, 8, 18].

Κεφάλαιο 2

Ο ανιχνευτής CMS στον LHC

2.1 Ο επιταχυντής LHC

Το Ευρωπαϊκό Συμβούλιο Πυρηνικής Έρευνας (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire στα γαλλικά) ή εν συντομία CERN, ιδρύθηκε στις 29 Σεπτεμβρίου του 1954 από 12 χώρες της Ευρώπης και η έδρα του βρίσκεται δυτικά της πόλης της Γενεύης, στα σύνορα μεταξύ Ελβετίας και Γαλλίας. Σήμερα αριθμεί 23 κράτη – μέλη, συμπεριλαμβανομένης και της Ελλάδας (ιδρυτικό μέλος) και αποτελεί το μεγαλύτερο κέντρο πυρηνικών ερευνών παγκοσμίως, με επίκεντρο κυρίως τον τομέα της Φυσικής Στοιχειωδών Σωματιδίων. Αξίζει να σημειωθεί όμως ότι οι έρευνες που διεξάγονται στο CERN έχουν συνεισφέρει σημαντικά και σε άλλους τομείς, π.χ. συνέδραμαν καθοριστικά στην ανάπτυξη του Παγκόσμιου Ιστού (World Wide Web – WWW), της αεροδιαστημικής αλλά και των απεικονιστικών τεχνικών στην Ιατρική Φυσική [21].

Όπως σημειώθηκε, ο βασικός τομέας μελέτης του CERN είναι η Σωματιδιακή Φυσική και ειδικότερα ο πειραματικός έλεγχος της ισχύος του Καθιερωμένου Προτύπου και η αναζήτηση Νέας Φυσικής. Για τους σκοπούς αυτούς στο CERN βρίσκεται ο μεγαλύτερος και ισχυρότερος επιταχυντής συγκρούσεων (collider), ο LHC, όπως αναφέρθηκε παραπάνω. Η κατασκευή του σχεδιάστηκε τη δεκαετία του 1990 με ένα εξαιρετικά ευρύ πειραματικό πρόγραμμα, που εκτεινόταν από την αναζήτηση του μποζονίου H, μέχρι τη βαθιά και ολοκληρωμένη εξερεύνηση της Φυσικής πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο, η οποία θα μπορούσε να εμφανιστεί στην κλίμακα ενεργειών TeV [8].

Ο LHC έχει περίμετρο 27 km και είναι κατασκευασμένος στην ίδια σήραγγα που προηγουμένως στέγαζε τον επιταχυντή LEP (Large Electron Positron collider) σε βάθος 45 – 175 m. Όπως κάθε επιταχυντής σωματιδίων, χαρακτηρίζεται από τρία πράγματα: το είδος των συγκρουόμενων δεσμών, την ενέργεια και την φωτεινότητα. Οι δύο αντίθετα κινούμενες δέσμες που συγκρούονται αποτελούνται από πρωτόνια ενέργειας 7 TeV ($\sqrt{s} = 14$ TeV), ενώ η φωτεινότητα λαμβάνει τιμές της τάξης των 10^{34} cm⁻²s⁻¹. Για την καμπύλωση της τροχιάς των πρωτονίων χρησιμοποιούνται 1232 διπολικοί ηλεκτρομαγνήτες (βλέπε Σχήμα 2.1) μήκους 15 m ο καθένας, δημιουργώντας ένα μέγιστο μαγνητικό πεδίο 8.3 T. Επιπλέον χρησιμοποιούνται και 392 τετραπολικοί ηλεκτρομαγνήτες μήκους 3 m ο καθένας για την εστίαση των δεσμών, η οποία χρειάζεται για την επίτευξη των μεγάλων τιμών της φωτεινότητας αλλά και εξαπολικοί, οχταπολικοί και δεκαπολικοί μαγνήτες για διορθώσεις ανώτερης τάξης. Όλοι τους βρίσκονται σε θερμοκρασία -271.3 °C (με τη χρήση υγρού αζώτου και ηλίου) ώστε να είναι υπεραγώγιμοι, δηλαδή να παρουσιάζουν μηδενική ηλεκτρική αντίσταση και να μπορούν να υποστηρίξουν ηλεκτρικό ρεύμα πολύ υψηλής έντασης (11800 amperes). Η κάθε δέσμη πρωτονίων αποτελείται από 2808 δεσμίδες (bunches), κάθε μία

από τις οποίες έχει μήκος περίπου 0.3 m, διάμετρο μικρότερη από 1 mm και περιέχει εκατό δισεκατομμυρία πρωτόνια. Η απόσταση μεταξύ των δεσμίδων είναι περίπου 7.8 m, ενώ οι αντίθετα κινούμενες δεσμίδες συγκρούονται κάθε 25 ns [18, 22].

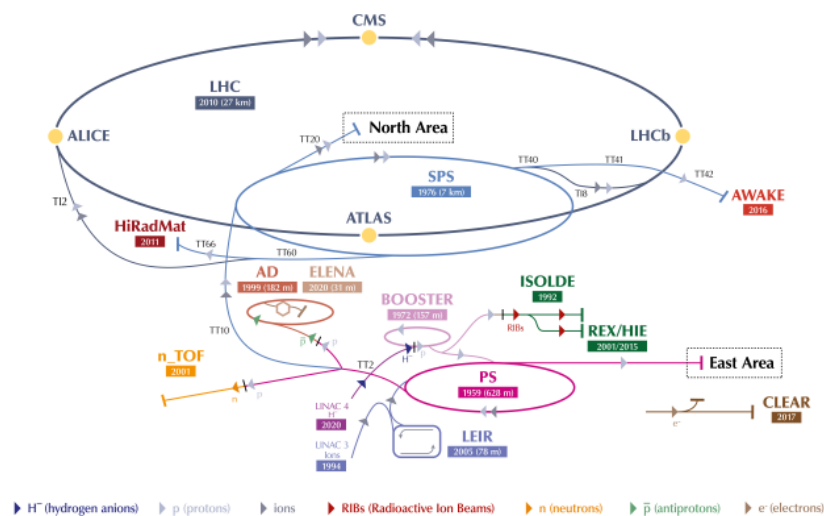


Σχήμα 2.1: 3D διατομή ενός διπολικού μαγνήτη του LHC [23].

Στην πραγματικότητα, το συγκρότημα του LHC αποτελείται από πέντε συνολικά επιταχυντές, με τον ίδιο τον LHC να είναι ο πέμπτος και τελικός επιταχυντής (βλέπε Σχήμα 2.2). Αρχικά, προκειμένου να αποκτηθούν τα πρωτόνια, χρησιμοποιείται αέριο υδρογόνο το οποίο ιοντίζεται με την εφαρμογή κατάλληλου ηλεκτρικού πεδίου. Στη συνέχεια, τα πρωτόνια έχοντας ενέργεια 105 eV, εισέρχονται στον πρώτο επιταχυντή που ονομάζεται Linac 2 (LINear ACcelerator 2). Πρόκειται για έναν γραμμικό επιταχυντή 78 m, ο οποίος επιταχύνει τα σωματίδια σε ενέργειες $5 \cdot 10^7$ eV (31 % της ταχύτητας του φωτός c). Έπειτα, εισέρχονται στον πρώτο κυκλικό επιταχυντή, τον PSB (Proton Synchrotron Booster), ο οποίος έχει περίμετρο 157 m και δίνει στα πρωτόνια ενέργεια $1.4 \cdot 10^9$ eV (91.6 % του c). Μετά τον PSB, επιταχύνονται από τον επίσης κυκλικό επιταχυντή PS (Proton Synchrotron), ο οποίος ήταν κάποτε ο ισχυρότερος επιταχυντής στον κόσμο. Με περίμετρο 610 m, αυξάνει την ενέργεια των πρωτονίων στα $2.5 \cdot 10^{10}$ eV (99.93 % του c). Ακολούθως, τα πρωτόνια εισέρχονται στον τέταρτο κατά σειρά επιταχυντή, τον SPS (Super Proton Synchrotron), στον οποίο είχαν ανακαλυφθεί τα μποζόνια W και Z. Ο SPS έχει περίμετρο περίπου 7 km και σε αυτόν τα σωματίδια αποκτούν ενέργεια $4.5 \cdot 10^{11}$ eV (99.9998 % του c). Εν τέλει, τα πρωτόνια εισέρχονται στον πέμπτο και τελευταίο επιταχυντή, τον LHC. Αυτός τα επιταχύνει ως την τελική ενέργεια των 7 TeV, το οποίο σημαίνει ότι ταξιδεύουν με ταχύτητα ίση με το 99.9999991 % της ταχύτητας του φωτός, δηλαδή σε ένα δευτερόλεπτο έχουν κάνει το γύρο του LHC λίγο παραπάνω από 10000 φορές.

Οι δύο δέσμες πρωτονίων κινούνται σε δύο διαφορετικούς παράλληλους σωλήνες μέσα στον LHC, στους οποίους επικρατούν συνθήκες υψηλού κενού (10^{-13} atm, το πιο “άδειο” μέρος σε ολόκληρο το ηλιακό μας σύστημα), αλλιώς τα πρωτόνια θα αλληλεπιδρούσαν με τα μόρια του αέρα μέσα στο σωλήνα και θα εξαφανίζονταν [22]. Τα σημεία σύγκρουσης των 2 δεσμών στον LHC είναι συνολικά τέσσερα και σε καθένα από αυτά βρίσκεται και ένας ανιχνευτής. Οι τέσσερις αυτοί μεγάλοι ανιχνευτές είναι οι εξής: CMS, ATLAS, ALICE, LHCb και ο καθένας από αυτούς κατασκευάστηκε από μία σύμπραξη φυσικών, μηχανικών και τεχνικών από όλον τον κόσμο χρησιμοποιώντας διαφορετικές τεχνολογίες, υλικά και

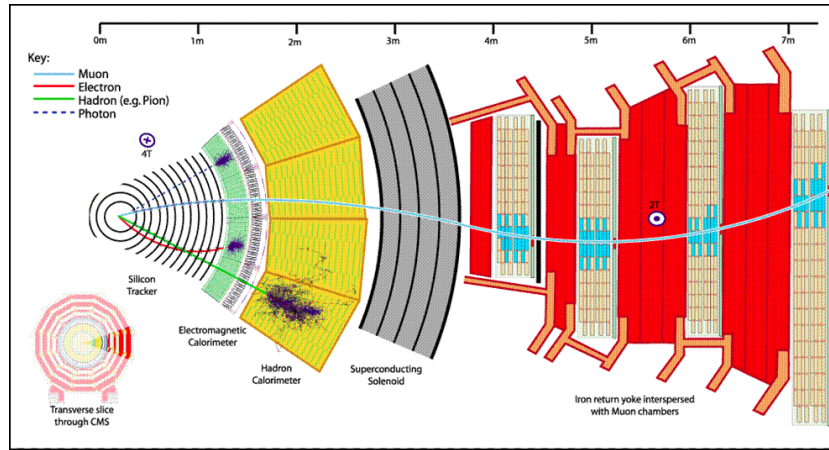
αρχές. Ο ρόλος τους είναι η ανίχνευση των τελικών θυγατρικών σωματιδίων των διάφορων αλληλεπιδράσεων και η μέτρηση των χαρακτηριστικών τους ιδιοτήτων με στόχο την ανακατασκευή των μητρικών ασταθών σωματιδίων που δημιουργούνται κατά τις συγκρούσεις των πρωτονίων και την απελευθέρωση της ενέργειάς τους. Έτσι, το πείραμα LHCb στοχεύει κυρίως στο να εξηγήσει το τι απέγινε η αντιύλη που παρήχθη αμέσως μετά το Big Bang, μελετώντας τα b κουάρκ. Το πείραμα ALICE επικεντρώνεται στη μελέτη μιας συγκεκριμένης κατάστασης της ύλης, η οποία υπήρχε τις πρώτες στιγμές μετά το Big Bang και ονομάζεται πλάσμα κουάρκ – γλουονίων (quark – gluon plasma). Τα πειράματα CMS και ATLAS αποτελούν πειράματα πολλαπλών σκοπών, συμπεριλαμβάνοντας τη μελέτη του μποζονίου Χιγκς, την Υπερσυμμετρία, την σκοτεινή ύλη και γενικότερα τη Φυσική πέρα από το Καθιερωμένο Πρότυπο [21].



Σχήμα 2.2: Το δίκτυο επιταχυντών του CERN και οι 4 μεγάλοι ανιχνευτές στον LHC [24].

2.2 Ο ανιχνευτής CMS

Ο ανιχνευτής Compact Muon Solenoid ή εν συντομία CMS, ονομάστηκε έτσι λόγω τριών βασικών του χαρακτηριστικών. Βασίζεται σε ένα μεγάλο υπεραγωγίμο σωληνοειδές (Solenoid) πηνίο που παράγει ομογενές μαγνητικό πεδίο στο εσωτερικό του, του οποίου οι δυναμικές γραμμές "κλείνουν" έξω από το πηνίο (θα αναλυθεί περαιτέρω στην υποπαράγραφο 2.2.1), διευκολύνοντας την ανίχνευση μιονίων (Muons) στο εξωτερικό του σωληνοειδούς πηνίου. Το βασικό σημείο είναι ότι το "Compact" στο ακρωνύμιο CMS δεν οφείλεται στο μέγεθος, αλλά στο γεγονός ότι το μαγνητικό πεδίο του είναι "συμπαγές". Ο ανιχνευτής CMS έχει μήκος 21.5 m (μαζί με τους πρόσθιους (forward) ανιχνευτές, το μήκος φτάνει τα 28.7 m), διάμετρο 14.6 m και ζυγίζει 14000 τόνους. Η δομή του μοιάζει με αυτήν ενός κρεμμυδιού, δηλαδή αποτελείται από διαφορετικά στρώματα, τα οποία έχουν κατά προσέγγιση κυλινδρικό σχήμα (βλέπε Σχήμα 2.3). Το καμπύλο τμήμα του CMS ή αλλιώς "βαρέλι" (barrel) περιλαμβάνει έξι στρώματα, ενώ η κάθε βάση ή αλλιώς "καπάκι" (endcap) πέντε. Ειδικότερα, το βαρέλι αποτελείται από τους εξής υποανιχνευτές: δύο διαφορετικού είδους ανιχνευτές πυριτίου, ένα ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο, ένα αδρονικό καλορίμετρο, ένα μαγνήτη και έναν ανιχνευτή μιονίων. Το κάθε καπάκι αποτελείται από τους ίδιους υποανιχνευτές εκτός του μαγνήτη.



Σχήμα 2.3: Η δομή του ανιχνευτή CMS και οι τροχιές διαφορετικών σωματιδίων καθώς το διασχίζουν (εγκάρσια τομή) [25].

2.2.1 Ο μαγνήτης

Αναφορικά με το μαγνήτη, πρόκειται για το μεγαλύτερο σωληνοειδή υπεραγωγίμο μαγνήτη στον κόσμο. Αυτός αποτελείται από έναν κύλινδρο μήκους 12 m, με εσωτερική ακτίνα 2.9 m και εξωτερική 3.2 m, ο οποίος είναι τυλιγμένος με σύρμα 2168 φορές. Το ηλεκτρικό ρεύμα που διαρρέει το σύρμα δημιουργεί μαγνητικό πεδίο 3.8 T (ομογενές στο εσωτερικό του σωληνοειδούς), περίπου 100000 φορές μεγαλύτερο από αυτό της Γης, ενώ η συνολική αποθηκευμένη ενέργεια του πεδίου φτάνει τα 2.7 GJ (giga - joules). Για τη δημιουργία μαγνητικού πεδίου τόσο μεγάλης έντασης, απαιτείται ηλεκτρικό ρεύμα έντασης 18500 amperes περίπου. Ο λόγος για τον οποίο το σύρμα πρέπει να είναι υπεραγωγίμο είναι για να μην αναπτυχθούν οι τεράστιες θερμοκρασίες που θα αναπτύσσονταν από το υψηλής έντασης ρεύμα αν χρησιμοποιούνταν συνήθη υλικά. Για να επιτευχθεί η υπεραγωγιμότητα του σύρματος, πρέπει αυτό να ψυχθεί στους $-269\text{ }^{\circ}\text{C}$. Ο σωληνοειδής μαγνήτης χρειάζεται για την καμπύλωση της τροχιάς των ηλεκτρικά φορτισμένων σωματιδίων, η οποία αποκαλύπτει σημαντικές ιδιότητες των τελικών σταθερών σωματιδίων των αλληλεπιδράσεων, όπως το φορτίο και την ορμή τους. Γνωρίζουμε ότι σωματίδια με αντίθετα ηλεκτρικά φορτία “στρίβουν” προς αντίθετες κατευθύνσεις, ενώ η τροχιά των σωματιδίων με υψηλή ορμή καμπυλώνεται λιγότερο από την τροχιά εκείνων με μικρότερη ορμή. Αξίζει να σημειωθεί πως ο σωληνοειδής μαγνήτης περικλείεται από δωδεκάπλευρους σιδερένιους ζυγούς (iron yokes) 14 m σε διάμετρο, οι οποίοι κλείνουν τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου που εξέρχονται από τα καπάκια (έτσι το μαγνητικό πεδίο στον ανιχνευτή μιονίων έχει αντίθετη φορά από αυτήν που έχει στους ανιχνευτές πυριτίου και στα καλορίμετρα). Ο μαγνήτης μαζί με τους ζυγούς ζυγίζουν συνολικά 12500 τόνους [22].

2.2.2 Οι ανιχνευτές τροχιών

Κινούμενοι ακτινικά, από το σημείο σύγκρουσης των δεσμών προς τα έξω, ο πρώτος ανιχνευτής που συναντάμε είναι το εσωτερικό σύστημα ανίχνευσης τροχιών (inner tracking system). Αυτό είναι σχεδιασμένο να παρέχει μια ακριβή και αποτελεσματική μέτρηση των τροχιών των φορτισμένων σωματιδίων που δημιουργούνται κατά τις συγκρούσεις των πρωτονίων, καθώς και μια ακριβή ανακατασκευή των δευτερευουσών κορυφών (secondary vertices). Αυτές στην ουσία είναι τα σημεία του χώρου όπου συμβαίνουν οι μεταγενέστερες διασπάσεις των ασταθών σωματιδίων που δημιουργήθηκαν κατά τη σύγκρουση των πρω-

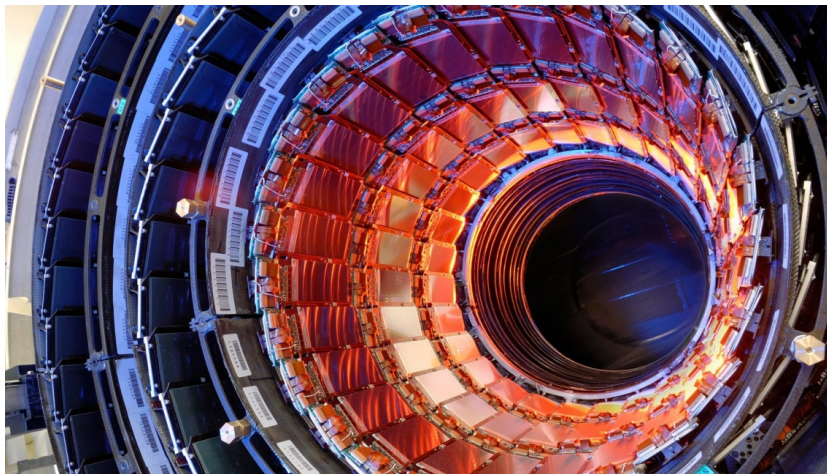
τονίων (τα σημεία του χώρου όπου συμβαίνουν αυτές ονομάζονται κύριες κορυφές- primary vertices). Το σύστημα αυτό έχει μήκος 5.8 m και διάμετρο 2.5 m, περικλείοντας το σημείο αλληλεπίδρασης των δεσμών. Υπολογίζεται ότι, δεδομένης της φωτεινότητας του LHC, κάθε 25 ns υπάρχουν κατά μέσο όρο 1000 σωματίνια προερχόμενα από περισσότερες από 20 επικαλυπτόμενες αλληλεπιδράσεις πρωτονίου – πρωτονίου, τα οποία διασχίζουν τον ανιχνευτή. Έτσι, κατανοούμε την ανάγκη ύπαρξης ενός ανιχνευτή υψηλής ακρίβειας και ταχύτατης απόκρισης. Οι παραπάνω απαιτήσεις σε συνδυασμό με την απαίτηση για αντοχή στην ακτινοβολία και όσο το δυνατόν λιγότερη αλληλεπίδραση με τα παραγόμενα σωματίδια, οδήγησε στην επιλογή του πυριτίου για την κατασκευή του ανιχνευτικού συστήματος. Πιο συγκεκριμένα, χρησιμοποιούνται δύο διαφορετικοί ανιχνευτές. Ο πρώτος από αυτούς ονομάζεται pixel detector και εκτείνεται ακτινικά από 4.4 cm ως 10.2 cm, ενώ ο δεύτερος ονομάζεται silicon strip tracker και εκτείνεται ως 1.1 m ακτινικά, περικλείοντας τον pixel detector. Και οι δύο ανιχνευτές έχουν κυλινδρικό σχήμα, περιλαμβάνοντας το τμήμα του βαρελιού (barrel), το οποίο συνιστάται από διάφορα στρώματα (barrel layers) και από το τμήμα των καπακιών (endcaps), το οποίο αποτελείται από δίσκους [26].

Ένα σημαντικό μέγεθος που χρησιμοποιείται συχνά στην πειραματική Φυσική Στοιχειωδών Σωματιδίων είναι η ωχύτητα (rapidity) y , η οποία ορίζεται ως εξής: $y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$, όπου E η ενέργεια του σωματιδίου και p_z η συνιστώσα της ορμής του κατά τον άξονα z (άξονας της δέσμης). Η ωχύτητα είναι σημαντική διότι το διαφορικό της παραμένει αναλλοίωτο κάτω από μετασχηματισμούς Lorentz (προωθήσεις κατά τον άξονα z). Για σωματίνια κινούμενα με ταχύτητες που τείνουν στην ταχύτητα του φωτός, η ωχύτητα τους τείνει στην τιμή $-\ln|\tan(\vartheta/2)|$ (ϑ : γωνία μεταξύ του διανύσματος της τριορμής του σωματιδίου και της θετικής κατεύθυνσης του z άξονα – πολική γωνία), η οποία ονομάζεται ψευδοωχύτητα (pseudorapidity - η). Αναλλοίωτα κάτω από προωθήσεις κατά τον άξονα z είναι και η εγκάρσια ορμή p_T ($= \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = p \sin\vartheta$), καθώς και η αζιμουθιακή γωνία φ [2]. Έτσι, ο ανιχνευτής τροχιών του CMS, αναφορικά με την ψευδοωχύτητα, καλύπτει την περιοχή με $|\eta| < 2.5$. Με περίπου 200 m² ενεργή επιφάνεια πυριτίου, είναι ο μεγαλύτερος ανιχνευτής τροχιών από πυρίτιο που έχει κατασκευαστεί ποτέ.

Αναφορικά με τον pixel detector, αποτελείται από 1440 τμήματα με pixels (65 εκατομμύρια pixels συνολικά) και βρίσκεται εγγύτερα στο σημείο αλληλεπίδρασης των πρωτονίων συγκριτικά με τον silicon strip tracker, με αποτέλεσμα να μπορεί να ανακατασκευάσει τις τροχιές ακόμα και των βραχύβιων σωματιδίων με πολύ μεγάλη ακρίβεια (15 – 20 μm χωρική ανάλυση). Το τμήμα των καπακιών αποτελείται από δύο δίσκους (FPix) σε κάθε πλευρά, ενώ το τμήμα του βαρελιού περιλαμβάνει τρία στρώματα (BPix), ένα στα 4 cm, ένα στα 7 cm και ένα στα 11 cm μακριά από το σωλήνα κενού που “τρέχουν” οι δέσμες πρωτονίων, όλα τους μήκους 53 cm. Καθένα από αυτά χωρίζεται σε μικρά τμήματα, διαστάσεων 100x150 μm . Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο διέλθει μέσα από ένα τέτοιο pixel, εναποθέτει αρκετή ενέργεια για την απελευθέρωση ηλεκτρονίων από άτομα πυριτίου, δημιουργώντας έτσι ζεύγη ηλεκτρονίων – οπών. Κάθε pixel χρησιμοποιεί ηλεκτρικό ρεύμα για να συλλέξει τα ηλεκτρικά φορτία στην επιφάνειά του, δημιουργώντας έτσι ένα μικρό ηλεκτρικό σήμα. Στη συνέχεια, ένα ηλεκτρονικό τσιπ πυριτίου ενισχύει το σήμα αυτό. Γνωρίζοντας ποια συγκεκριμένα pixels έχουν δώσει ηλεκτρικά σήματα, μπορούμε να συμπεράνουμε την τροχιά κάθε φορτισμένου σωματιδίου. Μπορεί το κάθε pixel να δίνει πληροφορία για δύο χωρικές διαστάσεις, αλλά σε συνδυασμό με τα διάφορα barrel layers που υπάρχουν, μπορούμε να δημιουργήσουμε μια 3D αναπαράσταση των τροχιών. Λόγω της μικρής απόστασής του από τις συγκρούσεις των πρωτονίων, ο ανιχνευτής δέχεται τεράστιο αριθμό σωματιδίων ($\sim 10^7$ σωματίδια ανά cm² ανά sec σε απόσταση 8 cm από το σωλήνα κενού), με αποτέλεσμα να πρέπει να είναι ανθεκτικός σε έναν τέτοιο “βομβαρδισμό”. Επίσης, λόγω του μεγάλου αρι-

θμού των pixels, αυτά είναι τοποθετημένα πάνω σε σωλήνες ψύξης, ώστε να αποφευχθεί η υπερθέρμανση του ανιχνευτή.

Ο silicon strip tracker συνίσταται συνολικά από δέκα στρώματα, τα οποία φτάνουν σε ακτίνα 1.1 m: τέσσερα εσωτερικά barrel (TIB) layers με 2 εσωτερικά καπάκια (TID), καθένα αποτελούμενο από τρεις μικρούς δίσκους και έξι εξωτερικά ομόκεντρα barrel (TOB) layers (βλέπε Σχήμα 2.4). Τέλος, δύο καπάκια (TEC), αποτελούμενα από εννιά δίσκους, κλείνουν τον ανιχνευτή. Το TIB έχει μήκος 146 cm, ενώ το TOB 236 cm. Όλα αυτά τα κομμάτια αποτελούνται από 15148 τμήματα, στα οποία υπάρχουν συνολικά 10 εκατομμύρια περίπου ανιχνευτικές λωρίδες (strips) διαστάσεων $80 \times 180 \mu\text{m}$ και 80000 ηλεκτρονικά μικροτσιπς. Αυτές οι λωρίδες πυριτίου είναι κατάλληλες να ανιχνεύουν (με τον ίδιο τρόπο όπως ο pixel detector) πολλά σωματίδια σε μικρό χώρο χάρη στη γρήγορη απόκριση και την καλή χωρική τους ανάλυση [26].



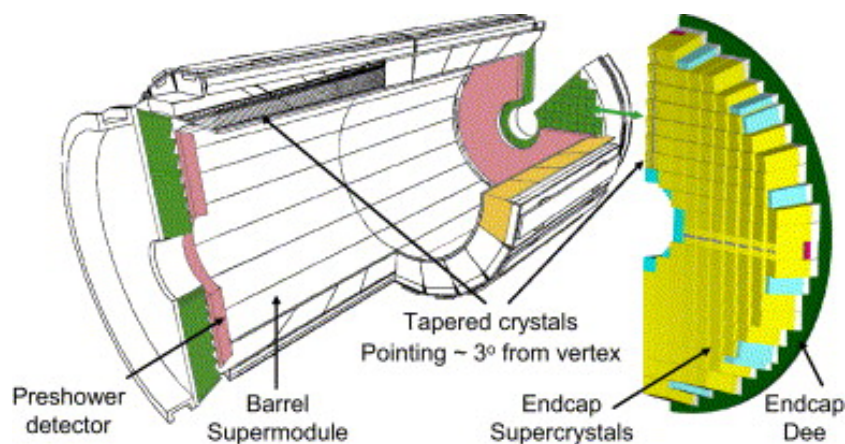
Σχήμα 2.4: Τα barrel layers του silicon strip tracker του CMS [27].

2.2.3 Τα καλορίμετρα

Ο επόμενος ανιχνευτής που συναντά ένα σωματίδιο κατά τη διαδρομή του είναι το ηλεκτρομαγνητικό καλορίμετρο (Electromagnetic CALorimeter – ECAL, βλέπε Σχήμα 2.5), σκοπός του οποίου είναι η μέτρηση της ενέργειας των σωματιδίων που αλληλεπιδρούν κυρίως ηλεκτρομαγνητικά με την ύλη (π.χ. ηλεκτρόνια, φωτόνια). Αυτό αποτελείται από 75848 κρυστάλλους σπινθηρισμού μήκους 220 ή 230 mm (91 τόνοι υλικού), κατασκευασμένους από οξειδίο μολύβδου – βολφραμίου (PbWO_4). Το υλικό αυτό επιλέχθηκε λόγω της γρήγορης απόκρισης, της πυκνότητας και της ανθεκτικότητας του στην ακτινοβολία. Το σχήμα του καλορίμετρου είναι κυλινδρικό, αποτελούμενο από το τμήμα του βαρελιού (καλύπτει την περιοχή $|\eta| < 1.479$) και από δύο καπάκια (καλύπτουν την περιοχή $1.479 < |\eta| < 3$). Καθώς τα φωτόνια και τα ηλεκτρόνια διέρχονται από τους κρυστάλλους σπινθηρισμού, προκαλούν ηλεκτρομαγνητικούς καταιονισμούς - showers (μεγάλος αριθμός από δευτερεύοντα σωματίδια ολοένα και μικρότερης ενέργειας, ώσπου στο τέλος απορροφώνται από το υλικό του καλορίμετρου), οι οποίοι με τη σειρά τους προκαλούν την έκλυση φωτός από τους κρυστάλλους, η ένταση του οποίου είναι ανάλογη της ενέργειας των αρχικών σωματιδίων. Στη συνέχεια, το φως αυτό ανιχνεύεται από ειδικούς φωτοανιχνευτές που βρίσκονται στο πίσω μέρος των κρυστάλλων, οι οποίοι το μετατρέπουν σε ηλεκτρικό σήμα που ενισχύεται και στέλνεται για περαιτέρω ανάλυση. Λόγω του ότι ένα πολύ μεγάλο ποσοστό της ενέργειας

των φωτονίων και των ηλεκτρονίων εναποτίθεται στον όγκο του καλοριμέτρου, επιτυγχάνεται υψηλή ανάλυση όσον αφορά τη μετρούμενη ενέργεια (0.5 % για ενέργεια φωτονίων πάνω από τα 100 GeV).

Μπροστά από τους κρυστάλλους που είναι τοποθετημένοι στα καπάκια του καλοριμέτρου, υπάρχει ο preshower ανιχνευτής, που καλύπτει την περιοχή $1.65 < |\eta| < 2.61$. Έχει συνολικό πλάτος 20 cm και συνίσταται από δύο πλάκες μολύβδου και δύο πυριτίου, τοποθετημένες εναλλάξ. Χρησιμοποιείται για τη διάκριση μεταξύ φωτονίων και των ουδέτερων μεσονίων π^0 . Αυτά τα βραχύβια σωματάρια παράγονται με πολύ υψηλό ρυθμό κατά τις συγκρούσεις πρωτονίων και μπορούν να “μιμηθούν” τα υψηλοενεργειακά φωτόνια, καθώς διασπώνται κυρίως σε δύο φωτόνια μικρότερης ενέργειας τα οποία βρίσκονται κοντά χωρικά. Οι ανιχνευτικές λωρίδες του preshower ανιχνευτή έχουν πλάτος μόλις 2 mm (ενώ το πλάτος των κρυστάλλων του ECAL είναι 3 cm) και έτσι προσφέρουν υψηλή ανάλυση με αποτέλεσμα να μπορούν να ξεχωρίσουν τα δύο φωτόνια που προέρχονται από τη διάσπαση των ουδέτερων πιονίων.



Σχήμα 2.5: Η δομή του ηλεκτρομαγνητικού καλοριμέτρου (ECAL) του CMS [28].

Το αδρονικό καλορίμετρο (Hadron CALorimeter - HCAL) είναι το επόμενο κατά σειρά ανιχνευτικό σύστημα. Αποτελείται από τέσσερα τμήματα: το βαρέλι (HB ($r = 1.77 - 2.95$ m) και HO), τα καπάκια (HE) και το εμπρόσθιο τμήμα (HF) και ζυγίζει 1000 τόνους περίπου. Το HO (Hadron Outer) βρίσκεται έξω από το μαγνήτη και για την ακρίβεια ανάμεσα στο μαγνήτη και στο ανιχνευτικό σύστημα των μιονίων στο βαρέλι. Χρησιμοποιείται για τη μέτρηση της ενέργειας των κουάρκ και των γλουονίων (ισχυρά αλληλεπιδρώντα σωματίδια), απορροφώντας τους πίδακες (jets) σωματιδίων, στα οποία αυτά αδρονοποιούνται (hadronization). Επιπλέον, μπορεί να δώσει έμμεσες ενδείξεις για την παρουσία ουδέτερων σωματιδίων που δεν αλληλεπιδράσαν μαζί του, όπως είναι τα νετρίνα. Ειδικότερα, μπορεί να μετρήσει την ενέργεια όλων των δευτερευόντων σωματιδίων στην περιοχή $|y| < 5$ κι έτσι ένα μεγάλο έλλειμμα στην εγκάρσια ενέργεια (Missing Transverse Energy – MET: θα αναλυθεί στο 3ο κεφάλαιο) αποτελεί ένδειξη για την ύπαρξη νετρίνων (τελικές σταθερές καταστάσεις). Το αδρονικό καλορίμετρο βρίσκει τη θέση, την ενέργεια και το χρόνο άφιξης κάθε σωματιδίου χρησιμοποιώντας στρώματα από απορροφητικά υλικά (ορείχαλκος, ατσάλι) και από υλικά σπινθηρισμού, εναλλάξ. Αυτή η τεχνική ("ενεργητικό"/"παθητικό" υλικό εναλλάξ) χαρακτηρίζει τα καλορίμετρα "δειγματοληψίας" (sampling calorimeters). Ειδικές οπτικές ίνες συλλέγουν το φως που εκλείεται από τα υλικά σπινθηρισμού, όταν ένα σωματίδιο τα διασχίζει, το στέλνουν στους συνολικά 420 φωτοανιχνευτές (Hybrid Photodiodes - HPDs) και αυτοί ενισχύουν το ηλεκτρικό σήμα, στο οποίο το έχουν μετατρέψει. Όταν η ποσότητα φωτός σε μια δεδομένη περιοχή εντοπίζεται σε πολλά στρώματα πλακιδίων σε βάθος, που ονομάζεται πύργος (tower), αυτή συνιστά ένα μέτρο της ενέργειας του σωματιδίου [29].

2.2.4 Οι ανιχνευτές μιονίων

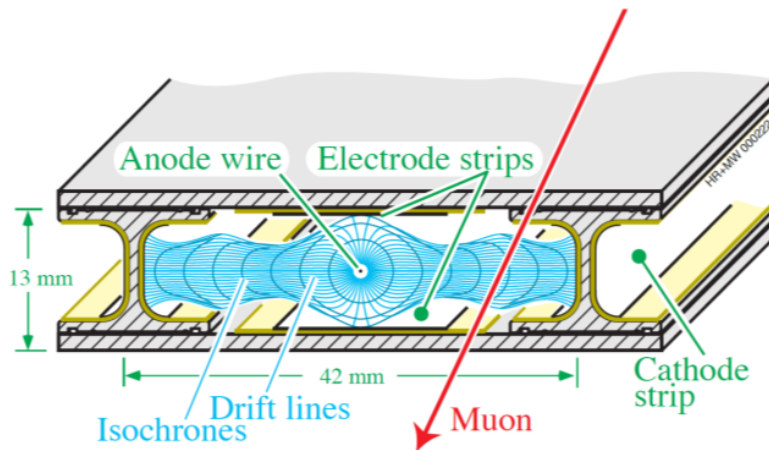
Ο τελευταίος κατά σειρά ανιχνευτής, καθώς κινούμαστε ακτινικά, είναι ο ανιχνευτής μιονίων. Η παρουσία μιονίων μπορεί να αποτελέσει σημαντική υπογραφή ορισμένων σπάνιων και ενδιαφέροντων αλληλεπιδράσεων και για αυτό η ανίχνευση τους συνιστά έναν από τους βασικούς στόχους του CMS. Γνωρίζουμε ότι η ενέργεια που χάνει ένα φορτισμένο σωματίο μέσω ακτινοβολίας πέδησης (Bremsstrahlung) ανά μονάδα μήκους, κατά την κίνηση του μέσα σε ένα υλικό, είναι αντιστρόφως ανάλογη του τετραγώνου της μάζας του. Τα μίονια, λόγω της μεγάλης μάζας τους (≈ 200 φορές η μάζα του ηλεκτρονίου), δεν ακτινοβολούν έντονα κι έτσι τα καλορίμετρα δεν μπορούν να ανακόψουν την κίνηση τους (εναποθέτουν λίγη από την ενέργειά τους στο ECAL, ενώ δεν αλληλεπιδρούν καθόλου με το HCAL). Γι' αυτό χρησιμοποιούνται οι θάλαμοι μιονίων (muon chambers), οι οποίοι στην ουσία αποτελούν ένα σύστημα εντοπισμού που παρέχει πληροφορίες με σκοπό την ανακατασκευή των τροχιών των μιονίων [21].

Οι τέσσερις βασικές απαιτήσεις που τέθηκαν για τον ανιχνευτή μιονίων και οι οποίες πληρούνται είναι οι εξής:

1. Ασφαλής ταυτοποίηση των μιονίων σε ολόκληρη την στερεά γωνία.
2. Σωστή μέτρηση της εγκάρσιας ορμής τους έως αλλά και πάνω από το 1 TeV.
3. Σωστή μέτρηση του ηλεκτρικού τους φορτίου έως αλλά και πάνω από το 1 TeV.
4. Ικανότητα ανίχνευσης και μέτρησης μιονίων με πολύ χαμηλή εγκάρσια ορμή [29].

Ο ανιχνευτής μιονίων έχει κι αυτός κυλινδρικό σχήμα (βαρέλι: $r = 3.5 - 7$ m και δύο καπάκια: $r = 1.4 - 6.7$ m) και αποτελείται από τέσσερα στρώματα ανάμεσα στα οποία παρεμβάλλονται τα iron yokes. Σε αυτά τα τέσσερα στρώματα βρίσκονται 1400 θάλαμοι μιονίων, οι οποίοι χωρίζονται σε τρεις διαφορετικούς τύπους. Ειδικότερα, υπάρχουν 250 θάλαμοι σωλήνων ολίσθησης (Drift Tube Chambers – DTCs), 540 θάλαμοι καθοδικών λωρίδων (Cathode Strip Chambers – CSCs) και 610 θάλαμοι πλακών αντίστασης (Resistive Plate Chambers – RPCs). Οι DTCs εντοπίζονται μόνο στο τμήμα του βαρελιού, οι CSCs μόνο στα καπάκια, ενώ οι RPCs και στα δύο. Χάρη στα διάφορα στρώματα του ανιχνευτή και τους διαφορετικούς τύπους των θαλάμων μιονίων, είναι δυνατή η ικανοποιητική απομόνωση του υποβάθρου (background), δηλαδή των αλληλεπιδράσεων που προβλέπονται από το Καθιερωμένο Πρότυπο κι έτσι δεν παρουσιάζουν κάποιο ενδιαφέρον σχετικά με την ανακάλυψη Νέας Φυσικής.

Οι DTCs έχουν διαστάσεις 2×2.5 m και αποτελούνται από δώδεκα στρώματα αλουμινίου, διατεταγμένα σε τρία γκρουπ των τεσσάρων, περιέχοντας 60 σωλήνες ολίσθησης (Drift Tubes – DTs) το καθένα. Η μεσαία τετράδα στρωμάτων μετράει την παράλληλη, ως προς τη δέσμη, συντεταγμένη της θέσης του κάθε μιονίου, ενώ οι δύο ακριανές μετρούν την κάθετη συντεταγμένη. Κάθε σωλήνας ολίσθησης περιέχει ένα τεντωμένο σύρμα μέσα σε έναν όγκο αερίου (βλέπε Σχήμα 2.6). Όταν ένα μίονιο διέλθει μέσα από αυτόν τον όγκο, ionίζει τα άτομα του αερίου και τα ηλεκτρόνια που απελευθερώνονται καταλήγουν στο θετικά φορτισμένο σύρμα. Καταγράφοντας σε ποιο σημείο κατά μήκος του σύρματος “χτύπησαν” τα ηλεκτρόνια και υπολογίζοντας την αρχική απόσταση του μιονίου από το σύρμα, λαμβάνουμε δύο συντεταγμένες της θέσης του.



Σχήμα 2.6: Η δομή ενός θαλάμου σωλήνων ολίσθησης (DTC) του CMS [30].

Οι CSCs χρησιμοποιούνται στους δίσκους των καπακιών, όπου το μαγνητικό πεδίο είναι ανομοιογενές και τα σωματίδια που διέρχονται πολλά. Αποτελούνται από συστοιχίες θετικά φορτισμένων καλωδίων (άνοδος), διασταυρωμένες με αρνητικά φορτισμένες ταινίες χαλκού (κάθοδος), εντός ενός όγκου αερίου. Όταν τα μίονια περνούν μέσα από αυτούς τους θαλάμους, ionίζουν και πάλι τα άτομα του αερίου και τα ηλεκτρόνια που απελευθερώνονται συρρέουν στα καλώδια της ανόδου κι έτσι δημιουργείται μια “χιονοστιβάδα” ηλεκτρονίων. Τα θετικά ιόντα απομακρύνονται από το σύρμα και κατευθύνονται προς την κάθοδο, όπου προκαλούν επίσης έναν ηλεκτρικό παλμό στις λωρίδες χαλκού, σε ορθή γωνία ως προς την κατεύθυνση του σύρματος. Επειδή τα σύρματα και οι ταινίες διασταυρώνονται κάθετα, λαμβάνουμε πληροφορία για δύο συντεταγμένες (η , αζιμουθιακή γωνία ϕ) της θέσης των διερχόμενων μιονίων. Τα σύρματα, καθώς βρίσκονται πολύ κοντά μεταξύ τους, καθιστούν τους CSCs πολύ γρήγορους ανιχνευτές, κατάλληλους για σκανδαλισμό (triggering: θα αναλυθεί παρακάτω). Κάθε CSC αποτελείται από έξι στρώματα που τον καθιστούν ικανό να προσδιορίσει με ακρίβεια τα μίονια και να αντιστοιχίσει τις τροχιές τους με εκείνες στο σύστημα ανίχνευσης τροχιών (tracking system).

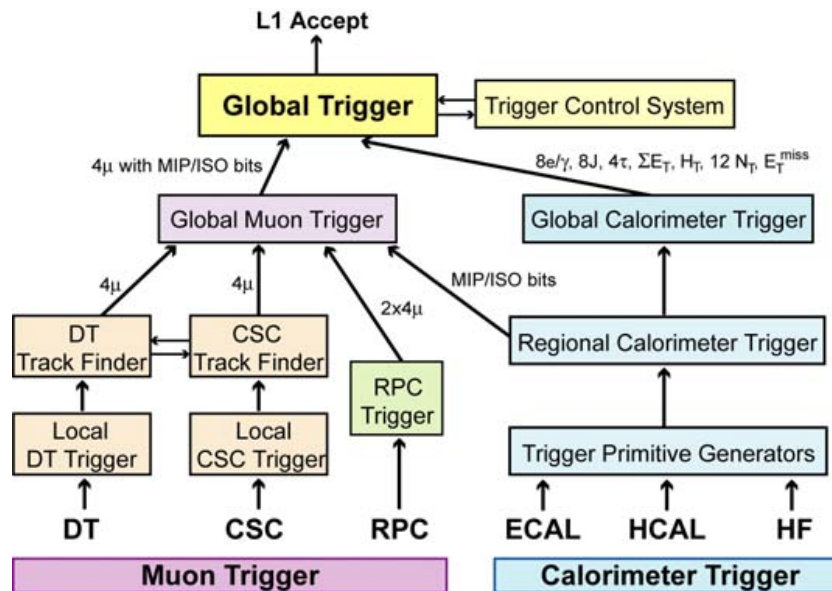
Οι RPCs αποτελούνται από δύο παράλληλες πλάκες, μία φορτισμένη θετικά (άνοδος) και μία αρνητικά (κάθοδος), οι οποίες είναι και οι δύο κατασκευασμένες από πλαστικό υλικό πολύ υψηλής αντίστασης και χωρίζονται από έναν όγκο αερίου. Ο τρόπος λειτουργίας τους είναι όμοιος με αυτόν των άλλων δύο ειδών ανιχνευτών, αλλά οι RPCs εκτός από τη σχετικά καλή χωρική ανάλυση που διαθέτουν, έχουν και πολύ καλή χρονική ανάλυση (μόλις 1 ns). Έτσι, μπορούν να δώσουν μία ταχύτατη μέτρηση της ορμής των μιονίων, η οποία στη συνέχεια χρησιμοποιείται από τον σκανδαλιστή (trigger: θα αναλυθεί παρακάτω) ώστε να “αποφασίσει” άμεσα ποια δεδομένα αξίζουν να αποθηκευτούν και ποια όχι [26, 29].

2.2.5 Τα συστήματα σκανδαλισμού και συλλογής δεδομένων

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, οι αντίθετα κινούμενες δεσμίδες (bunches) πρωτονίων διασταυρώνονται κάθε 25 ns και δεδομένου ότι σε κάθε διασταύρωσή τους συμβαίνουν περίπου 50 συγκρούσεις πρωτονίων, αυτό συνεπάγεται περίπου δύο δισεκατομμύρια συγκρούσεις κάθε δευτερόλεπτο! Καταλαβαίνουμε ότι πρόκειται για έναν τεράστιο όγκο δεδομένων και είναι αδύνατον να αποθηκευτούν όλα. Επιπλέον, η συντριπτική πλειοψηφία των συγκρούσεων είναι μη κεντρικές ($\approx 10^{14}$ φορές πιθανότερες από τις κεντρικές) και συνεπώς χαμηλοενεργειακές και χωρίς κάποιο ενδιαφέρον από άποψη ανακάλυψης νέων σωματιδίων ή φαινομένων. Έτσι, χρησιμοποιείται ένα σύστημα που ονομάζεται σύστημα σκανδαλισμού

(trigger system), το οποίο είναι υπεύθυνο για τον εντοπισμό και την αποθήκευση μόνο των πιο “ενδιαφέροντων” γεγονότων (events), χρησιμοποιώντας συγκεκριμένα κριτήρια (cuts) [22]. Το σύστημα σκανδαλισμού αποτελείται από δύο επίπεδα: τον σκανδαλιστή πρώτου επιπέδου (Level - 1 Trigger ή L1T) και τον σκανδαλιστή υψηλού επιπέδου (High - Level Trigger ή HLT).

Ο L1T εκτελείται σε ειδικά σχεδιασμένα, σε μεγάλο βαθμό προγραμματιζόμενα ηλεκτρονικά συστήματα (Field Programmable Gate Arrays – FPGAs, Application Specific Integrated Circuits – ASICs). Χρησιμοποιεί ανεπεξέργαστα δεδομένα από τα καλορίμετρα και τον ανιχνευτή μιονίων και αποθηκεύει τα δεδομένα υψηλής ανάλυσης σε “προσωρινές μνήμες” (pipelined memories). Ελέγχει για τυχόν απλά σημάδια ύπαρξης Νέας Φυσικής σε κάθε event (π.χ. σωματίδια υψηλής ενέργειας ή σωματίδια σε ασυνήθιστους συνδυασμούς) και περιλαμβάνει τρεις υποσκανδαλιστές: τον καλοριμετρικό, το μιονικό και το γενικό (Global Trigger – GT), ο οποίος αποφασίζει αν θα αποθηκευτεί το κάθε event ή όχι (βλέπε Σχήμα 2.7). Έτσι, η συχνότητα των events ελαττώνεται από περίπου 40 MHz σε 100 kHz.



Σχήμα 2.7: Η “αρχιτεκτονική” του Level – 1 Trigger του CMS [26].

Ο HLT, σε αντίθεση με τον L1T, εκτελείται σε επίπεδο λογισμικού. Ειδικότερα, έχει πρόσβαση σε όλα τα δεδομένα που έχουν αποθηκευτεί στις pipelined memories και ως εκ τούτου μπορεί να εκτελέσει πολύπλοκους υπολογισμούς παρόμοιους με αυτούς της offline ανάλυσης. Οι αλγόριθμοι που χρησιμοποιεί μπορούν και εξελίσσονται με το χρόνο, ανάλογα με τις ανάγκες που προκύπτουν κι έτσι ο HLT, χρησιμοποιώντας πιο αυστηρά κριτήρια από τον L1T, καταφέρνει να μειώσει τη συχνότητα των εισερχόμενων events από τα 100 kHz σε μόλις 1 kHz [26].

Ο όγκος των δεδομένων κάθε event που γίνεται δεκτό από τον Level – 1 Trigger είναι περίπου 380 kB και αυτά οδηγούνται στο σύστημα συλλογής δεδομένων ή αλλιώς DAQ (Data Acquisition) system, το οποίο είναι σχεδιασμένο ακόμα και για events με μέγεθος 1 MB (χωρίς συμπίεση). Μόλις γίνει η λήψη των δεδομένων τους, αυτά χρησιμοποιούνται για την πλήρη ανακατασκευή των εισερχόμενων γεγονότων, η οποία γίνεται σε δύο στάδια. Το σύστημα DAQ πρέπει συνεχώς να διατηρεί ένα μέγιστο ρυθμό λήψης γεγονότων 100 kHz και λήψης δεδομένων ~ 100 GB/s, προερχόμενα από περίπου 650 πηγές (FEDs), αποτελούμενες συνολικά από δεκάδες εκατομμύρια κανάλια (channels). Στη συνέχεια, τα

πλήρως ανακατασκευασμένα events στέλνονται στους επεξεργαστές (Event Filter Farm) του High – Level Trigger και τα 1000 τελικά events αποθηκεύονται προσωρινά και στη συνέχεια στέλνονται στο υπολογιστικό κέντρο (Tier 0) του CERN για offline επεξεργασία [26, 31].

Κεφάλαιο 3

Ανακατασκευή γεγονότων κρούσης πρωτονίων υψηλής ενέργειας με τη μέθοδο Recursive Jigsaw Reconstruction

3.1 Κινηματική ανακατασκευή γεγονότων με υψηλή ελλείπουσα ενέργεια

Για τους λόγους που αναφέρθηκαν στο 1ο κεφάλαιο, κατανοούμε πως μία πιθανή πειραματική επιβεβαίωση της ύπαρξης υπερσυμμετρικών σωματιδίων και ιδιαίτερα του LSP θα ήταν υψίστης σημασίας. Λόγω του γεγονότος ότι αυτό, αν όντως υπάρχει, είναι σταθερό (διατήρηση της R – parity) και μπορεί να αλληλεπιδρά μόνο ασθενώς (εκτός από βαρυτικά προφανώς), αν παραχθεί σε κάποιο επιταχυντή αδρονίων, η πιθανότητα να αλληλεπιδράσει με τον ανιχνευτή είναι απειροελάχιστη. Σαν αποτέλεσμα, τα LSPs διαφεύγουν, όπως ακριβώς και τα νετρίνα, μεταφέροντας μαζί τους ορμή και ενέργεια. Έτσι, μπορούμε να υποθέσουμε την ύπαρξή τους μέσω της ελλείπουσας ενέργειας στο επίπεδο που είναι κάθετο στη διεύθυνση της αρχικής δέσμης (MET). Για την ακρίβεια, αυτό που αναζητούμε είναι κάποιο έλλειμμα στην εγκάρσια ορμή του συστήματος (\vec{p}_T^{miss}), δηλαδή να παρατηρήσουμε ότι το διανυσματικό άθροισμα των εγκάρσιων ορμών ($\vec{p}_T = (p_x, p_y, 0)$) των τελικών προϊόντων της αλληλεπίδρασης, υπολογισμένων στο σύστημα αναφοράς του εργαστηρίου, είναι μη μηδενικό ($\vec{p}_T^{miss} = - \sum_{\text{observed particles}} \vec{p}_T$). Ακόμη κι έτσι όμως, η εξαγωγή πληροφοριών σχετικά με τις ιδιότητες των LSPs ή την πολλαπλότητα των ασθενώς αλληλεπιδρώντων σωματιδίων σε κάθε γεγονός, αποτελεί πρόκληση για την ανακατασκευή τους.

Από πειραματικής άποψης, περισσότερο ενδιαφέρον παρουσιάζουν οι διασπάσεις στις οποίες η διαφορά μάζας μεταξύ των μητρικών και των θυγατρικών (LSPs) υπερσυμμετρικών σωματιδίων είναι πολύ μικρή, σενάρια τα οποία χαρακτηρίζονται ως compressed. Τέτοιου είδους διασπάσεις είναι συχνές σε πολλά SUSY σενάρια. Τη δυσκολία σε αυτά, όμως, αποτελεί το γεγονός ότι η ορμή των τελικών SM προϊόντων μειώνεται δραματικά (επομένως κι η \vec{p}_T^{miss}), καθώς το μεγαλύτερο ποσοστό της ενέργειας “βρίσκεται” στις μάζες των LSPs που διαφεύγουν. Κατά συνέπεια, η διάκριση αυτών των διασπάσεων από το σύνολο των γνωστών αλληλεπιδράσεων (SM background), η οποία συνήθως γίνεται χρησιμοποιώντας την \vec{p}_T^{miss} , καθίσταται μεγάλη πρόκληση. Ωστόσο, όπως θα διαπιστώσουμε στη συνέχεια,

η δυσκολία αυτή μετριάζεται σε περιπτώσεις όπου το σύστημα των μητρικών υπερσυμμετρικών σωματιδίων ανακρούεται από μία ή περισσότερες δέσμες γλουονίων (strong initial state radiation (ISR) jets). Αυτά τα jets είναι ανάλογα της ακτινοβολίας πέδησης (Bremsstrahlung radiation), με τη διαφορά ότι υπεύθυνη είναι η ισχυρή αλληλεπίδραση κι όχι η ηλεκτρομαγνητική. Αποτέλεσμα αυτών των ISR jets είναι η αύξηση της \bar{p}_T^{miss} , καθώς πλέον δεν εξαρτάται μόνο από τα τελικά SM σωματίδια, αλλά και από τα ISR jets. Στο όριο όπου τα LSPs δεν λαμβάνουν καθόλου ορμή από τις διασπάσεις των μητρικών τους σωματιδίων, η \bar{p}_T^{miss} προέρχεται μόνο από την ανάκρουση κατά του ISR jet και καταλήγουμε στην παρακάτω προσέγγιση:

$$\bar{p}_T^{miss} \sim -\bar{p}_{ISR,T}^{tab} \cdot \frac{m_{\tilde{\chi}^0}}{m_{\tilde{p}}}, \quad (3.1)$$

όπου $\bar{p}_{ISR,T}^{tab}$ το διανυσματικό άθροισμα των εγκάρσιων ορμών των ISR jets, υπολογισμένων στο lab - frame, $m_{\tilde{\chi}^0}$ η μάζα των LSPs και $m_{\tilde{p}}$ η μάζα των μητρικών SUSY σωματιδίων (θεωρούμε πως έχουν την ίδια μάζα). Πρόσφατες μελέτες σχετικά με την αναζήτηση σημάτων από compressed SUSY τοπολογίες προτείνουν την εκμετάλλευση αυτού του χαρακτηριστικού. Ειδικότερα, προτείνεται η απομόνωση εκείνων των events, στα οποία η ελλείπουσα εγκάρσια ορμή είναι κατά προσέγγιση ίση και αντίθετη με την εγκάρσια ορμή των ISR jets, μιας και είναι πιθανή ένδειξη της ύπαρξης ενός compressed SUSY decay tree ($\frac{m_{\tilde{\chi}^0}}{m_{\tilde{p}}} \sim 1$). Γενικώς, μπορούν να χρησιμοποιηθούν ποικίλες διαφορετικές προσεγγίσεις της ποσότητας $|\bar{p}_T^{miss}|/|\bar{p}_{ISR,T}^{tab}|$, οι οποίες να είναι κι αυτές ευαίσθητες στην παρουσία βαρέων LSPs.

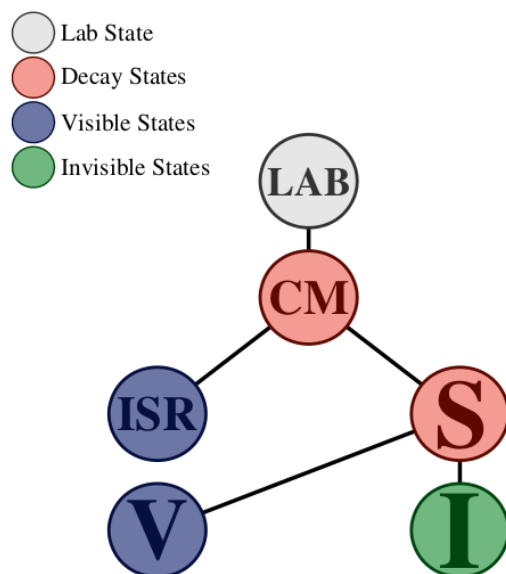
Αν σε ένα δέντρο διάσπασης (decay tree), μπορούσαμε να ανιχνεύσουμε όλα τα τελικά σωματίδια, δηλαδή να μετρήσουμε τις τετραορμές τους με ακρίβεια, τότε εκτός από τις ιδιότητές τους, θα μπορούσαμε, συνδυάζοντας κατάλληλα αυτές τις τετραορμές, να εκτιμήσουμε και τις ιδιότητες οποιωνδήποτε από τα ενδιάμεσα σωματίδια αυτού του decay tree. Ωστόσο, όπως αναλύθηκε παραπάνω, σε περιπτώσεις γεγονότων όπου στις τελικές καταστάσεις υπάρχουν νετρίνα ή LSPs, προκύπτουν κινηματικές ασάφειες στην ανακατασκευή τους. Εκτός από τις κινηματικές υπάρχουν και οι συνδυαστικές ασάφειες, οι οποίες εμφανίζονται σε περιπτώσεις όπου ορισμένα από τα τελικά σωματίδια είναι μη διακρίσιμα και έτσι δε γνωρίζουμε από ποιου μητρικού σωματιδίου τη διάσπαση προήλθε το καθένα.

Για την επίλυση των συνδυαστικών ασαφειών κατά την ανακατασκευή ενός event, συνήθως επιλέγεται μία συγκεκριμένη μετρική η οποία πρέπει να ελαχιστοποιηθεί, λαμβάνοντας υπόψη όλες τις πιθανές συνδυαστικές αναθέσεις (π.χ. ενδιάμεσες μάζες, μετρικές της απόστασης ΔR , κτλ). Αναφορικά με την επίλυση των κινηματικών ασαφειών, υπάρχει μεγάλη βιβλιογραφία με τεχνικές [32, 33]. Όλες τους έχουν ως στόχο να μετριάσουν την εξάρτηση των κινηματικών ποσοτήτων που μας ενδιαφέρουν από τις ορμές και τις μάζες των μη ανιχνεύσιμων σωματιδίων, οι οποίες μας είναι άγνωστες. Ορισμένες από αυτές τις τεχνικές προτείνουν την επιβολή περιορισμών στις μάζες κάποιων σωματιδίων και επίλυση του συστήματος των σχετικών εξισώσεων για όλες τις άγνωστες κινηματικές ποσότητες. Ωστόσο, συνήθως προκύπτουν πολυώνυμα υψηλού βαθμού και ορισμένες φορές καμία από τις ρίζες τους δεν είναι εγγυημένα πραγματική. Επιπλέον, σε περιπτώσεις αναζήτησης νέων σωματιδίων μπορεί να μην είναι εύκολο να “μαντέψουμε” τις μάζες στις οποίες θα θέσουμε περιορισμούς.

3.2 Οι αρχές της μεθόδου Recursive Jigsaw Reconstruction

Στη συνέχεια, θα αναλυθεί η μέθοδος Recursive Jigsaw Reconstruction (RJR) [32, 33], η οποία αποτελεί τόσο μία μεθοδολογία για την ανάλυση των ανακατασκευασμένων events, όσο και μια συλλογή από τεχνικές που μπορούν να εφαρμοστούν ώστε να επιλύσουν κινηματικές και συνδυαστικές ασάφειες, ανεξάρτητα από το πλήθος τους και σε οποιαδήποτε αλληλεπίδραση μας ενδιαφέρει. Από εδώ και στο εξής, με τον όρο event θα εννοούμε μία συλλογή από μετρήσεις που αφορούν μια συγκεκριμένη αλληλεπίδραση, συμπεριλαμβανομένων των τριορμών των ανακατασκευασμένων σωματιδίων και πιθανόν μετρήσεις των μαζών τους, της ελλείπουσας ορμής σε μία ή περισσότερες κατευθύνσεις ή την ενέργεια κέντρου μάζας της αλληλεπίδρασης.

Κάθε αλληλεπίδραση αναπαριστάται με ένα decay tree, όπου στα τελικά σωματάρια μπορεί να ανήκουν τόσο “ορατά” – ανιχνεύσιμα SM σωματάρια (με ανακατασκευασμένες τις τετραορμές τους), τα οποία συνιστούν το “Visible” system (V - system), όσο και “αόρατα” – μη ανιχνεύσιμα σωματάρια (νετρίνα, LSPs) που συνιστούν το “Invisible” system (I - system). Η ένωση αυτών των δύο συνιστά το σύστημα όλων των μητρικών σωματιδίων (S - system). Το S - system μαζί με το σύστημα των ISR jets (ISR - system) συνιστά το σύστημα κέντρου μάζας ολόκληρης της αλληλεπίδρασης (CM - system), το οποίο “κινείται” στο σύστημα του εργαστηρίου (LAB - system) (βλέπε Σχήμα 3.1). Κάθε decay tree δεν αναπαριστά απλά το πώς διασπώνται οι ενδιαμέσες καταστάσεις σωματιδίων, αλλά συγχρόνως εισάγει έμμεσα μια κινηματική βάση για την ανάλυση του event: το σύνολο όλων των μαζών και των γωνιών διάσπασης των σωματιδίων του decay tree αρκεί για να περιγραφεί πλήρως το event. Αυτές τις μάζες και τις γωνίες διάσπασης μπορούμε να τις φανταζόμαστε ως συναρτήσεις των συνδυαστικών ασαφειών και των άγνωστων κινηματικών ποσοτήτων. Έτσι, το πώς θα επιλέξουμε να αναλύσουμε το κάθε event ισοδυναμεί με το πώς ακριβώς θα διαχειριστούμε τους βαθμούς ελευθερίας του προβλήματος, το πλήθος των οποίων πρέπει να μειωθεί και να γίνει ίσο με το πλήθος των κινηματικών μετρήσεων.



Σχήμα 3.1: Ένα απλοποιημένο decay tree για την ανάλυση compressed τοπολογιών με ISR jets.

Αυτό που μας κινητοποιεί να χρησιμοποιήσουμε την μέθοδο RJR είναι το γεγονός ότι σε κάθε event ενδιαφέρον παρουσιάζουν αρκετές φυσικές ποσότητες που επιθυμούμε να προσδιορίσουμε και οι οποίες συνήθως εξαρτώνται από πολλούς από τους ίδιους βαθμούς ελευθερίας. Αρχικά, αναπαριστούμε το event που μας ενδιαφέρει με ένα decay tree στο οποίο παρουσιάζονται όλες οι ενδιαμέσες καταστάσεις σωματιδίων που μας ενδιαφέρουν και τα τελικά σωματίδια, τόσο τα ανακατασκευασμένα όσο και αυτά που διέφυγαν. Στη συνέχεια, εκφράζουμε την ταχύτητα που συνδέει το LAB – frame με το επόμενο σύστημα ηρεμίας ως συνάρτηση των άγνωστων και των μετρημένων ποσοτήτων. Κατόπιν, επιλέγουμε έναν ή ένα συνδυασμό από αλγορίθμους - κανόνες που ονομάζονται Jigsaw Rules (JR's), οι οποίοι χρησιμοποιώντας ορισμένους περιορισμούς και υποθέσεις επιλύουν τις κινηματικές και συνδυαστικές ασάφειες. Αυτή η διαδικασία επαναλαμβάνεται και με τα επόμενα πλαίσια αναφοράς, ώσπου να φτάσουμε στο τέλος του decay tree.

Προκειμένου να είμαστε σίγουροι ότι οι κινηματικές ποσότητες (μάζες και γωνίες διάσπασης) που αντιστοιχούν σε διαφορετικά συστήματα αναφοράς και τις οποίες θα προσδιορίσουμε με τη χρήση της μεθόδου RJR είναι ασυσχέτιστες στο μέγιστο, πρέπει να είμαστε προσεκτικοί στο πώς θα παραμετροποιήσουμε τους διάφορους αγνώστους. Έτσι, εκμεταλλευόμαστε το γεγονός ότι οι μετρημένες ποσότητες σε κάθε event αντιστοιχούν σε ένα γνωστό σύστημα αναφοράς, αυτό του εργαστηρίου και από όλες τις άγνωστες ποσότητες προσδιορίζουμε μόνο αυτές που είναι απαραίτητες (factorization of unknowns) για τον υπολογισμό της ταχύτητας που το συνδέει με το επόμενο σύστημα αναφοράς και αυτό επαναλαμβάνεται αναδρομικά ως το τέλος του decay tree. Αυτή η διαδικασία έχει ως αποτέλεσμα οι Jigsaw Rules να είναι και εναλλάξιμοι (interchangeable), καθώς μπορούμε να επιλέξουμε διαφορετικούς JR's για την επίλυση των ίδιων ασαφειών, γεγονός που οδηγεί προφανώς σε διαφορετική συμπεριφορά των κινηματικών ποσοτήτων που υπολογίζουμε.

Εφόσον ολοκληρωθεί ορθά η ανακατασκευή του event και προσδιοριστούν οι τετραορές όλων των σωματιδίων του decay tree, στο πλαίσιο αναζήτησης Υπερσυμμετρίας σε compressed τοπολογίες, μπορούμε να ανακατασκευάσουμε μια διαφορετική προσέγγιση της $|\vec{p}_T^{miss}|/|\vec{p}_{ISR,T}^{lab}|$, την ποσότητα R_{ISR} . Αυτή υπολογίζεται ως εξής:

$$R_{ISR} \equiv \frac{|\vec{p}_{I,T}^{CM} \cdot \hat{p}_{ISR,T}^{CM}|}{|\vec{p}_{ISR,T}^{CM}|}, \quad (3.2)$$

όπου $\vec{p}_{I,T}^{CM}$ η εγκάρσια ορμή των invisible σωματιδίων στο CM - frame, $\vec{p}_{ISR,T}^{CM}$ η εγκάρσια ορμή των ISR jets στο CM - frame και $\hat{p}_{ISR,T}^{CM}$ το αντίστοιχο μοναδιαίο διάνυσμά της. Στο όριο που οι μάζες των μητρικών SUSY σωματιδίων και των LSPs τείνουν να γίνουν ίσες (οπότε θα ισχύει ότι $p_{\tilde{\chi}^0}^{\tilde{P}} \ll m_{\tilde{P}}$, όπου $p_{\tilde{\chi}^0}^{\tilde{P}}$ το μέτρο της ορμής καθενός από τα LSPs ($\tilde{\chi}^0$) στο σύστημα ηρεμίας του αντίστοιχου μητρικού τους σωματιδίου (\tilde{P})), ισχύει η παρακάτω προσέγγιση:

$$R_{ISR} \sim \frac{|\vec{p}_T^{miss} \cdot \hat{p}_{ISR,T}^{lab}|}{p_{ISR,T}^{lab}} \sim \frac{m_{\tilde{\chi}^0}}{m_{\tilde{P}}} + \mathcal{O}\left(\frac{p_{\tilde{\chi}^0}^{\tilde{P}}}{2m_{\tilde{P}}}\right) \left(\frac{\sqrt{(p_{ISR,T}^{lab})^2 + m_{\tilde{P}\tilde{P}}^2}}{p_{ISR,T}^{lab}}\right) \sin\Omega, \quad (3.3)$$

όπου $m_{\tilde{P}\tilde{P}}$ η μάζα του συστήματος των δύο μητρικών SUSY σωματιδίων και $\sin\Omega$ τα πρώτης τάξης εσωτερικά γινόμενα μεταξύ των ταχυτήτων που συνδέουν τα lab, \tilde{P} και $\tilde{P}\tilde{P}$ frames και το οποίο κατά μέσο όρο είναι ίσο με μηδέν. Δηλαδή, αναμένουμε η κατανομή της R_{ISR} να εμφανίζει peak κοντά στην τιμή του λόγου $\frac{m_{\tilde{\chi}^0}}{m_{\tilde{P}}}$. Επίσης, παρατηρούμε ότι στην περίπτωση

ύπαρξης ενός ή περισσότερων ισχυρών ISR jets ($p_{ISR,T}^{lab} \gg m_{\tilde{P}\tilde{P}} \Rightarrow \frac{\sqrt{(p_{ISR,T}^{lab})^2 + m_{\tilde{P}\tilde{P}}^2}}{p_{ISR,T}^{lab}} \rightarrow$

1), η διακριτική ικανότητα (resolution) της κατανομής αναμένεται να είναι της τάξης του $p_{\chi^0}^{\bar{P}}/2m_{\bar{P}}$. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, όσο πιο compressed γίνεται η αντίδραση (δηλαδή όσο μειώνεται ο λόγος $p_{\chi^0}^{\bar{P}}/2m_{\bar{P}}$), τόσο να βελτιώνεται το resolution της R_{ISR} και έτσι να καθίσταται ευκολότερη η διάκρισή της από το υπόβαθρο των γνωστών SM αλληλεπιδράσεων. Να σημειωθεί πως, σχετικά με το συμβολισμό των ορμών (καθώς και άλλων κινηματικών ποσοτήτων, όπως ενέργειες και τετραορμές), χρησιμοποιούμε την εξής σύμβαση: η ορμή \vec{p} που φέρει ένα σύστημα A, υπολογισμένη στο πλαίσιο αναφοράς B, συμβολίζεται ως \vec{p}_A^B .

3.3 Το λογισμικό πακέτο RestFrames

Τα Monte Carlo events των αλληλεπιδράσεων που θα περιγραφούν στη συνέχεια ώστε να παρουσιαστεί η μέθοδος RJR, παρήχθησαν και αναλύθηκαν με τη χρήση του λογισμικού πακέτου RestFrames [32–34]. Το πακέτο RestFrames παρέχει στο χρήστη τη δυνατότητα δημιουργίας του αντίστοιχου decay tree και την επιλογή των κατάλληλων JR's για την επίλυση των διάφορων ασαφειών που προκύπτουν. Επιπλέον, το πακέτο RestFrames αυτόματα μας ενημερώνει σχετικά με την ορθότητα του decay tree που κατασκευάσαμε, ελέγχει αν είναι επαρκής ο αριθμός και σωστό το είδος των Jigsaw Rules που επιλέξαμε, καθώς και η σειρά με την οποία εφαρμόζονται. Κάθε σωματίδιο του decay tree αποτελεί ένα RestFrames αντικείμενο, για το οποίο, μετά την ολοκλήρωση της ανάλυσης του event, μπορούμε να λάβουμε πληροφορίες για τις ιδιότητές του (μάζα, γωνία διάσπασης, ορμή), υπολογισμένες σε οποιοδήποτε σύστημα αναφοράς επιθυμούμε.

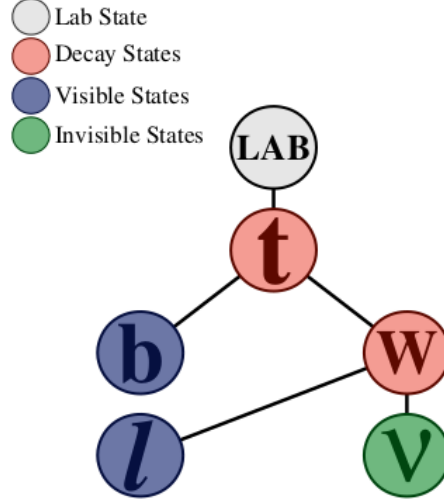
Ειδικεύοντας στα πιο τεχνικά σημεία του RestFrames, αυτό παρέχει μια γεννήτρια γεγονότων βασισμένη στην κινηματική ισοτροπικών διασπάσεων και η οποία χρησιμοποιεί τη μέθοδο MCMC (Markov Chain Monte Carlo) για την παραγωγή των events, ενώ οι τιμές των πλατών διάσπασης των διάφορων συντονισμών έχουν ληφθεί από το Particle Data Group. Όσον αφορά συνέπειες από πιθανές αδρονοποιήσεις ή από ατελή ανιχνευτική ανάλυση, δε λαμβάνονται υπόψη, καθώς επηρεάζουν ελάχιστα τις κατανομές των κινηματικών ποσοτήτων (αυτές επηρεάζονται κυρίως από τις κινηματικές ασάφειες). Όλα τα παραδείγματα αλληλεπιδράσεων προσομοιώνονται θεωρώντας μία αρχική κατάσταση $q\bar{q}$ με ενέργεια κέντρου μάζας 13 TeV στον LHC, χρησιμοποιώντας αριθμητικές παραμετροποιήσεις των συναρτήσεων κατανομής των παρτονίων.

3.4 Παραδείγματα εφαρμογής της μεθόδου RJR

Στη συνέχεια, θα παρουσιαστεί η μέθοδος Recursive Jigsaw Reconstruction μέσω της ανάλυσης τεσσάρων παραδειγμάτων αντιδράσεων, κατά σειρά αυξανόμενης δυσκολίας, αναφορικά με το πλήθος και το είδος των ασαφειών που προκύπτουν. Σε αυτές τις αντιδράσεις συμμετέχουν τόσο σωματίδια του Καθιερωμένου Προτύπου όσο και υποθετικά υπερσυμμετρικά σωματίδια και περιγράφονται οι Jigsaw Rules που εφαρμόζονται για την επίλυση των διάφορων ασαφειών, καθώς και το κίνητρο – αιτία της επιλογής τους. Στο τέλος της ανάλυσης της κάθε αντίδρασης, γίνεται ανακατασκευή των κατανομών ορισμένων χρήσιμων κινηματικών ποσοτήτων καθώς και σύγκρισή με τις αντίστοιχες “πραγματικές” (generated) κατανομές τους. Οι αντιδράσεις που θα αναλυθούν είναι οι εξής: $t \rightarrow bW(\ell\nu)$, $H^+ \rightarrow W^+(\ell\nu)h^0(\gamma\gamma)$, $t\bar{t} \rightarrow bW(\ell\nu)bW(\ell\nu)$, $H^0 \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW(\ell\nu)bW(\ell\nu)$.

3.4.1 $t \rightarrow bW(\ell\nu)$

Σαν πρώτο και πιο απλοϊκό παράδειγμα, με μόνο ένα αόρατο σωματίο στα τελικά προϊόντα, θεωρούμε την περίπτωση παραγωγής ενός αρχικού top κουάρκ σε έναν επιταχυντή αδρονίων, το οποίο διασπάται σε ένα bottom κουάρκ και ένα W μποζόνιο. Στη συνέχεια το W μποζόνιο διασπάται με τη σειρά του σε ένα λεπτόνιο και ένα νεutrino, όπως παρουσιάζεται στο παρακάτω decay tree:



Σχήμα 3.2: Το decay tree της αντίδρασης $t \rightarrow bW(\ell\nu)$.

Θεωρούμε πως η τετραορμή του λεπτονίου \mathbf{p}_ℓ^{lab} , καθώς και του b κουάρκ (μέσω του jet σωματιδίων στα οποία αδρονοποιείται) \mathbf{p}_b^{lab} , έχουν μετρηθεί πλήρως στο σύστημα του εργαστηρίου από κάποιο ανιχνευτικό σύστημα. Επιπρόσθετα, εκμεταλλευόμενοι τη διατήρηση της ορμής στο επίπεδο που είναι κάθετο στον άξονα της δέσμης των πρωτονίων (από τη σύγκρουση των οποίων παρήχθη το t κουάρκ), θεωρούμε πως η ελλείπουσα εγκάρσια ορμή, όπως αυτή έχει ανακατασκευαστεί, είναι ίση με την εγκάρσια ορμή του νεutrino στο σύστημα αναφοράς του εργαστηρίου: $\vec{p}_{\nu,T}^{lab} = \vec{p}_T^{miss}$. Λόγω του ότι δεν γνωρίζουμε ούτε τη μάζα m_ν , ούτε την ορμή του νεutrino κατά μήκος του άξονα της δέσμης $p_{\nu,z}^{lab}$, καθώς αυτό δεν ανιχνεύεται άμεσα, δεν μπορούμε να υπολογίσουμε ούτε τη μάζα ούτε τη γωνία διάσπασης των ενδιάμεσων σωματιδίων της αντίδρασης.

Έτσι, αντί να περιορίσουμε την ανάλυσή μας μόνο στις μετρημένες ποσότητες του event, θα προσπαθήσουμε, χρησιμοποιώντας τους JR's της μεθόδου RJR, να επιλύσουμε τις κινηματικές ασάφειες που προκύπτουν από τη διαφυγή του νεutrino. Αναφορικά με την άγνωστη, σε εμάς, μάζα του νεutrino, ο Jigsaw Rule που χρησιμοποιούμε ονομάζεται "invisible mass" και ορίζει το εξής: αν η μάζα ενός "αόρατου" (μη ανιχνεύσιμου) σωματιδίου I, δεν είναι γνωστή, μπορεί να επιλεγεί ίση με τη μικρότερη αναλλοίωτη κατά Lorentz συνάρτηση των τετραορμών των ορατών (ανακατασκευασμένων) σωματιδίων. Είναι σημαντικό αυτή η συνάρτηση να είναι αρκούντως "μεγάλη" ώστε να είναι δυνατή η εφαρμογή επιπλέον JR's που σχετίζονται με τη διαίρεση του σωματιδίου I σε άλλα αόρατα σωματίδια αλλά και να μην οδηγεί σε "ταχυονικά" σωματίδια (σωματίδια με ταχύτητα μεγαλύτερη του c). Έτσι, στο παράδειγμά μας θεωρούμε $M_\nu = 0$, τιμή η οποία είναι συμβατή και με το γεγονός ότι η μάζα του νεutrino είναι αμελητέα μπροστά στην κλίμακα ενέργειας του event. Να σημειωθεί, επί τη ευκαιρία, πως οι "πραγματικές" τιμές των μαζών των σωματιδίων συμβολίζονται με μικρά γράμματα, ενώ οι ανακατασκευασμένες με τη RJR μέθοδο με κεφαλαία.

Για τη διαμήκη ορμή του νετρίνου στο σύστημα του εργαστηρίου ακολουθούμε ένα διαφορετικό σκεπτικό, εφαρμόζοντας τον Jigsaw Rule με την ονομασία “invisible rapidity”. Αυτός ορίζει το εξής: αν η ορμή ενός “αόρατου” σωματιδίου I σε ένα σύστημα αναφοράς F είναι άγνωστη κατά μήκος ενός άξονα $\hat{n}_{||}$, μπορεί να επιλεγεί έτσι ώστε η ωχύτητα του I κατά μήκος του $\hat{n}_{||}$ να είναι αντίθετη με αυτή ενός συστήματος από “ορατά” σωματίδια V. Δηλαδή θεωρούμε ότι:

$$p_{I,||}^F = p_{V,||}^F \frac{\sqrt{|\vec{p}_{I,\perp}^F|^2 + m_I^2}}{\sqrt{|\vec{p}_{V,\perp}^F|^2 + m_V^2}}. \quad (3.4)$$

Αναπτύσσοντας την παραπάνω σχέση εύκολα καταλήγουμε στο ότι: $\frac{p_{I,||}^F}{E_I^F} = \frac{p_{V,||}^F}{E_V^F}$. Αυτή η επιλογή είναι ισοδύναμη με την ελαχιστοποίηση της M_{VI} ως προς την $p_{I,||}^F$. Ειδικότερα στην περίπτωση μας, όπου έχουμε δύο “ορατά” σωματίδια στην τελική κατάσταση, μπορούμε να επιλέξουμε την $p_{\nu,z}^{lab}$ έτσι ώστε η ωχύτητα του νετρίνου να είναι αντίθετη με την αντίστοιχη είτε του λεπτονίου ($\frac{p_{\nu,z}^{lab}}{E_{\nu}^{lab}} = \frac{p_{\ell,z}^{lab}}{E_{\ell}^{lab}}$), είτε του συστήματος και των δύο ορατών σωματιδίων $V = \{\ell, b\}$ ($\frac{p_{\nu,z}^{lab}}{E_{\nu}^{lab}} = \frac{p_{V,z}^{lab}}{E_V^{lab}}$). Η πρώτη επιλογή ισοδυναμεί με την ελαχιστοποίηση της M_W (“min M_W reconstruction”), ενώ η δεύτερη με την ελαχιστοποίηση της M_t (“min M_t reconstruction”).

Ας δοκιμάσουμε, στη συνέχεια, να υπολογίσουμε τη μάζα του top κούαρκ κάνοντας χρήση των δύο JR’s που αναφέρθηκαν παραπάνω, στην περίπτωση της min M_t reconstruction. Αρχικά, από τη διατήρηση της τετραορμής κατά τη διάσπαση του t σε b και W στο lab - frame ($E_t^{lab} = E_b^{lab} + E_W^{lab}$, $\vec{p}_t^{lab} = \vec{p}_b^{lab} + \vec{p}_W^{lab}$), καθώς και κατά τη διάσπαση του W σε ℓ και ν ομοίως στο lab - frame ($E_W^{lab} = E_{\ell}^{lab} + E_{\nu}^{lab}$, $\vec{p}_W^{lab} = \vec{p}_{\ell}^{lab} + \vec{p}_{\nu}^{lab}$) και συμβολίζοντας με E_V^{lab} το άθροισμα $E_{\ell}^{lab} + E_b^{lab}$, καταλήγουμε στη σχέση: $M_t^2 = m_V^2 + 2(\sqrt{m_V^2 + |\vec{p}_V^{lab}|^2} \sqrt{M_V^2 + |\vec{p}_V^{lab}|^2} - \vec{p}_{V,T}^{lab} \cdot \vec{p}_{\nu,T}^{lab} - p_{V,z}^{lab} p_{\nu,z}^{lab})$, στην οποία έχουμε αναλύσει τα διανύσματα \vec{p}_V^{lab} , \vec{p}_{ν}^{lab} στο κάθετο και το παράλληλο τμήμα τους, ως προς τον άξονα z (άξονας της δέσμης). Κατόπιν, κάνοντας χρήση του invisible mass JR ($M_{\nu} = 0$) και του invisible rapidity JR ($p_{\nu,z}^{lab} = p_{V,z}^{lab} \frac{|\vec{p}_{\nu,T}^{lab}|}{\sqrt{|\vec{p}_{V,T}^{lab}|^2 + m_V^2}} = p_{V,z}^{lab} \frac{E_{\nu}^{lab}}{E_V^{lab}}$), καταλήγουμε στην τελική σχέση για τον εκτιμητή (estimator) της μάζας του top κούαρκ:

$$M_t^2 = m_V^2 + 2(|\vec{p}_{\nu,T}^{lab}| \sqrt{m_V^2 + |\vec{p}_{V,T}^{lab}|^2} - \vec{p}_{V,T}^{lab} \cdot \vec{p}_{\nu,T}^{lab}). \quad (3.5)$$

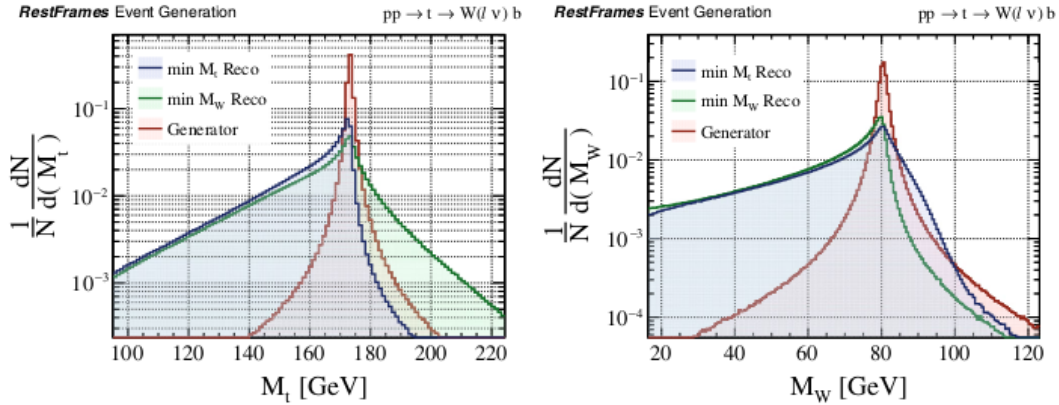
Ένα μέγεθος που χρησιμοποιείται συχνά στην πειραματική Φυσική Υψηλών Ενεργειών είναι η εγκάρσια μάζα (transverse mass), η οποία στην περίπτωση όπου ένα σωματίδιο διασπάται σε άλλα δύο, ορίζεται ως εξής: $M_T^2 = (E_{1,T} + E_{2,T})^2 - (\vec{p}_{1,T} + \vec{p}_{2,T})^2$, όπου $E_T = \sqrt{m^2 + |\vec{p}_T|^2}$ η εγκάρσια ενέργεια κάθε θυγατρικού σωματιδίου. Έτσι, με αντικατάσταση της τελευταίας σχέσης, καταλήγουμε στο ότι $M_T^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_{1,T}E_{2,T} - \vec{p}_{1,T} \cdot \vec{p}_{2,T})$. Επίσης, η κατανομή της M_T παρουσιάζει μέγιστη τιμή ίση με τη μάζα του αρχικού μητρικού σωματιδίου M, δηλαδή $M_T \leq M$ [35]. Στην περίπτωση της διάσπασης του t σε b, W θα έχουμε ότι $M_T^2 = m_b^2 + m_W^2 + 2(E_{b,T}E_{W,T} - \vec{p}_{b,T} \cdot \vec{p}_{W,T}) = \dots = m_V^2 + M_V^2 + 2(E_{V,T}E_{\nu,T} - \vec{p}_{V,T} \cdot \vec{p}_{\nu,T}) = m_V^2 + 2(|\vec{p}_{\nu,T}^{lab}| \sqrt{m_V^2 + |\vec{p}_{V,T}^{lab}|^2} - \vec{p}_{V,T}^{lab} \cdot \vec{p}_{\nu,T}^{lab}) = M_t^2$, αν υπολογιστεί στο lab - frame. Δηλαδή, καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι ο εκτιμητής της μάζας του top κούαρκ, χρησιμοποιώντας τη μέθοδο RJR (min M_t reconstruction), λαμβάνει τη μορφή της εγκάρσιας μάζας του νετρίνου και των visible σωματιδίων, οπότε πράγματι ελαχιστοποιείται όπως προβλέπει ο invisible rapidity JR.

Στη συνέχεια, από τη διατήρηση της τετραορμής κατά τη διάσπαση του W σε ℓ , ν και τη χρήση των δύο προαναφερθέντων JR's, υπολογίζουμε τον εκτιμητή της μάζας του W , επίσης στην περίπτωση της $\min M_t$ reconstruction:

$$M_W^2 = 2(E_\ell^{lab} E_V^{lab} - p_{\ell,z}^{lab} p_{V,z}^{lab}) \frac{|\vec{p}_{\nu,T}^{lab}|}{\sqrt{m_V^2 + |\vec{p}_{V,T}^{lab}|^2}} + m_\ell^2 - 2\vec{p}_{\ell,T}^{lab} \cdot \vec{p}_{\nu,T}^{lab}. \quad (3.6)$$

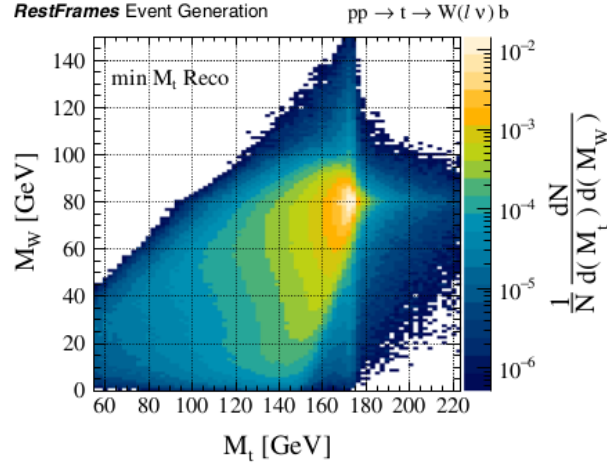
Όπως είναι αναμενόμενο, ο εκτιμητής της μάζας του μποζονίου W δεν παίρνει τη μορφή της εγκάρσιας μάζας του λεπτονίου και του νετρίνου, καθώς αυτό θα ίσχυε μόνο στην περίπτωση της $\min M_W$ reconstruction.

Και στις δύο τεχνικές ανακατασκευής, ο εκτιμητής της μάζας (του t και του W), ο οποίος έχει ελαχιστοποιηθεί επιτυχώς μέσω της εφαρμογής του invisible rapidity JR, αντιστοιχεί σε κάποια εγκάρσια μάζα και η κατανομή του παρουσιάζει κορυφή στην πραγματική τιμή της μάζας του σωματιδίου, όπως παρουσιάζεται στα δύο διαγράμματα του Σχήματος 3.3:



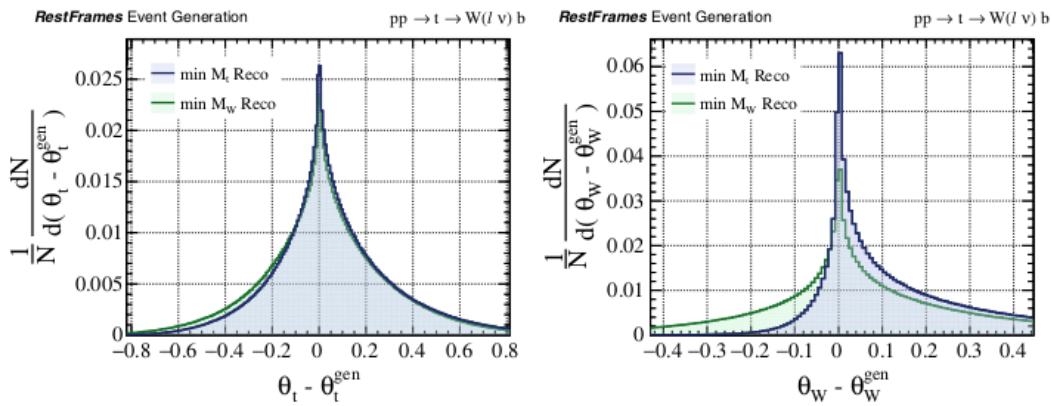
Σχήμα 3.3: Οι κατανομές των ανακατασκευασμένων μαζών του top κουάρκ (αριστερά) και του W μποζονίου (δεξιά). Κάθε μάζα έχει ανακατασκευαστεί και με τις δύο τεχνικές που αναφέρθηκαν και συγκρίνεται με την πραγματική τιμή της.

Παρατηρούμε πως η κατανομή της M_t , στην περίπτωση της $\min M_W$ reconstruction παρουσιάζει μία πιο έντονη "ουρά" στις υψηλές τιμές, χαρακτηριστικό ανεπιθύμητο στο πλαίσιο αναζήτησης νέων σωματιδίων, με μάζες δυνητικά μεγαλύτερες από αυτές των αντίστοιχων SM σωματιδίων και παρόμοιες διασπάσεις. Τέλος, όσον αφορά τους εκτιμητές M_t , M_W , είναι προτιμότερο να τους υπολογίσουμε όχι με διαφορετική τεχνική ανακατασκευής τον καθένα (δηλαδή τον M_t με την $\min M_t$ reconstruction και τον M_W με την $\min M_W$ reconstruction), όσο και να φαίνεται σωστή επιλογή, αλλά με την ίδια, δηλαδή χρησιμοποιώντας την ίδια έκφραση για το $p_{\nu,z}^{lab}$ και για τους δύο. Το πλεονέκτημα αυτής της επιλογής είναι ότι μπορούμε να εκτιμήσουμε τις δύο μάζες με πολύ μικρή συσχέτιση, όπως παρατηρούμε στο Σχήμα 3.4:



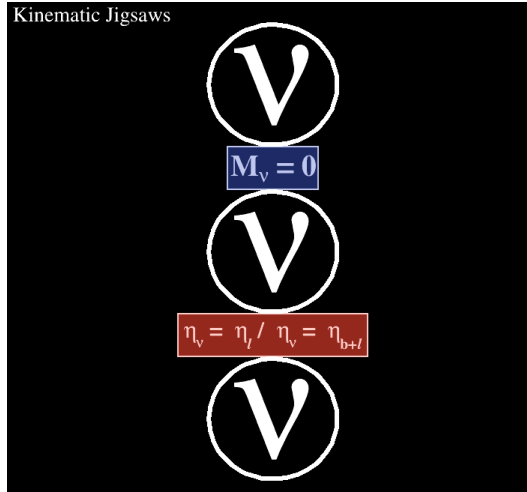
Σχήμα 3.4: Η κατανομή του εκτιμητή της μάζας του W μποζονίου, M_W , συναρτήσει του εκτιμητή της μάζας του top κουάρκ, M_t , χρησιμοποιώντας την $\min M_t$ reconstruction.

Ένα άλλο σημαντικό μέγεθος που μπορούμε να εκτιμήσουμε είναι η γωνία εκπομπής του t και του W ως προς τον άξονα z της δέσμης πρωτονίων. Ενώ η γωνία διάσπασης του top κουάρκ, θ_t , προσεγγίζεται ικανοποιητικά και με τις δύο τεχνικές ανακατασκευής, η γωνία εκπομπής του μποζονίου W , θ_W , προσεγγίζεται καλύτερα χρησιμοποιώντας την $\min M_t$ reconstruction, ωστόσο με μεγαλύτερη "προκατάληψη" (bias), όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.5. Συνολικά, συμπεραίνουμε πως χρησιμοποιώντας και τα δύο visible σωματίδια κατά την εφαρμογή του invisible rapidity JR, οδηγούμαστε γενικώς σε ακριβέστερη εκτίμηση του $p_{\nu,z}^{lab}$ και κατά συνέπεια των ποσοτήτων που εξαρτώνται από αυτό.



Σχήμα 3.5: Οι κατανομές των ανακατασκευασμένων γωνιών εκπομπής του top κουάρκ (αριστερά) και του W μποζονίου (δεξιά) σε σχέση με τις πραγματικές τους τιμές, χρησιμοποιώντας και τις δύο τεχνικές ανακατασκευής που έχουν αναφερθεί στο κείμενο. Οι γωνίες μετρώνται σε ακτίνια.

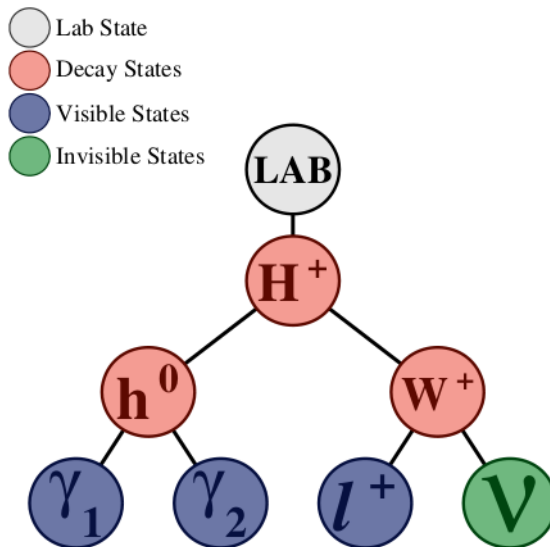
Οι κανόνες JR που εφαρμόζονται σε αυτό το παράδειγμα αναπαριστούνται στο Σχήμα 3.6:



Σχήμα 3.6: Οι κανόνες Jigsaw για την αντίδραση $t \rightarrow bW(\ell\nu)$. Οι δύο τεχνικές ανακατασκευής ($\min M_W$ ($\eta_\nu = \eta_l$) και $\min M_t$ ($\eta_\nu = \eta_{b+l}$) reconstruction), που αναφέρθηκαν στο κείμενο, είναι εναλλακτικές, μπορεί να εφαρμοστεί είτε η μία είτε η άλλη.

3.4.2 $H^+ \rightarrow W^+(\ell\nu)h^0(\gamma\gamma)$

Στο επόμενο παράδειγμα μελετούμε πάλι μία αντίδραση με ένα μόνο invisible σωματίδιο και ειδικότερα την παραγωγή ενός βαρέος, ηλεκτρικά φορτισμένου Χιγκς (H^+ , υποθετικό σωματίο), το οποίο κατόπιν διασπάται σε ένα W^+ μποζόνιο και ένα ουδέτερο, SM Χιγκς (h^0). Στη συνέχεια το h^0 διασπάται σε δύο φωτόνια, ενώ το W^+ σε ένα λεπτόνιο και ένα νεutrino (βλέπε Σχήμα 3.7). Θεωρούμε πως οι τετραορμές των φωτονίων ($\mathbf{p}_{\gamma_1}^{lab}, \mathbf{p}_{\gamma_2}^{lab}$), καθώς και του λεπτονίου (\mathbf{p}_ℓ^{lab}) έχουν μετρηθεί πλήρως στο lab - frame, ενώ ισχύει και τώρα ότι $\vec{p}_{\nu,T}^{lab} = \vec{p}_T^{miss}$.

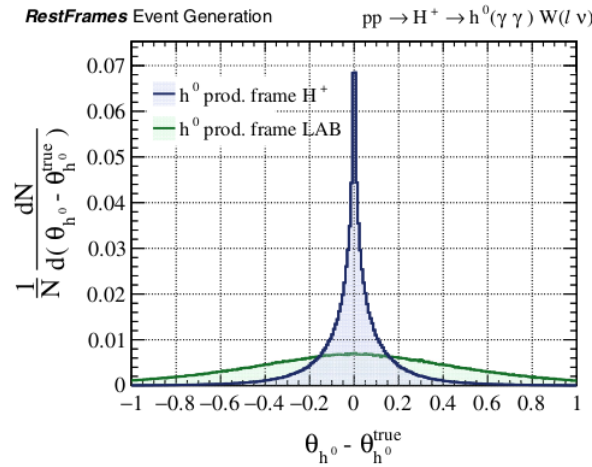


Σχήμα 3.7: Το decay tree της αντίδρασης $H^+ \rightarrow W^+(\ell\nu)h^0(\gamma\gamma)$.

Διαπιστώνουμε ότι οι μόνες κινηματικές ποσότητες που μας είναι άγνωστες σχετίζονται με το νεutrino και είναι η μάζα του και η παράλληλη προς τον άξονα της δέσμης συνιστώσα της ορμής του μετρημένη στο lab - frame, όπως ακριβώς και στο προηγούμενό μας παράδειγμα.

Έτσι, μπορούμε να υποθέσουμε και πάλι ότι $M_\nu = 0$ (invisible mass JR), καθώς και ότι η ωκύτητα του νετρίνου είναι ίση με αυτήν του συστήματος όλων των visible σωματιδίων της αντίδρασης, $V = \{\gamma_1, \gamma_2, \ell\}$ (invisible rapidity JR). Με τις παραπάνω θεωρήσεις, μπορούμε πλέον να υπολογίσουμε τους εκτιμητές των μαζών και των γωνιών διάσπασης και των δύο ενδιαμέσων σωματιδίων της αντίδρασης.

Ενώ ο εκτιμητής της μάζας του h^0 δεν εξαρτάται καθόλου από την κινηματική του νετρίνου, ο εκτιμητής της γωνίας εκπομπής του εξαρτάται, διότι απαιτείται γνώση του συστήματος ηρεμίας του H^+ . Στο Σχήμα 3.8 παρουσιάζεται η κατανομή της διαφοράς της ανακατασκευασμένης γωνίας εκπομπής του SM Χιγκς, θ_{h^0} , από την πραγματική της τιμή, $\theta_{h^0}^{true}$, συγκρίνοντας δύο διαφορετικές τεχνικές. Στην πρώτη εξ' αυτών, το $\cos\theta_{h^0}$ ανακατασκευάζεται χρησιμοποιώντας την RJR προσέγγιση του συστήματος παραγωγής (production frame) του h^0 , ενώ στη δεύτερη θεωρώντας ως το σύστημα παραγωγής του h^0 το lab - frame. Παρατηρείται πως με την πρώτη τεχνική ανακατασκευής η προσέγγιση της $\theta_{h^0}^{true}$ είναι δραματικά καλύτερη.



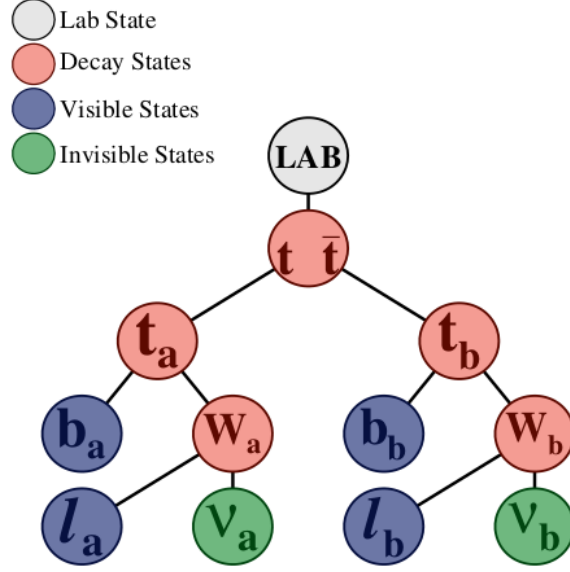
Σχήμα 3.8: Η κατανομή της ανακατασκευασμένης γωνίας εκπομπής του SM Χιγκς σε σχέση με την πραγματική της τιμή, χρησιμοποιώντας τις δύο τεχνικές ανακατασκευής που αναφέρθηκαν στο κείμενο. Οι γωνίες μετρώνται σε ακτίνια, ενώ η μάζα του βαρέος Χιγκς έχει επιλεγεί ίση με 750 GeV.

3.4.3 $t\bar{t} \rightarrow bW(\ell\nu)bW(\ell\nu)$

Έως τώρα, ασχοληθήκαμε με αντιδράσεις όπου έχουμε μόνο ένα invisible σωματίο και επομένως δύο μόνο άγνωστες ποσότητες (μάζα, διαμήκης ορμή). Το πρώτο πιο εξεζητημένο παράδειγμα αντίδρασης, με δύο invisible σωματίδια στις τελικές καταστάσεις, είναι η παραγωγή ενός top και ενός antitop κουάρκ, τα οποία διασπώνται σε bottom κουάρκ, λεπτόνια και νετρίνα μέσω δύο ενδιαμέσων W μποζονίων (βλέπε Σχήμα 3.9). Υποθέτουμε ότι οι τετραορμές των δύο b κουάρκ ($\mathbf{p}_{b_a}^{lab}, \mathbf{p}_{b_b}^{lab}$) και των δύο λεπτονίων ($\mathbf{p}_{\ell_a}^{lab}, \mathbf{p}_{\ell_b}^{lab}$) έχουν μετρηθεί στο σύστημα του εργαστηρίου. Η ελλείπουσα εγκάρσια ορμή μεταφράζεται ως η εγκάρσια ορμή του συστήματος των δύο νετρίνων, δηλαδή:

$$\vec{p}_{I,T}^{lab} = \vec{p}_{\nu_a,T}^{lab} + \vec{p}_{\nu_b,T}^{lab} = \vec{p}_T^{miss}, \quad (3.7)$$

με $I = \{\nu_a, \nu_b\}$.



Σχήμα 3.9: Το decay tree της αντίδρασης $t\bar{t} \rightarrow bW(\ell\nu)bW(\ell\nu)$.

Τώρα, με δύο νετρίνα στα τελικά σωματίδια, οι βαθμοί ελευθερίας που σχετίζονται με τις τετραορμές τους γίνονται οχτώ. Ωστόσο, οι περιορισμοί που μπορούμε να τους εφαρμόσουμε είναι μόλις δύο (οι δύο συνιστώσες στις οποίες αναλύεται η σχέση (3.7)). Έτσι, οι άγνωστες ποσότητες σε αυτήν την περίπτωση είναι η ορμή του συστήματος των νετρίνων κατά μήκος του άξονα της δέσμης στο lab - frame, $p_{I,z}^{lab}$, η μάζα του, M_I , καθώς και το πώς αυτή "μοιράζεται" μεταξύ των ορμών των δύο νετρίνων. Εκτός από τις παραπάνω ασάφειες, οι οποίες είναι κινηματικού χαρακτήρα, υπάρχει και μία συνδυαστική ασάφεια σχετικά με το ποιο b κουάρκ (για την ακρίβεια b - tagged jet) πρέπει να συσχετιστεί με το κάθε λεπτόνιο. Θεωρούμε πως είναι αδύνατη η αξιόπιστη διάκριση των b - tagged jets που προέρχονται από b κουάρκ και αυτών που προέρχονται από τα αντισωματίδιά τους, συνεπώς η διάκριση αυτή πρέπει να γίνει βασιζόμενη μόνο στην κινηματική του κάθε event.

Όπως και στα προηγούμενα παραδείγματα, εφαρμόζοντας τον invisible rapidity Jigsaw Rule, επιλέγουμε τη διαμήκη ορμή του συστήματος των δύο νετρίνων στο σύστημα αναφοράς του εργαστηρίου έτσι ώστε η ωκύτητά του να είναι αντίθετη με αυτήν του συστήματος όλων των visible σωματιδίων της αντίδρασης. Πιο συγκεκριμένα θα έχουμε ότι: $p_{I,z}^{lab} = p_{V,z}^{lab} \frac{\sqrt{|\vec{p}_{I,\perp}^{lab}|^2 + m_I^2}}{\sqrt{|\vec{p}_{V,\perp}^{lab}|^2 + m_V^2}}$, με $I = \{v_a, v_b\}$ και $V = \{b_a, b_b, l_a, l_b\}$.

Για την επίλυση της συνδυαστικής ασάφειας που εμφανίζεται στο παράδειγμά μας θα χρησιμοποιήσουμε έναν διαφορετικό JR, ο οποίος ονομάζεται combinatoric minimization Jigsaw Rule. Αυτός ορίζει ότι αν στα τελικά σωματίδια μιας αντίδρασης υπάρχει ένα σύνολο n visible σωματιδίων, $V = \{V_1, \dots, V_n\}$, τότε μπορούμε να επιλέξουμε μία διαμέριση (partition) του V σε $m \leq n$ υποσύνολα, $P_V = \{S_{V_1}, \dots, S_{V_m}\}$, ελαχιστοποιώντας μία επιλεγμένη μετρική στο χώρο όλων των έγκυρων διαμερίσεων, $P_V \in \mathbb{P}_V$. Υποθέτουμε πως σε κάθε event υπάρχει τουλάχιστον μία έγκυρη διαμέριση και επιλέγουμε ως μετρική προς ελαχιστοποίηση μία συνάρτηση $f(P_V)$ των κινηματικών ποσοτήτων του event. Έτσι, θα επιλέξουμε εκείνη τη διαμέριση \hat{P}_V για την οποία ισχύει ότι:

$$f(\hat{P}_V) = \min_{P_V \in \mathbb{P}_V} f(P_V). \quad (3.8)$$

Στην αντίδραση που μελετούμε θα εφαρμόσουμε, για την ακρίβεια, μία υποπερίπτωση του

combinatoric minimization JR, η οποία χρησιμοποιεί ως μετρική το άθροισμα των εσωτερικών γινομένων των τετραορμών των σωματιδίων που ανήκουν στα m υποσύνολα μιας συγκεκριμένης διαμέρισης, δηλαδή:

$$f(P_V) = \sum_{i=1}^m M_{S_{V_i}}^2 = \sum_{i=1}^m \mathbf{p}_{S_{V_i}}^2. \quad (3.9)$$

Ο παραπάνω Jigsaw Rule ονομάζεται minimize masses squared JR και η μετρική που χρησιμοποιεί έχει το πλεονέκτημα ότι επιτρέπει την αναδρομική εφαρμογή του. Έτσι, αντί να ελαχιστοποιούμε αυτήν την μετρική με μία εφαρμογή του προαναφερθέντος JR, το κάνουμε σε βήματα (factorized steps: σε κάθε βήμα "απομονώνονται" διαφορετικές άγνωστες ποσότητες - μεταβλητές), με αποτέλεσμα να επιτυγχάνουμε καλύτερη ανάλυση της κινηματικής των ενδιάμεσων σωματιδίων της αντίδρασης. Ειδικεύοντας στο παράδειγμά μας, ορίζουμε ως $V_a = \{b_a, \ell_a\}$ και $V_b = \{b_b, \ell_b\}$ τα σύνολα των visible σωματιδίων που σχετίζονται με τη διάσπαση καθενός από τα δύο top κουάρκ (για την ακρίβεια top και antitop) και εφαρμόζοντας τον minimize masses squared JR, επιλέγεται εκείνη η διαμέριση του συνόλου όλων των visible σωματιδίων, V , η οποία ελαχιστοποιεί τη συνάρτηση $M_{V_a}^2 + M_{V_b}^2$. Αυτό είναι ένα απλό και γενικά ορθό σκεπτικό, καθώς με αυτόν τον τρόπο συζευγνύονται σωματίδια που χωρικά βρίσκονται κοντά μεταξύ τους, όπως αναμένεται να συμβαίνει με τα σωματίδια που προέρχονται από την ίδια πηγή διάσπασης.

Οι άγνωστες ποσότητες που απομένουν να ανακατασκευαστούν είναι η μάζα του συστήματος I , καθώς και το πώς αυτό θα διαιρεθεί στα δύο επιμέρους νετρίνα. Στη συνέχεια, θα αναλυθούν και θα παρουσιαστούν τέσσερις διαφορετικές προσεγγίσεις - τεχνικές, οι οποίες χωρίζονται σε δύο υποκατηγορίες η κάθε μία και στοχεύουν στην επίλυση αυτών των ασφειών.

Θα ξεκινήσουμε την ανάλυσή μας με ένα νέο Jigsaw Rule, τον contraboost invariant JR και με το κίνητρο που μας οδήγησε στη θεώρησή του. Επιθυμούμε οι όποιες κινηματικές ποσότητες (μάζες και γωνίες διάσπασης ενδιάμεσων σωματιδίων) ανακατασκευάσουμε μετά την εφαρμογή του JR που θα ορίσουμε, να είναι όσο το δυνατόν ανεξάρτητες από εκείνες που μπορούμε από τώρα να υπολογίσουμε και οι οποίες εξαρτώνται από την ορμή του συστήματος ηρεμίας των t και \bar{t} στο lab - frame. Αυτό επιτυγχάνεται αν εκφράσουμε τις τετραορμές των νετρίνων (άγνωστες για την ώρα ποσότητες) συναρτήσει των τετραορμών κάποιων visible σωματιδίων, υπολογισμένων στο υποθετικό και προς το παρόν μη καθορισμένο σύστημα ηρεμίας των t και \bar{t} . Δουλεύοντας σε αυτό το σύστημα αναφοράς, η ορμή του συστήματος I πρέπει να είναι ίση και αντίθετη της ορμής του συστήματος V , ή αλλιώς πρέπει να ισχύει ότι $\vec{p}_{t_a}^{t\bar{t}} = -\vec{p}_{t_b}^{t\bar{t}}$. Με μόνο αυτούς τους περιορισμούς, υπάρχουν πολλοί διαφορετικοί τρόποι να επιλέξουμε τις άγνωστες ορμές των δύο νετρίνων. Όπως αναφέρθηκε στην αρχή του κεφαλαίου, σύμφωνα με τη μέθοδο RJR, εκφράζουμε τις ταχύτητες ($\vec{\beta}_{t_a}^{t\bar{t}}, \vec{\beta}_{t_b}^{t\bar{t}}$) που συνδέουν τα πλαίσια ηρεμίας των t_a, t_b με το πλαίσιο ηρεμίας του συστήματός τους, $t\bar{t}$, συναρτήσει αυτών των άγνωστων ποσοτήτων. Ιδανικά, θα θέλαμε οι εκτιμητές των ποσοτήτων που θα ανακατασκευάσουμε να είναι ανεξάρτητοι των πραγματικών τιμών αυτών των ταχυτήτων. Έτσι, εισάγουμε έναν πρόσθετο περιορισμό, υποθέτοντας τις μάζες των t_a και t_b ίσες. Αυτό που μας ώθησε κυρίως σε αυτήν την υπόθεση είναι ότι πλέον αυτές οι δύο ταχύτητες μπορούν να γραφτούν συναρτήσει του ίδιου διανύσματος, έστω $\vec{\beta}_c$: $\vec{\beta}_c = \vec{\beta}_{t_a}^{t\bar{t}} = -\vec{\beta}_{t_b}^{t\bar{t}}$. Προκειμένου να βεβαιώσουμε ότι ο κοινός εκτιμητής της μάζας του top και του antitop κουάρκ είναι ανεξάρτητος του $\vec{\beta}_c$, τον ελαχιστοποιούμε ως προς το $\vec{\beta}_c$, δηλαδή επιλέγουμε το $\vec{\beta}_c$ να ικανοποιεί τη σχέση: $\frac{\partial M_I}{\partial \vec{\beta}_c} = 0$. Το παραπάνω σκεπτικό για την επιλογή του $\vec{\beta}_c$ μπορεί να γενικευθεί ως ένας νέος Jigsaw Rule, ο contraboost invariant JR, ο οποίος ορίζει το εξής:

αν οι εσωτερικοί βαθμοί ελευθερίας που καθορίζουν το πώς ακριβώς ένα σύστημα invisible σωματιδίων, $I = \{I_a, I_b\}$, πρέπει να "σπάσει" στα επιμέρους σωματίδια, μας είναι άγνωστοι, μπορούν να προσδιοριστούν επιλέγοντας ένα αντίστοιχο ζεύγος visible σωματιδίων, $V = \{V_a, V_b\}$ και εφαρμόζοντας τον περιορισμό $M_{V_a I_a} = M_{V_b I_b}$. Θεωρούμε ότι οι τετραορμές των visible σωματιδίων είναι γνωστές στο σύστημα κέντρου μάζας της αλληλεπίδρασης, $F = \{V, I\}$, ομοίως και η τετραορμή του συστήματος I , \mathbf{p}_I^F . Έτσι, οι τετραορμές των invisible σωματιδίων μπορούν να επιλεγθούν στο F - frame ως εξής:

$$\begin{aligned} E_{I_a}^F &= (c-1)E_{V_a}^F + cE_{V_b}^F, \bar{p}_{I_a}^F = (c-1)\bar{p}_{V_a}^F - c\bar{p}_{V_b}^F \\ E_{I_b}^F &= (c-1)E_{V_b}^F + cE_{V_a}^F, \bar{p}_{I_b}^F = (c-1)\bar{p}_{V_b}^F - c\bar{p}_{V_a}^F, \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$\text{όπου } c = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\sqrt{(E_V^F)^2 - m_V^2 + M_I^2}}{E_V^F} \right].$$

Στο παράδειγμά μας, θα μπορούσαμε αντί να θεωρήσουμε, όπως κάναμε πριν, ότι $M_{t_a} = M_{t_b}$, δηλαδή να εφαρμόσουμε τον contraboost invariant JR επιλέγοντας ως ζεύγος visible σωματιδίων το $V = \{V_a, V_b\}$ με $V_a = \{b_a, \ell_a\}$ και $V_b = \{b_b, \ell_b\}$ (" $M_{top}^a = M_{top}^b$ reconstruction"), να ακολουθήσουμε μια διαφορετική ταχτική. Ειδικότερα, εκμεταλλευόμενοι την ποικιλία των visible σωματιδίων της αντίδρασης, θα μπορούσαμε να επιλέξουμε $V = \{\ell_a, \ell_b\}$ και χρησιμοποιώντας τον ίδιο Jigsaw Rule να "απαιτήσουμε" $M_{V_a I_a} = M_{V_b I_b} \Rightarrow M_{W_a} = M_{W_b}$ (" $M_W^a = M_W^b$ reconstruction"). Και οι δύο παραπάνω εναλλακτικές είναι απόλυτα λογικές και εφαρμόσιμες, λόγω της συμμετρικότητας που παρουσιάζει το decay tree της αντίδρασης που μελετούμε.

Πλέον, η μόνη άγνωστη ποσότητα που μένει να προσδιορίσουμε είναι η μάζα του συστήματος των δύο νετρίνων, M_I . Εφαρμόζοντας και πάλι τον invisible mass JR, καταλήγουμε στο ότι η μικρότερη αναλλοίωτη κατά Lorentz συνάρτηση, η οποία είναι αρχούντως "μεγάλη" ώστε να είναι δυνατή η εφαρμογή του contraboost invariant JR, αλλά και να μην οδηγεί σε ταχυονικές λύσεις, είναι $M_I^2 = m_V^2 - 4m_{V_a}m_{V_b}$ στην περίπτωση της $M_{top}^a = M_{top}^b$ reconstruction, ενώ $M_I^2 = m_{\ell_a \ell_b}^2 - 4m_{\ell_a}m_{\ell_b}$ στην περίπτωση της $M_W^a = M_W^b$ reconstruction.

Έχοντας περιγράψει πλήρως το σκεπτικό πίσω από τον contraboost invariant JR, καθώς και τους δύο εναλλακτικούς τρόπους που μπορεί να εφαρμοστεί ανάλογα με την επιλογή του συστήματος V , θα συνεχίσουμε την ανάλυσή μας με μία διαφορετική προσέγγιση (για την ακρίβεια χωρίζεται κι αυτή σε δύο υποκατηγορίες) σχετικά με το πώς το σύστημα I μπορεί να "σπάσει" στα δύο επιμέρους νετρίνα. Κίνητρό μας αποτελεί το γεγονός ότι μπορεί να υπάρξουν αντιδράσεις, στις οποίες οι ισότητες μαζών που "επιβάλλονται" με τον contraboost invariant JR να μην είναι κατάλληλες. Επιπλέον, η εφαρμογή του ίδιου JR έχει ορισμένες φορές ως αποτέλεσμα οι εκτιμητές της μάζας των invisible σωματιδίων να μην μπορούν να τειθούν ίσοι με μηδέν, διότι έτσι η έκφραση για το M_I δεν θα είναι αναλλοίωτη κατά Lorentz, γεγονός ανεπιθύμητο.

Ξεκινώντας τη διαφορετική μας προσέγγιση, υποθέτουμε και πάλι ότι μπορούμε να υπολογίσουμε τις τετραορμές των visible σωματιδίων στο σύστημα κέντρου μάζας της αντίδρασης, $cm = t\bar{t} = \{V, I\}$, όπως και την τετραορμή του συστήματος I . Επιπλέον, επιβάλλουμε τη συνθήκη: $M_{\nu_a} = M_{\nu_b} = 0$. Οι εναπομείνουσες άγνωστες ποσότητες σχετίζονται με την ορμή των δύο νετρίνων στο cm - frame και υπόκεινται στους εξής δύο περιορισμούς:

$$\begin{aligned} \bar{p}_{\nu_a}^{cm} + \bar{p}_{\nu_b}^{cm} + \bar{p}_V^{cm} &= 0 \\ (\mathbf{p}_{\nu_a}^{cm} + \mathbf{p}_{\nu_b}^{cm})^2 &= M_I^2. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Έχοντας ορίσει ακριβώς τις μάζες των νετρίνων και θεωρώντας ότι οι μάζες m_{V_a} , m_{V_b} δεν είναι ίσες, ούτε μηδέν, δεν μπορούμε να απαιτήσουμε $M_{t_a} = M_{t_b}$ όπως πριν, διότι αυτός ο πε-

ριορισμός οδηγεί σε ταχυονικά νετρίνα. Αν θέλουμε να ελαχιστοποιήσουμε αυτές τις μάζες (του top και του antitop κουάρκ) ως προς τις επιλογές μας για τις ορμές των νετρίνων, πρέπει να επιλέξουμε μία νέα κατάλληλη μετρική. Στο να επιλέξουμε αυτήν τη νέα μετρική θα μας βοηθήσει το να δουλέψουμε στο σύστημα ηρεμίας του συστήματος των δύο νετρίνων. Εφόσον έχουμε υποθέσει από πριν ότι γνωρίζουμε την $\mathbf{p}_I^{cm} = (E_I^{cm}, \vec{p}_I^{cm})$, μπορούμε να υπολογίσουμε την ταχύτητα που συνδέει το cm - frame με το I - frame: $\vec{\beta}_I^{cm} = \frac{\vec{p}_I^{cm}}{E_I^{cm}}$. Εφόσον είμαστε στο σύστημα ηρεμίας των δύο νετρίνων, θα ισχύει ότι: $\vec{p}_{\nu_a}^I = -\vec{p}_{\nu_b}^I = \frac{M_I}{2} \hat{p}_{\nu_a}^I$, εφόσον $\frac{M_I}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{\mathbf{p}_I^I \cdot \mathbf{p}_I^I} = \frac{1}{2} \sqrt{(\mathbf{p}_{\nu_a}^I + \mathbf{p}_{\nu_b}^I) \cdot (\mathbf{p}_{\nu_a}^I + \mathbf{p}_{\nu_b}^I)} = \frac{1}{2} \sqrt{(E_{\nu_a}^I + E_{\nu_b}^I, \vec{0}) \cdot (E_{\nu_a}^I + E_{\nu_b}^I, \vec{0})} = \frac{1}{2} (E_{\nu_a}^I + E_{\nu_b}^I) \xrightarrow[M_{\nu_a}=M_{\nu_b}=0]{|\vec{p}_{\nu_a}^I|=|\vec{p}_{\nu_b}^I|} \frac{M_I}{2} = \frac{1}{2} (E_{\nu_a}^I + E_{\nu_a}^I) = E_{\nu_a}^I = |\vec{p}_{\nu_a}^I|$. Έτσι, η μόνη άγνωστη ποσότητα που μένει να προσδιοριστεί είναι το μοναδιαίο διάνυσμα $\hat{p}_{\nu_a}^I$.

Για τον προσδιορισμό του θα ακολουθήσουμε δύο διαφορετικές προσεγγίσεις, κάθε μία από τις οποίες αντιστοιχεί και σε διαφορετικό Jigsaw Rule. Η πρώτη προσέγγιση χρησιμοποιεί ως μετρική τη συνάρτηση $f_1(\hat{p}_{\nu_a}^I) = M_{t_a}^2 + M_{t_b}^2 = \mathbf{p}_{t_a}^I \cdot \mathbf{p}_{t_a}^I + \mathbf{p}_{t_b}^I \cdot \mathbf{p}_{t_b}^I = \dots = (\mathbf{p}_{\nu_a}^I + \mathbf{p}_{\nu_b}^I) \cdot (\mathbf{p}_{\nu_a}^I + \mathbf{p}_{\nu_b}^I) + (\mathbf{p}_{\nu_b}^I + \mathbf{p}_{\nu_a}^I) \cdot (\mathbf{p}_{\nu_b}^I + \mathbf{p}_{\nu_a}^I) = (\mathbf{p}_{\nu_a}^I \cdot \mathbf{p}_{\nu_a}^I + \mathbf{p}_{\nu_b}^I \cdot \mathbf{p}_{\nu_b}^I + 2\mathbf{p}_{\nu_a}^I \cdot \mathbf{p}_{\nu_b}^I) + (\mathbf{p}_{\nu_b}^I \cdot \mathbf{p}_{\nu_b}^I + \mathbf{p}_{\nu_a}^I \cdot \mathbf{p}_{\nu_a}^I + 2\mathbf{p}_{\nu_b}^I \cdot \mathbf{p}_{\nu_a}^I) \stackrel{M_{\nu_a}=M_{\nu_b}=0}{=} m_{\nu_a}^2 + m_{\nu_b}^2 + 2E_{\nu_a}^I E_{\nu_b}^I + 2E_{\nu_b}^I E_{\nu_a}^I - 2\vec{p}_{\nu_a}^I \cdot \vec{p}_{\nu_b}^I - 2\vec{p}_{\nu_b}^I \cdot \vec{p}_{\nu_a}^I = m_{\nu_a}^2 + m_{\nu_b}^2 + M_I (E_{\nu_a}^I + E_{\nu_b}^I) - M_I \hat{p}_{\nu_a}^I \cdot (\vec{p}_{\nu_a}^I - \vec{p}_{\nu_b}^I)$, όπου μόνο ο τελευταίος όρος, $-M_I \hat{p}_{\nu_a}^I \cdot (\vec{p}_{\nu_a}^I - \vec{p}_{\nu_b}^I)$, εξαρτάται από το $\hat{p}_{\nu_a}^I$. Ελαχιστοποιώντας την $f_1(\hat{p}_{\nu_a}^I)$ ως προς το $\hat{p}_{\nu_a}^I$, καταλήγουμε στο ότι: $\hat{p}_{\nu_a}^I \propto \vec{p}_{\nu_a}^I - \vec{p}_{\nu_b}^I$. Η παραπάνω επιλογή του $\hat{p}_{\nu_a}^I$ ελαχιστοποιεί αποτελεσματικά τους εκτιμητές της μάζας του top και του antitop κουάρκ ταυτόχρονα, ακόμη κι αν έχουν διαφορετικές τιμές. Η μεθοδολογία που μόλις ακολουθήσαμε ("min ΣM_{top}^2 reconstruction") μπορεί να γενικευτεί ως ένας νέος Jigsaw Rule, που ονομάζεται "invisible - minimize masses squared" JR: αν οι εσωτερικοί βαθμοί ελευθερίας που καθορίζουν το πώς ακριβώς ένα σύστημα invisible σωματιδίων, $I = \{I_a, I_b\}$, πρέπει να "σπάσει" στα επιμέρους σωματίδια, μας είναι άγνωστοι, μπορούν να προσδιοριστούν επιλέγοντας ένα αντίστοιχο ζεύγος visible σωματιδίων, $V = \{V_a, V_b\}$ και ελαχιστοποιώντας την ποσότητα $M_{V_a I_a}^2 + M_{V_b I_b}^2$. Θεωρούμε ότι οι τετραορμές των visible σωματιδίων είναι γνωστές στο σύστημα κέντρου μάζας της αλληλεπίδρασης, $F = \{V, I\}$, ομοίως και η τετραορμή του συστήματος I , \mathbf{p}_I^F . Επιπλέον, θεωρούμε ότι οι μάζες των επιμέρους invisible σωματιδίων, M_{I_a} και M_{I_b} , έχουν καθοριστεί επακριβώς. Έτσι, οι ορμές των invisible σωματιδίων μπορούν να επιλεγούν στο I - frame, ως εξής:

$$\begin{aligned} \vec{p}_{I_a}^I &= p_{I_a}^I \frac{\vec{p}_{V_a}^I - \vec{p}_{V_b}^I}{|\vec{p}_{V_a}^I - \vec{p}_{V_b}^I|} \\ \vec{p}_{I_b}^I &= p_{I_b}^I \frac{\vec{p}_{V_b}^I - \vec{p}_{V_a}^I}{|\vec{p}_{V_a}^I - \vec{p}_{V_b}^I|}, \end{aligned} \quad (3.12)$$

με $p_{I_a}^I = p_{I_b}^I = \frac{\sqrt{(M_I^2 - (M_{I_a} + M_{I_b})^2)(M_I^2 - (M_{I_a} - M_{I_b})^2)}}{2M_I}$. Για τις ενέργειες τους, χρησιμοποιούμε προφανώς τη γνωστή σχέση: $E_{I_i}^I = \sqrt{M_{I_i}^2 + (p_{I_i}^I)^2}$, $i = a, b$.

Εναλλακτικά, μπορούμε να επιλέξουμε ως μετρική τη συνάρτηση $f_2(\hat{p}_{\nu_a}^I) = |M_{t_a} - M_{t_b}|$ και να επιλέξουμε εκείνη την τιμή του $\hat{p}_{\nu_a}^I$ που την ελαχιστοποιεί. Έτσι, ενώ δεν μπορούμε να απαιτήσουμε ίσες τις μάζες του top και του antitop κουάρκ, όπως με τον contraboost invariant JR, μπορούμε, μέσω αυτής της ελαχιστοποίησης, να τις "φέρουμε" πολύ κοντά μεταξύ τους. Σε αντίθεση με πριν, αυτή η ελαχιστοποίηση δεν έχει αναλυτική λύση, οπότε προσδιορίζεται μόνο αριθμητικά. Η παραπάνω μεθοδολογία ("min ΔM_{top} reconstruction")

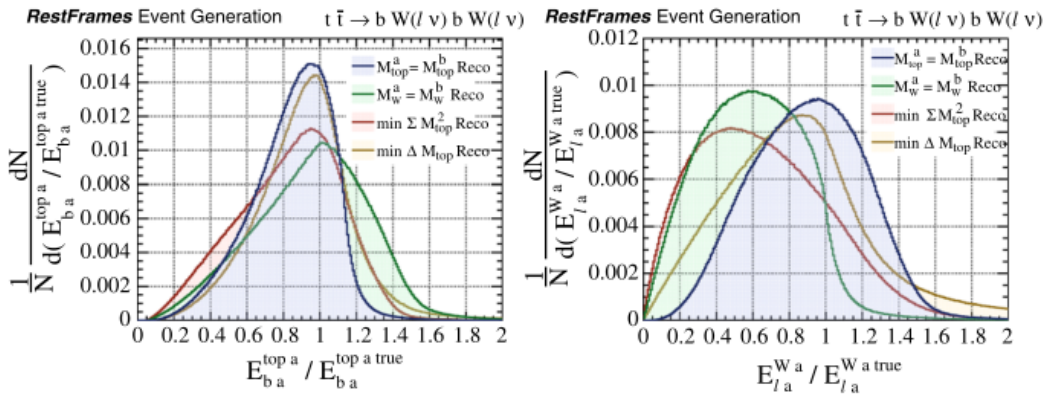
γενικεύεται, επίσης, ως ένας νέος Jigsaw Rule, που ονομάζεται "invisible - minimize mass differences" JR και ορίζει ό,τι και ο προηγούμενος JR που αναλύσαμε, με τη διαφορά ότι η ποσότητα που ελαχιστοποιείται είναι η $|M_{V_a I_a} - M_{V_b I_b}|$. Έτσι, οι ορμές των invisible σωματιδίων μπορούν να επιλεγούν στο I - frame, ως εξής:

$$\begin{aligned} \vec{p}_{I_a}^I &= p_{I_a}^I \hat{n} \\ \vec{p}_{I_b}^I &= -p_{I_b}^I \hat{n}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\text{με } p_{I_a}^I = p_{I_b}^I = \frac{\sqrt{(M_I^2 - (M_{I_a} + M_{I_b})^2)(M_I^2 - (M_{I_a} - M_{I_b})^2)}}{2M_I} \text{ και } \hat{n}: \min_{\hat{n}, \hat{n} \cdot (\vec{p}_{V_a}^I \times \vec{p}_{V_b}^I) = 0} |M_{V_a I_a} - M_{V_b I_b}|.$$

Έχοντας "σπάσει" καταλλήλως το σύστημα των δύο νετρίνων, η μόνη άγνωστη ποσότητα που μένει να ανακατασκευαστεί είναι η μάζα M_I . Εφαρμόζοντας, ως γνωστόν, τον invisible mass JR και στις δύο μεθοδολογίες ($\min \Sigma M_{top}^2$ reconstruction, $\min \Delta M_{top}$ reconstruction) που αναφέρθηκαν παραπάνω, επιλέγουμε $M_I = 2|\vec{p}_{\ell_{a/b}}^{\ell\ell}|$.

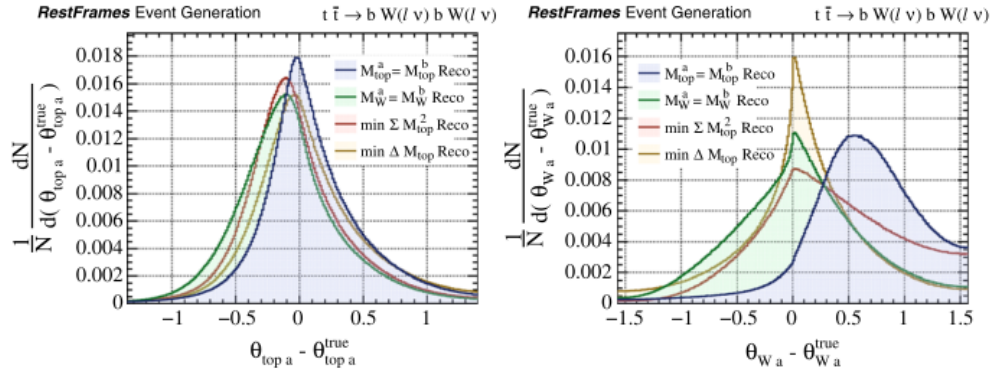
Στη συνέχεια, παρουσιάζουμε ορισμένες κινηματικές ποσότητες που έχουν ανακατασκευαστεί και με τις τέσσερις συνολικά διαφορετικές τεχνικές που αναλύθηκαν, ώστε να συγκρίνουμε τα πλεονεκτήματα και τα μειονεκτήματά τους. Για αρχή, παρουσιάζονται οι κατανομές των ανακατασκευασμένων $E_{b_a}^{t_a}$ και $E_{l_a}^{W_a}$ στο Σχήμα 3.10:



Σχήμα 3.10: Οι κατανομές των ενεργειών των σωματιδίων b_a , l_a , υπολογισμένες στα αντίστοιχα production frames τους και ανακατασκευασμένες και με τις τέσσερις τεχνικές που αναφέρθηκαν στο κείμενο. Κάθε κατανομή είναι κανονικοποιημένη στη μονάδα.

Αναφορικά με την $E_{b_a}^{t_a}$, παρατηρούμε πως οι τεχνικές $M_{top}^a = M_{top}^b$ και $\min \Delta M_{top}$ παρουσιάζουν το καλύτερο resolution και μικρό bias, το οποίο οφείλεται στις ελαχιστοποιήσεις που απαιτήσαμε κατά την εφαρμογή τους. Η $M_W^a = M_W^b$ reconstruction, ενώ παρουσιάζει το μικρότερο bias, οδηγεί σε πολύ κακό resolution, όπως και η $\min \Sigma M_{top}^2$. Αναφορικά με την $E_{l_a}^{W_a}$, παρατηρείται ότι η βέλτιστη τεχνική είναι η $M_{top}^a = M_{top}^b$, με αμέσως επόμενη την $\min \Delta M_{top}$, λόγω λίγο μεγαλύτερου bias. Αντιθέτως, η $\min \Sigma M_{top}^2$ reconstruction είναι η χειρότερη από τις τέσσερις.

Φυσικό ενδιαφέρον παρουσιάζουν και οι γωνίες εκπομπής των top - antitop κουάρκ και των W μποζονίων που δείχνονται στο Σχήμα 3.11:



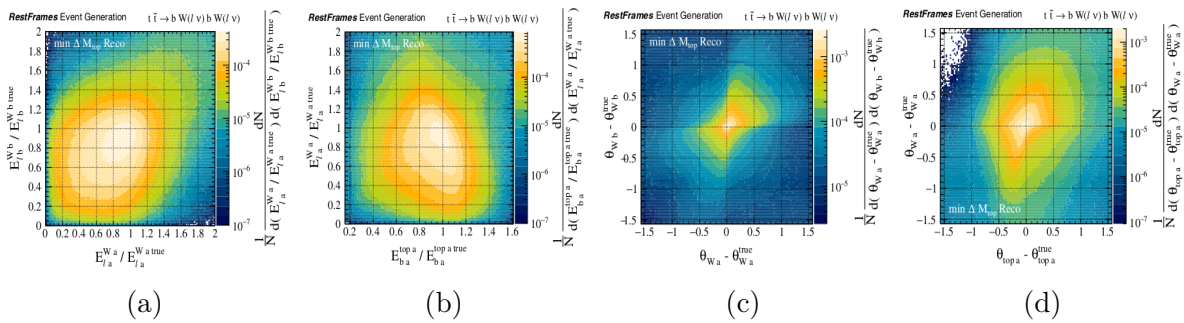
Σχήμα 3.11: Οι κατανομές των γωνιών εκπομπής των σωματιδίων t_a , W_a , ανακατασκευασμένες και με τις τέσσερις τεχνικές που αναφέρθηκαν στο κείμενο. Κάθε κατανομή είναι κανονικοποιημένη και οι γωνίες μετρώνται σε ακτίνια.

Παρατηρούμε ότι, σχετικά με τη ϑ_{t_a} , η βέλτιστη τεχνική ανακατασκευής είναι η $M_{top}^a = M_{top}^b$, ενώ μετά ακολουθεί η $\min \Delta M_{top}$, όπως συμβαίνει και με τις $E_{b_a}^{t_a}$, $E_{\ell_a}^{W_a}$. Όσον αφορά τη ϑ_{W_a} , δεν παρατηρούνται οι ίδιες ακριβώς συμπεριφορές. Ειδικότερα, η $M_{top}^a = M_{top}^b$ reconstruction είναι η χειρότερη από τις τέσσερις, παρουσιάζοντας συστηματικό bias, ενώ την βέλτιστη τεχνική αποτελεί η $\min \Delta M_{top}$, παρουσιάζοντας εντυπωσιακά καλό resolution, όμοιο με αυτό που παρουσιάζει για τη ϑ_{t_a} .

Βλέπουμε πως, γενικά, η $M_{top}^a = M_{top}^b$ reconstruction επιφέρει τα καλύτερα αποτελέσματα όσον αφορά την ανακατασκευή των διάφορων κινηματικών ποσοτήτων που μας ενδιαφέρουν. Εξάιρεση αποτελεί η αναλλοίωτη μάζα του συστήματος των top - antitop κουάρκ, διότι αυτή εξαρτάται άμεσα από τις μάζες των δύο νετρίνων, οι οποίες στη $M_{top}^a = M_{top}^b$ reconstruction δεν μπορούν να τεθούν ίσες με μηδέν. Ως αποτέλεσμα, η κατανομή της ανακατασκευασμένης $M_{t\bar{t}}$ αναμένεται να παρουσιάζει σημαντικό bias ως προς την πραγματική της τιμή. Συμβιβαστική λύση αποτελεί η $\min \Delta M_{top}$ reconstruction. Αυτή, όπως είδαμε, ανακατασκευάζει με μεγάλη επιτυχία τις κατανομές τόσο των ενεργειών αλλά και των γωνιών διάσπασης των ενδιάμεσων και των τελικών σωματιδίων της αντίδρασης και επιπλέον μας επιτρέπει να θέσουμε τις μάζες των νετρίνων ακριβώς ίσες με το μηδέν, εξασφαλίζοντας έτσι τη σωστή ανακατασκευή της $M_{t\bar{t}}$.

Εκτός από το γεγονός ότι οι εκτιμητές των ποσοτήτων που ανακατασκευάζουμε προσεγγίζουν με μεγάλη ακρίβεια τις πραγματικές τους τιμές, μεγάλης σημασίας είναι και το ότι παρουσιάζουν μικρή συσχέτιση μεταξύ τους, όπως φαίνεται στα διαγράμματα του Σχήματος

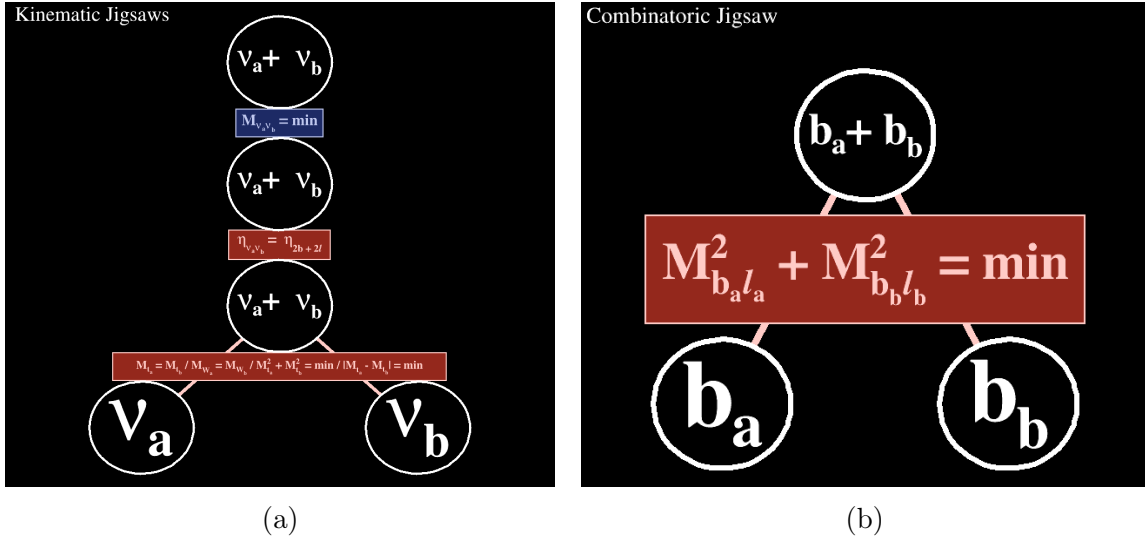
3.12:



Σχήμα 3.12: Οι κατανομές των $E_{\ell_a}^{W_a}$ vs $E_{\ell_b}^{W_b}$ (a), $E_{b_a}^{t_a}$ vs $E_{\ell_a}^{W_a}$ (b), ϑ_{W_a} vs ϑ_{W_b} (c) και ϑ_{t_a} vs ϑ_{W_a} (d), χρησιμοποιώντας τη $\min \Delta M_{top}$ reconstruction. Κάθε ποσότητα είναι κατάλληλα κανονικοποιημένη ως προς την generated τιμή της και οι γωνίες μετρώνται σε ακτίνια.

Πιο συγκεκριμένα, μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι ανεξάρτητοι μεταξύ τους είναι όχι μόνο οι εκτιμητές ποσοτήτων που ανήκουν σε διαφορετικούς κλάδους του decay tree ((a), (c)), αλλά και οι εκτιμητές ποσοτήτων που εμφανίζονται σε διαφορετικά στάδια του ίδιου κλάδου ((b), (d)). Αυτό είναι συνέπεια του γεγονότος ότι ξεκινώντας από το lab - frame, από όλες τις άγνωστες ποσότητες προσδιορίζουμε μόνο αυτές που είναι απαραίτητες (factorization of unknowns) για τον υπολογισμό της ταχύτητας που το συνδέει με το επόμενο σύστημα αναφοράς και ούτω καθεξής.

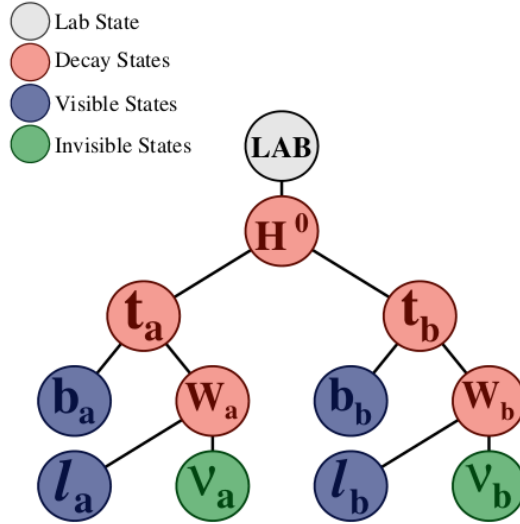
Οι κινηματικοί, καθώς και ο συνδυαστικός κανόνας JR που εφαρμόζονται σε αυτό το παράδειγμα αναπαριστούνται στο Σχήμα 3.13a και στο Σχήμα 3.13b αντίστοιχα:



Σχήμα 3.13: Οι κινηματικοί (αριστερά), καθώς και ο συνδυαστικός (δεξιά) κανόνας Jigsaw για την αντίδραση $t\bar{t} \rightarrow bW(\ell\nu)bW(\ell\nu)$. Οι τέσσερις τεχνικές ανακατασκευής ($M_{top}^a = M_{top}^b$, $M_W^a = M_W^b$, $\min \Sigma M_{top}^2$ και $\min \Delta M_{top}$ reconstruction), που αναφέρθηκαν στο κείμενο, είναι εναλλακτικές, μπορεί να εφαρμοστεί οποιαδήποτε από αυτές.

3.4.4 $H^0 \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW(\ell\nu)bW(\ell\nu)$

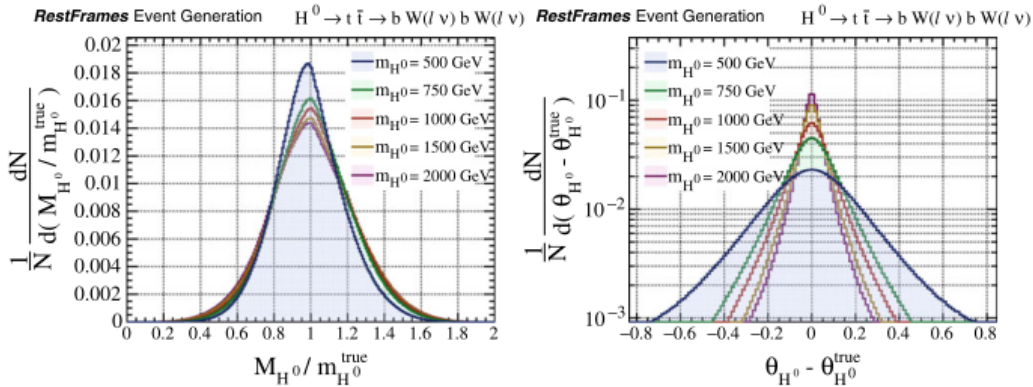
Το τελευταίο παράδειγμα αντίδρασης που θα μελετήσουμε είναι παρόμοιο με το προηγούμενο, με τη μόνη διαφορά ότι τώρα το top και το antitop κουάρκ προέρχονται από τη διάσπαση ενός βαρέος, ηλεκτρικά ουδέτερου μποζονίου Χιγκς, H^0 (βλέπε Σχήμα 3.14). Δηλαδή έχουμε resonant παραγωγή ενός ζεύγους $t\bar{t}$, που σημαίνει ότι το εσωτερικό γινόμενο $(\mathbf{p}_t + \mathbf{p}_{\bar{t}}) \cdot (\mathbf{p}_t + \mathbf{p}_{\bar{t}})$ δεν έχει απλώς μια τυχαία κατανομή, όπως στο προηγούμενο μας παράδειγμα (non resonant top pair production), αλλά εμφανίζεται συντονισμός γύρω από την τιμή $M_{H^0}^2$, εφόσον τώρα ισχύει ότι $(\mathbf{p}_t + \mathbf{p}_{\bar{t}}) \cdot (\mathbf{p}_t + \mathbf{p}_{\bar{t}}) = \mathbf{p}_{H^0} \cdot \mathbf{p}_{H^0} = M_{H^0}^2$. Οι γνωστές, αλλά και οι άγνωστες, προς εμάς, ποσότητες, είναι ακριβώς οι ίδιες με πριν.



Σχήμα 3.14: Το decay tree της αντίδρασης $H^0 \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW(l\nu)bW(l\nu)$.

Τώρα όμως, αυτό που μας ενδιαφέρει κυρίως δεν είναι τα top - antitop κουάρκ και τα W μποζόνια, αλλά το βαρύ Χιγκς (μάζα, γωνία εκπομπής). Έτσι, προκειμένου να έχουμε ελάχιστο bias στην κατανομή του εκτιμητή της μάζας του, M_{H^0} , θα χρησιμοποιήσουμε τη $\min \Delta M_{top}$ reconstruction, που μας επιτρέπει να θέσουμε $M_{\nu_a} = M_{\nu_b} = 0$ και να επιλέξουμε $M_I = 2|\vec{p}_{l_{a/b}}^{\ell\ell}|$, εκμεταλλευόμενοι τη συμμετρία των λεπτονίων και των νετρίνων κατά την παραγωγή τους.

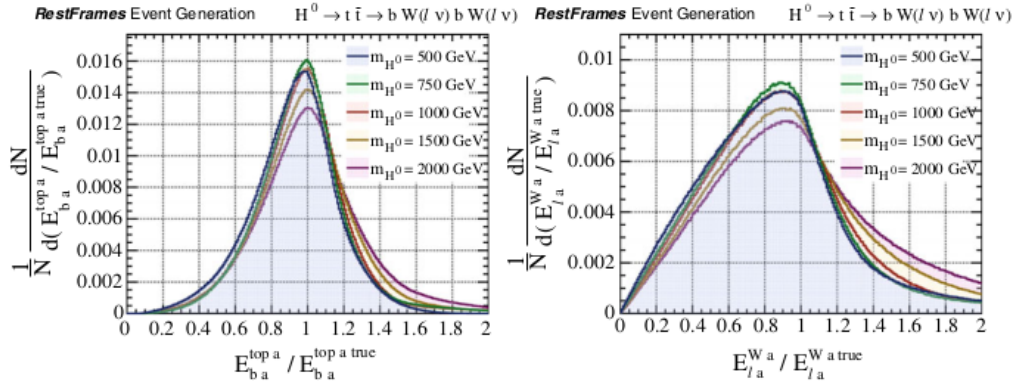
Στα δύο διαγράμματα του Σχήματος 3.15, παρουσιάζονται οι κατανομές του εκτιμητή της μάζας του Χιγκς, καθώς και της γωνίας εκπομπής του σε σύγκριση με τις πραγματικές τιμές αυτών των δύο μεγεθών, για πέντε διαφορετικές ενδεικτικές τιμές της m_{H^0} :



Σχήμα 3.15: Οι κατανομές της M_{H^0} (αριστερά) και της ϑ_{H^0} (δεξιά) για πέντε διαφορετικές τιμές της m_{H^0} . Κάθε κατανομή είναι κανονικοποιημένη και οι γωνίες μετρώνται σε ακτίνια.

Σχετικά με τη M_{H^0} , αυτό που παρατηρούμε είναι ότι και στις πέντε περιπτώσεις εμφανίζει μηδαμινό bias και αρκετά ικανοποιητικό resolution, το οποίο χειροτερεύει ελαφρώς όσο αυξάνεται η μάζα του Χιγκς. Αντίθετα, παρατηρείται ότι το resolution που εμφανίζει η ϑ_{H^0} βελτιώνεται με την αύξηση της m_{H^0} . Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι καθώς η ταχύτητα του top και του antitop κουάρκ στο σύστημα ηρεμίας του H^0 αυξάνεται, η εκτίμηση του μέτρου αυτής της ταχύτητας (το οποίο σχετίζεται με τη M_{H^0}) γίνεται πιο αβέβαιη, ενώ η κατεύθυνσή της (η οποία σχετίζεται με τη ϑ_{H^0}) εκτιμάται με μεγαλύτερη βεβαιότητα.

Αυτή η ελαφριά εξάρτηση του $\vec{\beta}_{t_a}^{H^0}$ από τη μάζα του Χιγκς έχει επιπτώσεις στην ανακατασκευή των συστημάτων ηρεμίας των top - antitop κουάρκ και των W μποζονίων και κατά συνέπεια και των ποσοτήτων που υπολογίζουμε σε αυτά τα συστήματα αναφοράς. Έτσι, καθώς η m_{H^0} αυξάνεται, το $\vec{\beta}_{t_a}^{H^0}$ παρουσιάζει μεγαλύτερη αβεβαιότητα, με αποτέλεσμα οι κατανομές των ανακατασκευασμένων $E_{b_a}^{t_a}$, $E_{\ell_a}^{W_a}$ να εμφανίζουν ολοένα και χειρότερο resolution, όπως φαίνεται στα δύο διαγράμματα του Σχήματος 3.16:



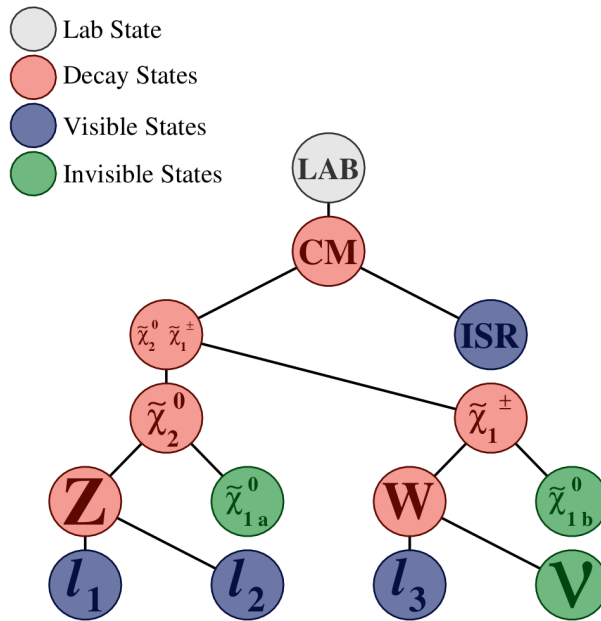
Σχήμα 3.16: Οι κατανομές της $E_{b_a}^{t_a}$ (αριστερά) και της $E_{\ell_a}^{W_a}$ (δεξιά) για πέντε διαφορετικές τιμές της m_{H^0} . Κάθε κατανομή είναι κανονικοποιημένη.

Γενικότερα, αυτή η αβεβαιότητα στην εκτίμηση των ταχυτήτων που συνδέουν διαφορετικά συστήματα αναφοράς σε ένα decay tree είναι υπεύθυνη για πολλές από τις μικρές συσχετίσεις (ανώτερης τάξης) που παρατηρούνται μεταξύ των κινηματικών ποσοτήτων που ανακατασκευάζουμε με τη μέθοδο RJR.

Κεφάλαιο 4

Εφαρμογή της μεθόδου RJR στην αντίδραση $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow Z(\ell\bar{\ell})\tilde{\chi}_1^0 W(\ell\nu)\tilde{\chi}_1^0$

Το τέταρτο κεφάλαιο είναι αφιερωμένο στο βασικό σκοπό αυτής της πτυχιακής εργασίας, που είναι η εφαρμογή της μεθόδου RJR στην αντίδραση $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow Z(\ell\bar{\ell})\tilde{\chi}_1^0 W(\ell\nu)\tilde{\chi}_1^0$, προκειμένου να επιλυθούν οι όποιες ασάφειες εμφανίζονται και να ανακατασκευαστούν ποσότητες που παρουσιάζουν έντονο φυσικό ενδιαφέρον. Όπως μπορούμε να δούμε, στην αντίδραση αυτή έχουμε αρχικά τη non resonant παραγωγή ενός neutralino - 2, $\tilde{\chi}_2^0$, και ενός chargino - 1, $\tilde{\chi}_1^\pm$. Και τα δύο είναι φερμιόνια και ανήκουν στην οικογένεια των electroweakinos, όπως είχε αναφερθεί στο πρώτο κεφάλαιο, με το $\tilde{\chi}_2^0$ να είναι το δεύτερο ελαφρύτερο neutralino από τα τέσσερα συνολικά (το πιο ελαφρύ είναι το $\tilde{\chi}_1^0$ - LSP), ενώ το $\tilde{\chi}_1^\pm$ είναι το ελαφρύτερο από τα δύο charginos (το βαρύτερο είναι το $\tilde{\chi}_2^\pm$) [16]. Στη συνέχεια, καθένα από αυτά διασπάται σε ένα $\tilde{\chi}_1^0$ και σε ένα SM μποζόνιο (το $\tilde{\chi}_2^0$ σε Z^0 και το $\tilde{\chi}_1^\pm$ σε W^\pm). Τελικά, το Z^0 διασπάται με τη σειρά του σε δύο αντίθετα φορτισμένα λεπτόνια, ενώ το W^\pm σε ένα λεπτόνιο και ένα νετρίνο. Επιπλέον, υποθέτουμε την ύπαρξη ενός ISR jet, το οποίο προκαλεί την ανάκρουση του συστήματος $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ προς την αντίθετη κατεύθυνση. Το decay tree της αντίδρασης δείχνεται στο Σχήμα 4.1:



Σχήμα 4.1: Το decay tree της αντίδρασης $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow Z(\ell\bar{\ell})\tilde{\chi}_1^0 W(\ell\nu)\tilde{\chi}_1^0$.

Υποθέτοντας ότι $m_{\tilde{\chi}_2^0} = m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (για λόγους ευκολίας) και $m_{\tilde{\chi}_{1a}^0} = m_{\tilde{\chi}_{1b}^0}$ (εφόσον είναι σταθερά σωματάρια), καθώς και ότι η διαφορά μάζας μεταξύ του καθενός εκ των δύο αρχικών SUSY σωματιδίων και του θυγατρικού neutralino - 1 είναι αρκετά μικρή (compressed scenario), συμπεραίνουμε ότι τα δύο θυγατρικά SM μποζόνια θα βρίσκονται εκτός φλοιού μάζας. Επιπλέον, καθώς το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας των αρχικών SUSY σωματιδίων καταλήγει ως μάζα των neutralinos - 1, οι ορμές όλων των θυγατρικών σωματιδίων θα είναι αναγκαστικά μικρές. Έτσι, οι εγκάρσιες ορμές των τριών λεπτονίων θα είναι κι αυτές μικρές (soft leptons), με αποτέλεσμα να είναι μικρή και η ελλείπουσα εγκάρσια ορμή του event, αφού έχει εξάρτηση από αυτές, καθιστώντας την πειραματική διάκρισή του από το SM background δύσκολη. Αυτός είναι ο και ο λόγος που απαιτήσαμε την ύπαρξη ενός ISR jet, διότι πλέον η ελλείπουσα εγκάρσια ορμή έχει εξάρτηση και από αυτό, με αποτέλεσμα να αυξάνεται και να γίνεται ευκολότερη η διάκριση της συγκεκριμένης αντίδρασης, όπως θα δούμε στη συνέχεια.

Θεωρούμε πως οι $\mathbf{p}_{\ell_1}^{lab}, \mathbf{p}_{\ell_2}^{lab}, \mathbf{p}_{\ell_3}^{lab}, \mathbf{p}_{ISR}^{lab}$ έχουν μετρηθεί πλήρως από κάποιο ανιχνευτικό σύστημα και, εκμεταλλευόμενοι τη διατήρηση της ορμής στο κάθετο επίπεδο, μεταφράζουμε την ανακατασκευασμένη ελλείπουσα εγκάρσια ορμή ως την εγκάρσια ορμή του συστήματος των invisible σωματιδίων:

$$\vec{p}_{I,T}^{lab} = \vec{p}_{\tilde{\chi}_{1a}^0,T}^{lab} + \vec{p}_{\tilde{\chi}_{1b}^0,T}^{lab} + \vec{p}_{\nu,T}^{lab} = \vec{p}_T^{miss}, \quad (4.1)$$

με $I = \{\tilde{\chi}_{1a}^0, \tilde{\chi}_{1b}^0, \nu\}$. Οι άγνωστες ποσότητες στην περίπτωση μας είναι η ορμή του I κατά μήκος του άξονα της δέσμης στο lab - frame, $p_{I,z}^{lab}$, η μάζα του, M_I , καθώς και το πώς αυτή "μοιράζεται" μεταξύ των ορμών των τριών invisible σωματιδίων. Εκτός από τις παραπάνω κινηματικές ασάφειες, έχουμε και μία συνδυαστικού χαρακτήρα, η οποία έχει να κάνει με το ποια δύο λεπτόνια πρέπει να συσχετίσουμε με το Z μποζόνιο και ποιο με το W μποζόνιο.

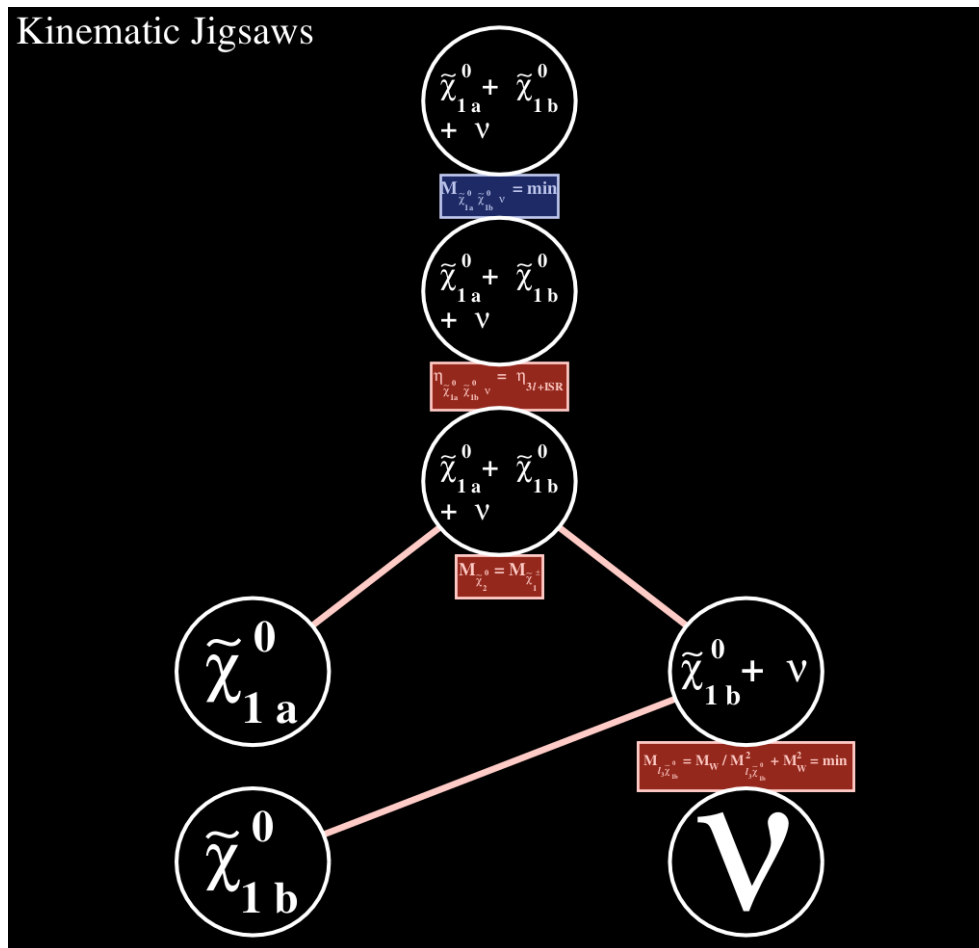
4.1 Επιλογή των Jigsaw Rules

Όπως και σε όλα τα παραδείγματα αντιδράσεων που παρουσιάστηκαν πιο πριν, για τη μάζα του συστήματος I εφαρμόζουμε τον invisible mass JR. Έτσι, η M_I τίθεται ίση με τη μικρότερη και κατά Lorentz αναλλοίωτη συνάρτηση. Παράλληλα, πρέπει να μην οδηγεί σε ταχυονικά invisible σωματάρια, αλλά και να είναι συνεπής με τους JR's που θα εφαρμοστούν για να "σπάσουμε" το σύστημα I .

Στη συνέχεια, εφαρμόζοντας τον invisible rapidity JR, απαιτούμε, ως γνωστόν, η ωκύτητα του συστήματος των invisible σωματιδίων να είναι αντίθετη με αυτήν του συστήματος όλων των visible σωματιδίων. Έτσι, αυτή η απαίτηση έχει ως αποτέλεσμα η διαμήκης ορμή του I στο lab - frame να καθίσταται ίση με: $p_{I,z}^{lab} = p_{V,z}^{lab} \frac{\sqrt{|\vec{p}_{I,\perp}^{lab}|^2 + m_I^2}}{\sqrt{|\vec{p}_{V,\perp}^{lab}|^2 + m_V^2}}$, με $I = \{\tilde{\chi}_{1a}^0, \tilde{\chi}_{1b}^0, \nu\}$ και $V = \{\ell_1, \ell_2, \ell_3, ISR\}$.

Αυτό που απομένει, όσον αφορά τις κινηματικές ασάφειες του event, είναι πως θα "σπάσουμε" κατάλληλα το σύστημα των invisible σωματιδίων στα τρία επιμέρους σωματάρια που το συνιστούν. Αρχικά, το σύστημα I πρέπει να "σπάσει" σε $I_a = \{\tilde{\chi}_{1a}^0\}$ και $I_b = \{\tilde{\chi}_{1b}^0, \nu\}$. Επιλέγοντας ως $V_a = \{\ell_1, \ell_2\}$ και $V_b = \{\ell_3\}$ (βλέπε Σχήμα 4.1), εφαρμόζουμε τον contraboost invariant JR, ο οποίος εισάγει τον περιορισμό $M_{V_a I_a} = M_{V_b I_b} \Rightarrow M_{\tilde{\chi}_2^0} = M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, ο οποίος είναι απόλυτα εύλογος, εφόσον εξ αρχής θεωρήσαμε πως οι πραγματικές (generated) μάζες των δύο μητρικών SUSY σωματιδίων είναι μεταξύ τους ίσες. Η εφαρμογή του παραπάνω περιορισμού ταυτόχρονα ορίζει και τις τετραορμές των I_a, I_b στο $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ - frame, όπως αναλύθηκε εκτενέστερα στο τρίτο κεφάλαιο.

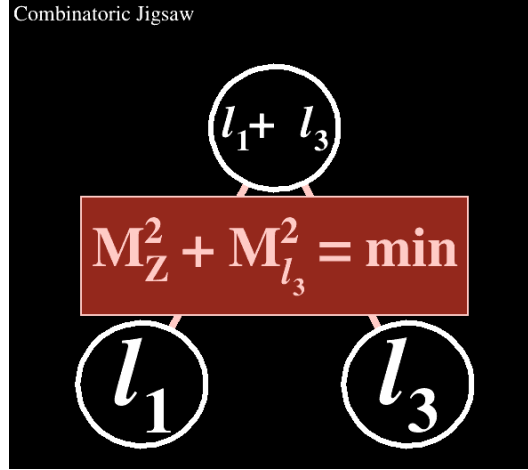
Επόμενός μας στόχος, προκειμένου να ολοκληρωθεί το "σπάσιμο" του I - system, είναι το κατάλληλο σπάσιμο του $I_b = \{\tilde{\chi}_{1b}^0, \nu\}$ στα επιμέρους $I_{b1} = \{\tilde{\chi}_{1b}^0\}$ και $I_{b2} = \{\nu\}$. Επιλέγοντας αναγκαστικά $V_1 = V_2 = \{\ell_3\}$, καθώς στον κλάδο που ανήκουν τα $\tilde{\chi}_{1b}^0, \nu$ το μόνο visible σωματίο είναι το ℓ_3 , μπορούμε να εφαρμόσουμε έναν εκ των τριών JR's (contraboost invariant, invisible - minimize mass differences, invisible - minimize masses squared) που έχουν παρουσιαστεί, προκειμένου να "σπάσουμε" το I_b - system. Ωστόσο, οι περιορισμοί που θέτουν ο contraboost invariant κι ο invisible - minimize mass differences JR είναι ουσιαστικά σχεδόν οι ίδιοι ($M_{V_1 I_{b1}} = M_{V_2 I_{b2}}$ και $|M_{V_1 I_{b1}} - M_{V_2 I_{b2}}| = \min$ αντίστοιχα). Οπότε, οι επιλογές που έχουμε είναι στην ουσία δύο, ο contraboost invariant JR και ο invisible - minimize masses squared JR. Ο πρώτος εισάγει τον περιορισμό $M_{\ell_3 \tilde{\chi}_{1b}^0} = M_{\ell_3 \nu}$, δηλαδή $M_{\ell_3 \tilde{\chi}_{1b}^0} = M_W$, ενώ ο δεύτερος τον περιορισμό $M_{\ell_3 \tilde{\chi}_{1b}^0}^2 + M_{\ell_3 \nu}^2 = \min$, δηλαδή $M_{\ell_3 \tilde{\chi}_{1b}^0}^2 + M_W^2 = \min$. Καθώς δεν υπάρχει κάποιος προφανής λόγος να προτιμήσουμε έναν εκ των δύο, θα εφαρμόσουμε και τους δύο ξεχωριστά και θα συγκρίνουμε τα αποτελέσματά τους. Οι κινηματικοί κανόνες JR που επιλέγονται σε αυτήν την εφαρμογή αναπαριστούνται στο Σχήμα 4.2:



Σχήμα 4.2: Σχηματική αναπαράσταση της εφαρμογής των κινηματικών JR's.

Έχοντας ολοκληρώσει την επίλυση των κινηματικών ασαφειών της αντίδρασης που μελετούμε, το μόνο που απομένει είναι το πως θα επιλυθεί η συνδυαστική ασάφεια που σχετίζεται με τα τρία λεπτόνια. Προκειμένου η εφαρμογή του JR που θα επιλέξουμε να είναι πιο στοχευμένη και εξειδικευμένη, θα θεωρήσουμε ότι τα ℓ_1, ℓ_3 είναι θετικά φορτισμένα (άρα το ίδιο ισχύει για το W μπोजόνιο και για το chargino), ενώ το ℓ_2 αρνητικά φορτισμένο. Οπότε, η

συνδυαστική ασάφεια έγκειται στο σε ποιο μποζόνιο (Z ή W) θα αντιστοιχήσουμε το κάθε αντιλεπτόνιο (l_1, l_3). Ορίζοντας ως $V_a = \{l_1, l_2\}$ και $V_b = \{l_3\}$, εφαρμόζουμε τον minimize masses squared JR, ο οποίος παρουσιάστηκε στο τρίτο κεφάλαιο. Αυτός ο Jigsaw Rule επιλέγει εκείνη τη διαμέριση του συνόλου $V_\ell = \{l_1, l_2, l_3\}$, η οποία ελαχιστοποιεί τη συνάρτηση $M_{V_a}^2 + M_{V_b}^2 = M_Z^2 + M_{l_3}^2$. Ο συνδυαστικός κανόνας JR αναπαριστάται στο Σχήμα 4.3:



Σχήμα 4.3: Σχηματική αναπαράσταση της εφαρμογής του συνδυαστικού JR.

4.2 Προγραμματισμός της εφαρμογής με το πακέτο RestFrames

Το λογισμικό πακέτο RestFrames παρέχει στο χρήστη μία πληθώρα βιβλιοθηκών για την παραγωγή και ανάλυση ακόμη και των πιο σύνθετων decay trees. Αυτές οι βιβλιοθήκες, μεταξύ άλλων, περιλαμβάνουν κλάσεις (classes) και συναρτήσεις (member functions), κάποιες από τις οποίες ανήκουν στο ROOT (λογισμικό πακέτο ανοικτού κώδικα για ανάλυση δεδομένων που δημιουργήθηκε και χρησιμοποιείται στο CERN), αλλά και πολλές νέες. Το πακέτο RestFrames, όπως και το ROOT, είναι βασισμένο στη γλώσσα προγραμματισμού C++. Κάθε αρχείο πηγαίου κώδικα που δημιουργούμε με τη χρήση του RestFrames μπορούμε να το εκτελέσουμε από τη γραμμή εντολών του ROOT.

Όσον αφορά την αντίδραση που μελετούμε, το πρώτο τμήμα του κώδικα (βλέπε Παράρτημα A) που συντάσσουμε είναι η εισαγωγή των δεδομένων που χρειάζονται κατά την παραγωγή του κάθε event. Πέρα των μαζών και των πλατών διάσπασης των SM σωματιδίων (υποθέτουμε ότι τα τελικά λεπτόνια είναι ένα μόνιο και δύο αντιμόνια), οι οποίες έχουν ληφθεί από το Particle Data Group, η μάζα του neutralino - 2 και του chargino τίθεται ίση με 500 GeV, ενώ για τη μάζα των δύο neutralinos - 1 θεωρούμε τέσσερις διαφορετικές περιπτώσεις: 400, 425, 450 και 475 GeV. Σε κάθε περίπτωση παράγονται τόσα events όσα χρειάζονται για να γίνουν αποδεκτά τα πρώτα 10000 που θα πληρούν τις προϋποθέσεις (cuts) που θα παρουσιαστούν παρακάτω. Ο σκοπός μας είναι να μελετήσουμε τη συμπεριφορά ορισμένων φυσικών ποσοτήτων, καθώς η διαφορά μάζας μεταξύ μητρικών και θυγατρικών SUSY σωματιδίων μειώνεται δραματικά.

Στη συνέχεια, προγραμματίζουμε την κατασκευή του generated decay tree, δηλαδή ορίζουμε το πώς θα συμβολίζεται το καθένα από τα σωματίδια που ανήκουν σε αυτό, ποια

από αυτά είναι μητρικά και ποια θυγατρικά, καθώς και το "είδος" τους: decay/resonance, visible ή invisible state. Τα δεδομένα που εισάγαμε προηγουμένως τα αντιστοιχούμε στα κατάλληλα σωματίδια, ενώ τις μάζες των συστημάτων $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^\pm$, CM ($\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^\pm + \text{ISR}$) τις αφήνουμε τυχαίες (variable), καθώς δεν αντιστοιχούν σε κάποιο συντονισμό. Κατόπιν, ορίζουμε τις προϋποθέσεις που πρέπει να ικανοποιούν τα παραγόμενα visible σωματίδια ($l_1, l_2, l_3, \text{ISR}$) στο lab - frame, ώστε να γίνεται αποδεκτό κάθε event. Πιο συγκεκριμένα, θα πρέπει η ψευδοωκυτότητά τους να ανήκει στο διάστημα $-2.5 < \eta < 2.5$ (eta cut), ώστε να προσομοιώνεται επακριβώς η χωρική κάλυψη που παρέχει ο ανιχνευτής τροχιών του CMS. Επιπλέον, δεχόμαστε μόνο εκείνα τα events στα οποία το μέτρο της εγκάρσιας ορμής των λεπτονίων είναι μεγαλύτερο των 8 GeV, ενώ του ISR jet μεγαλύτερο των 20 GeV (p_T cuts). Ο σκοπός αυτής της απαίτησης είναι η αύξηση της \vec{E}_T^{miss} , η οποία συνεπάγεται την ευκολότερη διάκριση της συγκεκριμένης αντίδρασης από το SM background. Ακολούθως, προγραμματίζουμε και την κατασκευή του reconstructed decay tree, όμοια με αυτήν του generated decay tree.

Το επόμενο τμήμα του κώδικά μας είναι και το βασικότερο. Σε αυτό, ορίζουμε αρχικά το σύστημα των invisible σωματιδίων του decay tree, $I = \{\tilde{\chi}_{1a}^0, \tilde{\chi}_{1b}^0, \nu\}$, και ακολουθεί η εφαρμογή των Jigsaw Rules για την επίλυση των κινηματικών ασαφειών που αναφέρθηκαν παραπάνω: invisible mass, invisible rapidity, contraboost invariant και contraboost invariant/invisible - minimize masses squared JR's. Στη συνέχεια, ορίζουμε το σύστημα των λεπτονίων $l_1, l_3, V = \{l_1, l_3\}$, και εφαρμόζουμε τον minimize masses squared JR για την επίλυση της συνδυαστικής ασάφειας που σχετίζεται με αυτά.

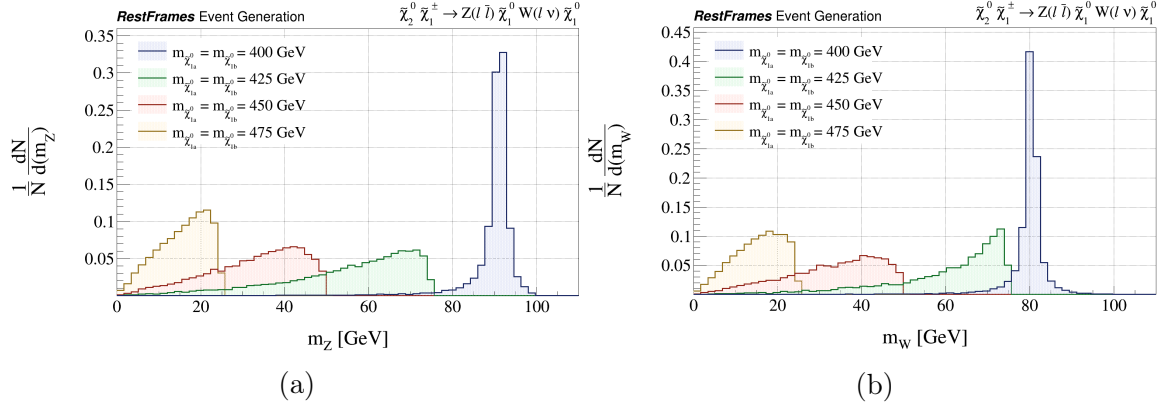
Αφού ορίσουμε τον τίτλο και τα υπομνήματα που θα εμφανίζονται στα διαγράμματα που θα δημιουργήσουμε στη συνέχεια, συνεχίζουμε με τις δηλώσεις των μεταβλητών (συμβολισμός, εύρος τιμών) που θα παρουσιαστούν σε αυτά. Επίσης, επιλέγουμε ποιες από αυτές τις μεταβλητές θα παρουσιαστούν συναρτήσεσ ποιων, καθώς και για ποιες από τις τέσσερις διαφορετικές περιπτώσεις σχετικά με τη μάζα των neutralinos - 1.

Στο τελευταίο τμήμα του κώδικά μας συναντάμε δύο μεγάλες δομές επανάληψης. Η πρώτη εξ' αυτών χρησιμοποιείται για τις διαφορετικές περιπτώσεις σχετικά με τη μάζα των $\tilde{\chi}_{1a}^0, \tilde{\chi}_{1b}^0$. Η δεύτερη δομή επανάληψης βρίσκειται εντός της πρώτης και χρησιμοποιείται για την παραγωγή και την ανάλυση - ανακατασκευή ($\mathbf{p}_{\ell_i}^{\text{lab, reco}} = \mathbf{p}_{\ell_i}^{\text{lab, gen}}$, $\mathbf{p}_{\text{ISR}}^{\text{lab, reco}} = \mathbf{p}_{\text{ISR}}^{\text{lab, gen}}$ και $\vec{p}_{I,T}^{\text{lab, reco}} = \vec{p}_T^{\text{miss, gen}}$) κάθε event, καθώς και για τον υπολογισμό των μεταβλητών των διαγραμμάτων που θα κατασκευαστούν.

4.3 Αποτελέσματα και συμπεράσματα

Ο κύριος σκοπός του κώδικά μας είναι η ορθή παραγωγή της αντίδρασης $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow Z(\ell\bar{\ell})\tilde{\chi}_1^0W(\ell\nu)\tilde{\chi}_1^0$, η όσο το δυνατόν καλύτερη ανακατασκευή της, εφαρμόζοντας τους ιδανικότερους Jigsaw Rules, καθώς και ο υπολογισμός - ανακατασκευή της κινηματικής ποσοτήτας R_{ISR} που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την αναζήτηση σημάτων της συγκεκριμένης αντίδρασης, αλλά και σημάτων από compressed SUSY τοπολογίες γενικότερα.

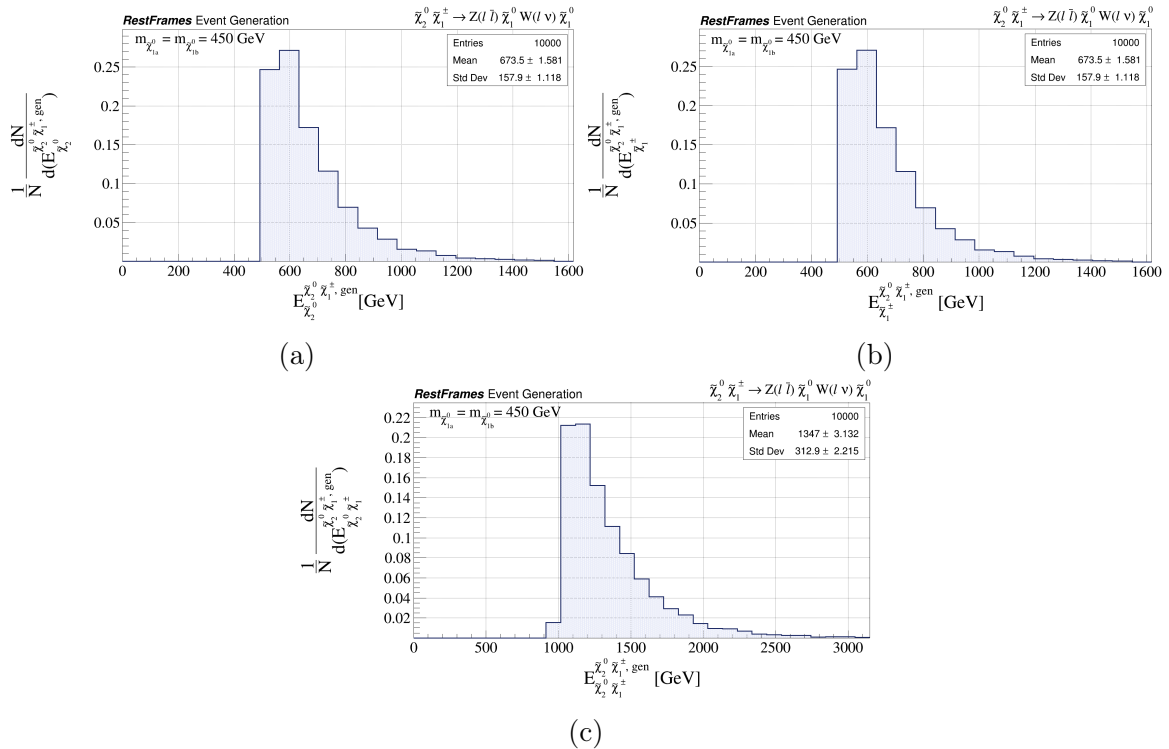
Για να ελέγξουμε κατά πόσο είναι σωστή η παραγωγή της αντίδρασής μας, κατασκευάζουμε κάποια ενδεικτικά διαγράμματα, ώστε να μελετήσουμε τη συμπεριφορά κινηματικών ποσοτήτων που αφορούν ορισμένα generated σωματίδια. Για αρχή, παρουσιάζονται οι κατανομές των μαζών των δύο SM μποζονίων και για τις τέσσερις διαφορετικές μάζες των neutralinos - 1 στο Σχήμα 4.4:



Σχήμα 4.4: Οι κανονικοποιημένες κατανομές των μαζών των generated Z (a) και W (b) μποζονίων για τις τέσσερις διαφορετικές περιπτώσεις σχετικά με τη μάζα των $\tilde{\chi}_{1a}^0$, $\tilde{\chi}_{1b}^0$.

Μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι, καθώς η μάζα των δύο neutralinos - 1 αυξάνεται, οπότε η διαφορά μάζας μεταξύ των μητρικών και θυγατρικών SUSY σωματιδίων μειώνεται, μειώνεται και η μάζα των δύο SM μποζονίων, με αποτέλεσμα να "βγαίνουν" εκτός φλοιού μάζας, δηλαδή να είναι εικονικά, όπως ακριβώς θα αναμέναμε. Μόνο στην περίπτωση όπου $m_{\tilde{\chi}_{1a}^0} = m_{\tilde{\chi}_{1b}^0} = 400$ GeV, δηλαδή $\Delta m_{\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_{1a}^0} = \Delta m_{\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_{1b}^0} = 100$ GeV, τα Z και W είναι πραγματικά, καθώς οι κατανομές των μαζών τους εμφανίζουν peak στις πειραματικά αναμενόμενες τιμές (περίπου 90 και 80 GeV αντίστοιχα).

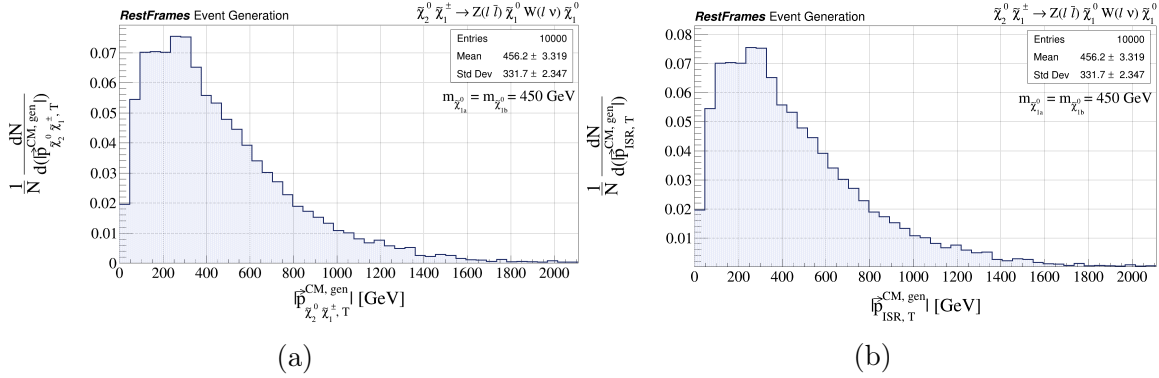
Στη συνέχεια, κατασκευάζουμε τις κατανομές των ενεργειών των neutralino - 2 και chargino, καθώς και του συστήματος των δύο, υπολογισμένων στο σύστημα αναφοράς αυτού, για την περίπτωση όπου η μάζα των neutralinos - 1 είναι ίση με 450 GeV, ώστε να ελέγξουμε τη διατήρηση της ενέργειας. Αυτές οι κατανομές δείχνονται στο Σχήμα 4.5:



Σχήμα 4.5: Οι κανονικοποιημένες κατανομές των ενεργειών των generated $\tilde{\chi}_2^0$ (a), $\tilde{\chi}_1^\pm$ (b) και $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ (c), υπολογισμένων στο $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ - frame, στην περίπτωση $m_{\tilde{\chi}_{1a}^0} = m_{\tilde{\chi}_{1b}^0} = 450$ GeV.

Διαπιστώνουμε πως το άθροισμα των μέσων τιμών των ενεργειών των $\tilde{\chi}_2^0$ και $\tilde{\chi}_1^\pm$ ($673.5 \text{ GeV} + 673.5 \text{ GeV}$) ισούται με τη μέση τιμή της ενέργειας του συστήματός τους (1347 GeV), όπως ακριβώς θα έπρεπε, ώστε να μην παραβιάζεται η διατήρηση της ενέργειας.

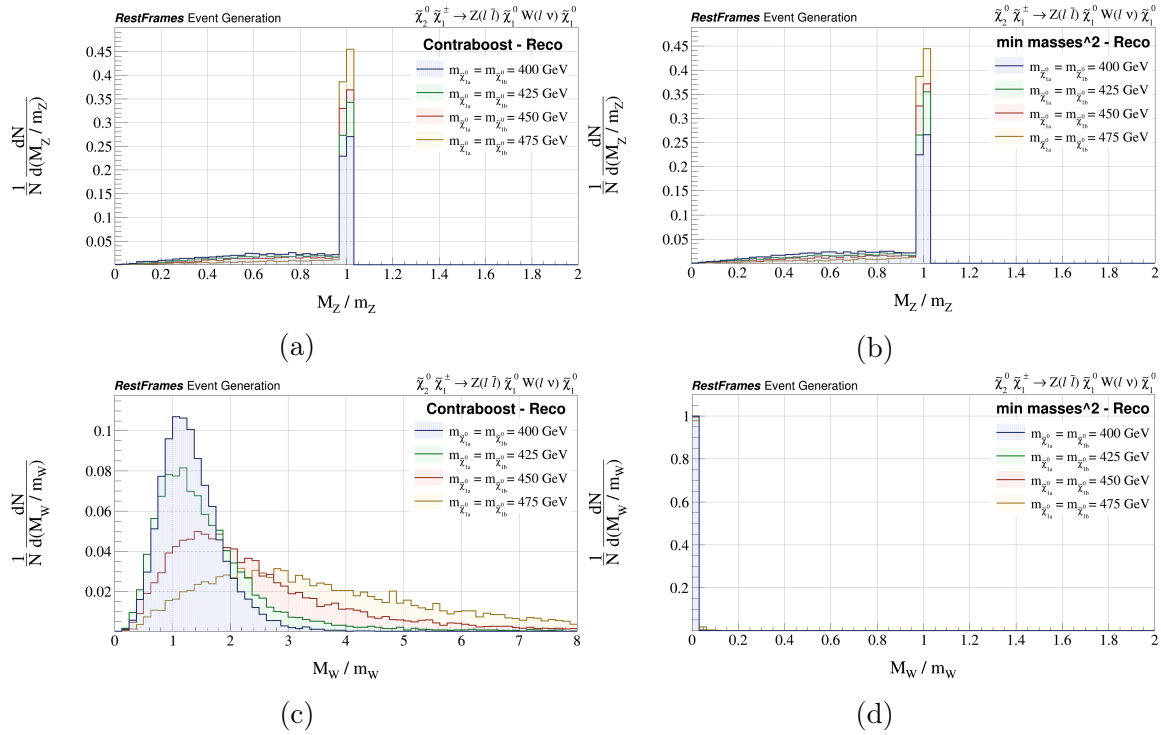
Ένας τελευταίος έλεγχος που κάνουμε, σχετίζεται με τα μέτρα των εγκάρσιων ορμών του συστήματος των neutralino - 2 και chargino και του ISR jet, υπολογισμένων στο production frame τους, δηλαδή στο CM - frame, έστω για την περίπτωση όπου η μάζα καθενός από τα neutralinos - 1 είναι 450 GeV . Οι κατανομές αυτές παρουσιάζονται στα δύο διαγράμματα του Σχήματος 4.6:



Σχήμα 4.6: Οι κανονικοποιημένες κατανομές των μέτρων των εγκάρσιων ορμών των generated $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^\pm$ (a) και ISR jet (b), υπολογισμένων στο CM - frame, για την περίπτωση $m_{\tilde{\chi}_{1a}^0} = m_{\tilde{\chi}_{1b}^0} = 450 \text{ GeV}$.

Αυτό που παρατηρούμε είναι ότι οι μέσες τιμές των $|\vec{p}_{\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^\pm}^{CM,gen}|$, $|\vec{p}_{ISR,T}^{CM,gen}|$ είναι ακριβώς ίσες, γεγονός αναμενόμενο μιας και το CM - frame είναι το πλαίσιο ηρεμίας του συστήματος $\{\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^\pm, \text{ISR}\}$, οπότε τα $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_1^\pm$ και ISR jet πρέπει να έχουν αντίθετες και ίσες κατά μέτρο ορμές, τόσο διαμήχεις, όσο και εγκάρσιες.

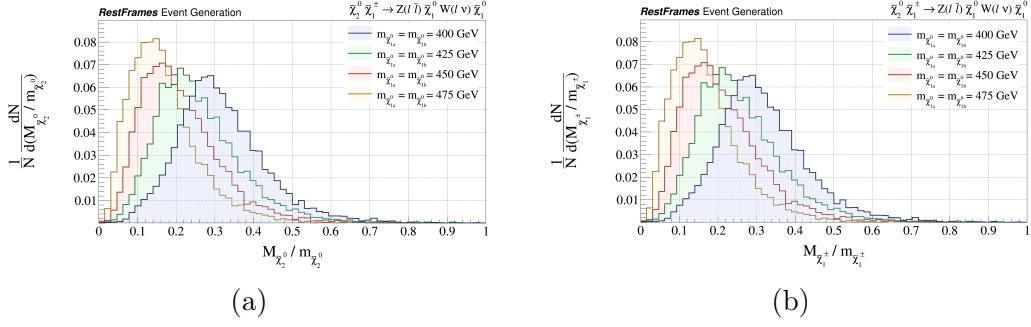
Ακολούθως, θα μελετήσουμε την ανακατασκευή της αντίδρασης. Αρχικά, παραθέτουμε τις κατανομές των μαζών των ανακατασκευασμένων προς τις μάζες των παραγόμενων Z και W μποζονίων και για τις τέσσερις διαφορετικές περιπτώσεις της μάζας των $\tilde{\chi}_{1a}^0$, $\tilde{\chi}_{1b}^0$. Αυτές, κατασκευάστηκαν χρησιμοποιώντας τόσο τον contraboost invariant JR (Contraboost - Reco), όσο και τον invisible - minimize masses squared JR (min masses squared - Reco) για το "σπάσιμο" του συστήματος $I_b = \{\tilde{\chi}_{1b}^0, \nu\}$, με σκοπό να τους συγκρίνουμε. Τα αποτελέσματα συγκρίνονται στο Σχήμα 4.7:



Σχήμα 4.7: Οι κανονικοποιημένες κατανομές των reconstructed μαζών των Z (a), (b) και W (c), (d) μποζονίων, χρησιμοποιώντας τις δύο διαφορετικές τεχνικές ανακατασκευής που αναφέρθηκαν στο κείμενο, και για τις τέσσερις περιπτώσεις της μάζας των $\tilde{\chi}_{1a}^0$, $\tilde{\chi}_{1b}^0$. Όλες οι μάζες είναι κανονικοποιημένες ως προς τις generated μάζες.

Όσον αφορά το Z μποζόνιο, και στις δύο τεχνικές ανακατασκευής η κατανομή της ποσότητας M_Z / m_Z εμφανίζει peak στο 1, δηλαδή η ανακατασκευασμένη μάζα του προσεγγίζει ικανοποιητικά την generated τιμή της. Αυτό είναι αναμενόμενο, καθώς οι τετραορμές των λεπτονίων ℓ_1 , ℓ_2 , οι οποίες χρειάζονται προκειμένου να την ανακατασκευάσουμε, έχουμε υποθέσει ότι μας είναι γνωστές στο lab - frame. Σχετικά με το μποζόνιο W, παρατηρούμε πως στην περίπτωση της Contraboost - Reco, η ανακατασκευασμένη μάζα του, και στα τέσσερα διαφορετικά σενάρια σχετικά με τις $m_{\tilde{\chi}_{1a}^0}$, $m_{\tilde{\chi}_{1b}^0}$, είναι κατά μέσο όρο μεγαλύτερη από την πραγματική της τιμή. Το γεγονός αυτό οφείλεται στην απαίτηση $M_{\ell_3 \tilde{\chi}_{1b}^0} = M_W$, που εισάγεται μέσω της εφαρμογής του contraboost invariant JR, ο οποίος, επιχειρώντας να εξισώσει αυτές τις δύο μάζες, μειώνει τη μάζα του συστήματος $\{\ell_3, \tilde{\chi}_{1b}^0\}$, ενώ ταυτόχρονα αυξάνει τη μάζα του W. Επιπλέον, παρατηρείται ότι, καθώς η αντίδραση γίνεται λιγότερο compressed, η κατανομή της ποσότητας M_W / m_W παρουσιάζει peak ολοένα και πιο κοντά στο 1, δηλαδή η reconstructed μάζα του W προσεγγίζει καλύτερα την generated τιμή της, ενώ και το resolution βελτιώνεται. Σε αντίθεση με την Contraboost - Reco, η οποία στο σύνολό της δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα, η min masses squared - Reco κρίνεται ακατάλληλη, καθώς οδηγεί σε σχεδόν μηδενική M_W . Αυτό αποδίδεται στο γεγονός ότι με την απαίτηση $M_{\ell_3 \tilde{\chi}_{1b}^0}^2 + M_W^2 = \min$, που εισάγει ο invisible - minimize masses squared JR, ελαχιστοποιείται συγχρόνως και η μάζα του μποζονίου W. Από εδώ και στο εξής, θα χρησιμοποιούμε αποκλειστικά την Contraboost - Reco.

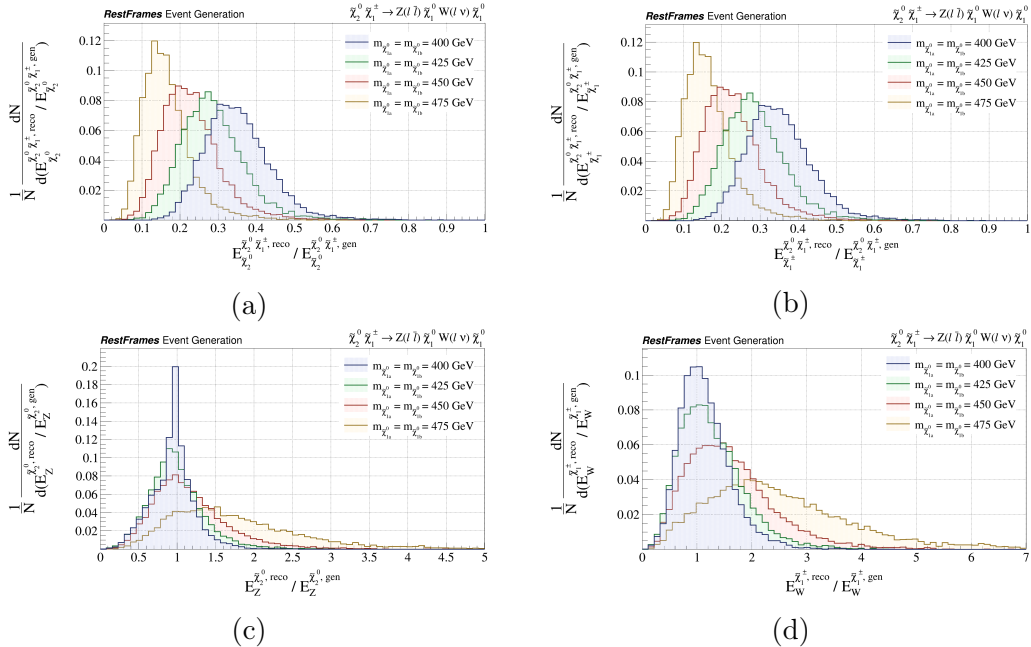
Ενδιαφέρον από άποψη φυσικής εμφανίζει και η ανακατασκευή των μαζών των μητρικών SUSY σωματιδίων, δηλαδή του neutralino - 2 και του chargino, όπως παρουσιάζεται στα δύο διαγράμματα του Σχήματος 4.8:



Σχήμα 4.8: Οι κανονικοποιημένες κατανομές των reconstructed μαζών των $\tilde{\chi}_2^0$ (a) και $\tilde{\chi}_1^\pm$ (b) και για τις τέσσερις περιπτώσεις της μάζας των $\tilde{\chi}_{1a}^0$, $\tilde{\chi}_{1b}^0$. Οι μάζες είναι κανονικοποιημένες ως προς τις generated μάζες.

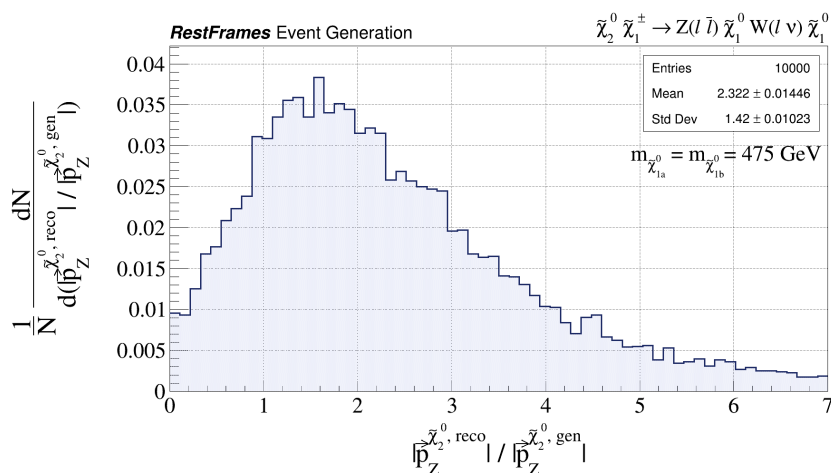
Παρατηρούμε αμέσως πως, τόσο η $M_{\tilde{\chi}_2^0}$, όσο και η $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, είναι κατά μέσο όρο μικρότερες από τις πραγματικές τους τιμές. Βασική αιτία είναι η εφαρμογή του invisible mass JR, ο οποίος ελαχιστοποιεί τη μάζα του συστήματος $I = \{\tilde{\chi}_{1a}^0, \tilde{\chi}_{1b}^0, \nu\}$. Ως αποτέλεσμα, παράλληλα ελαχιστοποιούνται οι μάζες των neutralinos - 1 και κατά συνέπεια και των neutralino - 2, chargino. Επίσης, παρατηρείται ότι, όσο λιγότερο compressed είναι η αντίδραση, τόσο καλύτερα οι reconstructed μάζες προσεγγίζουν τις generated τιμές τους. Τέλος, το γεγονός ότι οι κατανομές των δύο ποσοτήτων ($M_{\tilde{\chi}_2^0}/m_{\tilde{\chi}_2^0}$, $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}/m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$) παρουσιάζουν όμοια συμπεριφορά, οφείλεται στην απαίτηση $M_{\tilde{\chi}_2^0} = M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, που εισάγει ο πρώτος contraboost invariant JR που εφαρμόζουμε, ο οποίος χρησιμοποιείται για το "σπάσιμο" του συστήματος I σε $I_a = \{\tilde{\chi}_{1a}^0\}$ και $I_b = \{\tilde{\chi}_{1b}^0, \nu\}$.

Στη συνέχεια, εξετάζουμε κατά πόσο οι reconstructed ενέργειες των μητρικών SUSY σωματιδίων και των SM μποζονίων προσεγγίζουν τις πραγματικές τους τιμές, κατασκευάζοντας τα διαγράμματα του Σχήματος 4.9:



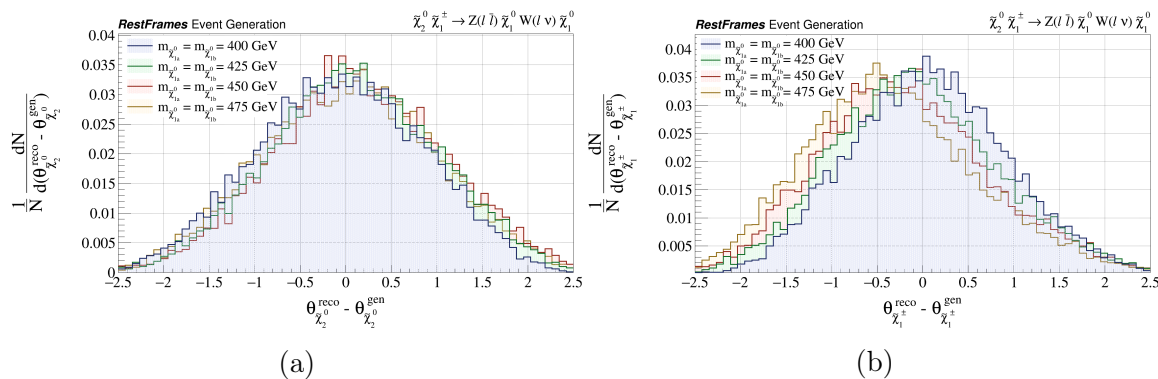
Σχήμα 4.9: Οι κανονικοποιημένες κατανομές των reconstructed ενεργειών των $\tilde{\chi}_2^0$ (a), $\tilde{\chi}_1^\pm$ (b), Z (c) και W (d), υπολογισμένων στο production frame του καθενός, και για τις τέσσερις περιπτώσεις της μάζας των $\tilde{\chi}_{1a}^0$, $\tilde{\chi}_{1b}^0$. Όλες οι ενέργειες είναι κανονικοποιημένες ως προς τις generated ενέργειες.

Αναφορικά με τις ανακατασκευασμένες κατανομές των ενεργειών των neutralino - 2 και chargino, διαπιστώνουμε ότι, και στις τέσσερις περιπτώσεις, λαμβάνουν μικρότερες τιμές από τις πραγματικές, ενώ φαίνεται να τις προσεγγίζουν καλύτερα όσο η αντίδραση γίνεται λιγότερο compressed. Δηλαδή, παρατηρούμε ότι συμπεριφέρονται όπως και οι κατανομές των $M_{\tilde{\chi}_2^0}$ και $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, το οποίο είναι εύλογο αν αναλογιστούμε τη σχέση $E^2 = M^2 + |\vec{p}|^2$. Το ίδιο ισχύει και για την ανακατασκευασμένη ενέργεια του W μποζονίου, καθώς η κατανομή της συμπεριφέρεται όπως και η κατανομή της μάζας του. Τέλος, η ενέργεια του Z μποζονίου στο σύστημα ηρεμίας του neutralino - 2 έχει ανακατασκευαστεί με ικανοποιητική ακρίβεια, εκτός από την περίπτωση όπου $m_{\tilde{\chi}_{1a}^0} = m_{\tilde{\chi}_{1b}^0} = 475$ GeV, στην οποία κατά μέσο όρο είναι μεγαλύτερη από την πραγματική της τιμή. Εφόσον η reconstructed και η generated μάζα του Z ταυτίζονται, όπως αναφέραμε προηγουμένως, στη συγκεκριμένη περίπτωση αναμένουμε να ισχύει ότι: $|\vec{p}_Z^{\tilde{\chi}_2^0, reco}| > |\vec{p}_Z^{\tilde{\chi}_2^0, gen}|$, και όντως συμβαίνει, όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.10:



Σχήμα 4.10: Η κατανομή του μέτρου της reconstructed ορμής του Z μποζονίου, υπολογισμένης στο σύστημα ηρεμίας του $\tilde{\chi}_2^0$, για την περίπτωση $m_{\tilde{\chi}_{1a}^0} = m_{\tilde{\chi}_{1b}^0} = 475$ GeV. Η κατανομή είναι κανονικοποιημένη ως προς το μέτρο της generated ορμής του Z.

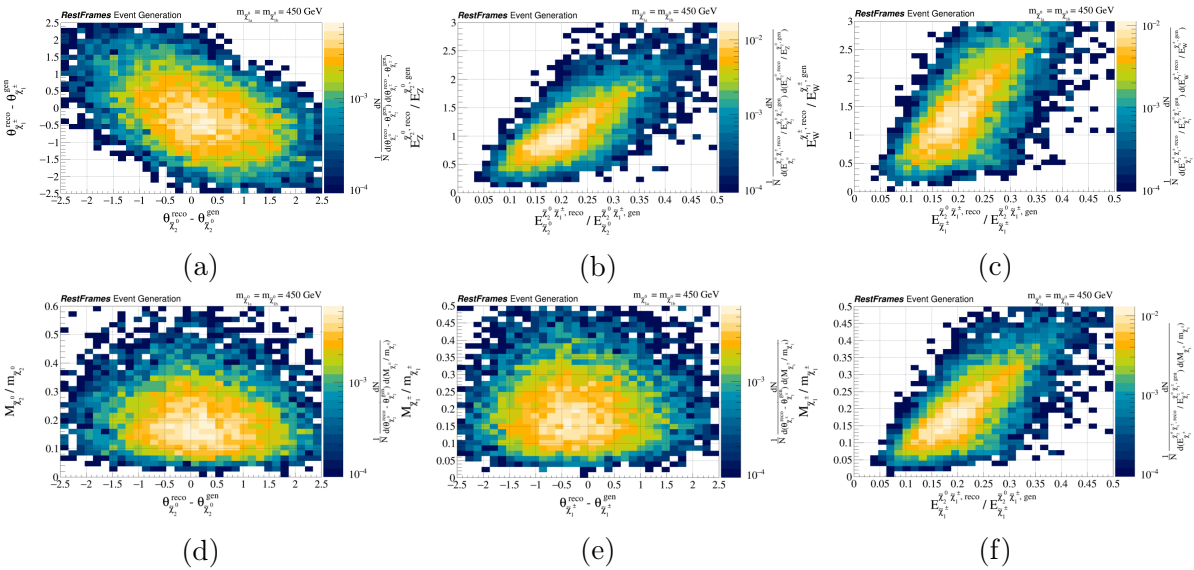
Δύο επιπλέον κινηματικές ποσότητες που μας ενδιαφέρουν είναι οι ανακατασκευασμένες γωνίες εκπομπής του neutralino - 2 και του chargino, τις κατανομές των οποίων τις παρουσιάζουμε στο Σχήμα 4.11:



Σχήμα 4.11: Οι κανονικοποιημένες κατανομές των reconstructed γωνιών εκπομπής των $\tilde{\chi}_2^0$ (a) και $\tilde{\chi}_1^\pm$ (b), σε σχέση με τις generated τιμές τους, και για τις τέσσερις περιπτώσεις της μάζας των $\tilde{\chi}_{1a}^0, \tilde{\chi}_{1b}^0$. Οι γωνίες μετρώνται σε ακτίνια.

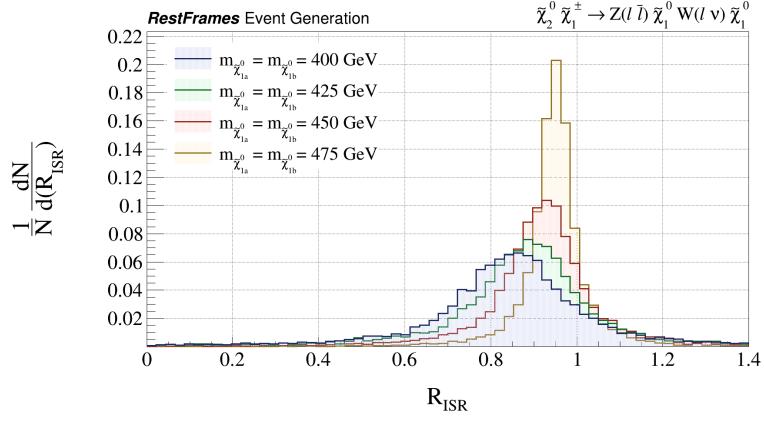
Αυτό που παρατηρούμε είναι πως, τόσο η ανακατασκευασμένη γωνία εκπομπής του neutralino - 2, όσο και η αντίστοιχη του chargino, προσεγγίζουν τις πραγματικές τους τιμές σε ικανοποιητικό βαθμό. Το resolution των κατανομών δεν είναι το ιδανικότερο, ωστόσο παρουσιάζουν μηδαμινό bias. Στην περίπτωση του $\tilde{\chi}_2^0$ το bias είναι ακόμα μικρότερο, σχεδόν ανύπαρκτο, λόγω του γεγονότος ότι ο αριστερός κλάδος του decay tree περιλαμβάνει μόνο ένα invisible σωματίδιο, σε αντίθεση με το δεξιό κλάδο, ο οποίος περιλαμβάνει δύο, δυσχεραίνοντας έτσι την ανακατασκευή ποσοτήτων σχετιζόμενων με σωματίδια που ανήκουν σε αυτόν.

Οι κινηματικές ποσότητες που ανακατασκευάζουμε με την RJR μέθοδο, εκτός από το να προσεγγίζουν ικανοποιητικά τις πραγματικές τους τιμές, βασικό ζητούμενο αποτελεί το να είναι μεταξύ τους όσο το δυνατόν περισσότερο ασυσχέτιστες. Στα έξι ενδεικτικά διαγράμματα του Σχήματος 4.12 παρατηρούμε ότι πράγματι, σε γενικές γραμμές, αυτό έχει επιτευχθεί. Μάλιστα, αυτό ισχύει, όχι μόνο για ποσότητες που αφορούν σωματίδια, τα οποία ανήκουν σε διαφορετικούς κλάδους του decay tree (διάγραμμα (a)), αλλά και για εκείνες που σχετίζονται με σωματίδια, τα οποία εντοπίζονται σε διαφορετικά στάδια του ίδιου κλάδου (διαγράμματα (b), (c)). Όπως αναφέραμε και στο τρίτο κεφάλαιο, αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι οι γνωστές μας ποσότητες αντιστοιχούν στο lab-frame και από τις άγνωστες προσδιορίζουμε μόνο εκείνες που είναι απαραίτητες για τον υπολογισμό της ταχύτητας, η οποία το συνδέει με το επόμενο σύστημα αναφοράς και ούτω καθεξής, ως το τέλος του decay tree.



Σχήμα 4.12: Οι κανονικοποιημένες κατανομές των $\vartheta_{\tilde{\chi}_2^0}^{reco}$ vs $\vartheta_{\tilde{\chi}_1^\pm}^{reco}$ (a), $E_{\tilde{\chi}_2^0}^{reco}$ vs $E_{\tilde{\chi}_1^\pm}^{reco}$ (b), $E_{\tilde{\chi}_2^0}^{reco}$ vs E_W^{reco} (c), $\vartheta_{\tilde{\chi}_2^0}^{reco}$ vs $M_{\tilde{\chi}_2^0}$ (d), $\vartheta_{\tilde{\chi}_1^\pm}^{reco}$ vs $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (e) και $E_{\tilde{\chi}_2^0}^{reco}$ vs $M_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (f) για την περίπτωση $m_{\tilde{\chi}_{1a}^0} = m_{\tilde{\chi}_{1b}^0} = 450$ GeV. Κάθε ποσότητα είναι κατάλληλα κανονικοποιημένη ως προς την generated τιμή της και οι γωνίες μετρώνται σε ακτίνια.

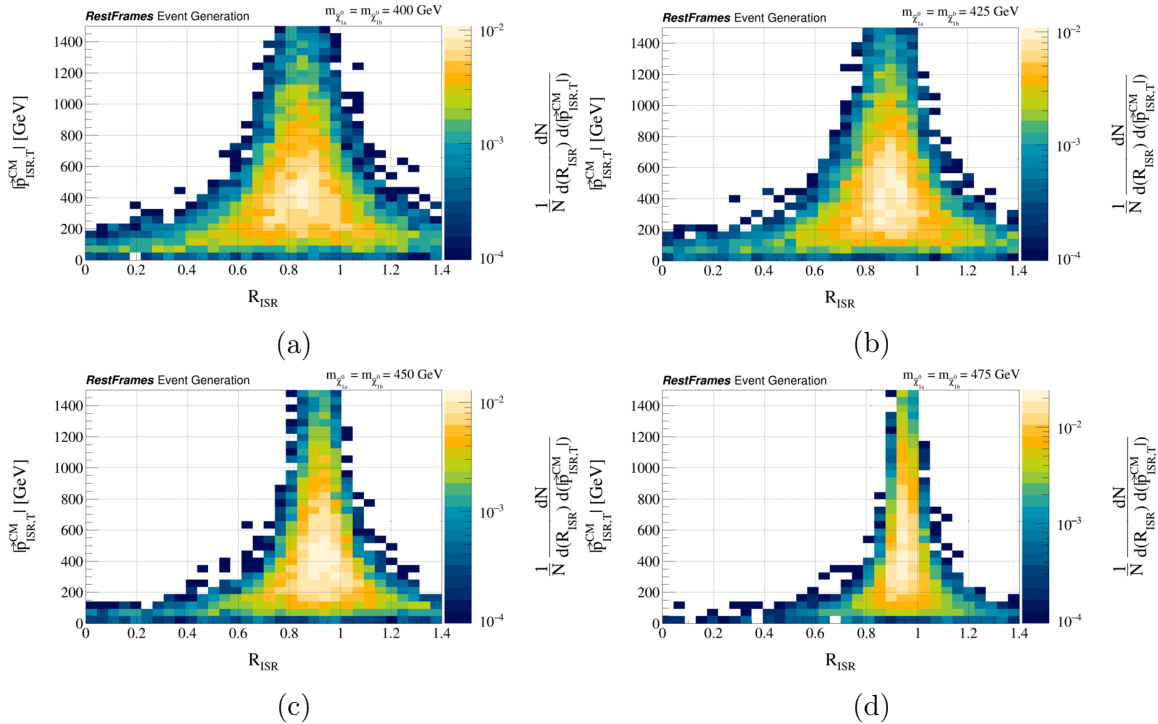
Το τελευταίο τμήμα της μελέτης μας σχετίζεται με την αναζήτηση σημάτων της αντίδρασης $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow Z(\ell\ell)\tilde{\chi}_1^0 W(\ell\nu)\tilde{\chi}_1^0$. Σε αυτό το πλαίσιο, εφόσον πλέον έχουμε ανακατασκευάσει τις τετραορμές όλων των σωματιδίων του decay tree, υπολογίζουμε την ποσότητα R_{ISR} , η οποία, όπως παρουσιάστηκε στο 3ο κεφάλαιο, είναι ιδανική για τη διάκριση compressed SUSY τοπολογιών από το SM background. Αρχικά, παρουσιάζουμε την κατανομή της R_{ISR} και για τις τέσσερις διαφορετικές περιπτώσεις της μάζας των LSPs στο Σχήμα 4.13:



Σχήμα 4.13: Η κανονικοποιημένη κατανομή της ποσότητας R_{ISR} και για τις τέσσερις περιπτώσεις της μάζας των $\tilde{\chi}_{1a}^0, \tilde{\chi}_{1b}^0$.

Η πρώτη παρατήρηση που κάνουμε είναι πως η κατανομή της R_{ISR} , σε κάθε μία από τις τέσσερις περιπτώσεις, παρουσιάζει peak πολύ κοντά στην τιμή του λόγου $\frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}}{m_{\tilde{P}}}$, όπου $m_{\tilde{P}} = m_{\tilde{\chi}_2^0} = m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 500$ GeV και $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ η μάζα των LSPs, η οποία είναι διαφορετική σε κάθε περίπτωση. Επιπροσθέτως, όσο αυξάνεται η μάζα των LSPs, δηλαδή όσο πιο compressed γίνεται η τοπολογία, τόσο βελτιώνεται το resolution της κατανομής. Συμπερασματικά, η ποσότητα R_{ISR} συμπεριφέρεται όπως ακριβώς αναμέναμε από τη θεωρία, η οποία παρουσιάστηκε στο τρίτο κεφάλαιο.

Τέλος, προκειμένου να ελέγξουμε τη συναρτησιακή σχέση μεταξύ της R_{ISR} και του μέτρου της εγκάρσιας ορμής του ISR jet, υπολογισμένης στο CM - frame, και για τις τέσσερις περιπτώσεις της μάζας των LSPs, κατασκευάζουμε τα τέσσερα διαγράμματα του Σχήματος 4.14:



Σχήμα 4.14: Η κανονικοποιημένη κατανομή της ποσότητας R_{ISR} ως συνάρτηση του reconstructed $|\vec{p}_{ISR,T}^{CM}|$ και για τις τέσσερις περιπτώσεις της μάζας των $\tilde{\chi}_{1a}^0, \tilde{\chi}_{1b}^0$.

Διαπιστώνουμε ότι, και στις τέσσερις περιπτώσεις, το resolution της κατανομής της R_{ISR} έχει άμεση εξάρτηση από το μέτρο της εγκάρσιας ορμής του ISR jet. Ειδικότερα, όσο αυτό αυξάνεται, δηλαδή όσο πιο ισχυρό είναι το ISR jet, τόσο καλύτερο γίνεται το resolution. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι, όσο αυξάνεται η ορμή του ISR jet, τόσο μειώνεται η ποσότητα $\frac{\sqrt{(p_{ISR,T}^{ab})^2 + m_{\tilde{P}}^2}}{p_{ISR,T}^{ab}}$ (σχέση (3.3)), η οποία τείνει στη μονάδα. Σαν αποτέλεσμα, μειώνεται η απόκλιση της R_{ISR} από την αναμενόμενη τιμή της, δηλαδή από την τιμή του λόγου $\frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}}{m_{\tilde{P}}}$, επομένως βελτιώνεται το resolution της κατανομής της, όπως ακριβώς περιμέναμε να συμβαίνει.

Συνοψίζοντας, συμπεραίνουμε πως η μέθοδος Recursive Jigsaw Reconstruction λειτουργήσε ικανοποιητικά στην κινηματική ανακατασκευή της διάσπασης $\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow Z(\ell\bar{\ell})\tilde{\chi}_1^0 W(\ell\nu)\tilde{\chi}_1^0$, με μόνη εξαίρεση τις μάζες και τις ενέργειες των μητρικών SUSY σωματιδίων ($\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm$), τις οποίες συστηματικά υποτιμά. Επιπροσθέτως, παρατηρήσαμε πως οι κινηματικές ποσότητες που ανακατασκευάσαμε χρησιμοποιώντας την προαναφερθείσα μέθοδο, παρουσιάζουν ελάχιστη έως μηδαμινή συσχέτιση μεταξύ τους, όπως και επιθυμούμε. Τέλος, διαπιστώσαμε πως η ποσότητα R_{ISR} είναι πράγματι ιδανική για την αναζήτηση πιθανών σημάτων της διάσπασης που μελετούμε, αλλά και, γενικότερα, σημάτων από compressed SUSY τοπολογίες, οι οποίες χαρακτηρίζονται από την ύπαρξη ενός ή περισσότερων ισχυρών ISR jets.

Παράρτημα Α

Κώδικας

```
1 #define COMPILER (!defined(__CINT__) && !defined(__CLING__))
2 #if defined(__MAKECINT__) || defined(__ROOTCLING__) || COMPILER
3 #include "RestFrames/RestFrames.hh"
4 #else
5 RestFrames::RFKey ensure_autoload(1);
6 #endif
7
8 using namespace RestFrames;
9
10 void example_X2Xcharg_to_Zl1X1WlnuX1(std::string output_name =
11 ↪ "output_X2Xcharg_to_Zl1X1WlnuX1.root"){
12
13     // Set particle masses/decay widths [GeV]:
14     double mX2      = 500.;
15     double mXcharg  = 500.;
16     double mZ       = 91.188;
17     double wZ       = 2.495;
18     double mW       = 80.385;
19     double wW       = 2.085;
20     double mL       = 0.106; // Muons
21     double mN       = 0.;
22
23     int NmX1 = 4; // Number of different neutralino - 1 masses to evaluate
24     std::vector<double> mX1;
25     mX1.push_back(400.); // Lightest neutralino - 1 mass to evaluate
26
27     int Ngen = 10000; // Number of events to generate
28
29     g_Log << LogInfo << "Initializing generator frames and tree..." << LogEnd;
30
31     ppLabGenFrame LAB_Gen("LAB_Gen", "LAB");
32     DecayGenFrame CM_Gen("CM_Gen", "CM");
33     VisibleGenFrame ISR_Gen("ISR_Gen", "ISR");
34     DecayGenFrame X2Xcharg_Gen("X2Xcharg_Gen", "#tilde{#chi}^{ 0}_{2} #tilde{#chi}^{
35 ↪ #pm}_{1}");
36     DecayGenFrame X2_Gen("X2_Gen", "#tilde{#chi}^{ 0}_{2}");
37     DecayGenFrame Xcharg_Gen("Xcharg_Gen", "#tilde{#chi}^{ #pm}_{1}");
38     ResonanceGenFrame Z_Gen("Z_Gen", "Z");
39     ResonanceGenFrame W_Gen("W_Gen", "W");
40     VisibleGenFrame L1_Gen("L1_Gen", "#it{1}_{1}");
41     VisibleGenFrame L2_Gen("L2_Gen", "#it{1}_{2}");
42     VisibleGenFrame L3_Gen("L3_Gen", "#it{1}_{3}");
43     InvisibleGenFrame N_Gen("N_Gen", "#nu");
44     InvisibleGenFrame X1a_Gen("X1a_Gen", "#tilde{#chi}^{ 0}_{1 a}");
45     InvisibleGenFrame X1b_Gen("X1b_Gen", "#tilde{#chi}^{ 0}_{1 b}");
```

```

44
45 LAB_Gen.SetChildFrame(CM_Gen);
46 CM_Gen.AddChildFrame(X2Xcharg_Gen);
47 CM_Gen.AddChildFrame(ISR_Gen);
48 X2Xcharg_Gen.AddChildFrame(X2_Gen);
49 X2Xcharg_Gen.AddChildFrame(Xcharg_Gen);
50 X2_Gen.AddChildFrame(Z_Gen);
51 X2_Gen.AddChildFrame(X1a_Gen);
52 Xcharg_Gen.AddChildFrame(W_Gen);
53 Xcharg_Gen.AddChildFrame(X1b_Gen);
54 Z_Gen.AddChildFrame(L1_Gen);
55 Z_Gen.AddChildFrame(L2_Gen);
56 W_Gen.AddChildFrame(L3_Gen);
57 W_Gen.AddChildFrame(N_Gen);
58
59 if(LAB_Gen.InitializeTree())
60     g_Log << LogInfo << "...Successfully initialized generator tree" << LogEnd;
61 else
62     g_Log << LogError << "...Failed initializing generator tree" << LogEnd;
63
64 if(NmX1 < 1 || mX1.size() < 1)
65     return;
66 if(mX1[0] >= mX2 || mX1[0] >= mXcharg)
67     return;
68
69 CM_Gen.SetVariableMass();           // Non-resonant production
70 X2Xcharg_Gen.SetVariableMass();     // Non-resonant production
71
72 X2_Gen.SetMass(mX2);                Xcharg_Gen.SetMass(mXcharg);
73 X1a_Gen.SetMass(mX1[0]);            X1b_Gen.SetMass(mX1[0]);
74 W_Gen.SetMass(mW);                 W_Gen.SetWidth(wW);
75 Z_Gen.SetMass(mZ);                 Z_Gen.SetWidth(wZ);
76 L1_Gen.SetMass(mL);                L2_Gen.SetMass(mL);
77 L3_Gen.SetMass(mL);                N_Gen.SetMass(mN);
78
79 // Set pT/eta cuts:
80 L1_Gen.SetPtCut(8.);               L1_Gen.SetEtaCut(2.5);
81 L2_Gen.SetPtCut(8.);               L2_Gen.SetEtaCut(2.5);
82 L3_Gen.SetPtCut(8.);               L3_Gen.SetEtaCut(2.5);
83 ISR_Gen.SetPtCut(20.);             ISR_Gen.SetEtaCut(2.5);
84
85 if(LAB_Gen.InitializeAnalysis())
86     g_Log << LogInfo << "...Successfully initialized generator analysis" << LogEnd;
87 else
88     g_Log << LogError << "...Failed initializing generator analysis" << LogEnd;
89
90 g_Log << LogInfo << "Initializing reconstruction frames and tree..." << LogEnd;
91
92 LabRecoFrame      LAB("LAB", "LAB");
93 DecayRecoFrame    CM("CM", "CM");
94 VisibleRecoFrame  ISR("ISR", "ISR");
95 DecayRecoFrame    X2Xcharg("X2Xcharg", "#tilde{#chi}^{ 0}_{2} #tilde{#chi}^{
↪ #pm}_{1}");
96 DecayRecoFrame    X2("X2", "#tilde{#chi}^{ 0}_{2}");
97 DecayRecoFrame    Xcharg("Xcharg", "#tilde{#chi}^{ #pm}_{1}");
98 DecayRecoFrame    Z("Z", "Z");
99 DecayRecoFrame    W("W", "W");
100 VisibleRecoFrame  L1("L1", "#it{1}_{1}");
101 VisibleRecoFrame  L2("L2", "#it{1}_{2}");
102 VisibleRecoFrame  L3("L3", "#it{1}_{3}");
103 InvisibleRecoFrame N("N", "#nu");
104 InvisibleRecoFrame X1a("X1a", "#tilde{#chi}^{ 0}_{1 a}");

```

```

105 InvisibleRecoFrame X1b("X1b", "#tilde{#chi}^{ 0}_{1 b}");
106
107 LAB.SetChildFrame(CM);
108 CM.AddChildFrame(X2Xcharg);
109 CM.AddChildFrame(ISR);
110 X2Xcharg.AddChildFrame(X2);
111 X2Xcharg.AddChildFrame(Xcharg);
112 X2.AddChildFrame(Z);
113 X2.AddChildFrame(X1a);
114 Xcharg.AddChildFrame(W);
115 Xcharg.AddChildFrame(X1b);
116 Z.AddChildFrame(L1);
117 Z.AddChildFrame(L2);
118 W.AddChildFrame(L3);
119 W.AddChildFrame(N);
120
121 if(LAB.InitializeTree())
122     g_Log << LogInfo << "...Successfully initialized reconstruction tree" << LogEnd;
123 else
124     g_Log << LogError << "...Failed initializing reconstruction tree" << LogEnd;
125
126 // Invisible group:
127 InvisibleGroup INV("INV", "Kinematic Jigsaws");
128 INV.AddFrames(X1b+X1a+N);
129
130 // Set invisible system's mass to minimum Lorentz-invariant expression:
131 SetMassInvJigsaw Invisible_mass("Invisible_mass", "M_{#tilde{#chi}_{1a}^{ 0}
  ↳ #tilde{#chi}_{1b}^{ 0} #nu} = min");
132 INV.AddJigsaw(Invisible_mass);
133
134 // Set invisible system's rapidity to that of visible particles:
135 SetRapidityInvJigsaw Invisible_eta("Invisible_eta", "#eta_{#tilde{#chi}_{1a}^{ 0}
  ↳ #tilde{#chi}_{1b}^{ 0} #nu} = #eta_{3#it{1}+ISR}");
136 INV.AddJigsaw(Invisible_eta);
137 Invisible_eta.AddVisibleFrames(ISR+L1+L2+L3);
138
139 // First breakdown of invisible system:
140 ContraBoostInvJigsaw contra_inv1("contra_inv1", "M_{#tilde{#chi}^{ 0}_{2}} =
  ↳ M_{#tilde{#chi}^{ #pm}_{1}}");
141 INV.AddJigsaw(contra_inv1);
142 contra_inv1.AddVisibleFrames(L1+L2, 0);
143 contra_inv1.AddVisibleFrame(L3, 1);
144 contra_inv1.AddInvisibleFrame(X1a, 0);
145 contra_inv1.AddInvisibleFrames(N+X1b, 1);
146
147 // Second breakdown of invisible system:
148 ContraBoostInvJigsaw contra_inv2("contra_inv2", "M_{#it{1}_{3}#tilde{#chi}_{1b}^{
  ↳ 0}} = M_{W}");
149 INV.AddJigsaw(contra_inv2);
150 contra_inv2.AddVisibleFrame(L3, 0);
151 contra_inv2.AddVisibleFrame(L3, 1);
152 contra_inv2.AddInvisibleFrame(X1b, 0);
153 contra_inv2.AddInvisibleFrame(N, 1);
154
155 // Combinatoric group for leptons:
156 CombinatoricGroup VIS("VIS", "Combinatoric Jigsaw");
157 VIS.AddFrame(L1);
158 VIS.AddFrame(L3);
159 VIS.SetNElementsForFrame(L1, 1);
160 VIS.SetNElementsForFrame(L3, 1);
161
162 // Combinatoric Jigsaw:

```

```

163 MinMassesSqCombJigsaw Min_masses("Min_masses", "M^{2}_{Z} + M^{2}_{#it{1}_{3}} =
    ↪ min", 2, 2);
164 VIS.AddJigsaw(Min_masses);
165 Min_masses.AddCombFrame(L1, 0);
166 Min_masses.AddCombFrame(L3, 1);
167 Min_masses.AddObjectFrames(L1+L2, 0);
168 Min_masses.AddObjectFrame(L3, 1);
169
170 if(LAB.InitializeAnalysis())
171     g_Log << LogInfo << "...Successfully initialized analysis" << std::endl <<
    ↪ LogEnd;
172 else
173     g_Log << LogError << "...Failed initializing analysis" << LogEnd;
174
175 TreePlot* treePlot = new TreePlot("TreePlot", "TreePlot");
176
177 treePlot->SetTree(LAB_Gen);
178 treePlot->Draw("GenTree", "Generator Tree", true);
179
180 treePlot->SetTree(LAB);
181 treePlot->Draw("RecoTree", "Reconstruction Tree");
182
183 treePlot->SetTree(INV);
184 treePlot->Draw("InvTree", "Kinematic Jigsaws", true);
185
186 treePlot->SetTree(VIS);
187 treePlot->Draw("VisTree", "Combinatoric Jigsaw", true);
188
189 // Declare observables for histogram booking:
190 std::string plot_title = "#tildе{#chi}^{0}_{2} #tildе{#chi}^{#pm}_{1} #rightrightarrow
    ↪ Z(#it{1} #it{#bar{1}}) #tildе{#chi}_{1}^{0} W(#it{1} #nu) #tildе{#chi}_{1}^{
    ↪ 0}";
191 HistPlot* histPlot = new HistPlot("Plots", plot_title);
192
193 RFList<const HistPlotCategory> cat_list;
194
195 for(int m = 0; m < NmX1; m++){
196     if(m > 0)
197         mX1.push_back(mX1[0] + m*(mX2-mX1[0])/double(NmX1));
198
199     char scat[50];
200     char smassX1a[200];
201     char smassX1b[200];
202
203     sprintf(scat, "mX1_%.0f", mX1[m]);
204     sprintf(smassX1a, "m_{#tildе{#chi}^{0}_{1a}}");
205     sprintf(smassX1b, "m_{#tildе{#chi}^{0}_{1b}}= %.0f", mX1[m]);
206
207     cat_list += histPlot->GetNewCategory(scat, std::string(smassX1a) + " = " +
    ↪ std::string(smassX1b) + " GeV ");
208 }
209
210 const HistPlotVar& m_Z = histPlot->GetNewVar("m_Z", "m_{Z} [GeV]", 0., 110.);
211 const HistPlotVar& m_W = histPlot->GetNewVar("m_W", "m_{W} [GeV]", 0., 110.);
212 const HistPlotVar& E_X2_in_X2Xcharg_gen =
    ↪ histPlot->GetNewVar("E_X2_in_X2Xcharg_gen", "E^{#tildе{#chi}^{0}_{2}
    ↪ #tildе{#chi}^{#pm}_{1}, gen}_{#tildе{#chi}^{0}_{2}} [GeV]", 0., 1600.);
213 const HistPlotVar& E_Xcharg_in_X2Xcharg_gen =
    ↪ histPlot->GetNewVar("E_Xcharg_in_X2Xcharg_gen", "E^{#tildе{#chi}^{0}_{2}
    ↪ #tildе{#chi}^{#pm}_{1}, gen}_{#tildе{#chi}^{#pm}_{1}} [GeV]", 0., 1600.);

```

```

214 const HistPlotVar& E_X2Xcharg_in_X2Xcharg_gen =
    ↪ histPlot->GetNewVar("E_X2Xcharg_in_X2Xcharg_gen", "E^{#tilde{#chi}~{ 0}_{2}
    ↪ #tilde{#chi}~{ #pm}_{1}, gen}_{#tilde{#chi}~{ 0}_{2} #tilde{#chi}~{ #pm}_{1}}
    ↪ [GeV]", 0., 3100.);
215 const HistPlotVar& pT_X2Xcharg_in_CM_gen =
    ↪ histPlot->GetNewVar("pT_X2Xcharg_in_CM_gen", "|#vec{p}~{ CM,
    ↪ gen}_{#tilde{#chi}~{ 0}_{2} #tilde{#chi}~{ #pm}_{1}, T}| [GeV]", 0., 2100.);
216 const HistPlotVar& pT_ISR_in_CM_gen =
    ↪ histPlot->GetNewVar("pT_ISR_in_CM_gen", "|#vec{p}~{ CM, gen}_{ISR, T}|
    ↪ [GeV]", 0., 2100.);
217 const HistPlotVar& M_Z_to_m_Z = histPlot->GetNewVar("M_Z_to_m_Z", "M_{Z} /
    ↪ m_{Z}", 0., 2.);
218 const HistPlotVar& M_W_to_m_W = histPlot->GetNewVar("M_W_to_m_W", "M_{W} /
    ↪ m_{W}", 0., 8.);
219 const HistPlotVar& M_X2_to_m_X2 =
    ↪ histPlot->GetNewVar("M_X2_to_m_X2", "M_{#tilde{#chi}~{ 0}_{2}} /
    ↪ m_{#tilde{#chi}~{ 0}_{2}}", 0., 1.);
220 const HistPlotVar& M_Xcharg_to_m_Xcharg =
    ↪ histPlot->GetNewVar("M_Xcharg_to_m_Xcharg", "M_{#tilde{#chi}~{ #pm}_{1}} /
    ↪ m_{#tilde{#chi}~{ #pm}_{1}}", 0., 1.);
221 const HistPlotVar& E_X2_in_X2Xcharg_reco_to_gen =
    ↪ histPlot->GetNewVar("E_X2_in_X2Xcharg_reco_to_gen", "E^{#tilde{#chi}~{ 0}_{2}
    ↪ #tilde{#chi}~{ #pm}_{1}, reco}_{#tilde{#chi}~{ 0}_{2}} / E^{#tilde{#chi}~{
    ↪ 0}_{2} #tilde{#chi}~{ #pm}_{1}, gen}_{#tilde{#chi}~{ 0}_{2}}", 0., 1.);
222 const HistPlotVar& E_Xcharg_in_X2Xcharg_reco_to_gen =
    ↪ histPlot->GetNewVar("E_Xcharg_in_X2Xcharg_reco_to_gen", "E^{#tilde{#chi}~{
    ↪ 0}_{2} #tilde{#chi}~{ #pm}_{1}, reco}_{#tilde{#chi}~{ #pm}_{1}} /
    ↪ E^{#tilde{#chi}~{ 0}_{2} #tilde{#chi}~{ #pm}_{1}, gen}_{#tilde{#chi}~{
    ↪ #pm}_{1}}", 0., 1.);
223 const HistPlotVar& E_Z_in_X2_reco_to_gen =
    ↪ histPlot->GetNewVar("E_Z_in_X2_reco_to_gen", "E^{#tilde{#chi}~{ 0}_{2},
    ↪ reco}_{Z} / E^{#tilde{#chi}~{ 0}_{2}, gen}_{Z}", 0., 5.);
224 const HistPlotVar& E_W_in_Xcharg_reco_to_gen =
    ↪ histPlot->GetNewVar("E_W_in_Xcharg_reco_to_gen", "E^{#tilde{#chi}~{ #pm}_{1},
    ↪ reco}_{W} / E^{#tilde{#chi}~{ #pm}_{1}, gen}_{W}", 0., 7.);
225 const HistPlotVar& p_Z_in_X2_reco_to_gen =
    ↪ histPlot->GetNewVar("p_Z_in_X2_reco_to_gen", "|#vec{p}~{#tilde{#chi}~{ 0}_{2},
    ↪ reco}_{Z}| / |#vec{p}~{#tilde{#chi}~{ 0}_{2}, gen}_{Z}|", 0., 7.);
226 const HistPlotVar& theta_X2_reco_to_gen =
    ↪ histPlot->GetNewVar("theta_X2_reco_to_gen", "#theta^{ reco}_{#tilde{#chi}~{
    ↪ 0}_{2}} - #theta^{ gen}_{#tilde{#chi}~{ 0}_{2}}", -2.5, 2.5);
227 const HistPlotVar& theta_Xcharg_reco_to_gen =
    ↪ histPlot->GetNewVar("theta_Xcharg_reco_to_gen", "#theta^{ reco}_{#tilde{#chi}~{
    ↪ #pm}_{1}} - #theta^{ gen}_{#tilde{#chi}~{ #pm}_{1}}", -2.5, 2.5);
228 const HistPlotVar& R_ISR = histPlot->GetNewVar("R_ISR", "R_{ISR}", 0., 1.4);
229 const HistPlotVar& pT_ISR_in_CM_reco =
    ↪ histPlot->GetNewVar("pT_ISR_in_CM_reco", "|#vec{p}_{ISR, T}~{CM}|
    ↪ [GeV]", 0., 1500.);

230
231 histPlot->AddPlot(m_Z, cat_list);
232 histPlot->AddPlot(m_W, cat_list);
233 histPlot->AddPlot(E_X2_in_X2Xcharg_gen, cat_list[2]);
234 histPlot->AddPlot(E_Xcharg_in_X2Xcharg_gen, cat_list[2]);
235 histPlot->AddPlot(E_X2Xcharg_in_X2Xcharg_gen, cat_list[2]);
236 histPlot->AddPlot(pT_X2Xcharg_in_CM_gen, cat_list[2]);
237 histPlot->AddPlot(pT_ISR_in_CM_gen, cat_list[2]);
238 histPlot->AddPlot(M_Z_to_m_Z, cat_list);
239 histPlot->AddPlot(M_W_to_m_W, cat_list);
240 histPlot->AddPlot(M_X2_to_m_X2, cat_list);
241 histPlot->AddPlot(M_Xcharg_to_m_Xcharg, cat_list);
242 histPlot->AddPlot(E_X2_in_X2Xcharg_reco_to_gen, cat_list);
243 histPlot->AddPlot(E_Xcharg_in_X2Xcharg_reco_to_gen, cat_list);

```

```

244 histPlot->AddPlot(E_Z_in_X2_reco_to_gen,cat_list);
245 histPlot->AddPlot(E_W_in_Xcharg_reco_to_gen,cat_list);
246 histPlot->AddPlot(p_Z_in_X2_reco_to_gen,cat_list[3]);
247 histPlot->AddPlot(theta_X2_reco_to_gen,cat_list);
248 histPlot->AddPlot(theta_Xcharg_reco_to_gen,cat_list);
249 histPlot->AddPlot(theta_X2_reco_to_gen,theta_Xcharg_reco_to_gen,cat_list[2]);
250 histPlot->AddPlot(E_X2_in_X2Xcharg_reco_to_gen,E_Z_in_X2_reco_to_gen,cat_list[2]);
251 histPlot->AddPlot(E_Xcharg_in_X2Xcharg_reco_to_gen,E_W_in_Xcharg_reco_to_gen,
  ↪ cat_list[2]);
252 histPlot->AddPlot(theta_X2_reco_to_gen,M_X2_to_m_X2,cat_list[2]);
253 histPlot->AddPlot(theta_Xcharg_reco_to_gen,M_Xcharg_to_m_Xcharg,cat_list[2]);
254 histPlot->AddPlot(E_Xcharg_in_X2Xcharg_reco_to_gen,M_Xcharg_to_m_Xcharg,
  ↪ cat_list[2]);
255 histPlot->AddPlot(R_ISR,cat_list);
256 histPlot->AddPlot(R_ISR,pT_ISR_in_CM_reco,cat_list[0]);
257 histPlot->AddPlot(R_ISR,pT_ISR_in_CM_reco,cat_list[1]);
258 histPlot->AddPlot(R_ISR,pT_ISR_in_CM_reco,cat_list[2]);
259 histPlot->AddPlot(R_ISR,pT_ISR_in_CM_reco,cat_list[3]);
260
261 for(int m = 0; m < NmX1; m++){
262   g_Log << LogInfo << "Generating events for ";
263   g_Log << "mX2 = " << mX2 << " , ";
264   g_Log << "mXcharg = " << mXcharg << " , ";
265   g_Log << "mX1 = " << mX1[m] << LogEnd;
266
267   X1a_Gen.SetMass(mX1[m]);
268   X1b_Gen.SetMass(mX1[m]);
269
270   LAB_Gen.InitializeAnalysis();
271
272   for(int igen = 0; igen < Ngen; igen++){
273     if(igen%((std::max(Ngen,10))/10) == 0)
274       g_Log << LogInfo << "Generating event " << igen << " of " << Ngen << LogEnd;
275
276     // Generate event:
277     LAB_Gen.ClearEvent(); // Clear the gen tree
278     LAB_Gen.AnalyzeEvent(); // Generate a new event
279
280     // Analyze event:
281     LAB.ClearEvent(); // Clear the reco tree
282     L2.SetLabFrameFourVector(L2_Gen.GetFourVector(),-1);
283     std::vector<RFKey> L_ID; // ID for tracking anti-leptons in tree
284     L_ID.push_back(VIS.AddLabFrameFourVector(L1_Gen.GetFourVector(), 1));
285     L_ID.push_back(VIS.AddLabFrameFourVector(L3_Gen.GetFourVector(), 1));
286     ISR.SetLabFrameFourVector(ISR_Gen.GetFourVector());
287     TVector3 MET = LAB_Gen.GetInvisibleMomentum(); // Get the MET from gen tree
288     MET.SetZ(0.);
289     INV.SetLabFrameThreeVector(MET); // Set the MET in reco tree
290     LAB.AnalyzeEvent(); // Analyze the event
291
292     // Calculate observables:
293     m_Z = Z_Gen.GetMass();
294     m_W = W_Gen.GetMass();
295     E_X2_in_X2Xcharg_gen = X2_Gen.GetEnergy(X2Xcharg_Gen);
296     E_Xcharg_in_X2Xcharg_gen = Xcharg_Gen.GetEnergy(X2Xcharg_Gen);
297     E_X2Xcharg_in_X2Xcharg_gen = X2Xcharg_Gen.GetEnergy(X2Xcharg_Gen);
298     pT_X2Xcharg_in_CM_gen =
  ↪ X2Xcharg_Gen.GetTransverseMomentum(CM_Gen,TVector3(0.,0.,1.),LAB_Gen);
299     pT_ISR_in_CM_gen =
  ↪ ISR_Gen.GetTransverseMomentum(CM_Gen,TVector3(0.,0.,1.),LAB_Gen);
300     M_Z_to_m_Z = Z.GetMass() / Z_Gen.GetMass();
301     M_W_to_m_W = W.GetMass() / W_Gen.GetMass();

```

```

302     M_X2_to_m_X2 = X2.GetMass() / X2_Gen.GetMass();
303     M_Xcharg_to_m_Xcharg = Xcharg.GetMass() / Xcharg_Gen.GetMass();
304     E_X2_in_X2Xcharg_reco_to_gen = X2.GetEnergy(X2Xcharg) /
    ↪ X2_Gen.GetEnergy(X2Xcharg_Gen);
305     E_Xcharg_in_X2Xcharg_reco_to_gen = Xcharg.GetEnergy(X2Xcharg) /
    ↪ Xcharg_Gen.GetEnergy(X2Xcharg_Gen);
306     E_Z_in_X2_reco_to_gen = Z.GetEnergy(X2) / Z_Gen.GetEnergy(X2_Gen);
307     E_W_in_Xcharg_reco_to_gen = W.GetEnergy(Xcharg) / W_Gen.GetEnergy(Xcharg_Gen);
308     p_Z_in_X2_reco_to_gen = Z.GetMomentum(X2) / Z_Gen.GetMomentum(X2_Gen);
309     theta_X2_reco_to_gen = acos(X2.GetCosDecayAngle()) -
    ↪ acos(X2_Gen.GetCosDecayAngle());
310     theta_Xcharg_reco_to_gen = acos(Xcharg.GetCosDecayAngle()) -
    ↪ acos(Xcharg_Gen.GetCosDecayAngle());
311     TVector3 vP_ISR = ISR.GetFourVector(CM).Vect();
312     TVector3 vP_I = X2Xcharg.GetListInvisibleFrames().GetFourVector(CM).Vect();
313     vP_ISR.SetZ(0.);
314     vP_I.SetZ(0.);
315     R_ISR = fabs(vP_I.Dot(vP_ISR.Unit())) / vP_ISR.Mag();
316     pT_ISR_in_CM_reco = vP_ISR.Mag();
317
318     histPlot->Fill(cat_list[m]);
319 }
320 LAB_Gen.PrintGeneratorEfficiency();
321 }
322
323 histPlot->Draw();
324 TFile fout(output_name.c_str(),"RECREATE");
325 fout.Close();
326 histPlot->WriteOutput(output_name);
327 histPlot->WriteHist(output_name);
328 treePlot->WriteOutput(output_name);
329
330 g_Log << LogInfo << "Finished" << LogEnd;
331 }
332
333 # ifndef __CINT__ // Main function for stand-alone compilation
334 int main(){
335     example_X2Xcharg_to_Zl1X1WlnuX1();
336     return 0;
337 }
338 #endif

```

Βιβλιογραφία

- [1] Donald H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics*. Cambridge University Press, 4th edition, 2000.
- [2] Mark Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 1st edition, 2013.
- [3] Claude Amsler. *The Quark Structure of Hadrons: An Introduction to the Phenomenology and Spectroscopy*, volume 949 of *Lecture Notes in Physics*. Springer International Publishing, 2018.
- [4] W. N. Cottingham and D. A. Greenwood. *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. Cambridge University Press, 2nd edition, 2007.
- [5] Claudio Campagnari and Melissa Franklin. The discovery of the top quark. *Reviews of Modern Physics*, 69(1), 1997.
- [6] Sau Lan Wu. Brief history for the search and discovery of the Higgs particle—A personal perspective. *International Journal of Modern Physics A*, 29(27), 2014.
- [7] <https://cds.cern.ch/images/OPEN-PHO-CHART-2015-001-1/file?size=large>.
- [8] Alessandro Bettini. *Introduction to Elementary Particle Physics*. Cambridge University Press, 2014.
- [9] Oliver Buchmueller, Caterina Doglioni, and Lian-Tao Wang. Search for dark matter at colliders. *Nature Physics*, 13(3), 2017.
- [10] Björn Penning. The pursuit of dark matter at colliders—an overview. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 45(6), 2018.
- [11] I Doršner, S Fajfer, A Greljo, JF Kamenik, and N Košnik. Physics of leptoquarks in precision experiments and at particle colliders. *Physics Reports*, 641, 2016.
- [12] X Cid Vidal, Monica d’Onofrio, Patrick J Fox, Riccardo Torre, Keith A Ulmer, Amin Aboubrahim, Andreas Albert, Juliette Alimena, Benjamin C Allanach, Cristiano Alpigiani, et al. Beyond the Standard Model Physics at the HL-LHC and HE-LHC. *arXiv preprint arXiv:1812.07831*, 2018.
- [13] Abdel Perez-Lorenzana. An Introduction to Extra Dimensions. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 18. IOP Publishing, 2005.
- [14] Basudeb Dasgupta and Joachim Kopp. Sterile Neutrinos. *arXiv preprint arXiv:2106.05913*, 2021.

- [15] Tibor Frossard, Mathias Garny, Andreas Hohenegger, Alexander Kartavtsev, and David Mitrouskas. Systematic approach to thermal leptogenesis. *Physical Review D*, 87(8), 2013.
- [16] Ian Aitchison. *Supersymmetry in Particle Physics: An Elementary Introduction*. Cambridge University Press, 1st edition, 2007.
- [17] https://ific.uv.es/sct/images/susy_particles.png.
- [18] Stephen Myers and Herwig Schopper. *Particle Physics Reference Library Volume 3: Accelerators and Colliders*. Springer, 2020.
- [19] Helmut Wiedemann. *Particle Accelerator Physics*. Springer, 4th edition, 2015.
- [20] <https://www.science.org/doi/10.1126/science.aab2449/full/sn-ataomsmasherh.jpg>.
- [21] Pauline Gagnon. *Who cares about particle physics? : making sense of the Higgs boson, the Large Hadron Collider and CERN*. Oxford University Press, 1st edition, 2016.
- [22] Don Lincoln. *The quantum frontier: The Large Hadron Collider*. JHUP, 2009.
- [23] <https://cds.cern.ch/images/OPEN-PHO-ACCEL-2014-003-8/file?size=medium>.
- [24] <https://cds.cern.ch/record/2684277/files/CCC-v2019-final-white.png?subformat=icon-1440>.
- [25] <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/CMSPublic/WorkBookCMSExperiment/CMSParticleDetectionSummary.gif>.
- [26] Roman Adolphi et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *Jinst*, 803, 2008.
- [27] https://cms.cern/sites/default/files/field/image/CMS_photo_3_courtesy_of_CERN.jpg.
- [28] RM Brown. The CMS electromagnetic calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 572(1), 2007.
- [29] Dan Green. *At the Leading Edge: The ATLAS and CMS LHC Experiments*. World Scientific Publishing Company, 2010.
- [30] G Abbiendi, J Alcaraz Maestre, A Álvarez Fernández, B Álvarez González, N Amapane, I Bachiller, JM Barcala, L Barcellan, C Battilana, M Bellato, et al. Study of the effects of radiation on the CMS Drift Tubes Muon Detector for the HL-LHC. *Journal of Instrumentation*, 14(12), 2019.
- [31] G Bauer, B Beccati, U Behrens, K Biery, O Bouffet, J Branson, S Bukowiec, E Cano, H Cheung, M Ciganek, et al. The data-acquisition system of the CMS experiment at the LHC. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 331. IOP Publishing, 2011.

- [32] Paul Jackson, Christopher Rogan, and Marco Santoni. Sparticles in motion: Analyzing compressed SUSY scenarios with a new method of event reconstruction. *Physical Review D*, 95(3), 2017.
- [33] Paul Jackson and Christopher Rogan. Recursive jigsaw reconstruction: HEP event analysis in the presence of kinematic and combinatoric ambiguities. *Physical Review D*, 96(11), 2017.
- [34] <http://restframes.com>.
- [35] Claude Amsler, Particle Data Group, et al. Review of Particle Physics Particle Data Group. *Physical Review D-particles, fields, gravitation, and cosmology*, 86(1), 2012.