

5

Identification des leptons taus dans leurs modes hadroniques

La détection en 1975 d'événements caractérisés par la présence simultanée d'électrons et de muons au SLAC ¹ est à l'origine de la découverte du lepton τ [5]. Elle fut difficile à admettre par la communauté scientifique car elle intervenait peu de temps après la découverte du J/ψ et l'établissement d'un modèle satisfaisant d'un point de vue esthétique, fait de deux familles de constituants élémentaires composée chacune de deux quarks et de deux leptons. La masse du τ , proche de celle du quark charm, rendit difficile la détermination précise des énergies seuils de production de ces deux nouvelles particules du fait des systèmes de détection moins perfectionnés de l'époque. Les découvertes des quark bottom et top respectivement dans les années 1976 et 1995, achevèrent la construction de la troisième génération de constituants élémentaires. Elles confirmèrent les mesures effectuées au LEP établissant l'existence de trois familles de neutrinos, à partir des mesures des largeurs partielles de désintégration du boson Z . Depuis lors les leptons τ ont été identifiés dans de nombreuses signatures expérimentales telles : $W \rightarrow \tau\nu$ et $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$. De nos jours le lepton tau pourrait jouer un rôle majeur dans de nombreux aspects de *nouvelle physique*, telle la désintégration du boson de Higgs en deux taus mais aussi dans de nombreux modèles de supersymétrie. Avec une énergie de 1960 GeV dans le centre de masse $p\bar{p}$, le Tevatron peut élargir ou contraindre le visage de cette *nouvelle physique*. Une bonne identification des taus dans leurs modes de désintégrations hadroniques est donc un prérequis important.

Ce chapitre décrit l'outil développé au cours de cette thèse pour identifier, à l'aide de réseaux de neurones, les taus dans leurs modes de désintégrations hadroniques et rejeter le bruit de fond constitué par les jets de quarks et de gluons. L'algorithme d'identification des jets de taus et la classification des taus selon leur signature expérimentale sera tout d'abord expliqué. Les variables discriminantes, le fonctionnement des réseaux de neurones et les procédures d'entraînement seront ensuite détaillées. Un second outil destiné

¹Stanford Linear Accelerator Center

à séparer les taus du bruit de fond dû aux électrons sera décrit. La coupure utilisée pour réduire la contamination muonique sera introduite. La dernière partie du chapitre est consacrée à l'étude de la performance de la méthode dans les données : l'efficacité est mesurée à l'aide du processus $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \tau_{had}\mu$, où τ_{had} désigne la désintégration hadronique d'un tau.

5.1 Désintégrations hadroniques du tau

Le lepton τ se désintègre par interaction faible à courant chargé, où le boson W se couple aux doublets universels d'isospin faible : $(\begin{smallmatrix} e^- \\ \bar{\nu}_e \end{smallmatrix})$ $(\begin{smallmatrix} \mu^- \\ \bar{\nu}_\mu \end{smallmatrix})$ $(\begin{smallmatrix} \bar{u} \\ d' \end{smallmatrix})$, $d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c$ avec θ_c l'angle de Cabibbo. Les principaux modes de décroissances sont représentés dans le tableau 5.1. Le τ est le seul lepton à posséder des modes de désintégration hadroniques. Sa masse élevée de $1777 \text{ MeV}/c^2$ rend en effet possible les désintégrations hadroniques où la paire $\bar{u}d'$ s'hadronise sous forme de résonances : π , K , ρ , K^* , a_1 , ...

		Rapports d'embranchement
Décroissances leptoniques	$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	17.37 %
	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	17.83 %
Décroissances hadroniques avec 1 particule chargée	$\pi^- \nu_\tau$	11.09 %
	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	25.40 %
	$\pi^- 2\pi^0 \nu_\tau$	9.13 %
	$\pi^- 3\pi^0 \nu_\tau$	1.08 %
Décroissances hadroniques avec 3 particules chargées	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	9.49 %
	$\pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	4.32 %

Table 5.1: Modes de désintégration principaux du τ [56].

Une étude des modes leptoniques de désintégration des τ ne peut que difficilement être envisagée ; ces événements sont caractérisés par la présence d'un électron ou d'un muon accompagnés d'énergie manquante, signatures pour lesquelles il existe de nombreux bruits de fond. Le faible temps de vie du tau ($290.6 \cdot 10^{-15} \text{ s}$), sa masse trois fois plus faible que celle du quark b et le fait que 77 % de ses désintégrations hadroniques ne contiennent qu'une seule trace rendent difficiles une identification fondée sur la reconnaissance de vertex déplacés.

La difficulté d'identifier des taus dans leurs désintégrations hadroniques réside avant tout dans leur ressemblance avec les jets QCD (quarks, gluons). Les deux types de processus sont en effet caractérisés par la présence d'hadrons neutres et chargés. Certaines caractéristiques peuvent néanmoins être employées pour les différencier :

- la multiplicité des particules chargées est plus faible que celle des jets QCD (77 % des désintégrations hadroniques des taus produisent un seul hadron chargé, 23 % produisent trois particules chargées);
- les produits de désintégration des taus sont plus collimatés à impulsion transverse comparable. De plus l'impulsion transverse d'une trace est en moyenne plus élevée du fait de la plus faible multiplicité des particules;

- le nombre de particules neutres est également plus faible : seules 22 % des désintégrations hadroniques contiennent un ou plusieurs π^0 .

Ces différences se traduisent dans l'allure de la fonction de fragmentation : l'énergie emportée par une particule contenue dans un jet QCD est souvent plus faible que celle issue de la désintégration d'un tau. L'identification des taus dans leurs modes de désintégration hadroniques nécessite donc la construction de variables permettant de les différencier des jets. Cette étape s'effectue à l'issue d'un algorithme de jet décrit ci-après.

5.2 Algorithme de reconstruction des τ

L'algorithme de reconstruction des taus (**taureco**) utilisé dans DØ n'a pas pour objectif d'identifier les τ , mais de délimiter dans le détecteur une zone en (η, ϕ) correspondant éventuellement à la zone de désintégration d'un τ et de calculer des variables caractéristiques. Celles-ci peuvent ensuite servir à l'identification proprement dite.

L'algorithme est fondé sur une reconstruction de jet de type simple cône et est structuré de la façon suivante. La définition d'un jet de τ passe par la définition de deux cônes de rayons fixes $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.5$ et $R=0.3$. Le deuxième cône est appelé cône d'isolation et a comme fonction de vérifier le confinement du jet à l'intérieur du premier cône (voir figure 5.1). Le cône extérieur est défini à partir de tours déjà préreconstruites dans le calorimètre d'énergie supérieure à 1.5 GeV et possédant des traces associées. Il peut être également reconstruit à partir de l'intersection d'une trace et d'une zone touchée dans le détecteur de pieds de gerbes. La trace initiale doit dans ce cas posséder une impulsion transverse supérieure à 5 GeV/c.

La sélection des traces reconstruites dans un cône de $R=0.5$ s'effectue selon leur impulsion transverse décroissante. Il s'agit en effet de sélectionner les traces les plus énergétiques (cf. fonction de fragmentation). Une fois la trace la plus énergétique définie, celle-ci est retenue si son impulsion transverse est supérieure à 1.5 GeV/c. Les traces suivantes sont associées au candidat tau si elles ont une impulsion transverse supérieure à 1.5 GeV/c et si leur distance de moindre approche par rapport à l'axe z ² se situe à moins de 2 cm de celle de la première trace. Une condition sur la masse invariante est également introduite : la seconde trace est ajoutée si la masse invariante des deux traces est inférieure à 1.1 GeV/c², la troisième si la masse invariante est inférieure à 1.7 GeV/c², afin de contraindre la masse invariante du tau. Une condition sur la charge totale du candidat tau est finalement introduite. Si une troisième trace est identifiée dans le cône de façon à ce que la charge du candidat soit supérieure à ± 1 , celle-ci n'est pas associée au candidat. Les autres traces reconstruites dans le cône d'isolation et celles qui ne vérifient pas la coupure sur l'impulsion minimale de 1.5 GeV/c ou bien les critères de masse invariante ou de charge sont supposées provenir d'un événement sous-jacent ("underlying event"), d'une autre particule ou d'une mauvaise reconstruction. On les qualifie de traces non associées à la désintégration du tau.

²La distance entre la trace et l'axe z est calculée au point le plus proche de l'axe du faisceau - "distance of closest approach".

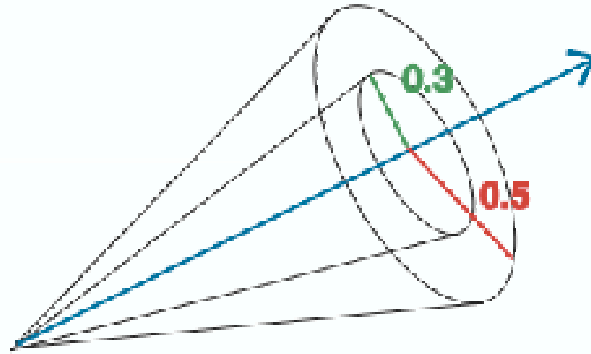


Figure 5.1: *Cône d'isolation et intérieur autour de la trace principale du tau.*

A l'issue de ces étapes de "clustering" l'existence de sous-amas de cellules dans la troisième couche électromagnétique du calorimètre est également vérifiée. La fine granularité du calorimètre dans cette couche (0.05×0.05 en $\eta - \phi$) permet en effet de reconstruire des sous-amas électromagnétiques dont la présence est caractéristique de π^0 se désintégrant en deux γ . Un algorithme dit de "proches voisins" ("nearest neighbour algorithm") est utilisé. La cellule de plus haute énergie et sa voisine de plus haute énergie forment le noyau du sous-amas autour duquel sont ajoutées les cellules voisines. Le sous-amas ainsi défini est conservé si son énergie transverse est supérieure à 0.8 GeV. Les cellules appartenant aux autres couches électromagnétiques situées dans la même région que le sous-amas de la troisième couche sont alors ajoutées pour former le sous-amas électromagnétique. Les cellules restantes n'appartenant pas au sous-amas permettent de chercher de nouveaux sous-amas.

Le programme de reconstruction des taus a donc essentiellement comme fonction de constituer une base de données de candidats τ , établis à partir de simples conditions sur la largeur des jets, le nombre de traces et la présence de sous-amas électromagnétiques.

5.3 Classification en types

Les modes hadroniques peuvent être regroupés pour des raisons expérimentales en trois catégories :

- type 1 (principalement $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$) : présence d'une trace associée à un amas calorimétrique en l'absence de sous-amas électromagnétiques;
- type 2 (principalement $\tau^- \rightarrow \pi^- (n \geq 1 \pi^0) \nu_\tau$) : présence d'une trace associée à un amas calorimétrique en présence de sous-amas électromagnétiques (caractéristiques de la présence de π^0);
- type 3 (principalement $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- (n \geq 0 \pi^0) \nu_\tau$) : 2 ou 3 traces de masse invariante inférieure à celle du τ .

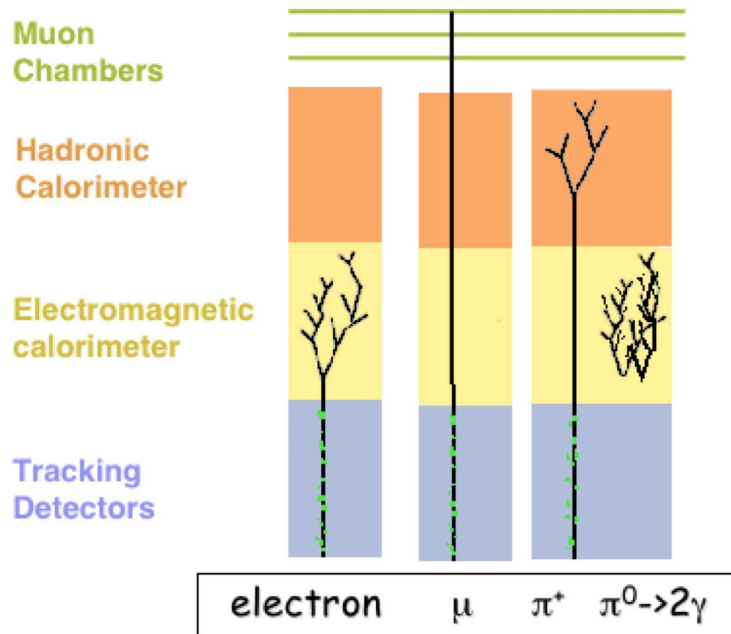


Figure 5.2: Schématisation des dépôts d'énergie des particules dans le détecteur.

Ces catégories ne correspondent pas exactement aux modes de désintégration des taus. Une interaction prématurée du pion chargé dans la partie électromagnétique du calorimètre peut conduire à une reconnaissance de $\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$ en type 2, les conversions des γ produits par les π^0 peuvent amener les processus $\tau \rightarrow \pi(n \geq 1\pi^0)\nu_\tau$ à être classifiés en type 3. Les sous-amas électromagnétiques des taus de type 2 peuvent être mal reconstruits dans la zone inter-cryostat du détecteur ($1.1 < |\eta_{det}| < 1.5$ où η_{det} désigne la pseudo-rapacité associée à la position du détecteur). L'épaisseur des couches électromagnétiques y étant en effet plus faible, le tau de type 2 y est majoritairement reconnu comme tau de type 1. La figure 5.2 schématise les interactions idéalisées des particules impliquées dans la désintégration des taus. La figure 5.3 illustre la répartition des taus hadroniques en types selon leur mode de désintégration.

5.4 Etude des variables discriminantes pour le réseau de neurones

L'utilisation d'un réseau de neurones pour l'identification des τ offre la possibilité de traiter l'ensemble des variables de façon corrélée, sans avoir à imposer un ensemble de coupures séquentielles sur un échantillon de données, méthode qui conduit souvent à un important taux de réjection du signal. D'autres méthodes d'identification des τ , reposant sur des analyses à plusieurs variables ont été testées par le passé, notamment la méthode de la matrice-H (méthode similaire à celle utilisée pour l'identification des électrons, voir 4.1), mais l'utilisation de réseaux de neurones est plus performante [57].

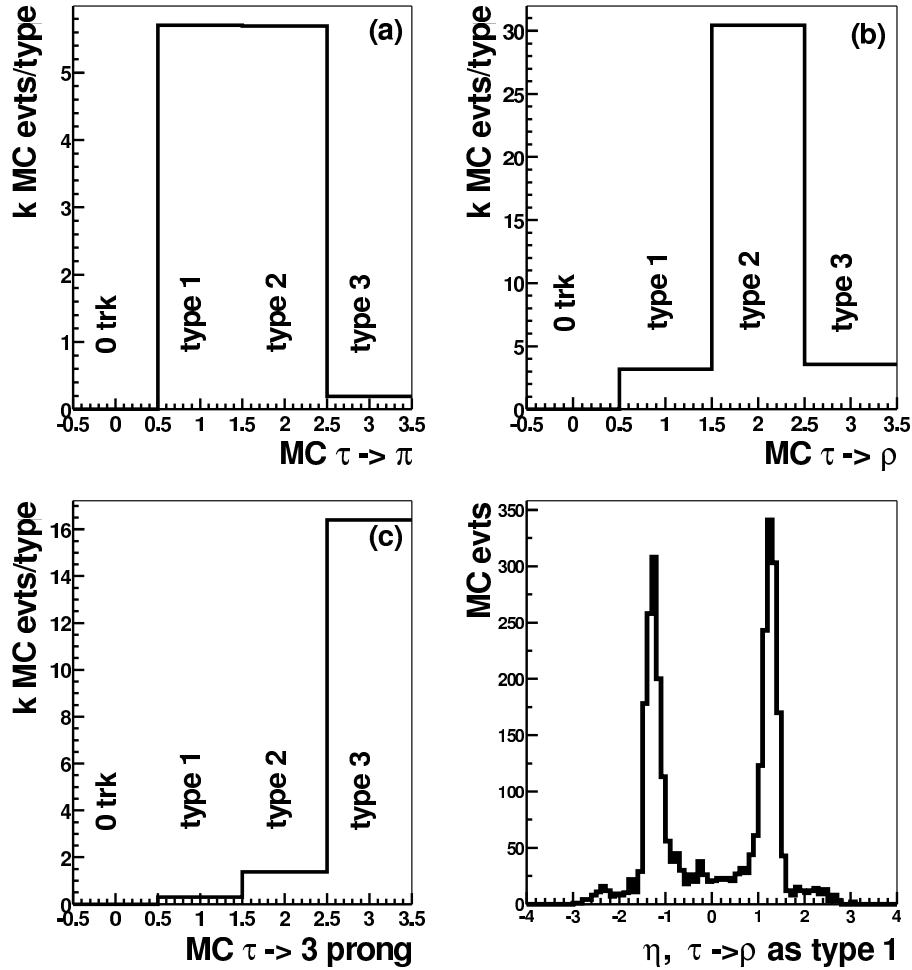


Figure 5.3: Répartition de la classification en type, selon le mode de désintégration du tau. (a) : les désintégrations $\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$ sont reconstruites soit en type 1, soit en type 2, le pion interagissant dans environ 50 % des cas dans le calorimètre électromagnétique. (b) : les désintégrations $\tau \rightarrow \pi(n > 0)\pi^0\nu_\tau$ sont majoritairement classifiées en type 2. La figure (d) représente la région en pseudo-rapidité η où elles sont reconstruites en tant que type 1. Cette région appartient au détecteur inter-cryostat, qui comporte moins de couches électromagnétiques et où les amas sont donc moins bien reconstruits. Les désintégrations à trois pions chargés sont également reconstruites en tant que type 2 dans environ 10 % des cas (figure (c)).

Quelle que soit la méthode d'identification des τ employée, elle nécessite le choix de variables permettant d'effectuer une discrimination entre signal et bruit de fond. Nous les avons choisies parmi les quantités calculées dans le programme de reconstruction des taus, **taureco**. Le paragraphe suivant décrit les variables retenues pour identifier les taus dans leurs modes de désintégration hadroniques.

5.4.1 Variables calorimétriques

Les premières variables d'entrée choisies pour le réseau de neurones caractérisent le dépôt d'énergie dans le calorimètre. Ce sont toutes des fractions d'énergie, définies par rapport à l'énergie recueillie dans l'amas principal. Cela permet d'éviter que le réseau de neurones ne sépare le bruit de fond du signal sur un simple critère de différence d'énergie. Ont tout d'abord été retenues les fractions d'énergie déposées dans les différentes couches du calorimètre : **EM12isof** est la fraction d'énergie des deux premières couches électromagnétiques, **FH** la fraction de la première couche de la couche hadronique de granularité fine ("fine hadronic"). L'inclusion de ces variables permet de suivre le développement longitudinal (selon la direction transverse) des gerbes dans le calorimètre. La variable **EM12isof** est utilisée pour caractériser le mode de désintégration $\tau \rightarrow \pi\nu$ où le pion va interagir faiblement dans la partie électromagnétique et de façon négligeable dans les deux premières couches qui correspondent à ≈ 0.08 longueurs d'interaction.

D'autres variables ont précisément été définies pour caractériser le fait que les jets de τ sont collimatés et possèdent un nombre plus faible de particules en comparaison avec les jets QCD. Il s'agit des variables **rms**, **prf** et **iso**.

- **rms** ("root mean square" ³) représente la largeur quadratique moyenne dans le plan (η, ϕ) du cluster pondérée par les fractions d'énergie transverse des n tours qui la compose :

$$\sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{\Delta\phi^2 E_{Ti}}{E_T} + \sum_{i=1}^n \frac{\Delta\eta^2 E_{Ti}}{E_T}}$$

- **prf** ("profile") représente la fraction d'énergie transverse déposée dans les deux tours les plus énergétiques par rapport à l'énergie transverse recueillie dans le cluster;
- **iso** ("isolation") traduit l'isolation des jets, **iso** = $(E_T(R = 0.5) - E_T(R = 0.3)) / E_T(R = 0.3)$, soit la différence d'énergie transverse reconstruite dans les deux cônes de rayon $R = 0.5$ et $R = 0.3$, normalisée à celle du premier cône;
- **prf3** ("profile 3") est le rapport de l'énergie transverse de la tour électromagnétique la plus énergétique et de l'énergie transverse déposée dans le troisième couche électromagnétique et à l'intérieur du cône d'isolation.

³Nom historique.

5.4.2 Variables combinées avec des traces

La proportion de particules neutres dans les désintégrations hadroniques des τ étant plus faible que celle pour les jets QCD, le rapport E/p traduit une différence de comportement pour les deux processus. E désigne l'énergie déposée dans le calorimètre et p l'impulsion de la trace principale. L'impulsion des traces reflète en effet uniquement l'énergie des particules chargées, tandis que l'énergie E déposée dans le calorimètre inclut l'apport des désintégrations des π^0 en photons. Pour tous les réseaux de neurones la variable $\mathbf{E}_T^\tau / (\mathbf{E}_T^\tau + \mathbf{p}_T^{\tau \text{trk}^1})$ a été envisagée afin de répondre à l'exigence de normalisation des variables d'entrée des réseaux de neurones. La variable \mathbf{E}_T^τ désigne l'énergie transverse calorimétrique du tau et $p_T^{\tau \text{trk}^1}$ l'impulsion transverse de la trace principale du tau. Le réseau de neurone utilisé impose en effet que les valeurs des variables d'entrée soient situées entre 0 et 1.

La notion d'isolation peut également être traduite au niveau de la reconstruction des traces. La variables **ettr** décrit ainsi la somme des impulsions transverses des traces identifiées dans un cône de rayon $R = 0.5$ autour de la trace principale du tau qui ne sont pas identifiées comme appartenant aux produits de sa désintégration (voir partie 5.2). Pour des questions de normalisation, c'est la variable **ettr/ettsum** qui a été utilisé dans le réseau de neurones, où **ettsum** représente la somme des impulsions de toutes les particules chargées identifiées dans le cône d'isolation, de rayon $R = 0.5$.

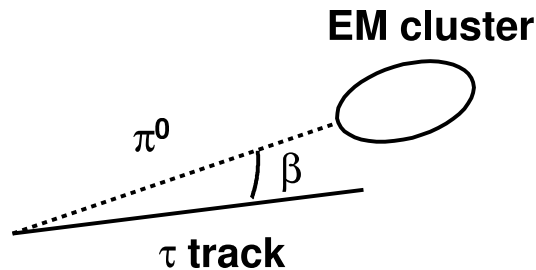


Figure 5.4: Angle d'ouverture β entre la trace principale du tau et le cluster électromagnétique.

La dernière variable qui utilise l'information du détecteur de traces est la variable $\delta\alpha/\pi = \sqrt{(\Delta\eta^2 + (\Delta\phi/\sin\theta)^2)}/\pi$, où $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ représentent les angles d'ouverture entre les directions principales du cône des traces et du cluster électromagnétique (voir figure 5.4). Les variables $\delta\alpha$ et $\sqrt{E^{\text{trk}} \times E^{\text{EM}}}$ permettent de caractériser la masse du tau. La masse invariante m de l'amas calorimétrique et de la trace principale peut en effet être calculée de la façon suivante :

$$m = \sqrt{2E^{\text{trk}}E^{\text{EM}}(1 - \cos\beta)}$$

où E^{trk} est l'énergie de la trace et E^{EM} celle de l'amas électromagnétique. L'angle β étant faible,

$$m \approx \sqrt{E^{trk} E^{EM} \beta^2}$$

$$\beta^2 = d\phi^2 + d\theta^2$$

Or $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$, soit $d\eta = d\theta/\sin\theta$ et $\delta\beta = \sqrt{(\Delta\eta^2 \sin^2\theta + \Delta\phi^2)}$. On utilise plutôt la variable $\delta\alpha = \sqrt{(\Delta\eta^2 + (\Delta\phi/\sin\theta)^2)}$.

Les variables discriminantes retenues pour chaque type de tau sont représentées sur les figures 5.4.2 à 5.4.2. Les distributions du signal sont comparées à celle du bruit de fond QCD pour chaque type de candidat tau. Les mêmes critères de classification en types sont appliqués aux jets de quarks et de gluons (nombre de traces et présence de sous-amas électromagnétiques).

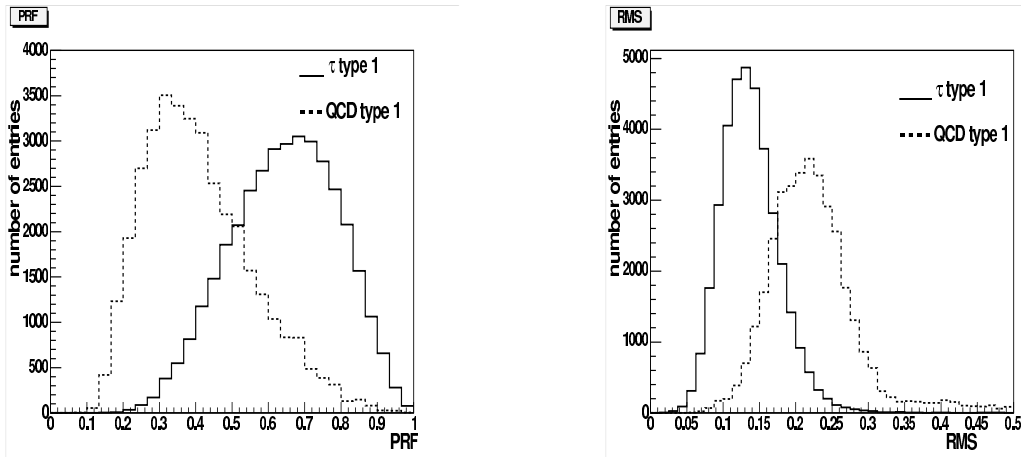


Figure 5.5: Variables *prf* et *rms* pour les candidats de type 1.

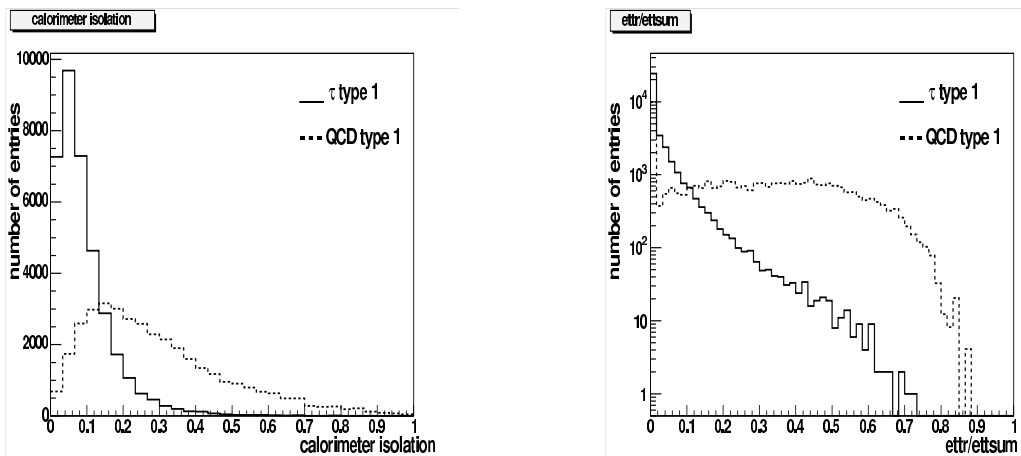


Figure 5.6: Variables *iso* et *ettr/ettsum* pour les candidats de type 1.

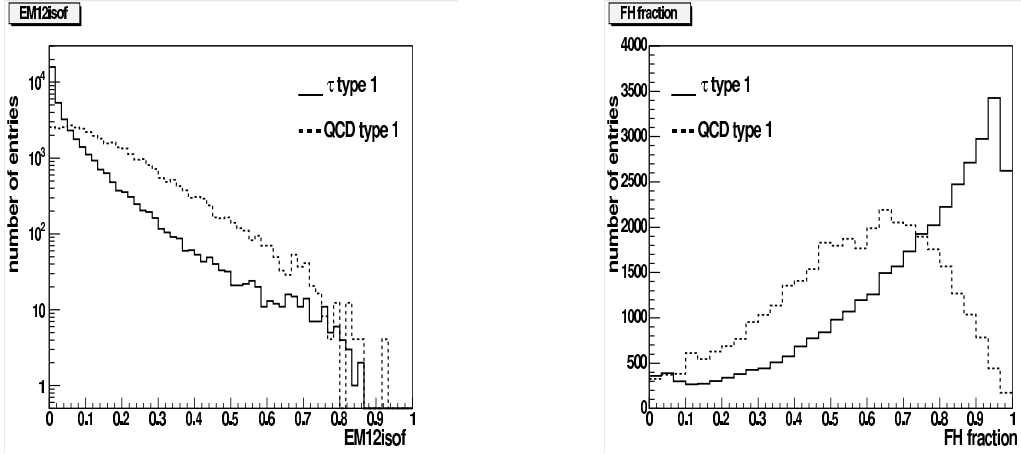


Figure 5.7: Variables **EM12isof** et **FH** pour les candidats de type 1.

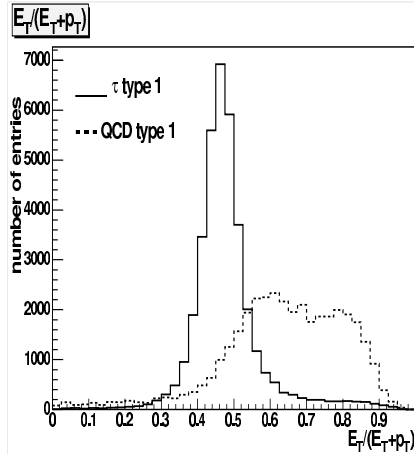


Figure 5.8: Variable $E_T/(E_T + p_T^{\text{trk1}})$ pour les candidats de type 1.

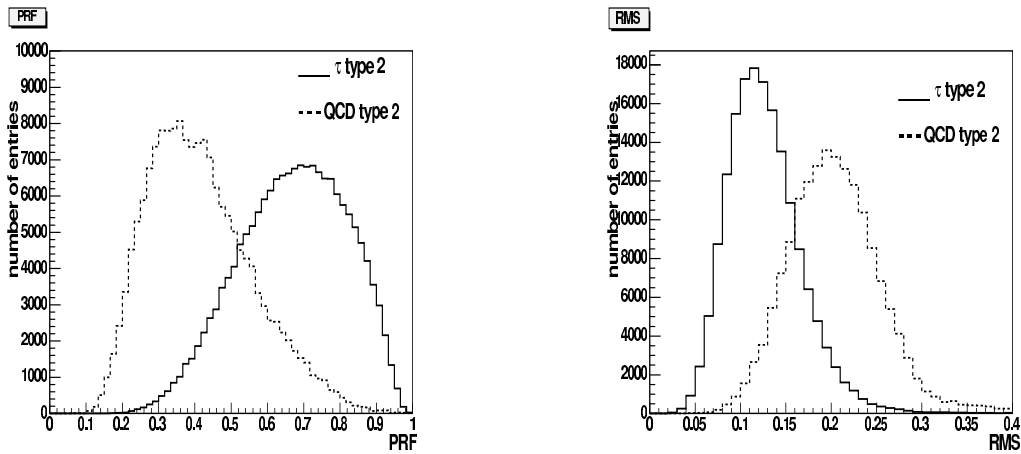
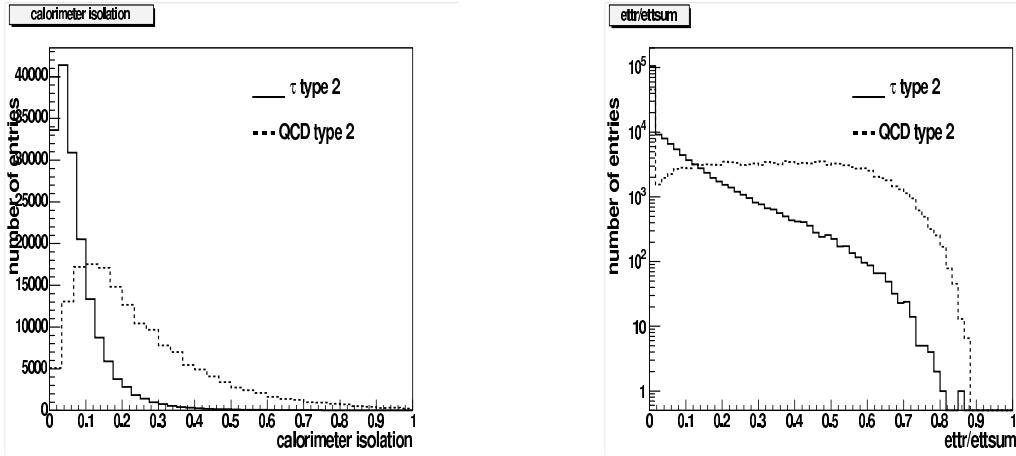
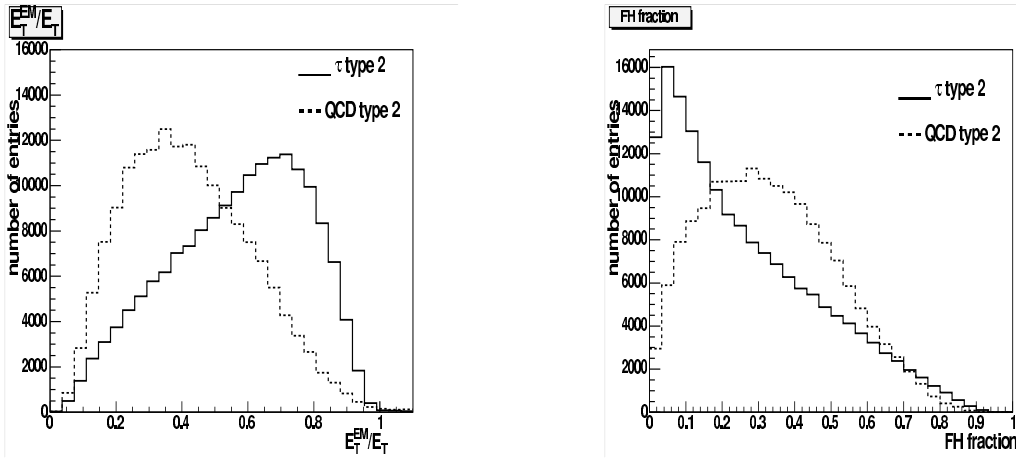
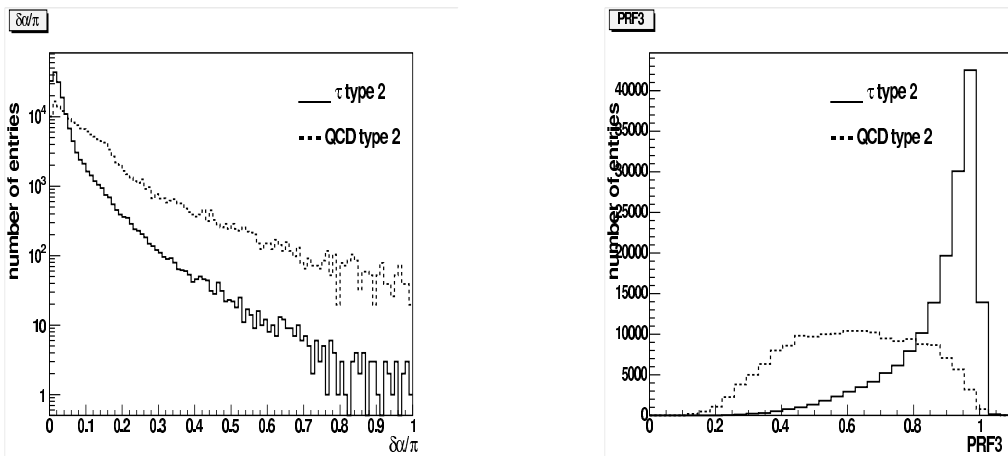


Figure 5.9: Variables **prf** et **rms** pour les candidats de type 2.

Figure 5.10: Variables iso et $ettr/ettsum$ pour les candidats de type 2.Figure 5.11: Variables E_T^{EM}/E_T et FH pour les candidats de type 2.Figure 5.12: Variables $\delta\alpha/\pi$ et $prf3$ pour les candidats de type 2.

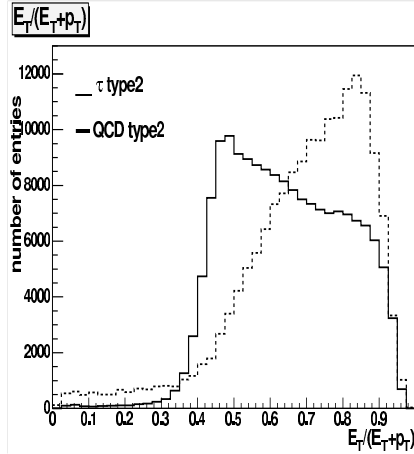


Figure 5.13: Variable $E_T / (E_T + p_T^{\text{trk}1})$ pour les candidats de type 2.

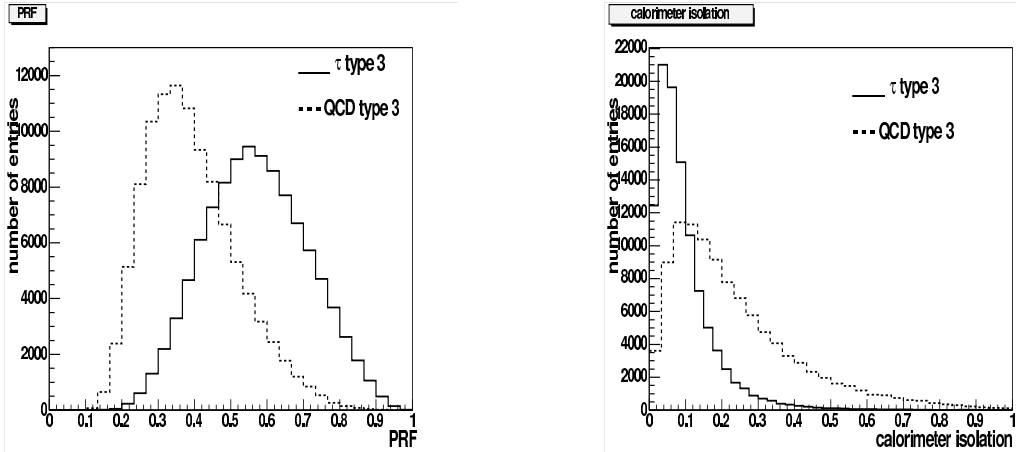


Figure 5.14: Variables *prf* et *iso* pour les candidats de type 3.

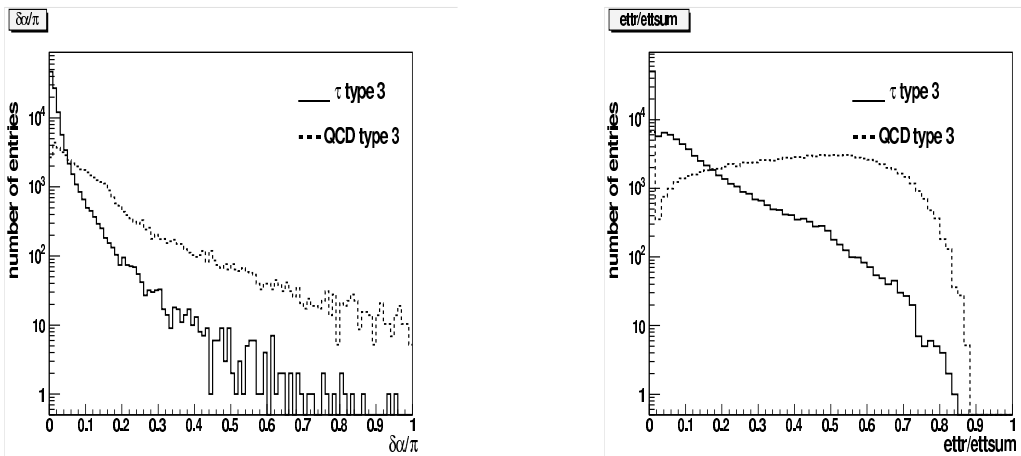


Figure 5.15: Variables $\delta\alpha/\pi$ et $\text{ettr}/\text{ettsum}$ pour les candidats de type 3.