

N° d'ordre : LLR-2006-xx

MÉMOIRE

présenté

devant l'Université de Paris 6

pour obtenir

l'habilitation à la direction de recherches par

Claude CHARLOT

La reconstruction des électrons dans CMS

Soutenu le 12 janvier 2007 devant la commission d'examen:

Mr	Gregorio	BERNARDI	(rapporteur)
Mr	Pierre	BILLOIR	(président)
Mr	Daniel	DENEGRI	(rapporteur)
Mme	Marcella	DIEMOZ	(rapporteur)
Mr	Yves	SIROIS	

N° d'ordre : LLR-2006-xx

MÉMOIRE

présenté

devant l'Université de Paris 6

pour obtenir

l'habilitation à la direction de recherches par

Claude CHARLOT

La reconstruction des électrons dans CMS

Soutenu le 12 janvier 2007 devant la commission d'examen:

Mr	Gregorio	BERNARDI	(rapporteur)
Mr	Pierre	BILLOIR	(président)
Mr	Daniel	DENEGRI	(rapporteur)
Mme	Marcella	DIEMOZ	(rapporteur)
Mr	Yves	SIROIS	

À toi

"Physics is like sex, sure it may give some practical results, but that's not why we do it"

Richard P. Feynman

"Quelqu'un s'assoit à l'ombre aujourd'hui parce quelqu'un d'autre a planté un arbre il y a longtemps."

Warren Buffet

Préface

Ce document présente une synthèse des travaux effectués dans CMS pour la reconstruction des électrons.

La reconstruction des électrons dans CMS a conduit en premier lieu à des études destinées au développement d'algorithmes pour le déclenchement de haut niveau. Ces algorithmes, dont les propriétés importantes sont rappelées dans ce rapport, avaient été optimisées en vue d'un déclenchement devant satisfaire des contraintes de rapidité. Par ailleurs, les problématiques étant alors centrées sur la détection des photons en vue du canal de désintégration du boson de Higgs $H \rightarrow \gamma\gamma$, les études portaient principalement sur la détection et la mesure d'électrons pour la calibration issus de W^\pm avec des impulsions transverses typiquement de l'ordre de 30 GeV/c. Les questions liées à la reconstruction et à l'identification des électrons hors-ligne dans un domaine d'impulsions transverses jusqu'à 5 GeV/c ont donc fait l'objet d'une investigation détaillée dans le cadre de la préparation du TDR de physique dans la période 2004-2006. Ceci a donné lieu à une révision complète des algorithmes utilisés pour le traitement hors-ligne des données. Des corrections algorithmiques fines, basées sur la définition de classes d'électrons, ont été introduites. La stratégie de reconstruction des traces a été entièrement revue, avec notamment l'utilisation d'un algorithme approprié pour l'ajustement des paramètres en présence de bremsstrahlung. Les informations nouvelles apportées par cet algorithme, et en particulier la mesure des paramètres de la trace au point le plus proche du calorimètre électromagnétique, ainsi que les classes d'électrons ont été ensuite utilisées dans la procédure d'identification des électrons.

Ce travail a été mené en parallèle avec les analyses prospectives sur la recherche du boson de Higgs dans les canaux $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ et $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e^+\nu_e e^-\bar{\nu}_e$ également conduites dans le cadre du TDR de physique. Les algorithmes et les paramètres proposés pour la reconstruction des électrons ont ainsi pu être constamment testés dans le cadre d'analyse complètes impliquant des signaux et des stratégies de rejet des bruits de fond différents.

Dans les résultats présentés ici, l'accent est mis sur le cas des électrons primaires isolés et dans le domaine d'impulsion $5 \lesssim p_T \lesssim 50$ GeV/c caractéristique des électrons issus des désintégrations des bosons W et Z dans les canaux mentionnés ci-dessus. Il faut noter toutefois que la méthode proposée pour la reconstruction ne pré-suppose pas l'origine primaire des électrons ni leur caractère isolé. Le cas des électrons de très bas p_T comme par exemple issus de désintégrations du Υ n'est pas couvert dans ce rapport. Les algorithmes requièrent une optimisation particulière dans ce domaine, et il est possible que dans cette région cinématique une stratégie différente doive être appliquée.

Les aspects particuliers liés à la détection et à la mesure des électrons ayant une énergie de l'ordre du TeV, caractéristiques de désintégrations leptoniques d'éventuelles nouvelles résonances, ne sont pas abordés ici. Les algorithmes d'agrégation ainsi que les corrections associées doivent être adaptés pour ce domaine cinématique. Un autre aspect important dans ce domaine d'énergie concerne les performances d'identification de la charge par l'algorithme de reconstruction des traces électrons.

Enfin, la reconstruction des électrons non-isolés, comme produits dans les désintégrations semi-leptoniques de quarks b fait l'objet d'études particulières visant à optimiser la mesure de l'énergie dans les jets et actuellement en cours.

Le présent document vise à fournir une description concise des aspects particuliers associés à la reconstruction des électrons dans CMS ainsi que de l'état actuel des algorithmes utilisés. Cette description bien que complète ne cherche pas à être exhaustive. Le lecteur pourra trouver des informations complémentaires dans les nombreuses références citées.

Table des matières

1	Canaux multi-leptons au LHC	5
2	Le détecteur CMS	9
2.1	Présentation générale	9
2.2	Le trajectomètre	10
2.3	Le calorimètre électromagnétique	12
2.4	Le déclenchement pour les électrons	15
3	La reconstruction des agrégats dans le calorimètre électromagnétique	19
3.1	Introduction	19
3.2	Reconstruction des agrégats dans la partie tonneau	20
3.3	Reconstruction des agrégats dans les parties bouchons	21
3.4	Reconstruction des super-agrégats	22
3.5	Reconstruction dans les bouchons avec le détecteur de pied de gerbe	22
3.6	Reconstruction de la position	23
3.7	Corrections pour l'estimation de l'énergie par le calorimètre	24
4	La reconstruction des traces électrons	29
4.1	Introduction	29
4.1.1	Le filtre de Kalman	29
4.1.2	Filtrage dans le cas non gaussien	30
4.2	Reconstruction des pré-traces	31
4.3	Reconstruction de la trajectoire	34
4.4	Estimation des paramètres	36
4.5	Paramètres à l'arrière	37
5	Les classes et la reconstruction de l'impulsion	41
5.1	Introduction	41
5.2	Définition des classes électrons	41
5.2.1	électrons <i>crack</i>	42
5.2.2	électrons <i>golden</i>	42
5.2.3	électrons <i>big brem</i>	43
5.2.4	électrons <i>narrow</i>	43
5.2.5	électrons <i>showering</i>	43

5.2.6	Fraction des électrons dans les différentes classes	44
5.3	Corrections à l'énergie calorimétrique	45
5.4	La combinaison E-p	46
6	La pré-sélection et l'identification des électrons	51
6.1	Introduction	51
6.2	Pré-sélection des électrons	52
6.3	Sélection des électrons primaires et isolation	54
6.4	Identification des électrons	55
7	Mesure des efficacités et incertitudes systématiques	61
7.1	Mesure des efficacités	61
7.2	Incertitudes sur l'échelle d'énergie	62
7.3	Mesure de la quantité de matière devant le calorimètre	65
8	Conclusions	67
	Résumé	73
	Abstract	75

Chapitre 1

Canaux multi-leptons au LHC

La détection des leptons et en particulier des électrons est d'une importance particulière pour la physique au LHC. De nombreux processus trouvent une signature propre dans les voies leptoniques, a contrario des voie hadroniques qui bénéficient de taux de production plus favorables mais également de bruits de fond beaucoup plus importants.

La physique accessible couvre l'essentiel de la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard (MS). Dans la région des masses intermédiaires, le canal $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow e^+e^-e^+e^-$, après des études pionnières [1, 2], fait l'objet d'une réévaluation détaillée [3] dans le cadre de l'évaluation des performances du détecteur CMS [4, 5], servant de référence pour le développement des algorithmes de reconstruction des électrons. Le mode de désintégration en bosons W, $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e^+\nu_e e^-\bar{\nu}_e$, constitue également un canal majeur pour une découverte dans la région des masses intermédiaires [6, 7]. Un résumé des stratégies actuellement envisagées dans CMS pour la recherche pour le boson de Higgs du Modèle Standard dans les voies leptoniques est présenté dans la table 1.1. Les seuils typiques sur l'impulsion transverse des leptons sont également indiqués. Il est notamment nécessaire de reconstruire efficacement les leptons jusqu'à des valeurs de $p_T \simeq 5 \text{ GeV}/c$ pour la recherche du boson de Higgs dans le domaine de masses inférieures à $\simeq 2m_Z$ à cause de la présence d'au moins un boson de jauge hors couche de masse. Ceci est illustré sur la figure 1.1. qui présente le spectre en impulsion transverse des 4 leptons issus de la désintégration $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ dans le mode électronique et pour une masse $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$.

Les leptons interviennent également pour la recherche des bosons de Higgs dans le cadre des modèles supersymétriques. Les couplages aux leptons de troisième et seconde génération sont les plus favorables. Les taus conduisent également aux électrons dans leur modes de désintégrations leptoniques. Le secteur scalaire des théories supersymétriques est également accessible par les désintégration des Higgs lourds en paires de jauginos, conduisant à des topologies « propres » avec 3 ou 4 leptons dans l'état final [17]. Un résumé des stratégies de recherche des boson de Higgs des modèles supersymétriques dans les voies leptoniques est présenté dans la table 1.2.

Dans le domaine de la physique au-delà du Modèle Standard, les leptons produits dans les désintégrations des charginos et de neutralinos fournissent également des signatures claires pour la recherche de la supersymétrie. L'étude du continuum Drell-Yan à des masse invariants de l'ordre du TeV permet la recherche de sous-structures et de résonances

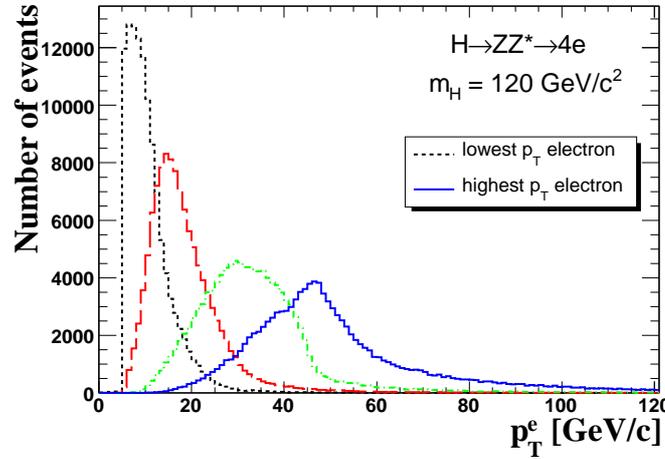


FIG. 1.1 – Spectre en impulsion transverse des 4 leptons dans la désintégration $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ pour $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$. Une coupure à $5 \text{ GeV}/c$ est appliquée à la génération [3].

pouvant être les manifestations de nouvelles symétries ou de l'existence de dimensions spatiales supplémentaires [22].

Enfin, outre la recherche du boson de Higgs et la physique au-delà du modèle standard, la production de leptons isolés et à grande impulsion transverse est caractéristique de processus du modèle standard faisant intervenir la production ou l'échange des bosons de jauge W^\pm et Z^0 . Ces processus constituent les principaux bruits de fonds à la recherche du boson de Higgs et d'une nouvelle physique dans les voies leptoniques.

Les taux de production pour les principaux processus au LHC sont présentés dans la figure 1.2. Les désintégrations leptoniques des bosons de jauge constituent la principale source d'électrons primaires et isolés. À la luminosité instantanée de $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, le taux attendu pour la production d'électrons issus de désintégrations de W^\pm est d'environ 20 Hz. Le taux de production de paires d'électrons issues de désintégrations de Z^0 est de 3.5 Hz. Ces processus fournissent ainsi des sources abondantes d'électrons qui sont utilisés pour la calibration et la détermination des efficacités de reconstruction (voir chapitre 7).

Canal de physique	Références	Seuil lepton (GeV/c)	Déclenchement
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$	[8] [3] [9, 10]	$p_T(l) > 20, 15, 15, 7$ $p_T(e) > 15, 15, 12, 7$ $p_T(\mu) > 15, 15, 12, 7$	2e, 2 μ e, 2e $\mu, 2\mu$
$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$	[8] [3] [9, 10]	$p_T(l) > 50, 30, 20, 7$ $p_T(e) > 30, 20, 15, 7$ $p_T(\mu) > 15, 15, 12, 7$	2e, 2 μ e, 2e $\mu, 2\mu$
$H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$	[11]	$p_T(l) > 20, 20$	e, $\mu, 2e, 2\mu$ E_T^{miss}
$H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$	[11]	$p_T(l) > 20$	e, $\mu, 2e, 2\mu$ 2 jets
$H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$	[6]	$p_T(l) > 25, 15$	e, 2e, $\mu, 2\mu$
$H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$	[7, 12]	$p_T(l) > 30, 25$	e, 2e, $\mu, 2\mu$
$H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$	[11]	$p_T(l) > 30$	e, μ $E_T^{miss}, 2 \text{ jets}$
$WH, H \rightarrow WW^* \rightarrow 2l2\nu$	[13]	$p_T(l) > 15$	e, $\mu, 2e, 2\mu, e\mu$
$t\bar{t}H, H \rightarrow bb,$ $t \rightarrow Wb \rightarrow q\bar{q}, \bar{t} \rightarrow \bar{b}W \rightarrow l\nu$	[14]	$p_T(l) > 20$	e, μ 6 jets
$qqH, H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$	[15]	$p_T(l) > 30$	e, μ $E_T^{miss}, 2 \text{ jets}$
$qqH, H \rightarrow \tau\tau \rightarrow l + had + E_T^{miss}$	[16]	$p_T(l) > 15$	e, $\mu, e\tau, \mu\tau$

TAB. 1.1 – Principaux canaux pour la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard dans les voies multi-leptons.

Canal de physique	Références	Seuil lepton (GeV/c)	Déclenchement
$h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$	voir MS		
$h, H \rightarrow ZZ$	voir MS		
$h/H/A \rightarrow \tau\tau \rightarrow l + had + X$	[18, 19]	$p_T(l) > 10 - 40$	e, μ, τ
$bb h/H/A, h/H/A \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu X$	[20]	$p_T(e) > 20$ $p_T(\mu) > 20$	e, μ $e\mu$
$bb h/H/A, h/H/A \rightarrow \mu\mu X$	[5]	$p_T(\mu) > 20$	$\mu, 2\mu$
$t\bar{t}, t \rightarrow H^\pm b, H^\pm \rightarrow \tau\nu,$ $\bar{t} \rightarrow W\bar{b}, W \rightarrow l\nu$	[5]	$p_T(l) > 20$	e, μ
$A \rightarrow Zh \rightarrow llbb$	[21]	$p_T(l) > 30, 15$	e, 2e, $\mu, 2\mu$
$H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$	voir MS		
$A/H \rightarrow \chi_2^0 \chi_2^0 \rightarrow 4l + E_T^{miss}$	[17]	$p_T(e) > 7$ $p_T(\mu) > 5$	e, 2e $\mu, 2\mu$

TAB. 1.2 – Principaux canaux pour la recherche des bosons de Higgs des modèles supersymétriques dans les voies multi-leptons.

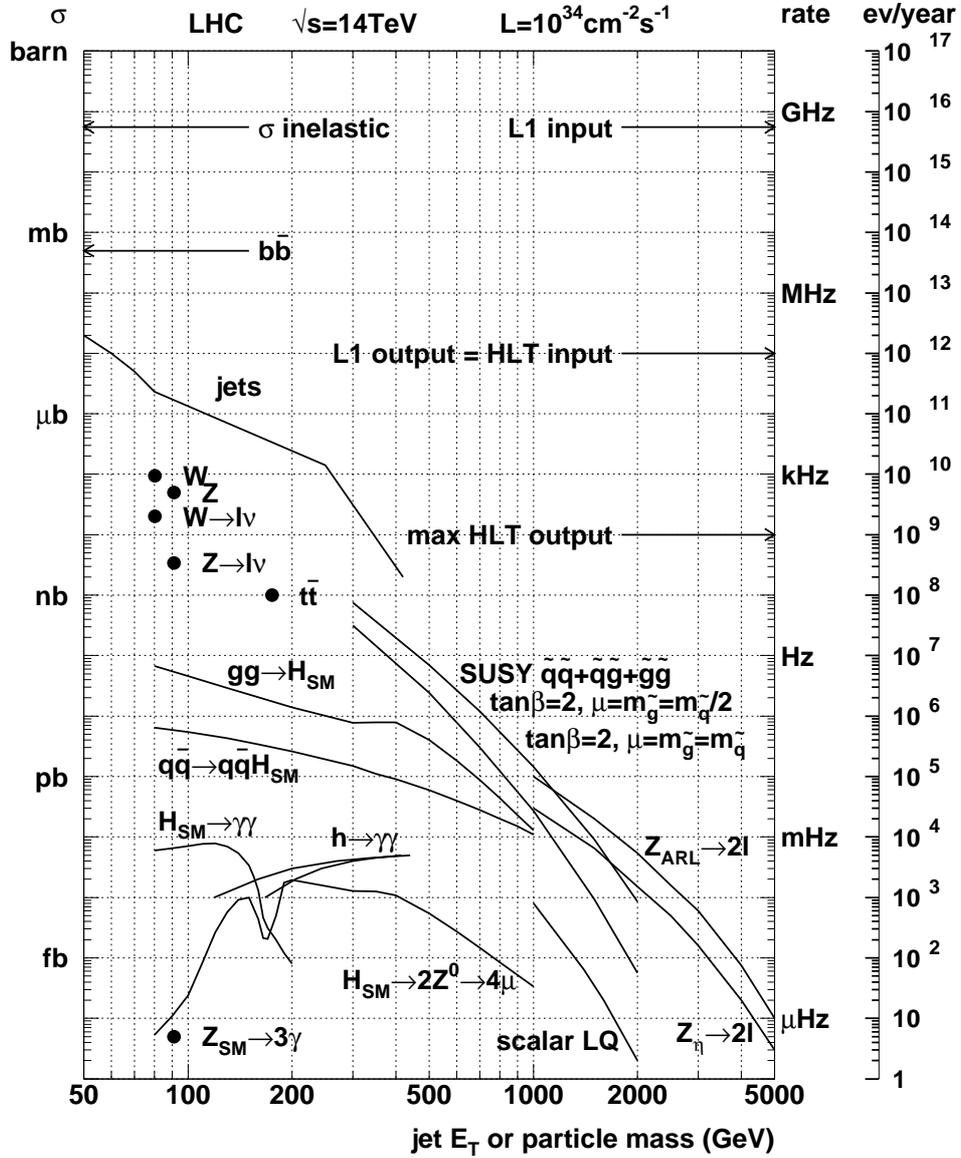


FIG. 1.2 – Sections efficaces inclusives proton-(anti)proton pour les principaux processus physique au LHC. Les taux en événements par seconde et par an pour une luminosité instantanée de $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ sont indiqués sur l'échelle de droite [33].

Chapitre 2

Le détecteur CMS

2.1 Présentation générale

Une description détaillée du détecteur CMS peut être trouvée ailleurs [24]. Les principales caractéristiques du détecteur intervenant dans la détection et la mesure des électrons sont rappelées ici.

La figure 2.1 présente une coupe longitudinale du détecteur. Celui-ci est organisé autour

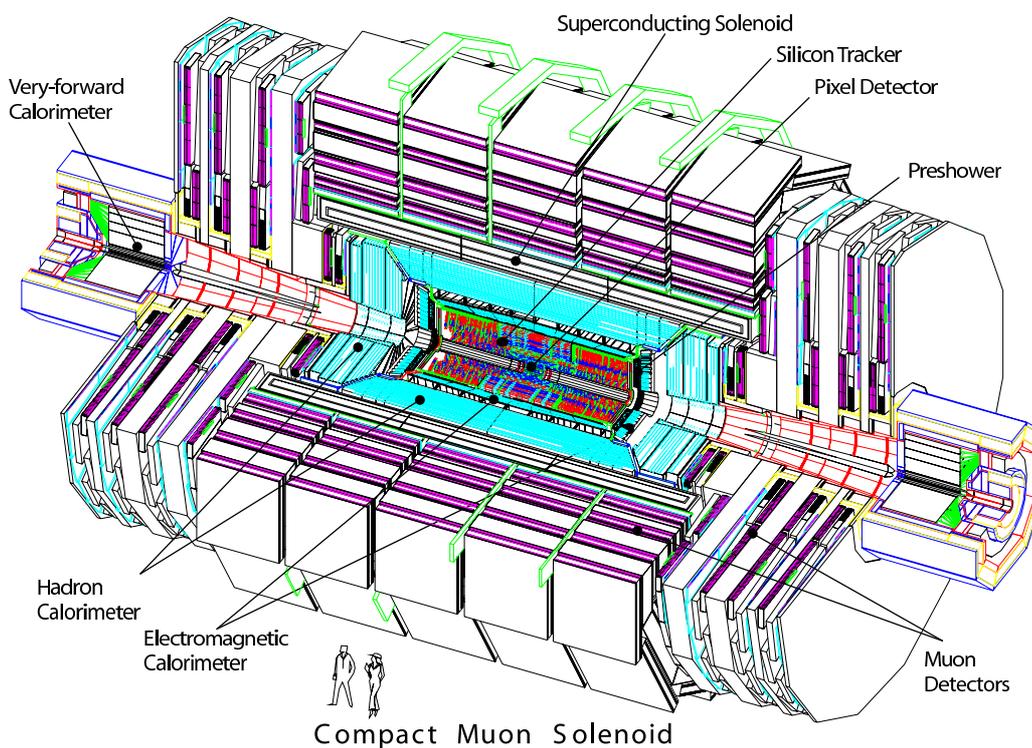


FIG. 2.1 – Vue du détecteur CMS.

d'un aimant cylindrique fournissant un champ magnétique solénoïdal de 4 Tesla environ, orienté suivant l'axe Oz de symétrie du détecteur. Le trajectomètre et l'ensemble de la calorimétrie sont situés à l'intérieur du solénoïde. La culasse de l'aimant est instrumentée de chambres pour la mesure des muons. L'ensemble est complété par une calorimétrie très à l'avant permettant une couverture angulaire pour les jets jusqu'à $|\eta| = 5^1$.

2.2 Le trajectomètre

Le détecteur de traces chargées ou trajectomètre est un détecteur cylindrique de 5.5 m de longueur et de 1.1 m de rayon [25]. Une coupe longitudinale de ce détecteur est présentée sur la figure 2.2.

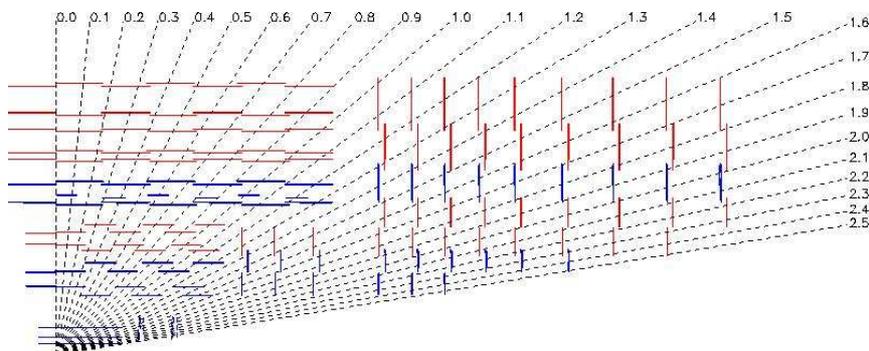


FIG. 2.2 – Le trajectomètre (1/4 de la coupe longitudinale).

Il est constitué de couches de détecteurs au silicium de très fine granularité (« pixels ») dans la partie la plus interne (rayon transverse $r_T < 15$ cm et coordonnée longitudinale $|z| < 50$ cm) comportant un total d'environ 66 millions de canaux. La partie la plus externe ($r_T < 110$ cm, $|z| < 275$ cm) est également constituée de couches de détecteurs en silicium, les micro-pistes, de granularité moindre avec un total de 9.6 millions de canaux environ. Le trajectomètre comporte au total une surface de plus de 200 m² de silicium. La figure 2.3 présente une vue du détecteur à pixels. Il est constitué de trois couches cylindriques dans la partie centrale, complétées par 2 disques de part et d'autres couvrant la partie avant. Les trois couches centrales sont situées à des rayons transverses moyens de 4.4, 7.3 et 10.2 cm respectivement. Les deux disques, qui s'étendent de 6 à 15 cm en rayon transverse sont placés de part et d'autres à des positions longitudinales de $|z| = 34.5$ cm et $|z| = 46.5$ cm respectivement.

Les détecteurs à pixels fournissent en général 2 ou 3 points de mesure (« hits ») par trace, avec une résolution d'environ 10 μm dans le plan (r, ϕ) et de 15 μm en z .

Les détecteurs à micro-pistes fournissent jusqu'à 14 hits par trace, avec une précision bi-dimensionnelle allant de 10 μm à 60 μm en (r, ϕ) . Certaines couches sont équipées de

¹La pseudorapidité η est reliée à l'angle polaire θ par la relation : $\eta = -\ln [\tan(\theta/2)]$. Elle est une approximation au cas des particules de masse $m \ll E$ de la rapidité qui est additive sous une transformation de Lorentz. E est l'énergie de la particule.

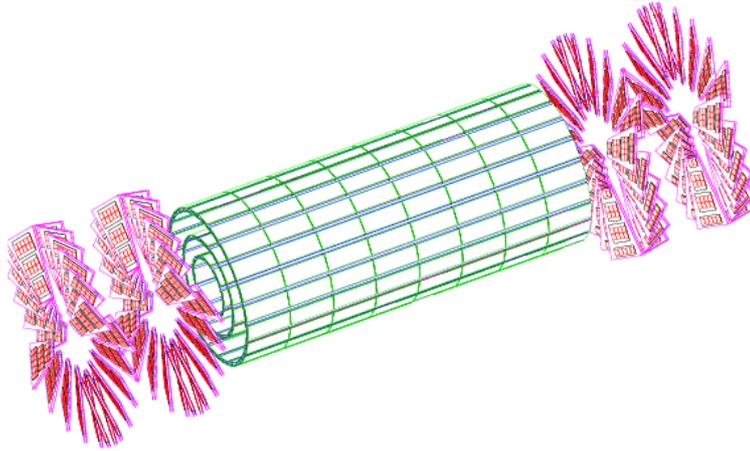


FIG. 2.3 – Vue des couches à pixels du trajectomètre.

détecteurs stéréo fournissant une mesure longitudinale avec une précision comparable. L'acceptance du trajectomètre pour un minimum de 5 hits collectés s'étend jusqu'à des rapidités de $|\eta| < 2.5$. L'efficacité de collection d'une paire de hits dans le détecteur à pixel varie de près de 100% à $|\eta| \simeq 2.1$ jusqu'à 70% pour $|\eta| \simeq 2.5$ [27]. La perte progressive d'efficacité provient de la dispersion du point de production suivant l'axe Oz liée à l'étalement longitudinal des paquets de protons dans le faisceau².

Le trajectomètre est composé d'éléments discrets ce qui implique une quantité de matière relativement importante. La présence de ces matériaux a des conséquences importantes sur la reconstruction des objets électromagnétiques dans le calorimètre ainsi que pour la reconstruction des traces électrons. L'épaisseur de matériel dans le volume du trajectomètre et donc traversée par les électrons et les photons avant d'atteindre le calorimètre électromagnétique est présentée sur la figure 2.4 en unité de longueur de radiation³. La partie sensible contribue pour 10% seulement à l'épaisseur totale de matière devant le calorimètre. Cette épaisseur comporte, en plus de la structure mécanique, une contribution importante provenant des câbles nécessaires à l'alimentation en basse tension des détecteurs, ainsi que du système de refroidissement nécessaire pour dissiper la chaleur. L'épaisseur totale varie fortement avec η . Elle est de l'ordre de $0.3 X_0$ pour les rapidités centrales ($|\eta| \simeq 0$), et augmente jusqu'à $\simeq 1.4 X_0$ pour $|\eta| \simeq 1.5$. Elle diminue ensuite jusqu'à environ $0.8 X_0$ pour $|\eta| \simeq 2.5$.

La stratégie d'alignement du trajectomètre consiste en trois étapes [4] : tout d'abord, les positions des détecteurs sont mesurées à l'assemblage ; les positions relatives des sous-détecteurs seront ensuite déterminées « in situ » par le système d'alignement utilisant un faisceau laser ; la précision finale sera obtenue par la reconstruction des traces. Dans ce qui suit, le trajectomètre est supposé parfaitement aligné.

²La distribution du point d'interaction est assimilée à une gaussienne de déviation standard $\sigma_L=5.3$ cm.

³La longueur de radiation est la longueur moyenne traversée par un électron qui voit son énergie diminuée d'un facteur $1/e$ par émission de photons de bremsstrahlung.

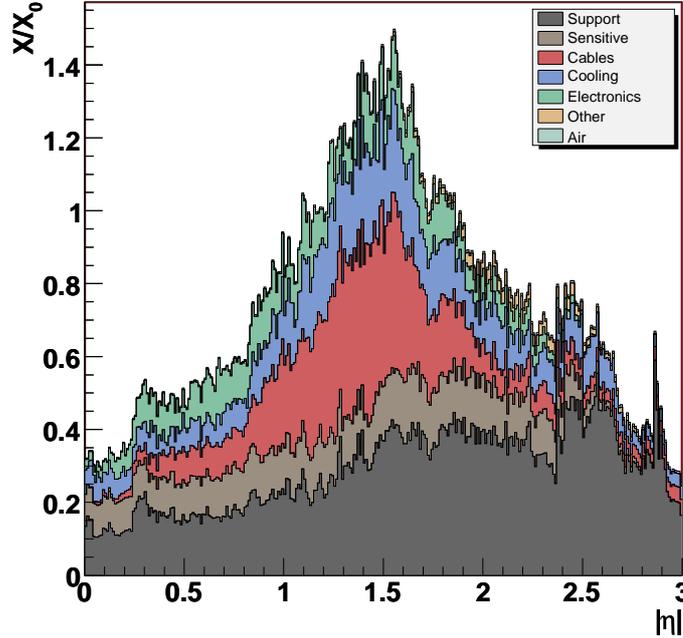


FIG. 2.4 – Quantité de matière dans le trajectomètre en fonction de la pseudorapidité. Les différentes contributions sont présentées individuellement.

2.3 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique (ECAL) [26] est constitué de cristaux de PbWO_4 , un matériau scintillant plus dense (8.28 g/cm^3) que le fer, ayant une longueur de radiation X_0 de 0.89 cm et un rayon de Molière⁴ R_M de 2.19 cm.

Le ECAL est constitué d'une partie centrale ou tonneau (« barrel ») couvrant $|\eta| < 1.479$ et de deux bouchons (« endcaps ») couvrant $1.479 < |\eta| < 3.0$ comme indiqué sur la figure 2.5.

Le tonneau est constitué de 61200 cristaux trapézoïdaux et quasi-projectifs d'une taille latérale d'environ $1 R_M$ et de longueur approximativement $25.8 X_0$. Le centre de la face d'entrée des cristaux est situé à un rayon transverse $r_T = 129 \text{ cm}$. Vus du point d'interaction nominal, les cristaux apparaissent inclinés d'un angle de approximativement 3° à la fois dans le plan transverse et dans le plan longitudinal. La granularité est d'environ $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0174 \times 0.0174$ radians correspondant à $22 \times 22 \text{ mm}^2$ en face d'entrée. Le tonneau est subdivisé en deux parties suivant l'axe longitudinal Oz , chaque demi-tonneau étant composé de 18 super-modules couvrant 20° en ϕ et contenant chacun 1700 cristaux. Chaque

⁴Le rayon de Molière caractérise l'extension transverse des gerbes électromagnétiques. Il est défini comme la déflexion moyenne d'un électron ayant une énergie égale à l'énergie critique, après une traversée de $1 X_0$. En moyenne, 90% de l'énergie est déposée à l'intérieur d'un cylindre de rayon égal à $1 R_M$.

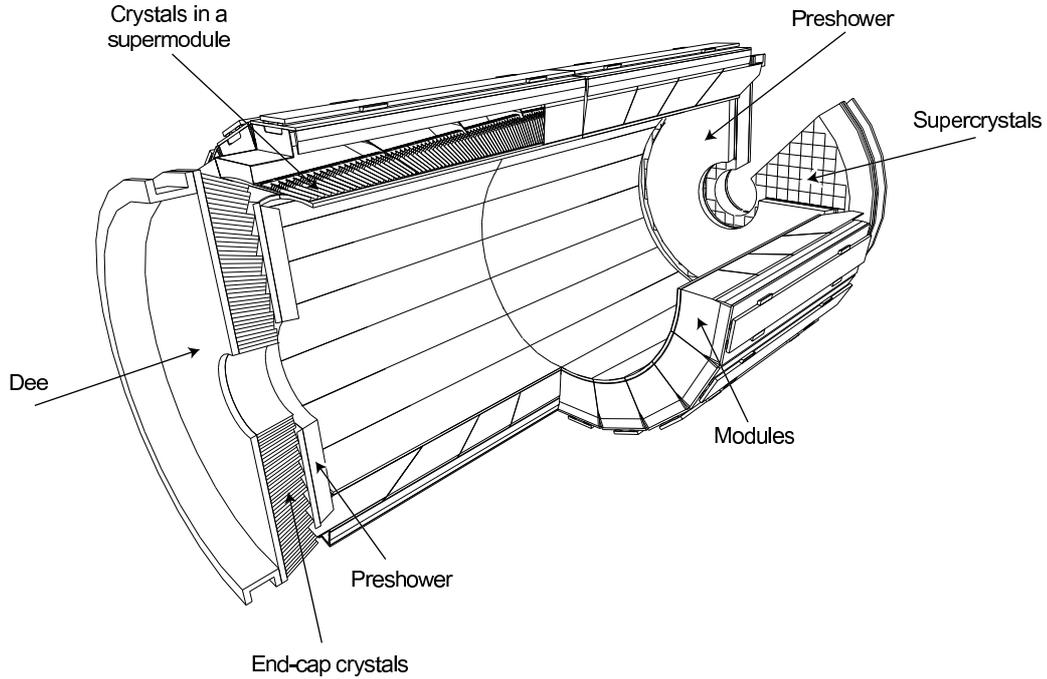


FIG. 2.5 – Vue éclatée du ECAL montrant l'arrangement géométrique des modules, des super-modules et des bouchons.

super-module est constitué de 4 modules. La figure 2.6 montre une vue arrière d'un super-module entièrement équipé.

Les bouchons consistent en deux détecteurs, un détecteur de pied de gerbe (« preshower ») suivi d'une matrice de cristaux de PbWO_4 . Le détecteur de pied de gerbe est constitué de micro-pistes de silicium placés dans un « sandwich » de 19 cm de matériaux incluant environ $2.3 X_0$ d'absorbant en plomb. Le détecteur de pied de gerbe couvre un rayon transverse de 45 cm à 123 cm, correspondant à $1.653 < |\eta| < 2.6$. Chacun des bouchons est composé de 7324 cristaux rectangulaires et quasi-projectifs de taille latérale approximativement $1.3 R_M$ et de $24.7 X_0$ de longueur. Les faces d'entrées des cristaux sont alignées dans le plan (x, y) , mais, comme pour le tonneau, les axes des cristaux sont inclinés par rapport à une ligne joignant le vertex nominal d'un angle approximativement égal à 3° . La figure 2.7 présente les performances mesurées en faisceau test pour la mesure de l'énergie. La précision intrinsèque, mesurée à incidence centrale, est de :

$$\sigma/E = 2.8\%/\sqrt{E} \oplus 0.125/E \oplus 0.30\%$$

La stratégie d'inter-calibration du ECAL [4] est basée sur la combinaison des mesures effectuées en laboratoire du taux de scintillation des cristaux, de la pré-calibration de certains super-modules en faisceau test et avec les rayons cosmiques, et finalement d'une inter-calibration « in situ » avec les données. Une inter-calibration rapide avec les données



FIG. 2.6 – Vue d'un super-module entièrement équipé.

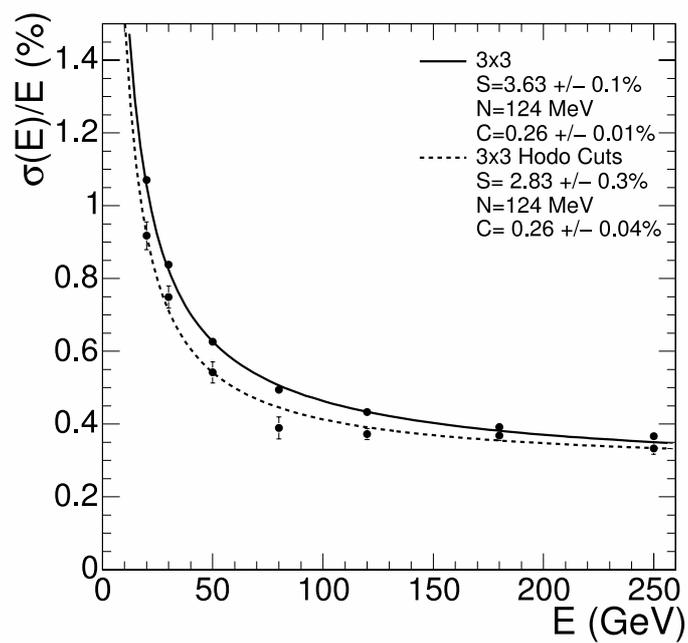


FIG. 2.7 – Résolution en énergie du ECAL mesurée en faisceau test dans une matrice de 3×3 cristaux pour sans et avec sélection d'une incidence centrale [29].

pourra être obtenue en utilisant des événements « jets » en uniformisant la réponse des

modules en ϕ [30]. Cette inter-calibration sera complétée par une inter-calibration entre régions utilisant les électrons issus de la désintégration $Z \rightarrow e^+e^-$ [31]. L'inter-calibration finale sera obtenue en utilisant la mesure de l'impulsion effectuée par le trajectomètre sur les électrons isolés issus de la désintégration $W \rightarrow e\nu$ [35]. Dans ce qui suit, le calorimètre est supposé parfaitement inter-calibré.

2.4 Le déclenchement pour les électrons

Le système de déclenchement dans CMS est basé sur une combinaison de filtres matériels (niveau 1) et logiciels (niveaux HLT).

Le déclenchement pour les objets électromagnétiques au niveau 1 est basé sur les calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Une fenêtre glissante est utilisée pour identifier une énergie transverse dans une tour de déclenchement ou un ensemble de deux tours adjacentes. Des critères de compatibilité des dépôts d'énergie avec la forme attendue pour les gerbes d'électrons ou de photons sont imposés. Le système de déclenchement utilise pour cela un bit de compacité évalué au niveau de l'électronique de lecture à partir des dépôts d'énergie dans des bandes de 1×5 cristaux en $\eta - \phi$. Un seuil est également appliqué sur le rapport de l'énergie transverse dans la tour du calorimètre hadronique (HCAL) immédiatement derrière la tour ECAL testée. Des critères d'isolation utilisant les 8 tours entourant la tour de plus grande énergie transverse dans le ECAL permettent de définir les flux *non-isolé* et *isolé* pour les objets électromagnétiques, en fonction du degré (croissant) d'isolation. Dans les parties bouchons, le principe reste identique bien que les tours de déclenchement ne correspondent pas dans ce cas aux super-cristaux (ensembles 5×5 arrangés en une grille dans le plan (x,y)). Plus de détails sur les algorithmes pour le déclenchement de niveau 1 peuvent être trouvés dans les références [23, 33].

Les seuils en énergie transverse envisagés pour le déclenchement de niveau 1 sur les objets électromagnétiques (EM) sont donnés dans la table 2.1 pour les trois flux utilisés en pratique. Le flux *double EM non isolé* est défini par la présence de deux tours de déclenchement satisfaisant au critère *isolé* ou *non-isolé*. Un seuil identique est appliqué

Flux	simple EM isolé	double EM isolé	double EM non-isolé
Seuil	23(29) GeV	12(17) GeV	19 GeV

TAB. 2.1 – *Seuils en énergie transverse pour le déclenchement sur les objets électromagnétiques (EM) au niveau 1 pour la luminosité de $2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Les valeurs correspondent à une efficacité de 50%. Les valeurs entre parenthèses correspondent à une efficacité de 95% [23, 34].*

aux deux candidats pour le déclenchement sur deux objets électromagnétiques. Pour les candidats satisfaisant à $E_T > 63$ GeV, les autres critères de filtrage sont supprimés et ces candidats sont considérés comme isolés [34]. Les événements acceptés par le niveau 1 de déclenchement sont ensuite envoyés dans une ferme de processeurs afin d'être filtrés par les algorithmes de sélection HLT. Le déclenchement HLT est logiquement subdivisé

en les niveaux 2, 2.5 et 3. Le niveau 2 de déclenchement utilise uniquement le ECAL et demande la reconstruction d'un super-agrégat à partir des informations de tous les cristaux dans une région définie par le niveau 1. Pour les déclenchement *double EM*, un des super-agrégat est autorisé à ne pas correspondre à une tour ayant déclenchée le niveau 1 [34]. Les algorithmes de reconstruction des super-agrégats sont décrits dans les références [23, 36] et seront discutés dans le chapitre 3. Une coupure fiducielle est appliquée, requérant $|\eta| < 2.5^5$. Les seuils en énergie transverse sont identiques à ceux utilisés au niveau 1.

Après le niveau 2, les informations du trajectomètre sont prises en compte. Le niveau 2.5 utilise les informations des couches de pixels uniquement. À partir de la mesure de E_T , la position de l'électron dans le calorimètre est propagée vers l'intérieur en tenant compte du champ magnétique jusque dans les couches de pixels où une position de hit est prédite. La présence (l'absence) d'un hit compatible signe alors un électron (un photon). Les paramètres pour la sélection au niveau 2.5 sont résumés dans la table 2.2. Cet algorithme est également utilisé pour la recherche de pré-traces dans la reconstruction des électrons hors-ligne et sera décrit plus en détail dans la section 4.2. Une description plus complète peut être trouvée dans la référence [23].

La déclenchement au niveau 3 effectue une reconstruction complète de la trajectoire de l'électron et applique des coupures sur l'accord en impulsion et en position avec le calorimètre. Un critère d'isolation basée sur les informations du calorimètre hadronique est également appliquée. L'algorithme de reconstruction de la trace est un filtre de Kalman utilisant des paramètres adaptés lors de la construction de la trajectoire afin de limiter l'effet du bremsstrahlung dans la détermination des paramètres de la trace. Une bonne efficacité est maintenue en demandant un minimum de seulement 3 hits pour construire une trace. Les coupures ont été récemment revues [34] et sont récapitulées dans la table 2.3.

Paramètre	Valeur
$\Delta\phi$ - 1 ^{ère} couche	40 mrad (e^- :[-25;+15]; e^+ :[-15;+25])
Δz - 1 ^{ère} couche	15 cm
$\Delta\phi$ - 2 ^{ème} couche	2 mrad (symétrique)
Δz - 2 ^{ème} couche	± 0.05 cm

TAB. 2.2 – Définition des coupures pour le déclenchement sur les électrons au niveau 2.5. Les fenêtres autorisées en ϕ et z sont données pour la première et la seconde couche de pixels utilisée pour la recherche de « hits » compatibles avec le super-agrégat.

La reconstruction au niveau 3 du déclenchement est assez complète. Néanmoins les données seront enregistrées sur un support de masse afin de pouvoir être ré-analisées avec les dernières constantes pour la calibration ainsi qu'avec une version mise à jour du logiciel de reconstruction. Une information importante pour les électrons qui n'est disponible que hors-ligne est constituée par la mesure du vertex de production. Elle est utilisée comme

⁵Aucune coupure fiducielle n'est appliquée dans la région de transition entre les parties tonneau et bouchons définie par $1.4442 < |\eta| < 1.5660$.

Variable	Simple électron isolé	Double électron isolé
E_T super-agrégat	≥ 26 GeV	≥ 12 GeV
χ^2 pour l'ajout d'un hit	< 5	< 5
nombre de points par trace	≥ 3	≥ 3
Isolation HCAL	< 3 GeV	< 9 GeV
Isolation trace	< 0.06	< 0.4
E/p (tonneau)	< 1.5	-
E/p (bouchons)	< 2.45	-

TAB. 2.3 – Paramètres pour le déclenchement HLT sur les électrons [34].

une contrainte supplémentaire, en particulier pour la sélection des électrons primaires, et peut être incluse dans l'ajustement des paramètres de la trace. Les chapitres qui suivent décrivent les procédures envisagées pour la reconstruction hors-ligne des électrons.

Chapitre 3

La reconstruction des agrégats dans le calorimètre électromagnétique

3.1 Introduction

La reconstruction des électrons dans les algorithmes pour le déclenchement de haut niveau (HLT) commence par la reconstruction d'agrégats dans le calorimètre électromagnétique. Cette stratégie de filtrage par la détection d'objets énergétiques dans le calorimètre est également utilisée pour la reconstruction des électrons hors-ligne dans le domaine d'impulsion transverse qui nous intéresse ici.

On distingue usuellement deux types d'algorithmes pour la reconstruction des agrégats : les algorithmes de type fenêtre glissante et les algorithmes de types topologiques. Dans les deux cas, la reconstruction des agrégats est initiée par l'identification d'un cristal ayant une énergie supérieure à un seuil (cristal « graine »). Dans les algorithmes de type fenêtre glissante, un agrège les cristaux voisins jusqu'à une certaine distance fixe en η et en ϕ . Cette technique donne de bons résultats pour des photons isolés et pour les électrons du faisceau test [29]. Une bonne contenance de la gerbe quel que soit le point d'impact est obtenue dans CMS avec une fenêtre de ± 2 cristaux dans chaque direction autour du cristal graine (fenêtre 5×5). Ainsi, des électrons ayant une énergie de 120 GeV incidents au centre d'un cristal d'un super-module du ECAL (tonneau) dans le faisceau test déposent environ 97% de leur énergie initiale dans une telle fenêtre [29]. La source la plus importante de variation de l'énergie collectée est alors, pour des électrons isolés et en l'absence de matière devant le calorimètre et de champ magnétique, la dépendance en fonction du point d'impact dans le cristal graine. Elle doit être corrigée. Ce type d'algorithme est envisagé pour l'inter-calibration du calorimètre basée sur un échantillon d'électrons issus de W^\pm et sélectionnés de façon stricte comme ayant peu rayonnés de photons de bremsstrahlung [35].

Dans les algorithmes de types topologiques, on agrège les cristaux autour de la graine en fonction de leur contenu énergétique plutôt que de leur distance au cristal graine. La forme continûment décroissante du profil transverse des gerbes électromagnétiques est im-

posée comme critère pour l'agrégation de nouveaux cristaux, les cristaux disponibles étant agrégés s'ils sont adjacent et/ou d'énergie moindre qu'un voisin déjà agrégé. Ce type d'algorithme permet une élimination naturelle des cristaux ayant une énergie au niveau du bruit électronique, la séparation de gerbes proches et une variation moindre de la fraction d'énergie contenue dans l'agrégat en fonction de la position du point d'impact. Ils nécessitent néanmoins également l'introduction de corrections pour les fuites latérales.

Dans le détecteur CMS, les électrons interagissant avec la matière présente dans le trajectomètre rayonnent des photons par bremsstrahlung. En bonne approximation, l'énergie atteint le ECAL étalée en ϕ par rapport à la direction initiale de l'électron. Pour la quantité de matière présente dans le trajectomètre et intégré le long de la trajectoire, l'effet peut être très important : environ 35% des électrons rayonnent plus de 70% de leur énergie initiale avant d'atteindre le ECAL et dans environ 10% des cas, plus de 95% de l'énergie incidente est perdue par rayonnement bremsstrahlung. Il est donc nécessaire de collecter l'énergie des photons de bremsstrahlung dispersée en ϕ en plus de l'énergie de l'agrégat correspondant à la gerbe électronique. À ce stade, la charge du candidat n'est pas encore connue et la recherche doit donc être effectuée dans les deux sens en ϕ . Cette procédure conduit à la formation d'agrégats d'agrégats ou super-agrégats. On privilégie alors les algorithmes de type topologiques permettant l'identification de gerbes proches dont l'énergie doit être collectée.

3.2 Reconstruction des agrégats dans la partie tonneau

Dans la partie tonneau, l'algorithme *hybrid* est utilisé. Cet algorithme est basé sur une méthode de fenêtre fixe en η , exploitant ainsi dans cette direction l'arrangement régulier des cristaux, et sur une collection d'énergie en ϕ prenant en compte l'étalement dû au bremsstrahlung. Partant d'un cristal graine défini comme ayant une énergie localement maximale et au delà d'un seuil $E_T^{hybseed}$, des dominos de 1×3 cristaux sont constitués, chacun ayant leur cristal central aligné en η avec le cristal graine. Si l'énergie du cristal central d'un domino est supérieure à un seuil E_{wing} , le domino est étendu à la taille de 1×5 . Les dominos constitués sont agrégés dans chaque direction en η autour du cristal graine jusqu'à une distance maximale de N_{step} cristaux. Finalement, les dominos ayant une énergie inférieure à E_{thresh} sont éliminés et les agrégats de dominos consécutifs sont conservés si leur énergie (la somme des énergies des dominos agrégés) est supérieure à un seuil E_{seed} . Plus de détails sur cet algorithme peuvent être trouvés dans la référence [36].

Les seuils utilisés pour la reconstruction des agrégats électrons hors-ligne dans la partie tonneau du ECAL sont indiqués dans la table 3.1. Ils sont en général moins stricts que ceux utilisés pour la reconstruction au niveau 2 du déclenchement (HLT) afin d'être efficace pour les électrons jusqu'à $p_T \simeq 5$ GeV/c.

Paramètre	Signification	Valeur
$E_T^{hybseed}$	Seuil pour démarrer un agrégat	1 GeV
N_{step}	Nombre de pas en ϕ	± 17
E_{wing}	Seuil pour passer à un domino 1×5	1 GeV
E_{thresh}	Seuil pour conserver un domino	0.1 GeV
E_{seed}	Seuil pour conserver un agrégat de dominos	0.35 GeV

TAB. 3.1 – Paramètres utilisés pour la formation des agrégats dans la partie tonneau du ECAL (algorithme hybrid).

3.3 Reconstruction des agrégats dans les parties bouchons

Dans les parties bouchons, un algorithme de type topologique est utilisé, en particulier en raison de l'arrangement géométrique plus compliqué des cristaux (matrice dans le plan (x, y)). La procédure est illustrée sur la figure 3.1. Le cristal graine est défini comme un

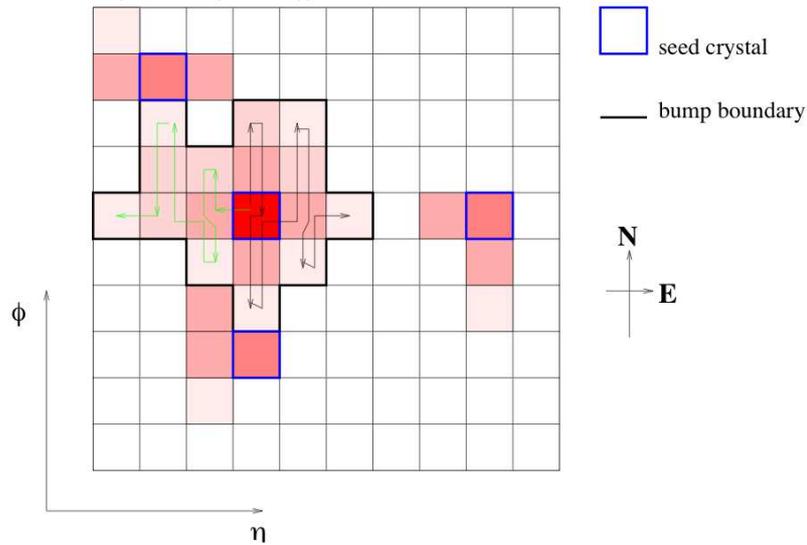


FIG. 3.1 – Illustration de l'algorithme island dans le cas d'un arrangement matriciel des cristaux [36].

cristal ayant une énergie transverse localement maximale et au dessus d'un certain seuil. Ce seuil est l'unique paramètre de cet algorithme. Il est fixé à 0.18 GeV. Partant de la liste des cristaux graines classée par valeurs d'énergies décroissantes, les cristaux graine adjacents à un cristal graine d'énergie supérieure sont enlevés de la liste. Partant de nouveau du cristal graine le plus énergétique, l'algorithme collecte les cristaux suivant la séquence suivante : l'algorithme se déplace en ϕ de chaque côté de la graine et collecte tous les cristaux adjacents tant que l'énergie des cristaux décroît. L'algorithme se déplace ensuite d'un cristal en η à partir du cristal graine et effectue une nouvelle recherche en ϕ . Les pas

suivants en η s'arrêtent lorsque l'énergie remonte. Tous les cristaux agrégés sont enlevés de la liste des cristaux à agréger et l'algorithme procède ensuite à l'agrégation autour d'un nouveau cristal graine jusqu'à épuisement des cristaux disponibles.

3.4 Reconstruction des super-agrégats

L'algorithme utilisé dans la partie tonneau effectue d'emblée un regroupement d'agrégats dans une bande de 3 ou 5 cristaux en η et jusqu'à N_{step} cristaux en ϕ . L'agrégat contenant le cristal graine est appelé agrégat graine.

Dans le cas des parties bouchons, les super-agrégats sont constitués en regroupant les agrégats situés dans une fenêtre étroite en η et allongée suivant ϕ de façon à collecter les agrégats correspondants aux photons de bremsstrahlung. L'extension de la fenêtre en ϕ peut être rendue dépendante de la courbure de la trace électron estimée à partir de l'énergie transverse mesurée par l'agrégat en utilisant :

$$\Delta\phi_{max} = \arctan\left(\frac{-R/2qr}{\sqrt{1 - (R/2qr)^2}}\right) \quad (3.1)$$

où $r = E_T/0.3B$ est le rayon du cercle décrit par l'électron dans le plan transverse, E_T est l'énergie transverse de l'agrégat en GeV et R est le rayon transverse correspondant à la position de l'agrégat en mètres. La méthode utilisée actuellement considère une fenêtre de taille fixe en ϕ . Cette taille est fixée à ± 0.3 radians afin d'être efficace jusqu'à des valeurs de $p_T \simeq 5$ GeV/c. L'extension de la fenêtre en η est de ± 0.07 .

Dans la partie tonneau et les parties bouchon, le regroupement des agrégats est promu au rang de super-agrégat si l'énergie transverse de l'agrégat graine satisfait à $E_T > 1$ GeV. Cette valeur de seuil conduit à un gain considérable en efficacité pour la reconstruction des électrons de bas p_T , comparativement à la reconstruction effectuée au niveau HLT du déclenchement. Intégré sur l'acceptance en η , l'efficacité pour des paires d'électrons dos-à-dos atteint $\geq 99\%$ pour $p_T \geq 7$ GeV/c avec un seuil sur l'agrégat graine de $E_T > 1$ GeV, comparativement à une efficacité au niveau 3 du déclenchement variant de environ 65% pour $p_T = 7$ GeV/c jusqu'à 93% pour $p_T^e = 10$ GeV/c avec un seuil sur l'agrégat graine de $E_T > 4$ GeV.

3.5 Reconstruction dans les bouchons avec le détecteur de pied de gerbe

Dans les bouchons, l'énergie perdue par les électrons dans le détecteur de pied de gerbe doit être reconstruite. La position de chaque agrégat reconstruit dans les cristaux est utilisée pour définir une zone de recherche dans chacun des deux plans de détecteurs au silicium constituant la partie active du détecteur de pied de gerbe. Une recherche de hits dans chacun des plans dans les régions ainsi définies est effectuée, suivant l'algorithme décrit dans [37]. L'énergie est donc reconstruite dans le détecteur de pied de gerbe comme :

$$E_{ps} = \sum_{i=1}^{N_{agrégats}} E_{ps}^i \quad (3.2)$$

où

$$E_{ps}^i = \gamma \times (E_{plan\ 1}^i + \alpha E_{plan\ 2}^i) \quad (3.3)$$

et où les constantes reliant les signaux mesurés dans chacun des plans à l'énergie déposée dans l'absorbeur sont déterminées par Monte Carlo. Les valeurs utilisées sont : $\gamma = 0.028$ GeV/mip et $\alpha = 0.6$.

3.6 Reconstruction de la position

Les axes des cristaux ne sont en général pas alignés avec l'axe des gerbes créées par les particules incidentes. Ceci est dû en premier lieu à la géométrie qui est par construction rendue légèrement non-projective afin de ne pas présenter d'espaces inter-cristaux alignés avec la ligne de vol d'un photon issu du vertex nominal. De plus, dans le cas des électrons, la courbure des traces dans le champ magnétique induit un angle d'incidence supplémentaire dans le plan transverse par rapport à l'axe des cristaux¹. Il en résulte une limitation de la précision atteignable à haute énergie due à la projection des fluctuations longitudinales². De plus, la position latérale de la gerbe est déplacée par rapport à la position d'incidence d'une quantité qui dépend de la profondeur de la gerbe. Le déplacement est donné par :

$$\vec{d} = a\vec{x}e \wedge g\vec{e}r\vec{b}e \wedge a\vec{x}e \quad (3.4)$$

où $a\vec{x}e$ est un vecteur unitaire suivant l'axe du cristal et $g\vec{e}r\vec{b}e$ est un vecteur suivant l'axe de la gerbe et de longueur égale à la longueur de gerbe. La longueur moyenne en unités de X_0 peut être paramétrisée simplement en fonction de l'énergie incidente par une relation du type [38] :

$$\|g\vec{e}r\vec{b}e\| = a + b \ln E \quad (3.5)$$

La méthode utilisée consiste à évaluer la position pour différentes profondeurs en utilisant un barycentre et à déterminer les coefficients a et b qui minimisent l'erreur sur la mesure de la position [36].

La correction du biais de l'estimateur formé par le barycentre des énergies des cristaux agrégés s'appuie sur la forme quasi-exponentielle du profil transversal des gerbes électromagnétiques³. Une résolution en η de 1.0 mrad et en ϕ de 2.1 mrad est obtenue pour des électrons de 35 GeV/c [36]. La dégradation de la résolution en ϕ est due à la présence de gerbes de photons de bremsstrahlung contribuant au même agrégat et dont la position et l'énergie fluctuent.

¹Il existe une valeur d'impulsion transverse pour laquelle les électrons (les positrons) arrivent alignés avec l'axe des cristaux dans la partie du tonneau correspondant aux $z > 0$ ($z < 0$). Cette valeur est de $p_T \simeq 15$ GeV/c.

²Pour une fluctuation longitudinale typique de 1 X_0 et avec un angle entre la particule incidente et l'axe des cristaux de 3° , l'incertitude sur la mesure de la position latérale est de $1 X_0 \times \sin(3^\circ)$ soit de l'ordre de 0.5 mm.

³Le profil transverse des gerbes électromagnétiques n'étant pas rigoureusement exponentiel, un effet systématique subsiste qui pourrait être corrigé en utilisant une forme plus précise.

3.7 Corrections pour l'estimation de l'énergie par le calorimètre

Une estimation initiale de l'énergie est fournie par la somme des énergies des cristaux constituant l'agrégat. Une estimation plus sophistiquée permettant de mieux prendre en compte le bruit électronique a été étudié dans la référence [1]. La méthode utilise l'estimation de la position et de l'angle d'incidence fournie par la trace reconstruite, et un modèle de gerbe qui est comparé aux mesures dans les cristaux. Un gain de $\simeq 20\%$ sur la résolution est obtenu pour des électrons de 10 GeV/c dans la partie tonneau ayant peu émis de photons de bremsstrahlung et pour un bruit électronique de 30 MeV/canal. Néanmoins, pour les gerbes au dessus de 10 GeV/c et à condition de se limiter aux cristaux ayant énergie au dessus d'un certain seuil, une simple somme est suffisante. De façon à remonter à l'énergie de la gerbe électromagnétique, puis à l'énergie de l'électron au vertex, cette mesure doit cependant être corrigée des effets suivants :

- pertes dans l'énergie collectée à proximité des espaces inter-cristaux et des espaces inter-modules ;
- mauvaise mesure de l'énergie dans les cas de cristaux pathologiques ;
- pertes liées aux fuites longitudinales arrières ;
- pertes dans l'énergie collectée liée aux algorithmes utilisés pour l'agrégation (fuites latérales) ;
- perte d'énergie en amont du calorimètre due à la présence de matériau dans le trajectomètre ;
- fuites longitudinales avant dues à l'arrangement géométrique en escalier des cristaux suivant η .

La partie tonneau du ECAL comporte 342 espaces inter-cristaux en ϕ et 162 en η . Il y a 18 espaces inter-modules en ϕ et 7 en η . Les espaces inter-modules sont de 5 mm en η et 6 mm en ϕ et constitués des parois des structures de support des modules et des sous-modules et d'air⁴. Les pertes liées à la proximité de l'impact aux espaces entre les cristaux ont été étudiées en détail dans la référence [39] pour les photons et pour les électrons. Une correction purement calorimétrique unique et indépendante de l'énergie peut être déterminée à partir de la quantité $\ln(E_2/E_1)$ où E_1 et E_2 sont les sommes des énergies des cristaux situés de part et d'autre de l'espace inter-cristal considéré et à l'intérieur d'une matrice 3×3 ou 5×5 . Ceci reste vrai pour les espaces inter-cristaux précédant ou succédant à un espace inter-module à condition d'utiliser une matrice de taille au moins 5×5 ⁵. Pour les espaces inter-modules, une paramétrisation en fonction de l'énergie est nécessaire. La correction dépend dans ce cas de la charge et nécessite donc l'association d'une trace reconstruite au super-agrégat. De plus, pour ces cas, la perte n'est pas complètement récupérable : il existe une région correspondant environ à 0.1° dans laquelle l'énergie pour des électrons/positrons dans une gamme d'impulsion entre 30 et 50 GeV/c ne peut être

⁴En η : 0.5 mm d'air+alvéole + 4 mm d'aluminium + 0.5 mm d'air+alvéole ; en ϕ : 0.5 mm d'air+alvéole + 1 mm d'aluminium + 3 mm d'air + 1 mm d'aluminium + 0.5 mm d'air+alvéole.

⁵Dans ces cas et pour des positrons (électrons) à pseudorapidité positive (négative), la dépendance ne peut pas être paramétrisée par une fonction unique si l'on utilise une matrice 3×3 .

mesurée. Plus de détails sur ces corrections peuvent être trouvés dans la référence [39].

Les corrections en présence de cristaux pathologiques ont été étudiées pour les cas où le cristal impacté est inactif [40]. Des études récentes portent sur le cas plus général de canaux « morts » au sein de l'agrégat. Ces cas sont importants car pouvant biaiser notablement l'inter-calibration de toute une série de cristaux. La correction s'appuie sur la mesure de l'énergie dans les autres cristaux constituant l'agrégat. De façon analogue, on corrige les cas de gerbes de très haute énergie pour lesquelles le signal de sortie de l'électronique de lecture peut être saturé [41].

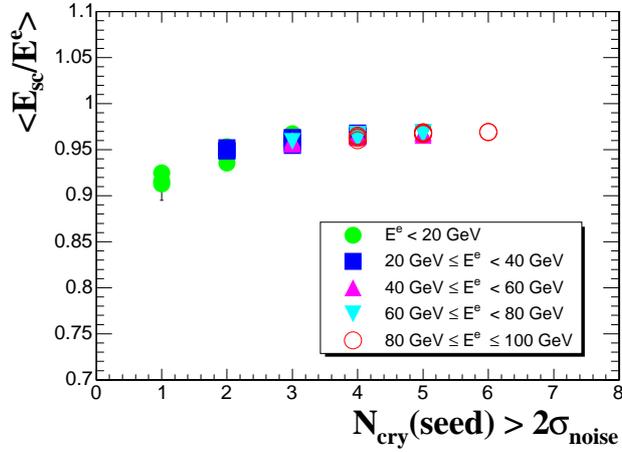
Les fuites longitudinales arrières sont faibles dans le cas de gerbes d'énergie inférieure ou de l'ordre de 100 GeV et peuvent être négligées. Il faut noter que dans le cas de gerbes dans les bouchons, l'épaisseur totale d'absorbeur en incluant le détecteur de pied de gerbe est supérieure à $27 X_0$.

Les pertes latérales dans la collection de l'énergie dépendent de l'algorithme utilisé pour la formation des agrégats. Des électrons isolés nécessitent une correction. Dans le cas de CMS avec le rayonnement de bremsstrahlung dans le trajectomètre, la gerbe s'étale dans le champ magnétique et l'énergie correspondant aux photons doit être également collectée (construction des super-agrégats). Les fuites latérales associées à cette collection sont potentiellement dépendante de l'algorithme mais aussi de l'énergie des photons et de leur distance à l'électron. La figure 3.2 présente la fraction d'énergie collectée dans le cas d'électrons dans la partie tonneau et dans les parties bouchons du calorimètre, en fonction du nombre de cristaux dans l'agrégat graine⁶ et pour les configurations de super-agrégats sans agrégats « Brem » identifiés. Ce nombre de cristaux (N_{cry}) est une mesure de l'extension de la gerbe et donc de la fuite latérale. La courbe pleine indiquée sur la figure donne la fraction d'énergie contenue dans un cylindre de rayon r tel que

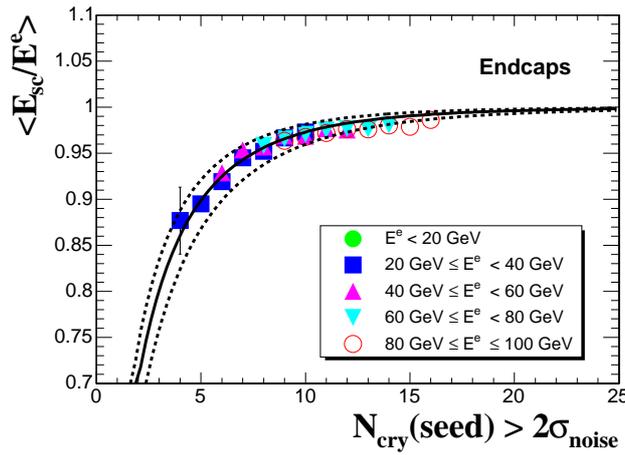
$$\pi r^2 = N_{cry} \times \Delta^2$$

où Δ est la dimension latérale d'un cristal, en supposant un profil transverse de gerbe exponentiel et pour une valeur $\Delta = 3$ cm. Les courbes en pointillées correspondent à des valeurs de Δ de 2.5 et 3.5 cm. La forme est bien reproduite. Le profil transverse étant faiblement dépendant de l'énergie, la variation est universelle : des lots d'électrons d'énergies initiales différentes montrent une fraction d'énergie collectée identique pour une même valeur de N_{cry} . On observe néanmoins une variation différente pour les parties tonneau et bouchons due aux algorithmes différents utilisés dans les deux cas. Pour l'algorithme *hybrid* utilisé dans la partie tonneau, la variation est moins forte à cause de l'utilisation d'une taille fixe (3×3 ou 5×5) dans une des deux directions. De façon à minimiser l'effet des fuites latérales en présence d'agrégats photons identifiés dans le calcul de cette correction, la somme ne porte que sur l'agrégat graine, contrairement à la variable utilisée dans la référence [36]. L'utilisation d'un seuil à 2 déviations standards du bruit électronique sur l'énergie des cristaux considérés permet par ailleurs de minimiser la dépendance de cette courbe à l'algorithme de sélection des cristaux lus, ainsi que de s'affranchir en partie des

⁶Dans la plupart des cas pour lesquels le super-agrégat contient plusieurs agrégats, l'agrégat graine s'identifie à la réponse à la gerbe issue de l'électron et les autres agrégats à celles des gerbes des photons de bremsstrahlung. Il arrive néanmoins que l'agrégat de plus haute énergie soit celui correspondant au photon. Pour des électrons de $p_T=10$ GeV/c, la fraction des cas correspondants est d'environ 10% [42].



(a)



(b)

FIG. 3.2 – Variation de la fraction d'énergie agrégée en fonction du nombre de cristaux dans l'agrégat graine ayant une énergie supérieure à un seuil correspondant à 2 déviations standards du bruit électronique pour (a) des électrons dans la partie tonneau et (b) des électrons dans les parties bouchons du ECAL. Les courbes montrent les résultats d'un calcul analytique dans le cas des bouchons pour une taille transverse des cristaux de 3 cm (ligne pleine) et de 2.5 et 3.5 cm (lignes pointillées) [43, 56].

variations liées au choix de l'algorithme d'agrégation. La correction est appliquée à ce stade sur l'agrégat graine seulement. La valeur corrigée de l'énergie du super-agrégat, notée E_{rec}

est donc donnée par :

$$E_{rec} = [E_{agrégat\ graine} \times 1/f(N_{cry})] + \sum E_{autres\ agrégats} \quad (3.6)$$

Dans les cas où le super-agrégat comporte des agrégats photons reconstruits, une correction supplémentaire est nécessaire afin de tenir compte de la collection partielle de l'énergie des photons dans ces agrégats. Elle dépend de l'algorithme utilisé pour la formation des super-agrégats, ainsi que de l'épaisseur de matériau traversée.

En plus de la nécessité de collecter l'énergie des photons et des pertes latérales associées, la traversée par les électrons de la matière du trajectomètre donne lieu à une perte d'énergie irrécupérable car n'atteignant pas le calorimètre. Elle provient de paires électrons-positrons de très basse énergie issues de conversions des photons de bremsstrahlung et qui spiralent avant d'être partiellement ou totalement absorbées dans le trajectomètre. Ceci est montré sur la figure 3.3 qui présente en fonction de η et pour plusieurs valeurs d'énergies générées la fraction d'énergie atteignant la face d'entrée du calorimètre électromagnétique dans la partie tonneau. La perte atteint $\simeq 7\%$ en moyenne à l'extrémité du tonneau pour une

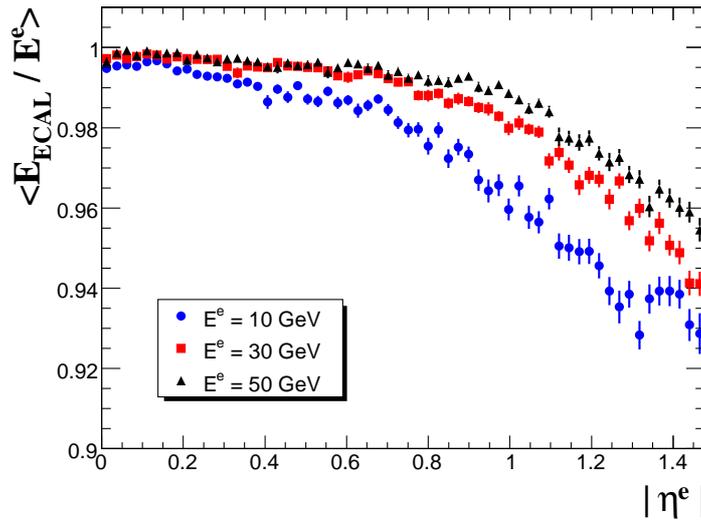


FIG. 3.3 – Variation de la fraction de l'énergie initiale atteignant la face d'entrée du ECAL en fonction de η pour des électrons ayant une énergie initiale de 10, 30 et 50 GeV [43, 56].

énergie initiale de 10 GeV, et présente de grandes fluctuations non-gaussiennes.

Enfin, la présence du matériel du trajectomètre n'est pas la seule cause de variation en η de la réponse du calorimètre. Dans la partie barrel, la disposition géométrique des cristaux en escalier en η induit des fuites de gerbes en face avant du ECAL. Ces fuites sont accentuées par la présence du champ magnétique, mais présentent déjà pour des photons et en l'absence de matériel dans le trajectomètre. Cet effet ainsi que les pertes de collection latérales en présence des agrégats photons et les pertes liée à l'énergie n'atteignant jamais

le calorimètre est corrigé en utilisant une paramétrisation en fonction de η et dépendant des classes d'électrons qui sera présentée dans la section 5.3.

Chapitre 4

La reconstruction des traces électrons

4.1 Introduction

La reconstruction des traces électron est un problème spécifique, différent de la reconstruction des traces chargées en général. En effet, la nature du trajectomètre, composé d'éléments de détecteurs répartis de façon discrète, devant être soutenus mécaniquement, alimentés en courant et refroidis, implique une quantité de matériel important (figure 2.4). À la traversée de chaque matériau, les électrons perdent de leur énergie principalement par bremsstrahlung à cause de leur faible masse. L'émission de photons, indépendante de l'énergie initiale, est liée à l'interaction électromagnétique avec le champ coulombien des noyaux des matériaux traversés. La grande majorité des photons de bremsstrahlung sont de basse énergie, mais la distribution de la perte d'énergie est très asymétrique, induisant des fluctuations non gaussiennes dans la distribution des paramètres des trajectoires suivies pour un même électron produit au vertex.

Dans CMS, la reconstruction des traces pour les particules au minimum d'ionisation et dont les fluctuations principales sont liées à la diffusion multiple est basé sur un filtre de Kalman (KF) [44, 45]. Le KF est une formulation récursive qui permet d'effectuer de façon simultanée la recherche des trajectoires (association des points de mesure ou « hits ») et l'ajustement des points de mesure en vue d'estimer les paramètres de la trace.

4.1.1 Le filtre de Kalman

Dans le formalisme du KF, l'état de la trace en chaque point de la trajectoire est représenté par un vecteur d'état \mathbf{x} contenant les informations de position et de direction. L'évolution du vecteur d'état le long de la trajectoire peut être décrit comme une fonction d'une variable z par $\mathbf{x} \equiv \mathbf{x}(z)$ satisfaisant un système d'équations différentielles. La description du vecteur d'état aux points de traversée des couches de détecteurs à silicium du trajectomètre se réduit à un système d'équations récursives discrètes :

$$\mathbf{x}(z_k) \equiv \mathbf{x}_k = \mathbf{f}_{k-1}(\mathbf{x}_{k-1}) + \mathbf{w}_{k-1} \quad (4.1)$$

où \mathbf{f}_{k-1} décrit la propagation de la trace entre la couche $k-1$ et la couche k et la variable \mathbf{w}_{k-1} est la perturbation aléatoire de la trace entre z_{k-1} et z_k décrivant l'effet de la traversée du matériel entre les deux couches. Le vecteur d'état est mesuré en chaque couche et la mesure dans la couche k de détecteur est modélisée par :

$$\mathbf{m}_k = \mathbf{h}_k(\mathbf{x}_k) + \epsilon_k \quad (4.2)$$

où ϵ_k décrit l'incertitude de mesure. Les équations sont linéarisées par un développement au premier ordre. La reconstruction des traces procède alors par l'application de couche en couche des trois étapes suivantes :

- **filtrage**, l'estimation du vecteur d'état à partir d'une mesure;
- **prédiction**, l'estimation du vecteur d'état dans la couche suivante;
- **lissage**, l'estimation du vecteur d'état dans la couche précédente¹, en utilisant l'information de toutes les mesures effectuées entre la dernière couche et la couche considérée.

Le vecteur d'état est propagé depuis la couche $k-1$ vers la couche k à l'aide d'un modèle de propagation. La matrice d'erreur associée est également propagée et la matrice d'erreur correspondant à l'incertitude de mesure (ϵ_k) est ajoutée à celle issue de la propagation. Une valeur initiale pour le vecteur d'état obtenue par la procédure (indépendante) de recherche de pré-traces permet d'initier le KF. La méthode est équivalente à un ajustement par moindres carrés et l'estimation des paramètres est optimale dans le cas où les fluctuations des trajectoires dues à la traversée de matériaux sont gaussiennes.

4.1.2 Filtrage dans le cas non gaussien

Pour les électrons, l'approximation gaussienne est évidemment très mauvaise, dans la mesure où la source principale de perte d'énergie pour les électrons présente une distribution très asymétrique. Dans le modèle de Bethe-Heitler [46], la densité de probabilité $f(z)$ pour la perte d'énergie par bremsstrahlung pour des épaisseurs finies de matière traversée est donnée par :

$$f(z) = \frac{[-\ln z]^{c-1}}{\Gamma(c)} \quad (4.3)$$

où $c = t/\ln 2$, t étant l'épaisseur de matière traversée en unité de longueur de radiation, et z la fraction d'énergie restant à l'électron après la traversée du matériel. Cette densité de probabilité, qui ne dépend pas de l'énergie de l'électron, est présentée sur la figure 4.1.

Une extension naturelle du KF consiste à décrire la densité de probabilité de perte d'énergie par bremsstrahlung par une superposition de distributions gaussiennes (GSF) [47, 48]. Le filtre consiste alors en une série de KF propagés en parallèle. De façon à limiter le croissance exponentielle du nombre de gaussiennes, une procédure de réduction des composantes est appliquée à chaque étape. Une telle stratégie a été étudiée en détail dans CMS et une modélisation optimale de la perte d'énergie par bremsstrahlung par une somme pondérée de distributions gaussiennes a été proposée [49]. La propagation

¹On suppose ici les couches ordonnées de l'intérieur vers l'extérieur.

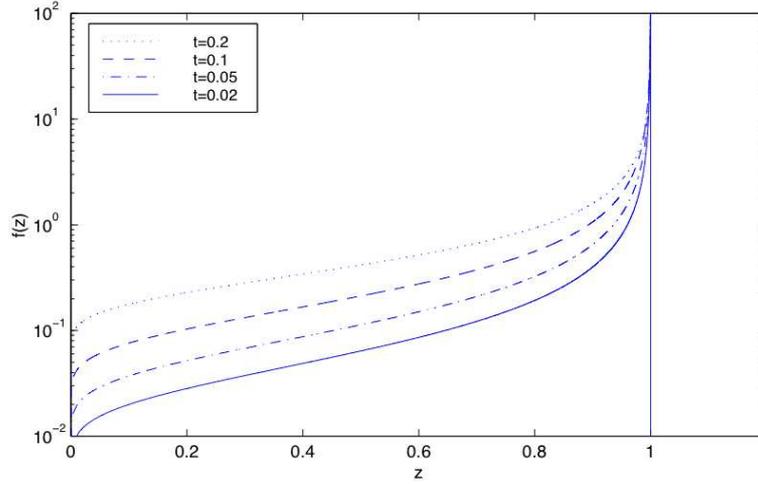


FIG. 4.1 – Densité de probabilité de la perte d'énergie par bremsstrahlung pour différentes valeurs de l'épaisseur de matériel traversé. La variable z est la fraction d'énergie restante après traversée du matériel [49].

de plusieurs KF en parallèle ainsi que le processus de réduction du nombre de composantes en font un algorithme nettement moins efficace en terme de temps calcul que le KF. Néanmoins, son application est limitée aux cas des traces électrons dont la reconstruction est initiée par la présence d'objets de grande énergie dans le calorimètre électromagnétique. La méthode s'avère également sensible à la modélisation du matériel dans le trajectomètre. Une détermination expérimentale de la quantité de matière sera discutée dans la section 7.3.

La méthode utilisée pour la reconstruction des traces électrons, et décrite dans les sections qui suivent, est finalement basée sur la stratégie suivante :

- reconstruction de pré-traces initiée par la présence de super-agrégats reconstruits dans le calorimètre électromagnétique ;
- optimisation de la collection des points de mesure en présence de bremsstrahlung afin de reconstruire des traces jusqu'aux couches les plus proches possible du calorimètre électromagnétique ;
- ajustement des paramètres par le GSF prenant en compte une modélisation adéquate de la perte d'énergie par bremsstrahlung.

4.2 Reconstruction des pré-traces

La reconstruction des pré-traces permettant d'initier la détermination des trajectoires dans le trajectomètre est basée sur la recherche de paires de hits compatibles avec un super-agrégat dans les deux couches les plus internes du détecteur à pixels. L'algorithme, décrit ci-dessous, est semblable à celui utilisé pour le déclenchement au niveau HLT (niveau 2.5). Ce choix est motivé par les considérations suivantes :

- Il est possible, même en cas de bremsstrahlung, de pointer sur la bonne paire de hits dans les couches de pixels en se servant des estimations d'énergie et de position des super-agrégats reconstruits dans le calorimètre.
- La pré-trace est alors reconstruite dans la partie la plus interne et ses paramètres sont donc ceux de la trajectoire initiale de l'électron, avant qu'il ne rayonne des photons de bremsstrahlung².

Le premier point s'ensuit de la cinématique simple du processus d'émission par bremsstrahlung et à été introduit dans la référence [50]. Dans le champ magnétique uniforme et en négligeant la perte d'énergie par ionisation, la trajectoire de l'électron dans le plan transverse est un cercle. Pour un électron produit à l'origine du système de coordonnées et en choisissant la direction initiale suivant l'axe Ox , l'équation du cercle est donnée par :

$$r^2 = x^2 + y^2 = 2y\rho \quad (4.4)$$

où ρ est le rayon de courbure

$$\rho = \frac{p_T(\text{GeV}/c)}{0.3B(\text{Tesla})} \quad (4.5)$$

En l'absence de bremsstrahlung, l'électron atteint le calorimètre à la position

$$y_{e^- \text{ sans brems}} = \frac{R_{ECAL}^2}{2\rho} \quad (4.6)$$

où R_{ECAL} est le rayon transverse au point d'entrée dans le ECAL. Un photon émis au point $r = r_\gamma$ et prenant une fraction $1 - \alpha$ de l'énergie de l'électron se propage suivant la tangente à la trajectoire de l'électron et atteint donc le calorimètre au point

$$y_\gamma = \frac{r_\gamma^2 + 2r_\gamma(R_{ECAL} - r_\gamma)}{2\rho} = \frac{R_{ECAL}^2 - (R_{ECAL} - r_\gamma)^2}{2\rho} \quad (4.7)$$

La trajectoire de l'électron après l'émission du photon est décrite par :

$$y = \frac{r^2}{2\rho\alpha} + br + c \quad (4.8)$$

La direction reste inchangée à $r = r_\gamma$, donc

$$b = \frac{r_\gamma}{\rho}(1 - 1/\alpha), c = -\frac{r_\gamma^2}{2\rho}(1 - 1/\alpha) \quad (4.9)$$

et donc l'électron rayonnant un photon atteint le calorimètre à la position :

$$y_{e^- \text{ avec brems}} = \frac{R_{ECAL}^2 - (1 - 1/\alpha)(R_{ECAL} - r_\gamma)^2}{2\rho} \quad (4.10)$$

On déduit donc

$$y_{e^- \text{ sans brems}} = (1 - \alpha)y_\gamma + \alpha y_{e^- \text{ avec brems}} \quad (4.11)$$

²Il est néanmoins possible qu'une émission de photons se produise avant la fin de la deuxième couche servant à définir les paramètres de la pré-trace. Ceci se produit dans environ 2% des cas.

montrant que *le barycentre des positions d'impact de l'électron et du photon coïncide avec la position que l'électron aurait atteint s'il n'avait pas émis de photon par bremsstrahlung*. La fraction d'énergie restant à l'électron est alors donnée par la distance entre la position du photon et celle du barycentre, normalisée par la distance entre les positions du photon et de l'électron :

$$\alpha = \frac{y_\gamma - y_{\text{barycentre}}}{y_\gamma - y_{e^- \text{ avec brem}}} \quad (4.12)$$

La position du super-agrégat est une mesure du barycentre. La relation 4.11 permet donc d'évaluer les paramètres de la trajectoire avant émission de bremsstrahlung à partir de la position mesurée par le super-agrégat. Il faut noter que ceci n'est valable que dans la mesure où toute l'énergie émise par radiation est proprement collectée. Outre des inefficacités dans la reconstruction des super-agrégats, les photons émis peuvent se convertir en paires e^+e^- , donnant lieu à des topologies plus complexes et pour lesquelles la propriété n'est plus vérifiée. Ces effets sont particulièrement sensibles à bas p_T à cause de la dispersion plus importante des produits de la gerbification dans le champ magnétique. Il est probable que ceci devienne un aspect limitant de la méthode aux plus bas p_T .

À partir de l'énergie et de la position des super-agrégats reconstruits dans le calorimètre, l'algorithme procède donc à la recherche d'un hit compatible dans la couche la plus interne de détecteurs à pixels, en supposant l'électron produit à la position nominale du vertex. Le critère de compatibilité utilisé requiert simplement que la position du hit se situe à l'intérieur d'une fenêtre en ϕ et en z . La recherche est effectuée pour les deux signes possibles de charge. De façon à réduire l'effet des inefficacités géométriques, une recherche est effectuée sur la couche suivant la couche la plus interne en cas d'échec. Lorsqu'un hit est trouvé, l'estimation du vertex de production suivant Oz est affinée et l'algorithme recherche alors un hit dans la couche suivante, compatible avec le super-agrégat, la position du vertex et la position du premier hit trouvé. Ici aussi une fenêtre en ϕ et z est utilisée. Chaque paire de hits compatibles trouvée définit alors une pré-trace permettant d'initier la reconstruction de traces complètes par le GSF.

La table 4.1 présente les valeurs utilisées pour la définition des fenêtres dans la recherche des hits dans les couches à pixels du trajectomètre.

Paramètre	Valeur
$\Delta\phi - 1^{\text{ère}} \text{ couche}$	200 mrad (e^- :[-125;+75]; e^+ :[-75;+125])
$\Delta z - 1^{\text{ère}} \text{ couche}$	15 cm
$\Delta\phi - 2^{\text{ème}} \text{ couche}$	10 mrad (symétrique)
$\Delta z - 2^{\text{ème}} \text{ couche}$	± 0.07 cm

TAB. 4.1 – Définition des coupures pour la reconstruction des pré-traces électrons. Les fenêtres autorisées en ϕ et z sont données pour la première et la seconde couche de pixels utilisées pour la recherche de hits.

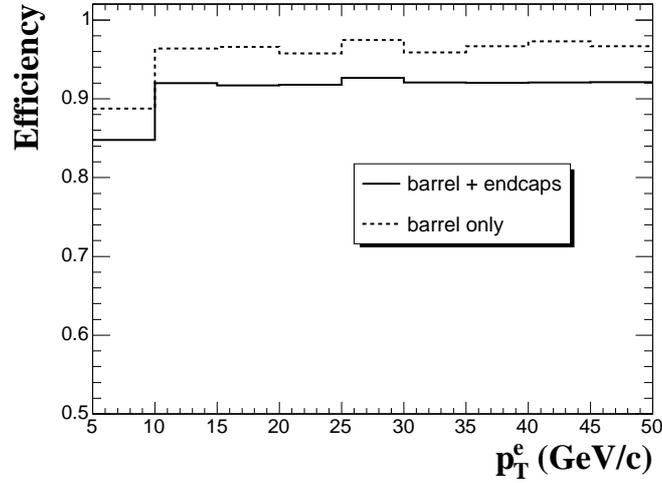
4.3 Reconstruction de la trajectoire

À partir d'une pré-trace, une trajectoire est créée. Des hits compatibles sur la couche suivante sont recherchés après une propagation prenant en compte le matériel entre les deux couches. Les hits trouvés sont inclus dans la trajectoire dont les paramètres sont mis à jour en utilisant le GSF. Cette procédure est itérée jusqu'à la dernière couche ou bien jusqu'à ce que aucun hit compatible ne soit trouvé dans deux couches successives. La compatibilité entre la prédiction et un hit trouvé sur une couche est définie en terme d'un test de χ^2 . Si plusieurs hits compatibles sont trouvés sur une couche, les trajectoires correspondantes sont créées et propagées en parallèle. De façon à ne pas perdre en efficacité à ce stade, aucune coupure dans la distribution de χ^2 n'est appliquée dans les étapes de construction de la trajectoire pour le cas des électrons, mais seulement les deux meilleures trajectoires (donnant le χ^2 le plus petit) sont conservées. Un minimum de 5 hits est finalement requis pour conserver une trajectoire.

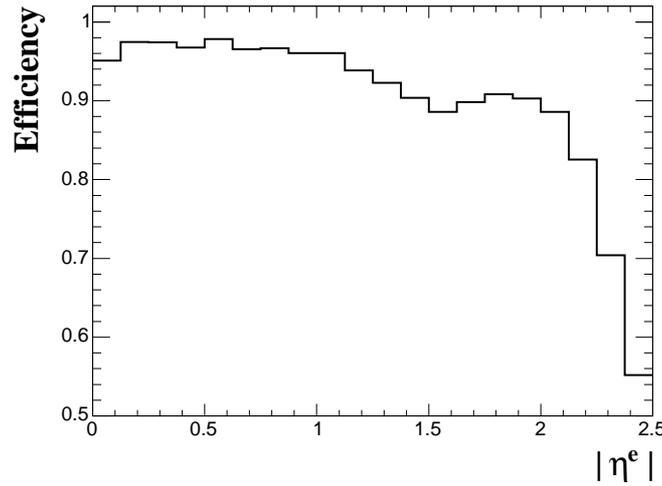
La figure 4.2 présente l'efficacité de reconstruction obtenue en fonction de p_T et η pour des électrons ayant un spectre uniforme en p_T entre 5 et 50 GeV/c ainsi qu'une distribution uniforme en η à l'intérieur de $|\eta| < 2.5$. L'efficacité est définie comme la fraction des électrons générés ayant une trace reconstruite de même charge et de même direction η et ϕ à l'intérieur de ± 0.05 unités³.

Une légère perte d'efficacité à bas p_T est visible. L'algorithme est efficace sur l'ensemble du domaine en pseudorapacité, avec une perte à $|\eta| \simeq 0$, à $|\eta| \simeq 1.5$ et à partir de $|\eta| \simeq 2.4$. La première perte et la dernière correspondent à des pertes géométriques au niveau des détecteurs à pixels. À $|\eta| \simeq 0$, la perte est due à l'alignement en z des zones mortes entre les détecteurs des différentes couches. La perte à l'avant correspond aux limites de la couverture angulaire par les disques de pixels. Cet effet, ici moyenné, peut être plus ou moins important suivant la position du point de production des électrons suivant l'axe Oz . La chute d'efficacité à $|\eta| \simeq 1.5$ correspond à la zone de transition entre les parties tonneau et bouchons du calorimètre. On observe aussi une perte d'efficacité progressive à partir de $|\eta| \simeq 1$ et jusque dans le domaine couvert par les parties bouchons (efficacité $> 95\%$ pour $|\eta| \simeq 1$, $\simeq 90\%$ dans les parties bouchons). Cette valeur de $|\eta| \simeq 1$ correspond à la transition entre les parties tonneau et bouchons du trajectomètre. Au-delà de cette pseudorapacité, les traces électrons traversent une épaisseur de matière correspondant au support mécanique et aux câbles de la partie centrale du trajectomètre (voir la figure 2.2). À partir de $|\eta| \simeq 1.6$, la trace traverse cette épaisseur de matière approximativement à mi-parcours. Dans cette région, les effets des conversions et des pertes de re-collection de photons sont tels que la détermination des pré-traces s'en trouve affectée. Une stratégie différente, basée sur une recherche combinatoire de pré-traces dans une région définie par un cône autour des super-agrégat telle que proposée dans la référence [53] permettrait d'améliorer l'efficacité dans cette région, au prix néanmoins d'une plus grande contamination en « fausses » traces. Une coupure moins stricte sur le nombre de points minimum pour conserver une trace pourrait également être envisagée, si une partie de la perte est liée à la difficulté de collection des hits. Ceci reste à étudier.

³Les paramètres des traces reconstruites sont évalués au point d'approche minimal du vertex généré et après application de la méthode d'ajustement final décrite dans la section suivante.



(a)



(b)

FIG. 4.2 – Efficacité de reconstruction des traces électrons (a) en fonction de p_T et (b) en fonction de $|\eta|$, pour des électrons uniformément distribués en p_T entre 5 et 50 GeV/c. En (a), l'efficacité est montrée moyennée sur la région en pseudorapidité correspondant aux parties tonneau et bouchons du ECAL (ligne pleine) et pour la partie tonneau seulement (ligne pointillée) [43, 51].

La figure 4.3 présente la distribution du nombre moyen (N) de hits collectés par trace, moyenné sur $|\eta| < 2.5$ et pour des électrons de $p_T=10$ GeV/c. Les résultats obtenus avec l'algorithme utilisé au niveau 3 du déclenchement (« HLT electrons »), ainsi qu'avec celui utilisé pour la reconstruction des traces de pions et de muons (« default KF tracks »)

sont également présentés pour comparaison. On observe un pic à $N \simeq 13$, montrant que la collection est efficace jusqu'à la couche la plus externe du trajectomètre. L'absence d'excès au voisinage de la coupure ($N \simeq 5$) montre que l'on reconstruit peu de « fausses » traces.

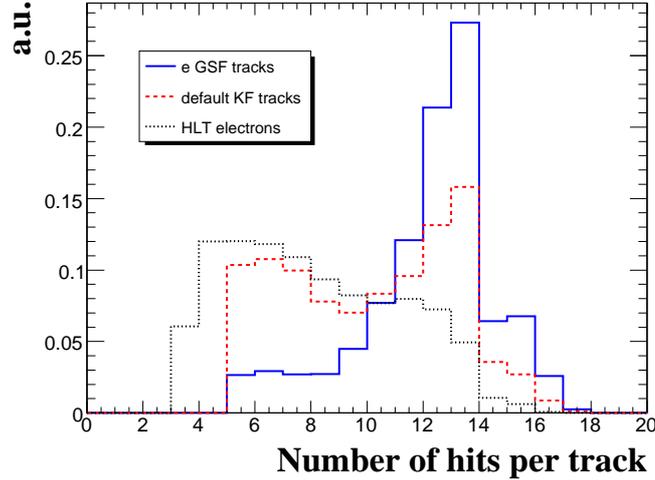


FIG. 4.3 – Nombre de points par trace pour des électrons de $p_T = 10 \text{ GeV}/c$. Les distributions sont présentées pour les traces reconstruites avec le GSF (ligne pleine et bleue), le KF utilisé pour les pions et les muons (ligne tiretée et rouge) et avec l'algorithme utilisé pour le déclenchement sur les électrons au niveau 3 (ligne pointillée et grise) [43, 52].

4.4 Estimation des paramètres

À l'issue de la reconstruction des trajectoires, les paramètres au dernier point collecté ont été ajustés par le GSF en utilisant toute l'information disponible (ajustement effectué simultanément avec la collection des hits par la méthode récursive). Un ajustement final est ensuite effectué depuis ce point et vers l'intérieur, de façon à obtenir également une estimation prenant en compte toute l'information en chacun des points de la trace et finalement au point d'approche minimal du vertex. La modélisation basée sur la description de la perte d'énergie par 12 composantes telle que proposée dans la référence [49] est également utilisée pour l'ajustement final.

Après ajustement, les poids calculés pour chacune des composantes gaussiennes intervenants dans la modélisation de la perte d'énergie sont disponibles en chacun des points. Les paramètres physiques de la trace, comme le p_T au point d'approche minimal du vertex, peuvent être évalués en calculant la moyenne pondérée des paramètres obtenus pour chacune des gaussiennes (méthode dite « mean »). Une autre possibilité consiste à estimer les paramètres en considérant seulement la gaussienne correspondant au poids maximal (méthode dite « mode »). Le premier estimateur décrit le comportement moyen et prend en

compte la totalité de l'information sur la perte par bremsstrahlung. Au contraire, la seconde méthode permet une estimation plus précise pour les traces ayant perdu peu d'énergie par bremsstrahlung. Les distributions correspondantes de l'impulsion transverse reconstruite au vertex pour des électrons de $p_T = 10 \text{ GeV}/c$ sont présentées sur la Fig 4.4. En prenant la moyenne pondérée des composantes, on obtient une distribution non biaisée, avec des queues importantes. À l'inverse, en ne prenant en compte que la composante de plus grand poids, on obtient une distribution plus piquée mais avec une queue importante à basse énergie, caractéristique des traces ayant subies des pertes importantes par bremsstrahlung.

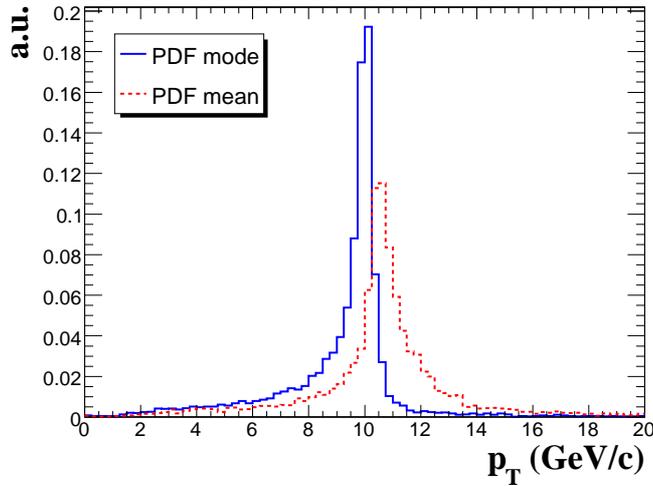


FIG. 4.4 – Distributions de l'impulsion transverse reconstruite (p_T) pour des électrons de $p_T = 10 \text{ GeV}/c$, en utilisant la composante de plus haut poids de la superposition de gaussiennes (ligne pleine et bleue) et en utilisant la moyenne pondérée des gaussiennes (ligne tiretée et rouge) pour évaluer l'impulsion de la trace [43, 52].

Une précision de $\delta\eta = 0.4 \cdot 10^{-3}$ et de $\delta\phi = 0.6 \text{ mrad}$ sur les angles de la trace au vertex est obtenue pour des électrons de $p_T = 10 \text{ GeV}/c$. Dans les résultats présentés, aucune contrainte de vertex n'est appliquée. Des illustrations plus détaillées des performances obtenues pour la reconstruction de l'impulsion transverse et de la direction au vertex pour des p_T de 10 et 30 GeV/c peuvent être trouvées dans [52, 53]

4.5 Paramètres à l'arrière

Les paramètres peuvent aussi être estimés au point le plus proche de la face d'entrée du ECAL. La figure 4.5 présente la distribution de l'impulsion transverse estimée au dernier point de mesure pour des électrons de $p_T = 10 \text{ GeV}/c$. Si l'on compare à l'estimation au vertex (p_{in}), la distribution de l'impulsion au dernier point de mesure (p_{out}) présente une composante importante pour des valeurs inférieures à l'impulsion nominale, due à l'émission

bremsstrahlung. Les deux estimateurs seront exploités par la suite pour l'identification des électrons (voir section 6.4).

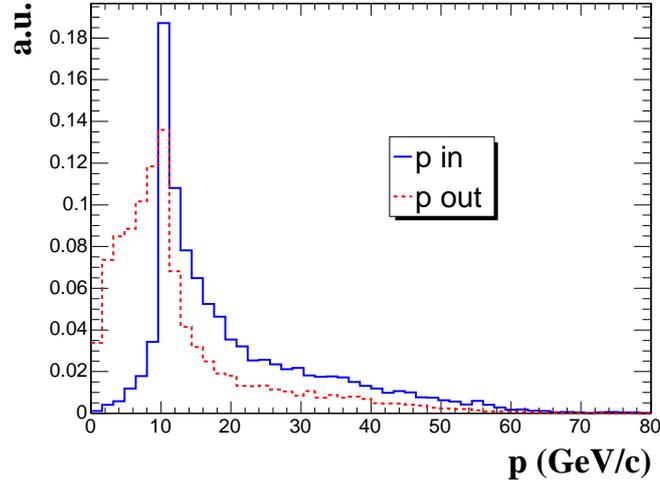


FIG. 4.5 – Estimation de l'impulsion transverse au dernier point de la trace (point le plus proche de la face d'entrée du ECAL) pour des électrons de $p_T = 10 \text{ GeV}/c$ [43, 52].

La mesure de l'impulsion à l'arrière donne également la possibilité d'une estimation de la fraction d'énergie perdue par bremsstrahlung. Ceci est montré sur le figure 4.6 qui présente la différence entre l'impulsion mesurée à l'arrière et l'impulsion au vertex en fonction de l'énergie totale rayonnée par la trace. Une corrélation est visible. Les impulsions sont ici estimées en utilisant la moyenne pondérée de toutes les composantes (méthode « mean »). Cette mesure par le trajectomètre de la perte par bremsstrahlung est, avec la topologie des super-agrégats, à la base de la définition des classes électrons décrites dans le chapitre suivant.

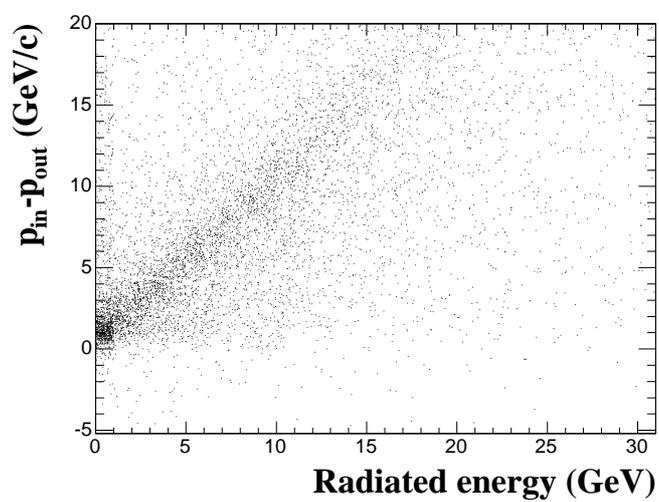


FIG. 4.6 – Estimation de la fraction d'énergie rayonnée en utilisant les paramètres de l'ajustement GSF, pour des électrons de $p_T = 10$ GeV/c. La différence entre la mesure de l'impulsion au vertex et au point le plus proche du ECAL est montrée en fonction de l'énergie totale rayonnée par bremsstrahlung par la trace [43, 52].

Chapitre 5

Les classes et la reconstruction de l'impulsion

5.1 Introduction

Comme on l'a vu, la présence d'une épaisseur de matériel importante dans le trajectomètre a un effet primordial sur la reconstruction des électrons. D'une façon générale, la sélection des électrons pour les applications de physique requiert une information sur la qualité de la reconstruction du candidat, et, ultimement, une erreur associée. De plus, les corrections algorithmiques nécessaires à une estimation optimale de l'énergie de l'électron peuvent être optimisées en séparant les électrons en plusieurs catégories, basées sur les observables issues de la reconstruction dans le calorimètre électromagnétique et dans le trajectomètre. La première section présente la définition des classes électrons. Les corrections algorithmiques appliquées à l'énergie reconstruite dans les super-agrégats et dépendant des classes d'électrons sont discutées dans la section suivante. Enfin, à partir de la classification, des erreurs sont associées à chaque électron reconstruit et sont utilisées pour construire un estimateur de l'impulsion au vertex basée sur la combinaison de la mesure du calorimètre (E) et de celle du trajectomètre (p).

5.2 Définition des classes électrons

La classification proposée définit les classes suivantes pour les parties tonneau et bouchons du ECAL séparément [43, 54, 56] :

- *golden*
- *narrow*
- *big brem*
- *showering*

ainsi qu'une classe *crack* pour l'ensemble du ECAL. L'ordre indiqué, à l'exception de la classe *crack*, correspond à une indication croissante de rayonnement de photons de bremsstrahlung.

La classification est basée sur les observables suivantes : appartenance du super-agrégat aux parties tonneau ou bouchon du ECAL ; accord entre la trace et le super-agrégat en E/p et en ϕ ; fraction bremsstrahlung mesurée par le trajectomètre ; identification d'agrégats autres que l'agrégat graine (agrégats « brem ») dans le super-agrégat ; proximité de l'impact dans le ECAL à un espace entre modules et région de transition entre les parties tonneau et bouchons. Une différenciation entre les parties bouchons et tonneau est naturelle compte-tenu des différences importantes dans la constitution de ces sous-détecteurs ainsi que du domaine en pseudo-rapacité couvert.

5.2.1 électrons *crack*

La catégorie *crack* est constituée des électrons ayant un point d'impact proche des espaces entre modules du ECAL. Ces espaces correspondants sont de 6 mm (5 mm) en η (en ϕ) et constitués du matériau de support des modules et d'air. Comme on l'a vu dans la section 3.7 la perte d'énergie collectée au voisinage des espaces inter-modules ainsi que au voisinage des espaces inter-cristaux peut être corrigée en grande partie par une correction algorithmique utilisant la mesure de l'énergie de part et d'autre de ces espaces. Dans les résultats qui suivent, ces corrections ne sont pas appliquées et les électrons correspondants sont simplement classés à part dans cette catégorie *crack*. Les électrons tombant dans la région définie par $1.4442 < |\eta| < 1.5660$ correspondant à la région de recouvrement entre les parties tonneau et bouchon du ECAL sont également regroupés dans cette classe. Les électrons considérés pour les autres classes décrites ci-dessous sont ceux ne tombant pas dans la classe *crack*.

5.2.2 électrons *golden*

La classe *golden* représente les électrons les moins affectés par la traversée du matériel du trajectomètre. Elle est constituée des électrons ayant une trace en bon accord tant géométrique qu'en énergie avec un super-agrégat, et pour lesquels le super-agrégat n'est formé que d'un seul agrégat. Elle est définie par :

- un super-agrégat constitué d'un seul agrégat (c.à.d sans agrégat « brem » identifié) ;
- une fraction de bremsstrahlung $(p_{in} - p_{out})/p_{in}$ inférieure à 0.2 ;
- un accord en ϕ entre la position mesurée du super-agrégat et l'extrapolation de la trace à partir du dernier point de mesure à l'intérieur de ± 0.15 ;
- un accord en énergie $E_{sc}/p_{in} > 0.9$, où E_{sc} est l'énergie du super-agrégat et p_{in} est l'impulsion de la trace GSF au point d'approche minimal au vertex nominal.

Les électrons *golden* sont de façon prédominante des électrons ayant réellement peu rayonné de photons par bremsstrahlung. Pour les électrons issus des désintégrations $Z \rightarrow e^+e^-$ et dans la partie tonneau du ECAL, plus de 50% des électrons ayant radiés moins de 10% de leur énergie initiale sont classés *golden* [31]. Des électrons ayant rayonnés une fraction importante de leur énergie peuvent néanmoins se trouver dans cette catégorie lorsque les photons sont émis dans la partie la plus externe du trajectomètre et donc près du ECAL. La catégorie *golden* joue un rôle essentiel dans la définition des procédures d'intercalibration et de calibration absolue du calorimètre [31, 55] pour laquelle une définition d'électrons

« propres » est nécessaire. Elle est également utilisée dans la définition des électrons de référence pour la mesure des efficacités de reconstruction envisagée à partir des données $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ et qui sera discutée au chapitre 7.

5.2.3 électrons *big brem*

Les électrons qui ne satisfont pas aux critères de définition des électrons *golden* peuvent être classés comme *big brem*. Cette classe contient les électrons ayant un super agrégat sans agrégat « brem » et avec un bon accord en énergie entre le super-agrégat et la trace, bien que ayant une fraction de bremsstrahlung très importante. Les électrons pour lesquels un photon de bremsstrahlung est émis soit très tôt soit en bout de trace peuvent tomber dans cette catégorie. Elle est définie par :

- une configuration trace/super-agrégat ne satisfaisant pas aux critères des électrons *golden* ;
- un super-agrégat constitué d'un seul agrégat ;
- une fraction bremsstrahlung mesurée supérieure à 0.5 ;
- un accord $E_{sc}/p_{in} = 1$ à l'intérieur de ± 0.1 .

5.2.4 électrons *narrow*

Un ensemble complémentaire d'électrons qui ne sont ni *golden* ni *big brem* peuvent tomber dans la catégorie *narrow*. Dans cette classe, les électrons ont une fraction de bremsstrahlung intermédiaire et un bon accord énergie-impulsion. Typiquement, les électrons ayant subi un bremsstrahlung tardif ou bien tel que les gerbes électroniques et photoniques sont reconstruites en un seul agrégat dans le ECAL tombent dans cette catégorie. Elle est définie par :

- un super-agrégat constitué d'un seul agrégat ;
- un accord $E_{sc}/p_{in} = 1$ à l'intérieur de ± 0.1 ;
- une fraction bremsstrahlung mesurée ou un accord en ϕ hors du domaine défini pour les électrons *golden* et *big brem*.

5.2.5 électrons *showering*

Finalement, les électrons restant sont classifiés comme *showering*. Cette classe contient donc les électrons ayant un super-agrégat incluant au moins un agrégat « brem » identifié, ainsi que les cas pour lesquels le super-agrégat ne contient qu'un seul agrégat mais ayant néanmoins un très mauvais accord en énergie-impulsion. Ces cas incluent par exemple les topologies correspondant à une conversion de photons émis tôt et ayant emportés une fraction importante de l'énergie de l'électron.

Une sous-classification basée sur le nombre d'agrégats « brem » dans la classe *showering* est également introduite. Les fractions correspondant à plus d'un agrégat « brem » reconstruit ne sont pas négligeables jusqu'à 3 agrégats « brem », comme indiqué dans la table 5.1. On constate également une fraction importante de *showering* sans agrégat « brem » identifié, correspondant à des électrons ayant des traces en très mauvais accord avec le super-

agrégat reconstruit dans le ECAL. Ces électrons correspondent principalement à des cas de conversion des photons émis et pour lesquels les énergies de l'électron et du positron produits ne sont pas correctement collectées dans la procédure de super-agrégation.

N=0	N=1	N=2	N=3	N>3
20%	52%	21%	6%	1%

TAB. 5.1 – Décomposition de la classe *showering* en fonction du nombre N d'agrégats « *brem* » identifiés. Les électrons considérés ont un spectre en énergie allant de 5 à 100 GeV et un spectre plat en η .

5.2.6 Fraction des électrons dans les différentes classes

La figure 5.1 montre la répartition entre les classes en fonction de la pseudorapidité générée, pour un lot d'électrons ayant une énergie initiale entre 5 et 100 GeV (spectre plat en énergie). De façon intégrée sur l'ensemble du domaine en rapidité, la fraction des électrons *golden* (*showering*) est de 22% (57%). La forme de la distribution des électrons *showering* en fonction de η reflète clairement la répartition du matériel dans le trajectomètre (voir la figure 2.4). Réciproquement, la distribution observée pour les électrons de la classe *golden* est anti-corrélée avec la répartition du matériel.

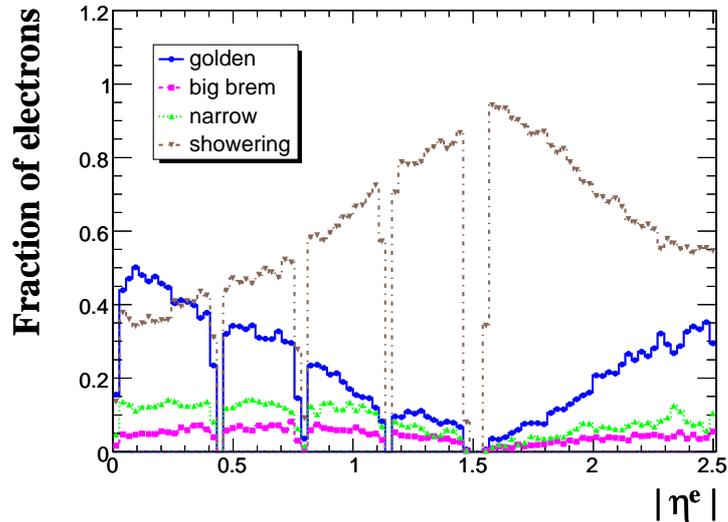


FIG. 5.1 – Fraction de la population des électrons entrant dans les différentes classes en fonction de la pseudorapidité et pour des énergies initiales entre 5 et 100 GeV [43].

Un comportement similaire¹ est observé pour des électrons provenant de la désintégration $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ [31]. Les fractions d'électrons reconstruits pour les différentes classes électrons pour les événements $Z \rightarrow e^+e^-$ et dans la partie tonneau du ECAL sont données dans la table 5.2. Dans le premier module du calorimètre ($|\eta| < 0.438$), la fraction d'électrons reconstruits classés *golden* est de 40%. Cette fraction décroît jusqu'à <10% pour le dernier module ($1.136 < |\eta| < 1.479$). Dans ce module, la fraction de *showering* est de > 70%.

<i>golden</i>	<i>big brem</i>	<i>narrow</i>	<i>showering</i>	<i>crack</i>
23.5%	5.2%	9.6%	43.5%	18.2%

TAB. 5.2 – Fraction des électrons reconstruits tombant dans les différentes classes pour les événements $Z \rightarrow e^+e^-$ et dans la partie tonneau du ECAL [31].

5.3 Corrections à l'énergie calorimétrique

Comme on l'a vu dans la section 3.7, des corrections purement calorimétriques sont appliquées sur l'énergie mesurée dans le super-agrégat, de façon à remonter à l'énergie de la gerbe. Une correction additionnelle dépendant de η et de la classe électrons doit être appliquée afin de corriger les effets (mentionnés dans la section 3.7) suivants :

- pertes dans l'énergie collectée liée aux algorithmes utilisés pour la super-agrégation (fuites latérales associées à la présence de agrégats « brem ») ;
- perte d'énergie en amont du calorimètre due à la présence de matériau dans le trajectomètre ;
- fuites longitudinales avant dues à l'arrangement géométrique en escalier des cristaux suivant η .

La figure 5.2 présente la valeur moyenne de la fraction d'énergie reconstruite dans le super-agrégat E_{rec}/E^e après application de la correction $f(N_{cry})$, normalisée à l'énergie générée E^e , en fonction de η et pour les différentes classes d'électrons. Dans la région en η correspondant aux parties bouchons du ECAL, l'énergie générée E^e est calculée comme l'énergie générée au vertex à laquelle est soustraite l'énergie mesurée par le détecteur de pied de gerbe.

Les résultats obtenus pour des électrons appartenant aux classes *golden*, *big brem* et *narrow* correspondant aux topologies mono-agrégat sont très similaires. Ces classes sont donc regroupées dans les résultats présentés sur la figure 5.2. Pour ces électrons, une correction supérieure à 0.5% reste nécessaire seulement dans une région de 0.7 unité en η centrée autour de la région de transition entre les parties tonneau et bouchons du ECAL. Au contraire, la classe *showering* contient les cas pour lesquels une correction nettement supérieure (jusqu'à $\simeq 5\%$) est nécessaire. La dépendance est paramétrisée en fonction de η afin de corriger l'énergie. La paramétrisation utilisée est également indiquée sur la figure 5.2.

¹On constate néanmoins une fraction légèrement inférieure d'électrons *showering* due à la distribution $d^2N/d\eta dp_T$ spécifique des événements $Z \rightarrow e^+e^-$.

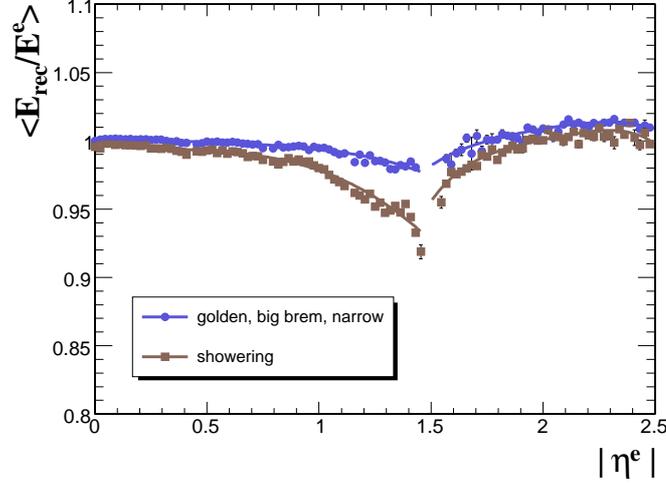


FIG. 5.2 – Valeur moyenne de la fraction d'énergie reconstruite dans le super-agrégat E_{rec}/E^e après application de la correction $f(N_{cry})$ pour les différentes classes d'électrons et en fonction de la pseudorapidity η . Dans la région de η correspondant à la partie tonneau, E^e est calculée comme l'énergie générée à laquelle est soustraite l'énergie mesurée dans le détecteur de pied de gerbe [43].

Dans le cas des bouchons, l'énergie mesurée dans le détecteur de pied de gerbe est ensuite ajoutée afin d'obtenir l'énergie corrigée de l'électron mesurée par le calorimètre. L'énergie corrigée est donc donnée par :

$$E_{corr} = E_{rec} \times 1/f^{classe}(\eta) \quad (5.1)$$

et

$$E_{corr}^{bouchons} = E_{corr} + E_{ps} \quad (5.2)$$

où E_{rec} est donnée par la relation 3.6.

Les corrections d'échelle d'énergie seront « in fine » obtenues à partir des données, en utilisant en particulier la contrainte de masse sur les événements $Z \rightarrow e^+e^-$. Ceci sera discuté au chapitre 7. Le Monte-Carlo devra être utilisé néanmoins pour l'extrapolation de ces corrections dans des régions cinématiques différentes ainsi que pour passer des électrons aux photons.

5.4 La combinaison E-p

La direction du vecteur impulsion de l'électron au vertex est mieux déterminée par les paramètres de la trace. Pour la magnitude, les mesures de l'énergie dans le calorimètre et de l'impulsion dans le trajectomètre sont complémentaires. La résolution intrinsèque du calorimètre électromagnétique, mesurée en faisceau test, est de 0.6% à 50 GeV [29]. Cette

excellente précision décroît avec l'énergie incidente. Au contraire, dans le trajectomètre, la précision est meilleure à basse impulsion. Pour des énergies $\lesssim 15$ GeV, le détecteur de traces fourni une meilleure estimation de l'impulsion que le calorimètre. Il est donc utile de considérer une combinaison des mesures calorimétrique et du trajectomètre pour la mesure de l'impulsion des électrons au vertex comme envisagé dans les références [1, 2].

La situation est néanmoins compliquée par le bremsstrahlung dans le trajectomètre qui affecte à la fois la mesure de E et de p. Néanmoins, en règle générale, on constate que lorsque un estimateur est biaisé, l'autre ne l'est pas. Ceci est dû à ce que les pertes pour le ECAL sont majoritairement dues à des photons rayonnés tôt et qui affecte donc peu la mesure de la trace. Au contraire, la reconstruction de la trace est affectée par l'émission continue de petits photons tout au long de la trajectoire qui sont en général bien collectés dans le ECAL par les algorithmes d'agrégation et de super-agrégation. On peut donc choisir d'utiliser selon le cas plutôt l'un ou l'autre des estimateurs. Une variable de contrôle sera utilisée pour faire le choix du « bon » estimateur. Suivant la référence [1], on utilise ici la variable E_{corr}/p_{in} . Dans les cas où l'on a un bon accord entre chaque estimateur et la variable de contrôle, on utilisera une moyenne pondérée des deux estimateurs. Plus de détails peuvent être trouvés dans les références [43, 56].

Le détecteur de traces fourni une estimation de l'erreur sur l'impulsion trace par trace. Pour le calorimètre, la paramétrisation obtenue en faisceau test est insuffisante en générale car les incertitudes dominantes proviennent des effets liés au matériel ainsi qu'aux systématiques sur les corrections. On utilise donc une paramétrisation par classe de la résolution sur l'énergie corrigée. La figure 5.3 présente la résolution en énergie en fonction de l'énergie incidente pour des électrons des différentes classes et dans la région en η de la partie tonneau. La résolution est estimée soit par un ajustement de la partie gaussienne de la distribution de l'énergie reconstruite dans chaque intervalle d'énergie, soit en calculant une déviation standard effective².

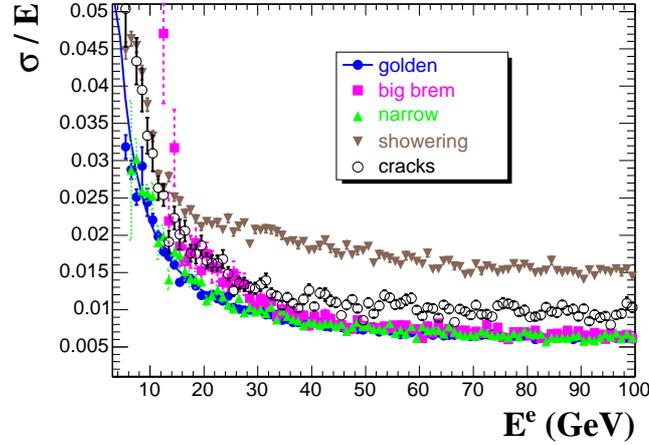
Les électrons *golden* et *narrow* sont mesurés avec la meilleure précision. Dans le cas des *golden*, un ajustement de la dépendance en fonction de l'énergie générée par la fonction usuelle

$$\sigma/E = a/\sqrt{E} \oplus b/E \oplus c \quad (5.3)$$

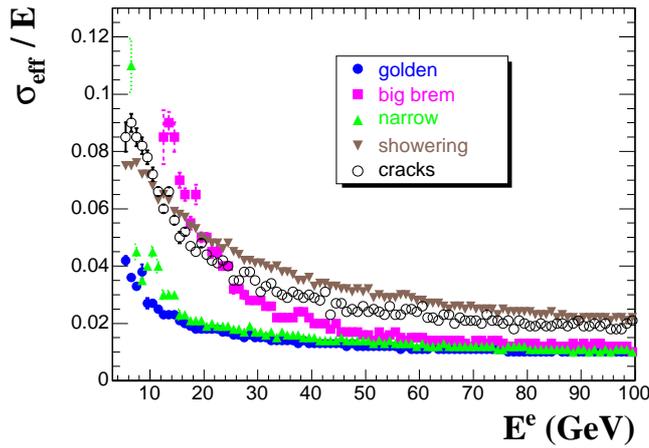
dans lequel a, b and c sont des paramètres libres est également présenté sur la figure 5.3. Les valeurs des paramètres obtenus par l'ajustement sont données dans la table 5.3. Ces valeurs sont compatibles avec celles obtenues en faisceau test [29], confirmant ainsi que les électrons de la classe *golden* correspondent aux électrons ayant peu rayonnés de bremsstrahlung et qui s'identifient aux électrons du faisceau test. La précision de mesure pour ces électrons est proche de la résolution intrinsèque du ECAL. Les électrons de la classe *showering* montrent une nette détérioration de la précision σ/E asymptotique. Cette détérioration s'accompagne d'une augmentation sensible de la partie non gaussienne de la distribution de E_{corr} comme on peut voir sur la figure 5.3b.

La précision obtenue avec l'estimateur combiné est présentée sur la figure 5.4. Elle est améliorée par rapport à la mesure calorimétrique seule, en particulier à basse énergie. À 15

²La déviation standard effective est définie comme la demie-largeur du plus petit intervalle contenant le pic de la distribution et une fraction égale à 68.3% de l'intégrale. Elle donne une estimation plus correcte de la précision dans le cas de distributions asymétriques.



(a)



(b)

FIG. 5.3 – Précision de la mesure de l'énergie par le ECAL en fonction de l'énergie générée et pour les différentes classes d'électrons dans la partie tonneau : (a) résultat obtenu par un ajustement de la partie gaussienne de la distribution de E_{corr} ; (b) résultat obtenu en calculant la déviation standard effective (voir le texte). La ligne montre un ajustement de la variation en fonction de l'énergie incidente pour le cas des électrons de la classe golden [43].

GeV, un facteur environ 1.4 d'amélioration est obtenu par la combinaison avec le détecteur de traces.

a	b	c
$(2.5 \pm 0.3)\%$	$(197 \pm 7) \text{ MeV}$	$(0.52 \pm 0.01)\%$

TAB. 5.3 – Valeurs des paramètres obtenus par ajustement de la précision en fonction de l'énergie initiale pour les électrons de la classe golden et dans la partie tonneau du ECAL.

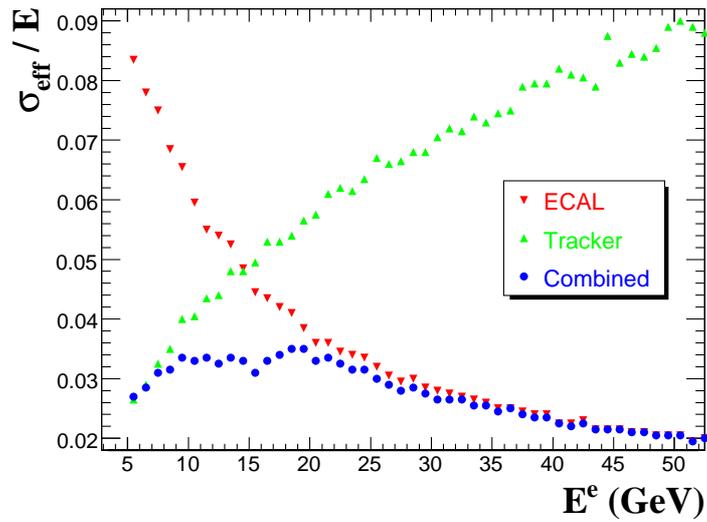


FIG. 5.4 – Résolutions mesurées par la déviation standard effective pour l'énergie corrigée du super-agrégat (triangles vers le bas), l'impulsion reconstruite de la trace à l'origine (triangles vers le haut), et l'estimateur combiné de l'impulsion de l'électron (cercles) en fonction de l'énergie initiale et pour des électrons dans la partie tonneau du ECAL [43].

Chapitre 6

La pré-sélection et l'identification des électrons

6.1 Introduction

Les électrons sont identifiés par la présence d'un super-agrégat dans le calorimètre électromagnétique et par la présence d'une trace reconstruite pointant sur le super-agrégat et ayant une impulsion en bon accord avec l'énergie mesurée dans le calorimètre. La présence d'une trace distingue les électrons des photons. Après application d'un critère d'isolation, les sources de bruit de fond sont alors :

- π^\pm interagissant dans le calorimètre électromagnétique¹ ;
- π^\pm non interagissant et proche d'un π^0 d'énergie semblable ;
- « vrais » électrons issus de conversions de photons, de désintégration de mésons neutres ainsi que de désintégrations de quarks lourds.

La méthode utilisée pour la reconstruction des traces impose la présence de hits dans les parties pixels du trajectomètre (recherche de la pré-trace). Ceci limite la contribution des conversions aux cas de production de paires dans la première couche de pixels. De plus, les électrons produits par conversions de photons ne sont pas primaires et peuvent donc être rejetés par une coupure sur le paramètre d'impact. Les bruits de fond hadroniques sont rejetés en demandant l'absence de signal correspondant dans le calorimètre hadronique, ainsi qu'un accord fin en position et en énergie entre la trace et le super-agrégat. La mesure de la forme de la gerbe dans le calorimètre électromagnétique permet également le rejet du bruit de fond lié aux π^\pm interagissant tôt, les gerbes hadroniques étant plus étalées que les gerbes électromagnétiques. L'analyse des distributions reliées à la forme de la gerbe permet également le rejet des cas comportant plusieurs traces π^0 et π^\pm proches. Le degré de pureté et l'efficacité de sélection souhaitée dépend en général du canal de physique étudié et de l'importance des bruits de fond hadroniques. Une pré-sélection permettant la définition de candidats électrons pour la plupart des analyses impliquant des électrons entre 5 et 100

¹Les notations π^\pm (π^0) sont utilisées ici pour signifier des jets ayant une forte composante π^\pm (π^0) ou encore un composante π^\pm (π^0) relativement isolée.

GeV est présentée dans la première section. La section suivante traite de l'identification fine des électrons.

6.2 Pré-sélection des électrons

Un accord en position et en impulsion entre la trace et le super-agrégat est demandé. Il faut rappeler ici que la méthode utilisée pour la détermination des pré-traces inclue implicitement déjà un accord en E_T/p_T , l'énergie du super-agrégat étant utilisé pour déterminer les hits dans les pixels compte tenu de la courbure dans le champ magnétique. Un veto sur la présence de signal correspondant dans le calorimètre hadronique est également utilisé. La pré-sélection est donc définie comme suit :

- une trace électron reconstruite, initiée par la reconstruction d'un super-agrégat dans le ECAL en correspondance avec des hits dans les détecteurs à pixels ;
- un accord en énergie-impulsion entre le super-agrégat et la trace satisfaisant à

$$E_{corr}/p_{in} < 3$$

- un accord géométrique en η entre la position du super-agrégat (η_{sc}) et la position de la trace extrapolée au ECAL ($\eta_{in}^{extrap.}$) satisfaisant à

$$|\Delta\eta_{in}| = |\eta_{sc} - \eta_{in}^{extrap.}| < 0.02$$

- un accord géométrique en ϕ entre la position du super-agrégat (ϕ_{sc}) et la position de la trace extrapolée au ECAL ($\phi_{in}^{extrap.}$) satisfaisant à

$$|\Delta\phi_{in}| = |\phi_{sc} - \phi_{in}^{extrap.}| < 0.1$$

- un rapport H/E entre l'énergie mesurée (H) dans la tour du HCAL juste derrière l'agrégat graine et l'énergie (E) de l'agrégat graine tel que

$$H/E < 0.2$$

Un critère d'isolation peu strict peut être éventuellement ajouté à ce stade et a été utilisé dans la référence [3]. Le rapport H/E peut être rendu dépendant de l'énergie de façon à mieux prendre en compte la variation de la longueur des gerbes, en particulier pour des électrons de haute énergie. L'extrapolation de la trace vers le super-agrégat est effectuée dans le plan transverse en partant des paramètres de la trace au point le plus interne et propagés à travers le champ magnétique en supposant l'absence de matière. Comme on l'a vu dans la section 4.2, les propriétés cinématiques de l'émission par bremsstrahlung sont telles que la position extrapolée de cette façon coïncide avec la position du super-agrégat obtenue en faisant la moyenne pondérée des positions des différents agrégats constituant le super-agrégat. Dans le plan longitudinal, l'accord est cherché entre la direction définie par la position du super-agrégat et en supposant l'électron produit au vertex nominal et la direction de la trace à l'origine. La position du vertex suivant l'axe Oz pouvant être éloignée de la position nominale ($z = 0$), la direction de la trace est corrigée par la valeur de la position z de la trace au point d'approche minimale.

La figure 6.1 présente l'efficacité absolue après pré-sélection de reconstruction des candidats électrons en fonction de p_T et de η pour un lot d'électrons provenant de la désintégration $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ et pour $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$. L'efficacité est définie comme la fraction des électrons générés venant de la désintégration du boson de Higgs ayant une charge identique et un accord en direction avec une trace reconstruite à l'intérieur de ± 0.05 .

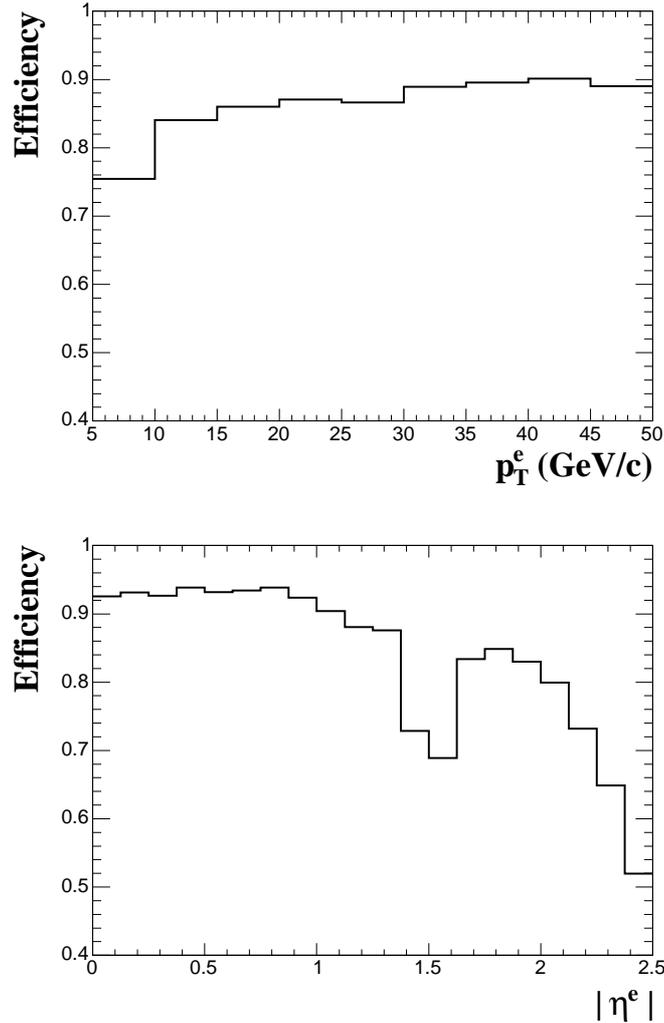


FIG. 6.1 – Efficacité de pré-sélection des candidats électrons pour un lot d'électrons issus de la désintégration du boson de Higgs $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ et pour $m_H = 150 \text{ GeV}/c^2$: a) en fonction de p_T^e ; b) en fonction de η^e [43, 57].

Dans la région $|\eta| \lesssim 1.0$, l'efficacité de reconstruction des électrons est très proche de celle obtenue pour la reconstruction des traces. On observe une perte allant jusqu'à 5–10% dans la partie bouchon et pour les plus bas p_T . Une pré-sélection moins stricte, incluant

seulement le critère d'accord en η et H/E donne une perte intermédiaire [57] et montre que la perte est globalement répartie sur l'ensemble des distributions sur lesquelles on coupe. Il faut noter qu'une pré-sélection moins stricte entraîne également une pureté diminuée d'un facteur jusqu'à 2 dans la région des plus bas p_T .

6.3 Sélection des électrons primaires et isolation

La sélection des électrons primaires est basée sur la demande d'un paramètre d'impact en accord avec le vertex nominal. Le faisceau étant très bien défini dans le plan transverse, le paramètre d'impact transverse normalisé IP_T/σ_{IP_T} est utilisé. À cause du bremsstrahlung, la distribution de cette variable présente néanmoins une longue queue. Une coupure à 13 σ est utilisée dans l'analyse $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ [3].

L'isolation est un moyen puissant pour supprimer les bruits de fonds QCD dans les canaux multi-leptoniques au LHC. Une isolation basée sur les traces est efficace et permet de s'affranchir des problèmes liés à la présence éventuelle de gerbes électromagnétiques au voisinage de l'électron, pouvant provenir de photon de bremsstrahlung non collectés dans le super-agrégat, de conversions de photons, ou encore de photons accompagnant l'électron dans les processus de production (comme par exemple dans les corrections radiatives à $Z \rightarrow e^+e^-$). L'isolation basée sur les traces doit être complétée par un critère d'isolation basé sur l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique.

Les traces reconstruites dans un cône d'isolation dans le plan (η, ϕ) de rayon $R_{cone} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ et centré autour de chaque électron sont considérées. On requiert un p_T minimum de 1.5 GeV/c, de façon à s'affranchir des traces venant de l'empilement d'interactions². Les traces doivent également satisfaire la condition $|\Delta IPL| < 0.1$ cm, où ΔIPL est la différence entre le paramètre d'impact longitudinal et la position en z du vertex primaire. La variable d'isolation est définie alors par :

$$Iso = \frac{\sum p_T^i - p_T^e}{p_T^e} \quad (6.1)$$

où la somme porte sur les traces reconstruites satisfaisant aux critères ci-dessus et la contribution de la trace électron est soustraite. L'isolation pour un événement est alors définie par la demande d'avoir tous les électrons de l'événement isolés.

La figure 6.2 présente les performances d'une isolation basée sur cette variable pour un signal venant de la désintégration du boson de Higgs en électrons après pré-sélection, en fonction du pouvoir de rejet sur le bruit de fond $t\bar{t}$. Cette figure de mérite est présentée pour différentes valeurs de la taille du cône. L'empilement correspondant à la luminosité de $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ est inclus. De façon à présenter une efficacité purement algorithmique, on a demandé aux électrons sur lequel on applique le critère d'isolation d'être en correspondance avec un électron venant de la désintégration du boson de Higgs.

D'autres variables telles que le p_T de la trace de plus grand p_T dans le cône ou encore la somme des p_T des traces dans le cône non normalisée au p_T de l'électron ont été étudiées

²À la luminosité de $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, 3.5 interactions pp de biais minimum sont en moyenne superposées à l'interaction ayant déclenché l'acquisition.

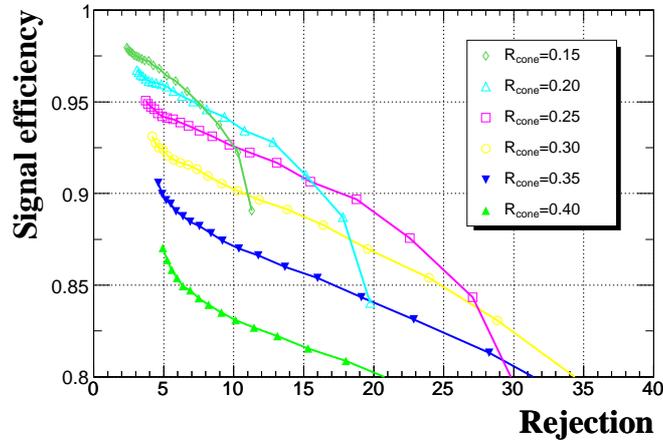


FIG. 6.2 – Performances de l'isolation basée sur les traces chargées pour le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ après pré-sélection : efficacité pour le signal en fonction du pouvoir de rejet sur le bruit de fond $t\bar{t}$ pour différentes valeurs de taille du cône [51].

dans la référence [57] où il a été montré que la variable définie par la relation 6.1 est celle qui présente les meilleures performances pour le rejet du fond $t\bar{t}$. La combinaison de l'isolation basée sur les traces chargées avec une isolation basée sur la répartition de l'énergie dans le calorimètre hadronique permet un gain additionnel d'un facteur 2 environ [58].

6.4 Identification des électrons

L'identification finale des électrons est basée sur la comparaison fine des distributions mesurées avec celles attendues pour des électrons.

Le degré de pureté et d'efficacité choisis dépendent en général de l'importance des bruits de fond hadroniques à combattre pour le processus de physique étudié. Ainsi les canaux tels que $H \rightarrow WW^* \rightarrow e^+\nu e^-\nu$ pour lesquels les bruits de fonds tels que W+jets et Z+jets sont importants requièrent un point de fonctionnement correspondant à un grand rejet du bruit de fond au prix d'une efficacité faible sur le signal [6, 53]. Au contraire, les canaux plus « propres » tels que $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ requièrent un rejet du bruit de fond moins important, permettant ainsi de conserver une efficacité plus grande sur le signal.

Les observables choisies portent sur l'accord en position et en impulsion entre la trace chargée et la gerbe électromagnétique ainsi que sur la forme de la gerbe. La qualité de l'accord géométrique et en énergie est testée par des variables utilisant les paramètres de la trace à l'arrière. Il a été notamment montré au cours du travail présenté dans [53] que l'utilisation de la variable E/p_{out} permet une meilleure sélection des électrons que la variable E/p_{vertex} proposée précédemment [59]. Des variables basées sur des combinaisons des énergies mesurées dans les différents cristaux constituant le super-agrégat ou l'agregat

graine sont utilisées pour la forme transversale. Le rapport H/E est une mesure de la longueur de la gerbe. Dans le domaine angulaire correspondant aux parties bouchons, la fraction d'énergie mesurée dans le détecteur de pied de gerbe peut fournir également un estimateur de la forme longitudinale. Son utilisation dans l'identification des électrons reste néanmoins encore à étudier dans CMS.

Les observables peuvent être ensuite combinées en utilisant méthode multi-variables comme par exemple un réseau de neurones ou une fonction de vraisemblance comme proposé dans [2, 53]. Dans le cas de variables x_i non corrélées, la vraisemblance pour un candidat d'être compatible avec l'hypothèse H est donnée par :

$$L(\vec{x}, H) = \prod_{i=1}^n P_i(x_i, H) \quad (6.2)$$

où $P_i(x_i, H)$ est la probabilité pour la variable i d'avoir la valeur x_i sous l'hypothèse H . Le rapport de vraisemblance permet de construire une variable discriminante unique prenant en compte l'ensemble des variables utilisées dans la définition de la vraisemblance pour chacune des hypothèses :

$$eleId = \frac{L(\vec{x}, ele)}{L(\vec{x}, ele) + L(\vec{x}, jet)} \quad (6.3)$$

La figure 6.3 présente la variable discriminante obtenue en considérant un échantillon d'électrons venant des désintégrations $H \rightarrow WW^* \rightarrow e^+ \nu e^- \nu$ pour le signal et pour les électrons reconstruits dans 3 échantillons d'événements QCD dijets correspondants à des valeurs croissantes de l'impulsion transverse \hat{p}_T échangée dans le processus partonique ($25 < \hat{p}_T < 50$ GeV/c, $50 < \hat{p}_T < 170$ GeV/c, $\hat{p}_T > 170$ GeV/c) et préalablement filtrés³.

Les variables utilisées dans cette combinaison⁴ sont :

- $\underline{H/E}$, la mesure de la longueur de gerbe introduite dans la section 6.2 comme le rapport entre l'énergie (H) mesurée dans la tour du HCAL juste derrière l'agrégat graine et l'énergie (E) de l'agrégat graine ;
- $\underline{E_{3 \times 3}/E_{5 \times 5}}$, variable de forme transverse définie par le rapport des énergies sommes sur des matrices respectivement de 3×3 et 5×5 cristaux centrés autour du cristal d'énergie maximum et appartenant à l'agrégat graine ;
- $\underline{\sigma_{\eta\eta}}$, variable de forme définie comme :

$$\sigma_{\eta\eta} = \sum_{cristal\ i} (\eta_i - \eta_{cristal\ graine})^2 \frac{E_i}{E_{agrégat\ graine}} \quad (6.4)$$

- $\underline{|\Delta\eta_{in}|}$, l'accord géométrique en η entre la position du super-agrégat et la position extrapolée au ECAL de la trace, introduit dans la section 6.2 et défini par

$$|\Delta\eta_{in}| = |\eta_{sc} - \eta_{in}^{extrap.}| \quad (6.5)$$

³De façon à augmenter la composante électromagnétique des jets, un filtre au niveau générateur est appliqué. On demande aux événements de satisfaire grossièrement aux conditions du déclenchement « simple EM » du niveau 1.

⁴La méthode utilisée dans [2, 53] utilise la relation 6.2 valable uniquement pour des variables non-corrélées. Les variables choisies représentent donc un ensemble de variables non ou peu corrélées entre elles. Il est possible d'étendre cette combinaison à toutes les variables, en prenant en compte les corrélations dans l'écriture de la probabilité pour chacune des hypothèses.

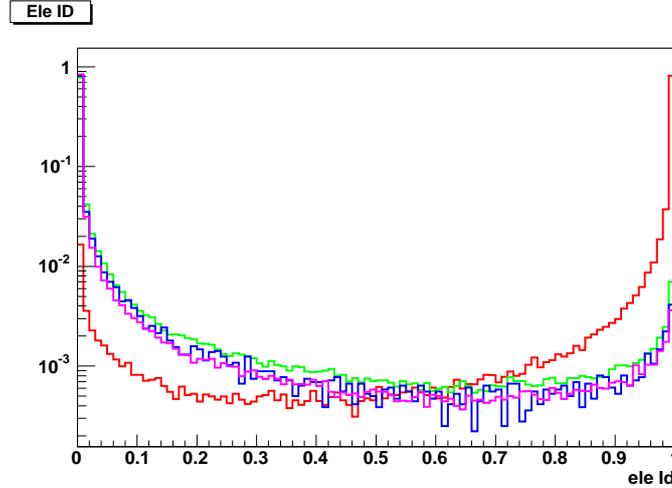


FIG. 6.3 – Distribution de la variable discriminante obtenue par le rapport de vraisemblance entre le signal constitué par les électrons issus des désintégrations $H \rightarrow WW^* \rightarrow e^+\nu e^-\nu$ et le bruit de fond constitué par les électrons reconstruits dans 3 échantillons de jets correspondant à des valeurs croissantes de l'impulsion transférée : $25 < \hat{p}_T < 50 \text{ GeV}/c$, $50 < \hat{p}_T < 170 \text{ GeV}/c$ et $\hat{p}_T > 170 \text{ GeV}/c$.

- $|\Delta\phi_{in}|$, l'accord géométrique en ϕ entre la position du super-agrégat et la position extrapolée au ECAL de la trace, introduit dans la section 6.2 et défini par :

$$|\Delta\phi_{in}| = |\phi_{sc} - \phi_{in}^{extrap.}| \quad (6.6)$$

- E/p_{out} , le rapport entre l'énergie de l'agrégat graine et l'impulsion de la trace au point le plus proche du ECAL.

Les paramètres de position et d'impulsion de la trace sont extrapolés depuis le point d'approche minimal du vertex nominal (*in*) ou depuis la position de la trace la plus proche du ECAL (*out*). Les valeurs de l'efficacité obtenue avec le rapport de vraisemblance sur le signal et sur le bruit de fond constitué par les électrons reconstruits dans les 3 échantillons de jets sont présentés dans la table 6.1. Les efficacités sont données par rapport aux candidats reconstruits. Aucune coupure cinématique n'est demandée à ce stade.

Les performances de l'identification électron (efficacité, rejet du bruit de fond, pureté) dépendent en général de la qualité de la reconstruction des objets électrons eux-mêmes. Les électrons « mal » mesurés et les électrons « bien » mesurés sont affectés de façon différentes par les différentes sources de bruit de fond. La classification définie dans la section 5.2 est donc utilisée.

La figure 6.4 présente la distribution de la variable E/p_{out} par classe pour le signal constitué par des électrons ayant un spectre plat en p_T et η et dans le domaine $5 \text{ GeV}/c < p_T < 50 \text{ GeV}/c$ et pour le bruit de fond constitué par les électrons reconstruits dans les échantillons de jets. Les distributions sont présentées pour les candidats

Échantillon	ele Id > 0.15	ele Id > 0.50	ele Id > 0.90	ele Id > 0.98
jet 1	8%	4%	1.7%	0.8%
jet 2	7%	3%	1.2%	0.5%
jet 3	5%	3%	1.0%	0.4%
Signal	97%	95%	91%	85%

TAB. 6.1 – Efficacité d'identification des électrons pour le signal et pour le bruit de fond constitué par les électrons reconstruits dans les 3 échantillons de jets : $25 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 50 \text{ GeV}/c$ (jet 1), $50 \text{ GeV}/c < \hat{p}_T < 170 \text{ GeV}/c$ (jet 2) et $\hat{p}_T > 170 \text{ GeV}/c$ (jet 3) [53].

dans la partie tonneau du ECAL. Comme attendu, les distributions pour le signal diffèrent pour les différentes classes. On peut voir également comment la décomposition en classes réalise dans cette variable E/p_{out} une décomposition de la queue de la distribution due à l'émission bremsstrahlung. Il est manifeste qu'une différenciation suivant les classes permet d'optimiser l'identification des électrons. Les distributions suggèrent également qu'une décomposition plus fine de la classe *showering* pourrait permettre de mieux séparer le signal du bruit de fond. Les distributions pour le signal par classe et pour les candidats

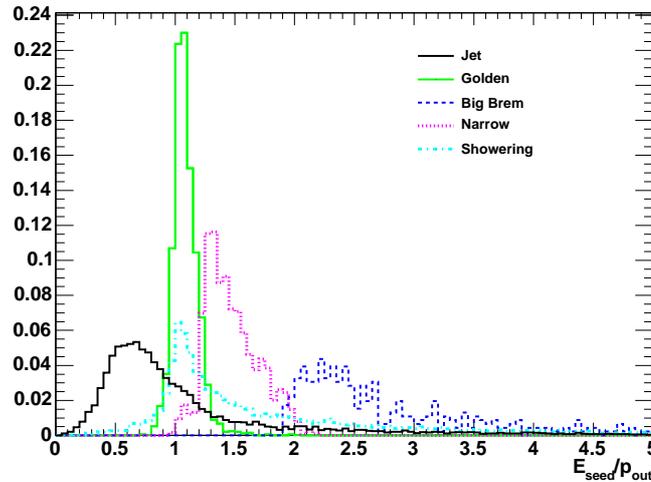


FIG. 6.4 – Distribution de la variable E/p_{out} pour le signal dans les différentes classes et pour le bruit de fond issu des jets. Le signal est constitué par des électrons ayant un spectre plat en p_T et η et dans le domaine $5 \text{ GeV}/c < p_T < 50 \text{ GeV}/c$ [43, 57].

reconstruits dans les échantillons de jets peuvent être trouvées dans la référence [57] pour les parties tonneaux et bouchons du ECAL pour l'ensemble des variables suivantes :

- H/E
- $E_{3 \times 3}/E_{5 \times 5}$

- $\sigma_{\eta\eta}$
- $\sigma_{\phi\phi}$ ⁵
- $|\Delta\eta_{in}|$
- $|\Delta\phi_{in}|$
- E/p_{in}
- $|\Delta\phi_{out}|$
- E/p_{out}

On constate que dans la plupart des variables les distributions pour les candidats reconstruits dans les échantillons de jets sont proches de celles obtenues pour le signal dans la classe *showering*. Les fractions de candidats électrons pour le bruit de fond et pour le signal constitué par un lot d'électron de 5 à 50 GeV/c de p_T tombant dans les différentes classes sont présentées dans la table 6.2.

Classe	ECAL tonneau		ECAL bouchons	
	fraction des électrons (%)	jets (%)	fraction des électrons (%)	jets (%)
<i>golden</i>	24	4	17	2
<i>narrow</i>	9	1	5	0.5
<i>big brem</i>	4	0.5	3	0.2
<i>showering</i>	53	85	69	96

TAB. 6.2 – Fraction des candidats électrons dans les différentes classes pour le signal et le bruit de fond. Le signal est constitué par les électrons reconstruits dans un échantillon ayant un spectre plat en p_T et η et dans le domaine $5 \text{ GeV}/c < p_T < 50 \text{ GeV}/c$ et le bruit de fond est constitué par les électrons reconstruits dans l'échantillon "jet 1" ($25 < \hat{p}_T < 50 \text{ GeV}/c$) [43].

Les contributions dans la classe *crack* ne sont pas montrées mais peuvent être déduites de la table. Les candidats électrons reconstruits dans les échantillons de jets sont principalement classés *showering*. Ceci est dû à ce que cette classe contient les topologies multi-agrégats ainsi que les cas de mauvais accord entre la trace et le super-agrégat, caractéristiques du bruit de fond venant des jets.

Les coupures pour une efficacité de 90% sur les électrons ainsi que les facteurs de rejet par classe obtenus sur les jets sont présentées dans la table 6.4. Les facteurs de rejet sont donnés par rapport aux nombres de candidats reconstruits après pré-sélection. Le facteur de rejet du bruit de fond est diminué d'un facteur 2 environ entre les candidats *golden* dans le tonneau et les candidats *showering* dans les parties bouchons. Une pureté plus grande pourrait donc être obtenue en appliquant des coupures plus strictes sur les électrons *showering* et/ou dans les parties bouchons.

Finalement, le taux de « faux » électrons pourra être évalué avec les données à partir d'un échantillon d'événements à deux jets en appliquant la sélection électron.

⁵Cette variable est définie de façon analogue à la variable $\sigma_{\eta\eta}$ déjà présentée (voir la relation 6.4).

Coupure	ECAL tonneau		ECAL bouchons	
	<i>Golden</i>	<i>Showering</i>	<i>Golden</i>	<i>Showering</i>
H/E	0.06	0.14	0.1	0.12
$E_{3 \times 3}/E_{5 \times 5}$	0.85	-	0.85	-
$\sigma_{\eta\eta}$	0.005-0.011	0.005-0.011	0.008-0.022	0.0-0.3
$\sigma_{\phi\phi}$	0.005	-	0.01	-
E/p_{in}	0.9-1.3	0.6-	0.9-	0.7-
$\Delta\eta_{in}$	0.004	0.007	0.007	0.008
$\Delta\phi_{in}$	0.04	0.08	0.06	0.07
$E_{agrégat\ graine}/p_{out}$	0.9-1.6	0.75-	0.6-2	0.8-
$\Delta\phi_{out}$	0.011	-	0.02	-
rejection	9.0	7.3	5.9	4.2

TAB. 6.3 – Une définition typique des coupures sur les variables d'identification par classe pour les parties tonneau et bouchons du ECAL. Les facteurs de rejet correspondant sont donnés par rapport au nombre de candidats après pré-sélection. Les coupures sont choisies pour une efficacité sur le signal de 90% [43, 57].

Chapitre 7

Mesure des efficacités et incertitudes systématiques

7.1 Mesure des efficacités

Il est nécessaire de pouvoir faire une estimation précise des efficacités car elles interviennent dans la détermination des sections efficaces. L'efficacité géométrique et de déclenchement sont obtenues par le Monte Carlo. Les efficacités de reconstruction, de pré-sélection et d'identification peuvent, elles, être déterminées à partir des données réelles. Une méthode fréquemment employée est basée sur la contrainte de masse dans les événements $Z \rightarrow e^+e^-$. On sélectionne un des électrons du Z de façon stricte afin de limiter le bruit de fond. La classe *golden* fournit un bon lot d'électrons définis de façon stricte. On regarde ensuite avec quelle efficacité on reconstruit un deuxième électron donnant une masse invariante pour la paire e^+e^- compatible avec la masse du Z . On peut également s'en servir pour mesurer l'efficacité de reconstruction des super-agrégats (en demandant une trace en complément du bras strict) ou de l'efficacité de reconstruction des traces (en demandant un super-agrégat en complément du bras strict). Cette méthode a été utilisée au Tevatron pour la détermination de l'efficacité de reconstruction des agrégats ainsi que pour la détermination de l'efficacité d'identification électron. La méthode bénéficie d'un taux d'événements très élevé au LHC avec $\sigma(pp \rightarrow Z) \times BR(Z \rightarrow e^+e^-) \simeq 3.5$ nb, soit environ 1 événement par seconde dans l'acceptance du ECAL à la luminosité de 10^{33} cm⁻²s⁻¹. Les bruit de fond sont :

- « faux » électrons venant de jets QCD ;
- $W \rightarrow e\nu$;
- $Z \rightarrow \tau\tau$;
- WW, WZ ;
- $t\bar{t}$;

Le bruit de fond venant de QCD peut être évalué en supposant que ce fond produit des paires de même signe à partir desquelles on peut estimer la contribution en paires de signe opposé. Une contribution au pic du Z dans les paires de même signe a néanmoins été observée à CDF, correspondant à des cas pour lesquels un photon de bremsstrahlung

s'est converti et où le e^+ est en meilleur accord avec le super-agrégat que le e^- [60]. Cette contribution peut être estimée par Monte Carlo et soustraite des données de même signe. Une autre méthode possible pour estimer ce fond se base sur une estimation du taux de « faux » électron par jet. On utilise ici un déclenchement sur les jets et on compte le nombre de jets passant les critères de sélection. Un facteur d'échelle sur les énergies est nécessaire car un jet produit un « faux » électron d'énergie moindre. Le taux de « faux » électrons est alors appliqué aux données multi-jets. Les autres bruits de fonds peuvent être estimés par simulation Monte Carlo. Les contributions de WW, WZ et $t\bar{t}$ sont faibles. Une contribution dominante de QCD est trouvée au Tevatron [60].

Les incertitudes sur les efficacités de reconstruction, d'isolation et d'identification des électrons obtenues en utilisant les désintégrations $Z \rightarrow e^+e^-$ sont présentées sur la figure 7.1 en fonction de η et de p_T pour une luminosité intégrée de 0.15 fb^{-1} . Les résultats sont montrés pour le cas où les deux électrons sont dans la partie tonneau du ECAL (combinaison *tonneau-tonneau*). Le taux d'événements est néanmoins suffisant pour couvrir également les combinaisons *tonneau-bouchon* et *bouchon-bouchon*. L'incertitude suivant η est constante sur le domaine correspondant à la partie tonneau, à l'exception d'une région autour de $|\eta| \simeq 1.5$ où l'incertitude remonte à cause de la perte d'efficacité liée à la zone de transition entre les parties tonneau et bouchons. On constate une incertitude faible autour du pic jacobien et une remontée des erreurs sur les efficacités de reconstruction, d'isolation et d'identification lorsqu'on s'éloigne de la région $p_T \simeq 45 \text{ GeV}/c$. L'extrapolation vers des régions cinématiques différentes, notamment vers les plus bas p_T , devra se faire avec le Monte Carlo.

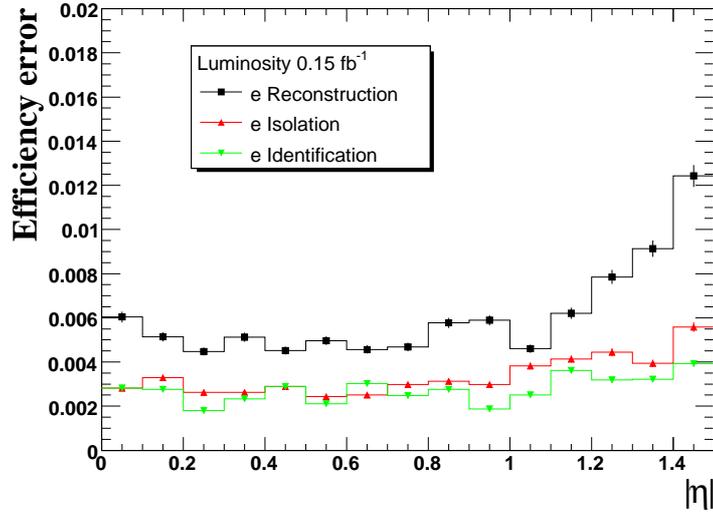
Un contrôle de la classification en fonction de η et p_T peut également être effectué à l'aide des données $Z \rightarrow e^+e^-$ [3].

7.2 Incertitudes sur l'échelle d'énergie

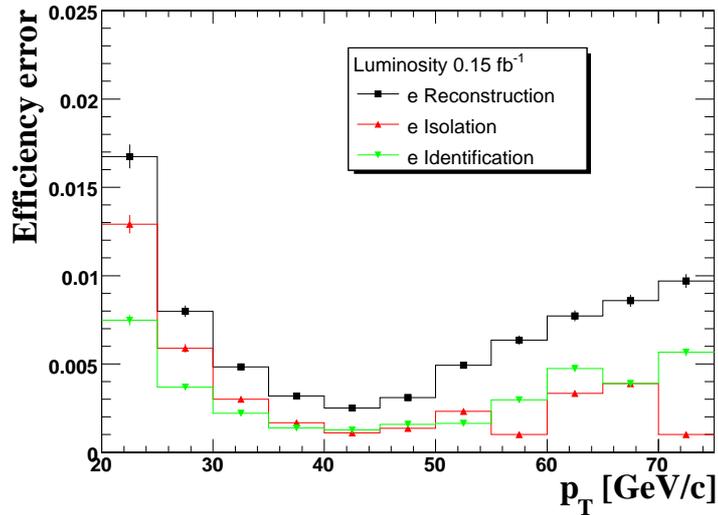
Un changement d'échelle d'énergie constitue une source d'erreur systématique sur la détermination des sections efficaces dans la mesure ou elle provoque une migration d'événements dans les distributions des variables utilisées pour la sélection des électrons (impulsion transverse notamment). Une erreur sur l'échelle d'énergie constitue également une source de biais dans l'estimation de la masse d'une nouvelle résonance.

L'échelle d'énergie peut également être contrôlée à partir des événements $Z \rightarrow e^+e^-$. Cette méthode a été utilisée par CDF où une comparaison des données issues du Monte Carlo avec les données réelles sur le pic du Z a conduit à des corrections de l'ordre de 3.6% sur les données réelles, avec une incertitude de l'ordre de 0.2% sur l'acceptance.

Les corrections d'échelle d'énergie introduites dans la section 5.3 et déterminées avec le Monte Carlo peuvent être déduites des données réelles dans la région cinématique des désintégrations $Z \rightarrow e^+e^-$. La forme de la courbe présentée dans la section 5.3 est très bien reproduite [31]. Un facteur de normalisation global (1.0045 ± 0.0004 pour les *golden* et 1.0082 ± 0.0004 pour les *showering*) est néanmoins appliqué pour obtenir un meilleur accord. Ce facteur est peut être dû à la différence d'énergie entre les électrons dans l'échantillons $Z \rightarrow e^+e^-$ et ceux utilisés pour la figure 5.2. Ceci reste à étudier.



(a)

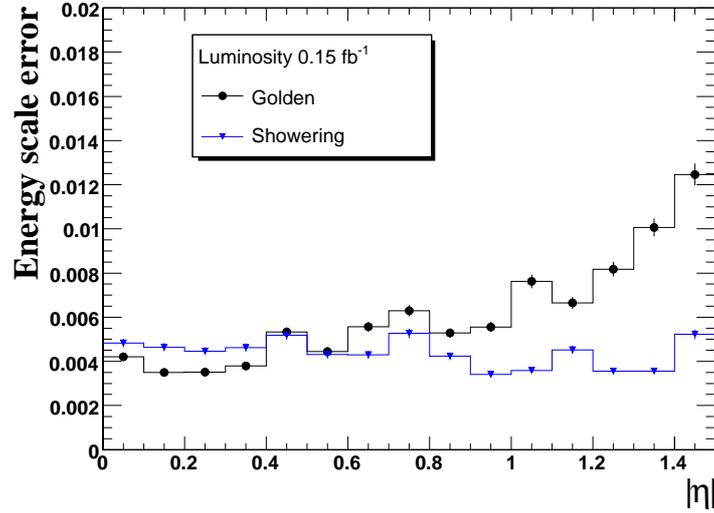


(b)

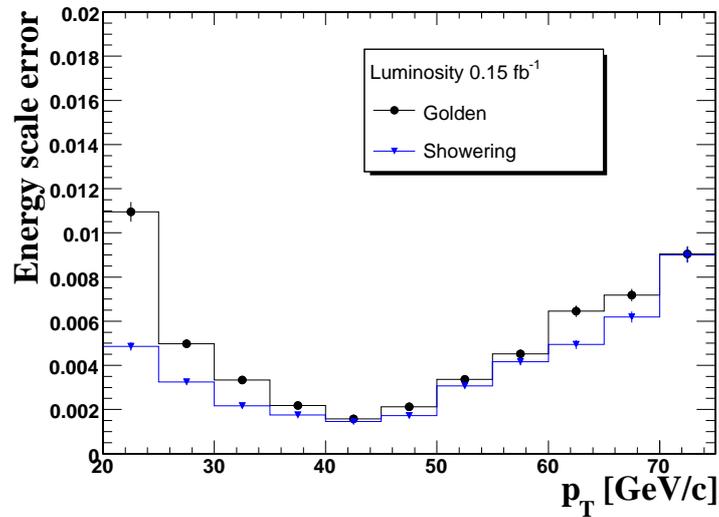
FIG. 7.1 – Incertitudes sur les mesures de l'efficacité de reconstruction, d'isolation et d'identification des électrons en fonction de (a) η et (b) p_T , pour une luminosité intégrée de 0.15 fb^{-1} et pour le cas des deux électrons dans la partie tonneau du ECAL [3].

Dans cette analyse, une contrainte faible est appliquée sur la masse du Z en combinaison avec une coupure stricte sur l'identification d'un électron, de façon à étiqueter le second « bras » comme un candidat électron. Ce second bras est alors utilisé comme une sonde pour évaluer l'erreur systématique sur la détermination de l'échelle d'énergie. L'incertitude attendue en fonction de η et de p_T est présentée sur la figure 7.2 pour les électrons *golden* et *showering* séparément et pour une luminosité intégrée de 0.15 fb^{-1} . Les résultats sont

présentés pour les combinaisons *tonneau-tonneau* uniquement.



(a)



(b)

FIG. 7.2 – Incertitudes sur la détermination de l'échelle d'énergie mesurée à partir des données $Z \rightarrow e^+e^-$ pour les électrons des classes golden et showering en fonction de (a) $|\eta|$ et (b) p_T [31].

7.3 Mesure de la quantité de matière devant le calorimètre

La quantité de matière détermine l'importance de l'émission de photons par bremsstrahlung qui affecte la mesure de l'impulsion, l'énergie vue dans le calorimètre et son pattern, ainsi que l'accord géométrique et en énergie entre la trace et le super-agrégat. Comme on utilise le Monte Carlo pour déterminer l'acceptance, il est nécessaire de savoir avec quelle précision le Monte Carlo décrit la quantité de matière réellement présente. Par ailleurs, la quantité de matière traversée a un effet important sur les variables utilisées notamment pour l'identification des électrons. Bien que l'efficacité de reconstruction des électrons ainsi que d'identification peut être déterminée par les données dans la région du Z, une simulation par Monte Carlo reste nécessaire pour extrapoler vers des régions cinématiques différentes, en particulier vers les bas p_T . Enfin, une modélisation précise de la matière est nécessaire pour une reconstruction correcte des traces électrons avec le GSF.

Plusieurs observables qui sont indirectement sensibles à la quantité de matière dans le détecteur de trace peuvent être utilisées. CDF utilise la distribution de E/p dont la queue est caractéristique de la quantité de matière devant le ECAL. La quantité de matière dans la simulation est ajustée pour reproduire les données. Un changement de $\pm 1.5\%$ est nécessaire. L'effet systématique est évalué en générant des échantillons en variant la quantité de matière et en recalculant les valeurs centrales d'échelle d'énergie et de résolution. Une autre possibilité est d'utiliser la queue radiative dans le pic de masse du Z en la comparant aux simulations.

La différence entre l'impulsion au vertex et l'impulsion au dernier point de la trace $p_{in} - p_{out}$ fournit une estimation de l'intégrale de l'énergie rayonnée. La quantité f_{brem} introduite dans la section 4.5 est une mesure de la fraction d'énergie rayonnée le long de la trajectoire. Son utilisation pour estimer la quantité de matière en utilisant les données a été proposée dans [3]. La quantité f_{brem} est reliée à l'épaisseur de matière par¹ :

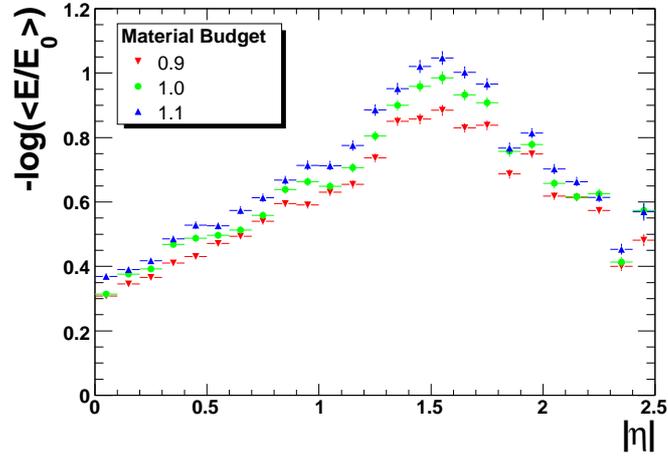
$$\langle X \rangle / X_0 \simeq -\ln(1 - f_{brem}) \quad (7.1)$$

où X_0 est la longueur de radiation moyenne du milieu traversé.

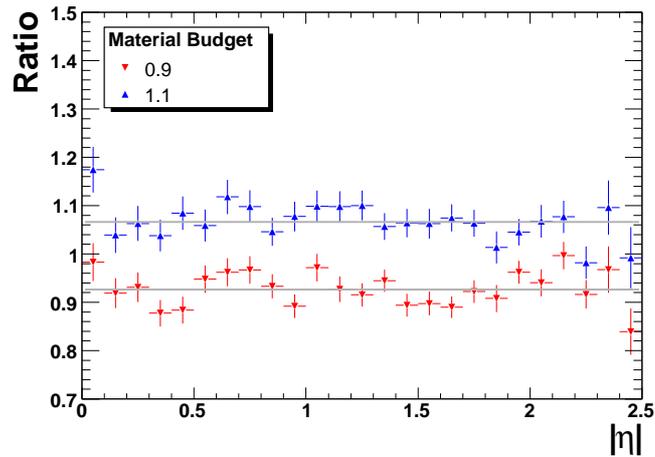
La figure 7.3 présente l'estimation de X/X_0 en fonction de la pseudorapidité pour une configuration nominale du matériel dans le trajectomètre ainsi que pour une configuration où la quantité de matière est changée de $\pm 10\%$. Le rapport de cette quantité à la valeur obtenue pour une valeur de la quantité de matière nominale est également présenté.

A partir de cette mesure, il est montré dans la référence [3] qu'une précision de 2% sur la quantité de matière est atteinte par intervalle de 0.1 unité de rapidité sur l'ensemble de l'acceptance en η et pour une luminosité intégrée de $O(10) \text{ fb}^{-1}$.

¹En utilisant ici l'approximation des petites épaisseurs.



(a)



(b)

FIG. 7.3 – Sensibilité à une variation de la quantité de matière dans le trajectomètre de l'estimation fournie par la mesure de l'impulsion des traces électrons à l'avant et à l'arrière ; (a) mesure de la quantité de matière traversée en fonction de $|\eta|$ pour une configuration nominale du trajectomètre et pour une quantité de matière changée de $\pm 10\%$; (b) rapport de la quantité observée à la quantité observée pour la configuration nominale en fonction de $|\eta|$ [3].

Chapitre 8

Conclusions

La reconstruction des électrons dans CMS est assez complète. Elle commence par la détection d'objets électromagnétiques de grande énergie dans le calorimètre. Suivant la stratégie utilisée au niveau du déclenchement, les agrégats reconstruits sont utilisés pour définir des régions pour la recherche de hits dans la partie la plus interne du trajectomètre. Cette stratégie permet de limiter la combinatoire dans la reconstruction des traces électrons et a pu être adaptée simplement en partant des paramètres utilisés pour le déclenchement. Une efficacité de reconstruction de 90% dans la partie tonneau et de 85% environ dans les parties bouchons est obtenue.

La perte d'énergie par rayonnement de bremsstrahlung affecte notablement la reconstruction des agrégats et des traces électrons. Des stratégies spécifiques sont développées dans les deux cas afin de limiter les pertes sur l'efficacité et la précision de mesure de l'impulsion des électrons. Dans le calorimètre électromagnétique, une collection des agrégats photons est effectuée autour des agrégats électrons conduisant à la formation de super-agrégats regroupant l'ensemble des gerbes correspondant à l'électron initial. Dans le trajectomètre, une procédure d'ajustement spécifique prenant en compte la perte d'énergie non gaussienne liée au bremsstrahlung est utilisée. Elle permet une bonne estimation de l'impulsion au vertex en même temps qu'une collection de hits jusqu'aux dernières couches du trajectomètre, près de la face d'entrée du calorimètre.

Les observables issues de la reconstruction dans le calorimètre et dans le trajectomètre sont utilisées afin de séparer les électrons en catégories ou classes suivant le degré de perte d'énergie par bremsstrahlung subi par l'électron. Des corrections d'échelle d'énergie différentes suivant les classes sont définies. Une combinaison de l'énergie et de l'impulsion permet d'améliorer la précision notamment dans la région d'énergie $E \lesssim 25$ GeV. Les classes sont utilisées afin de déterminer des erreurs électron par électron pouvant être utilisées dans les applications de physique. Enfin, l'identification des électrons bénéficie également de la séparation en classes, les variables utilisées pour l'identification étant particulièrement sensibles au bremsstrahlung.

La procédure décrite ici a été développée en mettant l'accent plus particulièrement sur la reconstruction des électrons primaires et isolés dans le domaine d'impulsion transverse allant de 5 à 50 GeV/c environ. Elle a été validée sur des canaux de physique étudiés en simulation complète, en particulier le canal de recherche du boson de Higgs dans la voie

4 électrons : $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow e^+e^-e^+e^-$. Les aspects spécifiques à la reconstruction des électrons de très haute énergie sont actuellement en cours d'étude, en particulier en ce qui concerne l'algorithme d'agrégation et les corrections associées. La reconstruction des électrons non isolés, comme dans le cas des électrons issus des jets de b ou de taus, fait également l'objet d'études actuellement en cours.

Pour les électrons isolés et primaires, la chaîne de calibration doit maintenant être intégrée à la reconstruction. Une partie des corrections présentées dans ce rapport seront portées dans la calibration. Les corrections subsistantes au niveau de la reconstruction, dépendantes d'algorithme ou du type de particule (e^- , e^+ et γ) et pour les régions cinématiques en dehors de la région des électrons issus de la désintégration du W et du Z, devront être ajustées.

Le planning actuel prévoit un démarrage de CMS sans les couches de détecteurs à pixels du trajectomètre. La méthode proposée pour la reconstruction des traces électrons à partir des couches à pixels du trajectomètre doit donc être adaptée en utilisant les couches les plus internes des détecteurs à micro-pistes. Une étude plus approfondie de la reconstruction dans les parties bouchons constitue également un des axes de poursuite de ce travail. Le travail commencé sur le rejet des bruits de fond hadronique devra également être poursuivi.

Enfin, la stratégie d'évaluation des incertitudes sur la détermination des efficacités de reconstruction ainsi que sur l'échelle d'énergie absolue utilisant la contrainte de masse sur les événements $Z \rightarrow e^+e^-$ doit être poursuivie, en incluant les parties bouchons notamment. Ces événements seront utilisés au démarrage du LHC pour l'ajustement fin des procédures de reconstruction et de corrections.

Bibliographie

- [1] I. Puljak, Potentiel de découverte du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$ avec le détecteur CMS et contribution à la construction du calorimètre électromagnétique de CMS, thèse de doctorat de l'université Paris VI, 2000.
- [2] P. Meridiani, Optimisation of the discovery potential of the Higgs Boson in the decay channel $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 2e^+2e^-$ with the CMS detector, thèse de doctorat de l'université de Rome, 2004.
- [3] S. Baffioni et al., Discovery potential for the SM Higgs boson in the $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ channel, CMS Note 2006/115.
- [4] CMS Collaboration, CMS Detector Performance and Software Physics Technical Design Report, Vol. I, CERN/LHCC 2006-001.
- [5] CMS Collaboration, CMS Detector Performance and Software Physics Technical Design Report, Vol. II, CERN/LHCC 2006-021.
- [6] F. Beaudette et al., Search for a light Standard Model Higgs boson in the $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow e^+\nu e^-\bar{\nu}$ channel, CMS Note 2006/114.
- [7] G. Davatz et al., Standard Model Higgs Discovery Potential of CMS in $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \nu\nu\nu$ Channel , CMS Note 2006/047.
- [8] D. Futyan et al., Search for the Standard Higgs Boson in the Two-Electron and Two-Muon Final state with CMS, CMS Note 2006/136.
- [9] S. Abdulin et al., Search Strategy for the Standard Model Higgs boson in the $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ Decay Channel using $M(4\mu)$ - Dependent Cuts, CMS Note 2006/122.
- [10] M. Aldaya et al., Discovery potential and search strategy for the Standard Model Higgs boson in the $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$ decay channel using mass-independent analysis, CMS Note 2006/106.
- [11] S. Abdulin et al., Summary of the CMS Potential for the Higgs Boson Discovery, CMS Note 2003/033.
- [12] V. Drolinger et al., Physics Study of the Higgs Decay Channel $H \rightarrow WW \rightarrow 2\mu 2\nu$, CMS Note 2006/055.
- [13] C. Delaere, Study of associated WH production with $H \rightarrow WW^*$ in the 3 leptons final state, CMS Note 2006/053.
- [14] V. Drollinger et al., Searching for Higgs Bosons in Association with Top Quark Pairs in the $H \rightarrow bb$ Decay Mode, CMS Note 2001/054.

- [15] H. Pi et al., Search for Standard Model Higgs Boson via Vector Boson Fusion in the $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\nu jj$ with $120 < m_H < 250 \text{ GeV}/c^2$, CMS Note 2006/092.
- [16] C. Foudas et al., Observation of the Standard Model Higgs boson via $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \text{lepton} + \text{jet}$ Channel, CMS Note 2006/088.
- [17] C. Charlot et al., Observability of the Heavy Neutral SUSY Higgs Bosons Decaying into Neutralinos, CMS Note 2006/125.
- [18] R. Kinnunen et al., Search for the Heavy Neutral MSSM Higgs Bosons with the $H/A \rightarrow \text{tau}+\text{tau}- \rightarrow \text{Electron plus Jet Decay Mode}$, CMS Note 2006/075.
- [19] A. Kalinowsky et al., Search for MSSM Heavy Neutral Higgs Boson in $\text{tau} + \text{tau} \rightarrow \mu + \text{jet}$ Decay Mode, CMS Note 2006/105.
- [20] S. Lethi, Study of $H/A \rightarrow \text{tautau} \rightarrow \text{emu}+\text{X}$ in CMS, CMS Note 2006/101.
- [21] G. Daskalakis et al., Search for the MSSM $A \rightarrow Zh$ decay with $Z \rightarrow ll$, $h \rightarrow b \bar{b}$, CMS Note 2006/063.
- [22] B. Clerbaux et al., Search with the CMS detector for heavy resonances decaying into an electron pair, CMS Note 2006/083.
- [23] CMS Collaboration, The Trigger and Data Acquisition Project, Volume II, CERN/LHCC 2002-26.
- [24] CMS Collaboration, The Compact Muon Solenoid - Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38.
- [25] CMS Collaboration, The Tracker Project - Technical Design Report, CERN/LHCC 98-6; CMS Collaboration, Addendum to the Tracker TDR, CERN/LHCC 2000-016.
- [26] CMS Collaboration, The Electromagnetic Calorimeter Project - Technical Design Report, CERN/LHCC 97-23.
- [27] S. Cucciarelli et al., Track Reconstruction, primary vertex finding and seed generation with the Pixel detector, CMS Note 2006/026.
- [28] D. Abbaneo, Layout and performance of the CMS Tracker, CMS CR 2003/032.
- [29] P. Adzic et al., Energy resolution performance of the CMS electromagnetic calorimeter, CMS Note 2006/140.
- [30] D. Futyan, Intercalibration of the CMS Electromagnetic Calorimeter Using Jet Trigger Events, CMS Note 2004/007.
- [31] P. Meridiani et al., On the use of $Z \rightarrow e^+e^-$ events for ECAL calibration, CMS Note 2006/039.
- [32] L. Agostino et al., Inter-calibration of the CMS Electromagnetic Calorimeter with Isolated Electrons, CMS Note 2006/021.
- [33] CMS Collaboration, The Trigger and Data Acquisition Project, Volume I, CERN/LHCC 2000-038.
- [34] L. Agostino et al., High Level Trigger Selection of Electrons and Photons, CMS Note 2006/078.

- [35] L. Agostino et al., Inter-Calibration of the CMS Electromagnetic calorimeter with Isolated Electrons, CMS Note 2006/021.
- [36] E. Meschi et al., Electron reconstruction in the CMS Electromagnetic Calorimeter, CMS Note 2001/034.
- [37] C. Palomares et al., An improved Preshower Clustering Algorithm for ORCA, CMS Internal Note 2001/056.
- [38] C. Charlot, Electromagnetic showers parametrisation in CMSIM, CMS Technical Note 1994/312.
- [39] E. Locci, Electron and Positron Reconstruction in CMS ECAL and application to $Z \rightarrow e^+e^-$, CMS Internal Note 2006/016.
- [40] C. Seez, Study of ECAL Energy Reconstruction Without Using The Struck Crystal, CMS Internal Note 1998/024.
- [41] B. Clerbaux et al., TeV electron and photon saturation studies, CMS Note 2006/004.
- [42] C. Charlot et al., Finding electron using tracks : track-cluster matching, CMS Internal Note 2000/007.
- [43] S. Baffioni et al., Electron Reconstruction in CMS, CMS Note 2006/040.
- [44] R. Fruhwirth, Nucl. Instrum. and Methods, A262 (1987) 444.
- [45] P. Billoir, Comput. Phys. Commun., 57 (1989) 390.
- [46] H. Bethe and W. Heitler, Proc. R. Soc. London A 146 (1934) 83.
- [47] R. Fruhwirth, Comput. Phys. Commun., 100 (1997) 1.
- [48] R. Fruhwirth, Comput. Phys. Commun., 110 (1998) 80.
- [49] W. Adam et al., Reconstruction of Electrons with the Gaussian-Sum Filter in the CMS Tracker at the LHC, CMS Note 2005/001.
- [50] E. Manola-Poggioli et al., Momentum measurement of electrons using tracker and calorimeter information, CMS Technical Note, apr. 1998, unpublished.
- [51] S. Baffioni et al., Electron Selection and Identification in CMS, CMS Analysis Note 2005/065.
- [52] C. Charlot et al., Reconstruction of Electron Tracks Using Gaussian-Sum Filter in CMS, CMS Analysis Note 2005/011.
- [53] C. Rovelli, The CMS electromagnetic calorimeter and the search for the Higgs boson in the decay channel $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow e^+\nu e^-\bar{\nu}$, thèse de doctorat de l'École Polytechnique et de l'université de Milan Bicocca, 2005.
- [54] F. Ferri, The CMS Electromagnetic Calorimeter for the Higgs Boson Search $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4e$ at the LHC, thèse de doctorat de l'École Polytechnique et de l'université de Milan Bicocca, 2005.
- [55] L. Agostino et al., Inter-Calibration of the CMS Electromagnetic calorimeter with Isolated Electrons, CMS Note 2006/021.
- [56] S. Baffioni et al., Electron reconstruction : e Classes, E scale Corrections and E-p combination, CMS Analysis Note 2005/062.

- [57] R. Salerno, Observability of heavy neutral Higgs bosons decaying into leptons in CMS, contributions to the ECAL intercalibration and electron identification, thèse de doctorat de l'École Polytechnique et de l'université de Milan Bicocca, 2006.
- [58] M. Pieri at al., Distinguishing Isolated Photons from Jets, CMS Note 2006/007.
- [59] M. Ditmar at al., Identifying central electrons in the CMS detector, CMS Internal Note 2004/036.
- [60] A. Robson, A Measurement of Z Boson Production and Rapidity Distribution in Proton-Antiproton Collisions at $\sqrt{s} = 1,96$ TeV, thèse de doctorat de l'université d'Oxford, 2004.

Résumé

La reconstruction hors-ligne des électrons dans CMS commence par la reconstruction d'agrégats dans le calorimètre électromagnétique. Les algorithmes « hybrid » et « island » sont utilisés dans les parties tonneau et bouchons du ECAL respectivement. Des super-agrégats sont formés afin de collecter l'énergie correspondant aux photons de bremsstrahlung. Un ajustement des paramètres pour améliorer l'efficacité à bas p_T conduit à une efficacité de reconstruction des super-agrégats de $\gtrsim 99\%$ pour $p_T=7$ GeV/c. La reconstruction des traces électrons est initiée par la recherche de « hits » dans les couches les plus internes du trajectomètre, en extrapolant depuis les positions mesurées par les super-agrégats vers l'intérieur en tenant compte du champ magnétique. L'efficacité de reconstruction des traces pour des électrons entre 5 et 50 GeV/c de p_T est de 95% dans la partie tonneau et de 90% dans les parties bouchons. L'ajustement des paramètres des traces prend en compte les pertes non gaussiennes dues au bremsstrahlung. Il permet une reconstruction précise de l'impulsion au vertex tout en conservant une collection efficace des points de mesure jusqu'au ECAL. L'estimation des paramètres aux deux extrémités de la trace permet de construire un estimateur $f_{brem} = (p_{in} - p_{out})/p_{in}$ de la fraction d'énergie rayonnée par l'électron. Une classification basée sur cet estimateur et la topologie des super-agrégats dans le calorimètre est utilisée pour optimiser les corrections d'échelle d'énergie ainsi que pour définir des erreurs associées aux électrons. La classe des électrons *golden* en particulier s'identifie avec les électrons ayant émis peu de photons par bremsstrahlung, et dont les caractéristiques sont proches des électrons du faisceau test et des photons non convertis. La combinaison de l'énergie reconstruite dans le super-agrégat et de l'impulsion mesurée par le trajectomètre fournit un estimateur de l'impulsion de l'électron au vertex. Une précision effective de 3% en moyenne est obtenue dans le domaine d'énergie $E = 5 - 25$ GeV, s'améliorant ensuite jusqu'à 2% environ pour $E \simeq 50$ GeV. Un gain de 40% est obtenu pour $E \simeq 15$ GeV par la combinaison avec la mesure du trajectomètre. Les candidats électrons sont pré-sélectionnés en utilisant les variables mesurant l'accord en énergie et position entre le super-agrégat et la trace, ainsi que la mesure de l'énergie dans le calorimètre hadronique derrière le super-agrégat. L'efficacité après pré-sélection est de 90% environ dans la partie tonneau et de 85% dans les parties bouchons pour des électrons issus de la désintégration $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow e^+e^-e^+e^-$. Les variables permettant une identification fine des électrons sont étudiées. La séparation des électrons en classes permet d'améliorer l'identification et le rejet du bruit de fond venant des jets. Un facteur de rejet de 1700 sur les jets pour une efficacité de 90% sur les électrons est obtenu par une analyse simple des distributions basée sur des coupures séquentielles. Une méthode est proposée

pour la détermination des incertitudes sur les efficacités de reconstruction et de sélection des électrons, mettant à profit la contrainte de masse sur les événements $Z \rightarrow e^+e^-$. La précision statistique sur l'efficacité de reconstruction est de l'ordre de 0.6% pour une luminosité intégrée de 0.15 fb^{-1} . La détermination de l'épaisseur de matière traversée est nécessaire pour un contrôle fin des variables sensibles à l'émission de bremsstrahlung utilisées dans la sélection des électrons. Une méthode nouvelle est proposée pour la mesure à partir des données réelles de la quantité de matière dans le trajectomètre. Elle utilise l'estimation f_{brem} de la perte d'énergie par bremsstrahlung obtenue par l'ajustement des paramètres de la trace aux deux extrémités de la trajectoire. La précision est de 2% sur l'ensemble du domaine en pseudorapidité pour une luminosité intégrée de l'ordre de 10 fb^{-1} .

Mots-clés : électrons, reconstruction, identification, CMS

Abstract

Offline electron reconstruction in CMS is driven by the reconstruction of clusters in the electromagnetic calorimeter. The "hybrid" and "island" algorithms are used respectively for the barrel and the endcaps parts of the ECAL. Superclusters are constructed in order to collect the energy of the radiated bremsstrahlung photons. A tuning of the parameters to improve the efficiency at low p_T leads to a reconstruction efficiency for the superclusters of $\gtrsim 99\%$ at $p_T=7$ GeV/c. Electron track reconstruction is driven by the search for hits in the pixel layers of the tracker, propagating back through the magnetic field the energy and position measured in the superclusters. The electron track reconstruction efficiency is 95% in the barrel and 90% in the endcaps parts of the ECAL in the range $p_T = 5 - 50$ GeV/c. The fit of the track parameters is performed using a modeling of the bremsstrahlung energy loss, allowing for a precise determination of the momentum at the vertex while preserving an efficient collection of hits up to the ECAL front face. The values of the parameters at both track ends allow in addition to build an estimate $f_{brem} = (p_{in} - p_{out})/p_{in}$ of the fraction of energy radiated by electrons. A classification based on this observable as well as on the superclusters topologies observed in the ECAL is used to optimize scale corrections and to define electron errors. *Golden* electrons are in particular identified as mostly composed from non radiating electrons, with characteristics close to the electrons from the testbeam and to unconverted photons. A class dependent combination of the supercluster energy and track momentum allows to build an estimate of the electron momentum at the vertex. An effective resolution of 3% is obtained in the energy range $E = 5 - 25$ GeV, improving to around 2% for $E \simeq 50$ GeV. A gain of 40% at 15 GeV is obtained by combining the ECAL measurement with the tracker information. Electron candidates are pre-selected making use of matching variables in energy and position between the reconstructed supercluster and the track as well as of the energy in the hadronic calorimeter behind the supercluster. The efficiency after pre-selection is about 90% in the barrel part and 85% in the endcap parts of the ECAL on electrons coming from the decay $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow e^+e^-e^+e^-$. Observables are defined for a refined electron identification. The electron classification allows to improve the electron identification and rejection capability against the fake rate from QCD jets. A rejection factor of about 1700 against QCD jets is obtained for a 90% efficiency on electrons, using a simple analysis based on sequential cuts. A method is proposed for the determination of systematic uncertainties on the reconstruction efficiency, taking advantage of the mass constraint on $Z \rightarrow e^+e^-$ events. A statistical precision on the reconstruction efficiency of the order of 0.6% is reached for an integrated luminosity of 0.15 fb^{-1} . Finally, a new method for the measurement of the material budget from real data is introduced. It

makes use of the bremsstrahlung fraction f_{brem} obtained from the fit of the parameters at both track ends. A precision of 2% is reachable over the entire η range for an integrated luminosity of the order of 10 fb^{-1} . Such determination of the material seen by electrons will allow for a fine control with the data of the variables sensitive to bremsstrahlung radiation used in the electron selection.

Keywords : electron, reconstruction, identification, CMS