



Laboratoire d'Annecy-le-Vieux
de Physique des Particules

LAPP-T-2009-01

Université de Savoie

THÈSE

présentée par

Jean-François MARCHAND

pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES

Spécialité: Physique des Particules

Etude de la recherche du boson de Higgs en deux
photons dans l'expérience ATLAS au LHC et
calibration du calorimètre à Argon liquide

Soutenue le 3 juin 2009 devant le jury composé de :

- COUSINOU, Marie-Claude,
- FAYARD, Louis, Rapporteur,
- GIANOTTI, Fabiola,
- KARYOTAKIS, Yannis,
- VANLAER, Pascal, Rapporteur,
- WINGERTER-SEEZ, Isabelle, Directrice de thèse.



In2p3



à Antoine,
Anne-Sophie,
et mes parents.

Table des matières

Introduction	1
1 Le Modèle Standard	3
1.1 Introduction	3
1.1.1 Les fermions	3
1.1.2 Les bosons vecteurs	4
1.2 Formalisme lagrangien	5
1.3 Invariance de jauge et QED	6
1.3.1 Transformations de phase globales	6
1.3.2 Transformations de jauge	7
1.4 Invariance de jauge non-abélienne et QCD	8
1.5 Interaction électrofaible	12
1.5.1 Brisure spontanée de symétrie - Mécanisme de Higgs	15
1.5.2 Choix du champ de Higgs	20
1.5.3 Masse des bosons de jauge	21
1.5.4 Masse des fermions	23
1.6 Le lagrangien du modèle standard	25
1.7 Limites sur la masse du boson de Higgs	26
1.7.1 Limites théoriques	26
1.7.2 Limites expérimentales	30
1.8 Recherche du boson de Higgs au LHC	37
1.8.1 Les différents modes de production du boson de Higgs	37
1.8.2 Les différents canaux de désintégration du boson de Higgs	37
Bibliographie	39
2 Le détecteur ATLAS	41
2.1 L'accélérateur LHC	41

2.2	Description générale du détecteur ATLAS	43
2.3	Le détecteur interne	45
2.3.1	Le détecteur à pixels	47
2.3.2	Le détecteur à micro-pistes de silicium (SCT)	49
2.3.3	Le détecteur à transition de radiation (TRT)	50
2.4	Le solénoïde central	52
2.5	Les calorimètres	53
2.5.1	Le calorimètre électromagnétique	55
2.5.2	Le calorimètre hadronique	55
2.6	Le spectromètre à muons	58
2.6.1	Les chambres de précision	58
2.6.2	Les chambres de déclenchement	60
2.7	Système de déclenchement	61
2.7.1	Premier niveau de déclenchement : L1	61
2.7.2	Second niveau de déclenchement : L2	61
2.7.3	Troisième niveau de déclenchement : EF	62
	Bibliographie	63
3	Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS	65
3.1	Description du calorimètre électromagnétique d'ATLAS	65
3.1.1	Description générale	65
3.1.2	Le signal d'ionisation	69
3.1.3	Performances requises	69
3.1.4	Performances attendues	71
3.2	Electronique de traitement du signal	72
3.2.1	Les cartes d'acquisition frontale (FEB)	76
3.2.2	Les cartes de calibration	77
3.3	Mesures des performances des cartes de calibration	79
3.3.1	Uniformité en temps	80
3.3.2	Non linéarité intégrale	82
3.3.3	Offsets	83
3.3.4	R_{self} ou son reflet f_{step}	83
3.3.5	Mesure de $\tau_{\text{calibration}}$	83
3.3.6	Uniformité du signal de calibration	86
3.3.7	Utilisation des paramètres mesurés	88

3.4	Changements de gain sur les FEB	89
3.4.1	Seuil Moyen Gain - Haut Gain	90
3.4.2	Seuil Moyen Gain - Bas Gain	93
3.5	Conclusion	93
	Bibliographie	96
4	Reconstruction des conversions	99
4.1	Introduction	99
4.2	Conversions de photons dans les évènements $H \rightarrow \gamma\gamma$	99
4.2.1	Estimation du nombre de conversions attendues	99
4.2.2	Taux de conversions dans les évènements $H \rightarrow \gamma\gamma$	100
4.3	Reconstruction des conversions dans ATLAS	102
4.3.1	Reconstruction des traces dans ATLAS	102
4.3.2	Reconstruction des clusters électromagnétiques	103
4.3.3	Définition des conversions	105
4.4	Performances de la reconstruction des conversions - Version 12	107
4.4.1	Efficacité de reconstruction des conversions à deux traces	107
4.4.2	Efficacité de reconstruction des conversions à une seule trace	110
4.4.3	Résolution sur le rayon de conversion	112
4.5	Performances de la reconstruction des conversions - Version 14	115
4.5.1	Efficacité de reconstruction des conversions à deux traces	116
4.5.2	Efficacité de reconstruction des conversions à une trace	117
4.5.3	Efficacité globale de reconstruction des conversions	117
4.5.4	Résolution sur le rayon de conversion	117
4.6	Conversions et $H \rightarrow \gamma\gamma$ dans la release 12	127
4.6.1	Fraction des différents types de photons	127
4.6.2	Déplacement en énergie des photons convertis	128
4.6.3	Conversions multiples dans les évènements $H \rightarrow \gamma\gamma$	135
4.7	Conversions et $H \rightarrow \gamma\gamma$ dans la release 14	138
4.7.1	Photons et conversions	138
4.7.2	Séparation électrons-photons	141
4.7.3	Discrimination multivariable	147
4.7.4	Un outil de classement des conversions : ConversionFlagTool	150
4.8	Conclusion	154
	Bibliographie	155

5	Recherche du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$	157
5.1	Introduction	157
5.2	Signal et bruit de fond	158
5.2.1	Signal	158
5.2.2	Bruit de fond	158
5.3	Identification des photons	159
5.3.1	Identification calorimétrique	159
5.3.2	Isolation des traces	162
5.3.3	Efficacité de l'identification et réjection des jets	163
5.3.4	Réjection utilisant les conversions	168
5.4	Correction de la direction des photons	178
5.4.1	Fit itératif	178
5.4.2	Utilisation de l'information donnée par les conversions	180
5.5	Masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ et résolution	181
5.6	Trigger	182
5.6.1	Premier niveau de déclenchement : L1	182
5.6.2	Second niveau de déclenchement : L2	183
5.6.3	Dernier niveau de déclenchement : EF	184
5.6.4	Le menu 2g20i	184
5.7	Résultats de l'analyse	184
5.7.1	Analyse inclusive	184
5.7.2	Analyse $H + 1$ jet	185
5.7.3	Analyse $H + 2$ jets	188
5.7.4	Analyse $H + E_T^{\text{miss}}$ et leptons isolés	189
5.7.5	Analyse $H + E_T^{\text{miss}}$	190
5.8	Fit multivariable	193
5.8.1	Variables du fit	194
5.8.2	Catégories du fit	195
5.8.3	Résultats du fit	197
5.9	Conclusion	199
	Bibliographie	201
6	Simulation des évènements	203
6.1	Simulation complète	203
6.2	Simulation rapide avec ATLFast-II	204

6.2.1	ATLFAST-II	204
6.2.2	Corrections “AOD to AOD”	205
6.2.3	Comparaison de la simulation complète avec ATLFAST-II - $H \rightarrow \gamma\gamma$	205
6.2.4	Effet des corrections AOD to AOD	208
6.2.5	Comparaison de la simulation complète avec ATLFAST-II - γ/jet	217
6.3	Conclusion	218
	Bibliographie	221
A	La calorimétrie électromagnétique	223
A.1	Interaction des électrons, positrons et photons avec la matière	223
A.1.1	Perte d'énergie des électrons et positrons	223
A.1.2	Perte d'énergie des photons	223
A.2	Le développement de la gerbe électromagnétique	224
A.2.1	Le développement longitudinal de la gerbe électromagnétique	225
A.2.2	Le développement latéral de la gerbe électromagnétique	225
	Remerciements	227
	Résumé	229
	Abstract	231

Introduction

Un cadre théorique, appelé Modèle Standard, a été développé pour décrire les constituants fondamentaux de la matière et leurs interactions. Malgré son grand succès dans la description des résultats expérimentaux, l'un de ses composants n'a pas encore été observé : le boson de Higgs. La recherche de cette particule est un enjeu très important pour confirmer le Modèle Standard ou conduire à la découverte de nouvelle physique. Les physiciens sont à la recherche de cette particule depuis plus de 20 ans grâce aux accélérateurs LEP au CERN et Tevatron aux Etats-Unis et leurs expériences. Le projet LHC, approuvé par le conseil du CERN en 1994, sera le plus puissant accélérateur de particules du monde et devrait permettre la découverte de ce boson de Higgs mais aussi la recherche d'extensions du Modèle Standard à plus haute énergie, grâce aux quatre expériences LHCb, ALICE, CMS et ATLAS.

Le travail présenté dans cette thèse comprend deux parties distinctes : La première partie est consacrée au travail effectué pour la préparation du calorimètre d'ATLAS pour la prise de données, la deuxième partie présente les études réalisées dans le cadre de la recherche du boson de Higgs dans son canal de désintégration en deux photons.

Le premier chapitre présente le contexte théorique de ce travail de thèse ainsi que les limites expérimentales et théoriques sur la masse du boson de Higgs. Les différents canaux de recherche utilisés pour les expériences du collisionneur LHC sont également exposés.

Le second chapitre décrit brièvement le LHC et s'attache à la description détaillée du détecteur ATLAS, de ses différents sous-détecteurs et du système de déclenchement permettant la présélection des événements potentiellement intéressants pour la recherche du boson de Higgs ou de nouvelle physique.

Le troisième chapitre décrit les calorimètres de façon plus détaillée et en particulier l'électronique de traitement du signal qui leur est associée. Les mesures des performances des cartes de calibration du système de calorimétrie sont présentées ainsi que l'étude conduite afin d'optimiser les transitions entre les différents facteurs d'amplification des signaux formés par le passage des particules dans le calorimètre.

Le quatrième chapitre présente le travail effectué pour la reconstruction des conversions de photons et leur utilisation dans le cadre de la recherche du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$. L'importance de l'utilisation des photons convertis pour cette analyse est mise en évidence et la reconstruction des conversions dans le détecteur ATLAS ainsi que ses performances y est détaillée. Enfin l'utilisation des photons convertis dans l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ est développée.

Le cinquième chapitre s'intéresse plus particulièrement à l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$. Les problématiques liées à l'identification des photons et à la réjection du bruit de fond sont exposées. L'utilisation de l'information sur les conversions de photons pour l'amélioration de la réjection du bruit de fond et l'optimisation de la résolution en masse du boson de Higgs est présentée. La sélection des événements et les résultats obtenus pour différents types d'analyses sont ensuite détaillés ainsi que l'utilisation d'un fit multivariables et de

son impact sur le potentiel de découverte du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Enfin le sixième chapitre présente le travail de validation du code de simulation Monte Carlo rapide du détecteur ATLAS : ATLFAST-II. Cette validation porte sur les photons et utilise à la fois des événements de signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ et de bruit de fond γ/jet . Les résultats obtenus en simulation rapide sont comparés à ceux de la simulation complète qui est basée sur une description très fine du détecteur mais qui est beaucoup plus coûteuse en temps de calcul.

Chapitre 1

Le Modèle Standard

1.1 Introduction

La physique des particules est la branche de la physique qui a pour objectif de comprendre et de décrire les constituants fondamentaux de la matière et leurs interactions. Un cadre théorique appelé Modèle Standard (SM) a été développé [1–3] afin de décrire ces constituants et ces interactions. Malgré le grand succès de cette théorie dans sa description des résultats expérimentaux, l'un de ses composants n'a pas encore été observé : le boson de Higgs. Cette particule joue un rôle crucial dans le Modèle Standard ; on pense en effet que les particules acquièrent une masse par un mécanisme dynamique, introduit par Brout, Englert et Higgs [4–7] dans les années 1960 et associée au Modèle Standard sous le nom de mécanisme de Higgs et impliquant l'existence de ce boson de Higgs. La recherche de cette particule est un enjeu très important pour confirmer le Modèle Standard ou conduire à la découverte de nouvelle physique.

Selon nos connaissances actuelles, la nature peut être décrite par un nombre assez limité de particules élémentaires que l'on peut séparer en deux catégories : Les fermions qui sont les constituants de la matière et les bosons qui propagent les interactions entre particules.

1.1.1 Les fermions

Les fermions ont un spin demi-entier et obéissent à la statistique de Fermi-Dirac qui implique que deux fermions ne peuvent pas se trouver dans le même état et permet la formation de structures. Les fermions peuvent eux-mêmes être séparés en trois familles contenant chacune deux leptons et deux quarks. Ces trois familles diffèrent principalement par la masse des particules qu'elles contiennent : Leurs masses croissent de la 1^{ère} à la 3^{ème} famille (tableau 1.1). Les leptons ont une charge entière et peuvent exister à l'état libre alors que les quarks ont une charge fractionnaire et ne peuvent exister qu'à l'état lié, formant des structures de charges entières appelées hadrons. Un hadron peut être un état lié d'un quark et d'un anti-quark appelé méson, ou de trois quarks, appelé baryon. On peut noter ici deux des faiblesses du Modèle Standard : Les grandes différences de masse entre les différentes familles ne peuvent pas être expliquées par ce modèle et les neutrinos y ont une masse nulle, ce qui est en contradiction avec les résultats expérimentaux.

		Particule	Charge	Masse
1 ^{ère} famille	Leptons	e	-1	$0.510998910 \pm 0.00000023 \text{ MeV}$
		ν_e	0	$< 2 \text{ eV}$
	Quarks	u	$+\frac{2}{3}$	$1.5 - 3.3 \text{ MeV}$
		d	$-\frac{1}{3}$	$3.5 - 6.0 \text{ MeV}$
2 ^{ème} famille	Leptons	μ	-1	$105.658367 \pm 0.000004 \text{ MeV}$
		ν_μ	0	$< 0.19 \text{ MeV}$
	Quarks	c	$+\frac{2}{3}$	$1.27^{+0.07}_{-0.11} \text{ GeV}$
		s	$-\frac{1}{3}$	$104^{+26}_{-34} \text{ MeV}$
3 ^{ème} famille	Leptons	τ	-1	$1776.84 \pm 0.17 \text{ MeV}$
		ν_τ	0	$< 18.2 \text{ MeV}$
	Quarks	t	$+\frac{2}{3}$	$171.2 \pm 2.1 \text{ GeV}$
		b	$-\frac{1}{3}$	$4.20^{+0.17}_{-0.07} \text{ GeV}$

Tab. 1.1: *Propriétés physiques des trois familles de fermions [8]*

1.1.2 Les bosons vecteurs

Les bosons ont un spin entier et obéissent à la statistique de Bose-Einstein. Ils propagent les interactions fondamentales entre les particules. Le modèle standard décrit trois sortes de bosons : les photons, les bosons W et Z et les gluons. Chacune correspond à l'une des trois interactions du modèle standard : les photons sont les bosons vecteurs de l'interaction électromagnétique, les bosons W et Z ceux de l'interaction faible et les gluons ceux de l'interaction forte. On peut rappeler qu'il existe quatre types d'interactions fondamentales :

- L'interaction forte : Elle agit entre les quarks et est responsable de leur confinement à l'intérieur des hadrons. Les gluons en sont les vecteurs, ils portent à la fois une charge de couleur et une charge d'anti-couleur. Il y a 9 possibilités d'associations de charge de couleur-anticouleur mais seulement 8 gluons, pour des raisons mathématiques liées à la symétrie de jauge SU(3) qui est à la base de la chromodynamique quantique, théorie qui décrit l'interaction forte.
- L'interaction électromagnétique : Elle agit entre particules électriquement chargées et est transmise par les photons. Elle produit une force attractive entre particules de charges opposées et répulsive entre particules de charges identiques.
- L'interaction faible : Elle est responsable de la radioactivité β et est transmise par trois bosons Z^0 , W^+ et W^- découverts au CERN dans les années 1980 [9, 10].
- L'interaction gravitationnelle : portée par les gravitons, c'est l'interaction la plus commune mais elle n'est pourtant pas incluse au Modèle Standard et le graviton n'a jamais été mis en évidence.

On va, dans la suite de ce chapitre, décrire le Modèle Standard : Après un rappel du formalisme utilisé, nous décrirons les interactions électromagnétiques, fortes et faibles ainsi que le mécanisme de

Interaction	Boson vecteur	Charge	Masse du boson
Forte	g	0	0
Electromagnétique	γ	0	0
Faible	Z^0	0	$91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$
	W^+	1	$80.398 \pm 0.025 \text{ GeV}$
	W^-	-1	$80.398 \pm 0.025 \text{ GeV}$
Gravitationnelle	graviton	0	0

Tab. 1.2: Propriétés physiques des bosons vecteurs

Higgs. Nous verrons ensuite les limites expérimentales et théoriques sur la masse du boson de Higgs puis les modes de recherche qui seront utilisés au LHC.

1.2 Formalisme lagrangien

On dispose d'un formalisme mathématique capable de traiter à la fois la mécanique des particules et des champs, de façon classique ou quantique. Ce formalisme repose sur le principe de moindre action (Hamilton) : Le chemin emprunté par une particule est déterminé par le postulat selon lequel ce chemin minimise une certaine quantité appelée l'action et définie comme

$$S = \int L(q_i(t), \dot{q}_i(t)) dt \quad (1.1)$$

où $q_i(t)$ sont les coordonnées de la particule en fonction du temps et $\dot{q}_i(t) = \frac{dq_i(t)}{dt}$.

Le lagrangien s'écrit :

$$L = T - V \quad (1.2)$$

où T est l'énergie cinétique et V l'énergie potentielle.

D'après le principe de Hamilton, l'action doit être stationnaire sous des variations de champ ($\delta L = 0$), ce qui conduit aux équation d'Euler-Lagrange :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0 \quad (1.3)$$

On peut facilement étendre le formalisme d'un système discret décrit par les coordonnées $q_i(t)$ à un système continu décrit par un champ $\phi(\vec{x}, t)$. Le lagrangien est alors remplacé par une densité lagrangienne :

$$L(q_i, \dot{q}_i, t) \rightarrow \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi, x_\mu) \quad (1.4)$$

où $\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x_\mu}$ et où le champ ϕ est lui même une fonction continue de la variable continue x_μ . Les équations d'Euler-Lagrange deviennent quant à elles :

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0 \quad (1.5)$$

La densité lagrangienne est telle que :

$$L = \int \mathcal{L} d^3x \quad (1.6)$$

De sorte que l'action s'écrit maintenant :

$$S = \int \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi, x_\mu) d^4x \quad (1.7)$$

La densité lagrangienne $\mathcal{L}$ est communément appelée lagrangien.

Chaque interaction fondamentale peut être décrite par un lagrangien. Par exemple, le lagrangien d'un fermion libre s'écrit :

$$\mathcal{L}_{libre} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (1.8)$$

où ψ est le champ complexe associé au fermion (avec $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$) et γ^μ sont les matrices de Dirac (matrices 4×4).

$$\gamma_\mu = (\beta, \beta\alpha) \quad (1.9)$$

où

$$\beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \alpha = \begin{pmatrix} 0 & \sigma \\ \sigma & 0 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

et σ sont les matrices de Pauli :

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

On peut vérifier qu'on retrouve l'équation de Dirac (dont les solutions décrivent à la fois le comportement des particules et celui des anti-particules de spin $1/2$) lorsque l'on injecte ce lagrangien dans l'équation d'Euler-Lagrange.

1.3 Invariance de jauge et QED

Les transformations de phase $U(\alpha) = e^{i\alpha}$ forment un groupe abélien (groupe pour lequel la loi de composition interne est commutative, ici on a : $U(\alpha_1)U(\alpha_2) = U(\alpha_2)U(\alpha_1)$) unitaire : Le groupe $U(1)$.

L'électrodynamique quantique est basée sur l'invariance des équations de mouvement sous des transformations de jauge du groupe $U(1)$.

1.3.1 Transformations de phase globales

Si on reprend le lagrangien d'un fermion de spin $1/2$ (comme l'électron) : $\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi$, on voit qu'il est invariant sous des transformations de phase globales

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\alpha}\psi(x) \quad \text{où} \quad \alpha \in \mathbb{R} \quad (1.12)$$

Il existe un théorème général (théorème de Noether [11, 12]) selon lequel l'invariance d'un lagrangien selon des transformations continues implique l'existence d'un courant conservé. On peut le voir en étudiant

l'invariance du lagrangien sous des transformations infinitésimales de $U(1)$: $\psi \rightarrow (1 + i\alpha)\psi$ c'est à dire $\delta\psi = i\alpha\psi$

$$\begin{aligned}
0 = \delta\mathcal{L} &= \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\psi}\delta\psi + \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\psi)}\delta(\partial_\mu\psi) + \delta\bar{\psi}\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\bar{\psi}} + \delta(\partial_\mu\bar{\psi})\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\bar{\psi})} \\
&= i\alpha \underbrace{\left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\psi} - \partial_\mu \left(\frac{\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\psi)} \right) \right)}_{=0 \text{ (Euler-Lagrange)}} \psi + i\alpha \partial_\mu \left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\psi)} \psi \right) \\
&\quad - i\alpha \bar{\psi} \underbrace{\left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\bar{\psi}} - \partial_\mu \left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\bar{\psi})} \right) \right)}_{=0} - i\alpha \partial_\mu \left(\bar{\psi} \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\bar{\psi})} \right) \\
&= i\alpha \partial_\mu \left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\psi)} \psi - \bar{\psi} \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\bar{\psi})} \right) \\
&= i\alpha \partial_\mu (2i\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)
\end{aligned} \tag{1.13}$$

Cette équation se réduit donc sous la forme d'une équation de conservation de courant

$$\partial_\mu J^\mu = 0 \tag{1.14}$$

avec

$$J^\mu = -e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi \tag{1.15}$$

Le facteur de proportionnalité est choisi de telle sorte que J^μ corresponde à la densité de courant électromagnétique d'un électron de charge $-e$.

1.3.2 Transformations de jauge

Cependant le lagrangien libre est non invariant sous des transformations de phase locales (ou transformations de jauge)

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\alpha(x)}\psi(x) \tag{1.16}$$

où $\alpha(x)$ est une fonction arbitraire de la position.

En effet, sous ces transformations

$$\partial_\mu\psi \rightarrow \partial_\mu\psi' = i\partial_\mu\alpha(x)e^{i\alpha(x)}\psi + e^{i\alpha(x)}\partial_\mu\psi \tag{1.17}$$

et le terme en $\partial_\mu\alpha$ viole l'invariance sous les transformations de jauge.

Pour rendre le lagrangien invariant, on doit chercher une dérivée qui se transforme de façon covariante sous ces transformations :

$$D_\mu\psi \rightarrow e^{i\alpha(x)}D_\mu\psi \tag{1.18}$$

Pour former cette dérivée covariante, on doit introduire un vecteur de champ qui se transforme de telle sorte que le terme en $\partial_\mu\alpha$ s'annule : Ce qui peut être obtenu en choisissant

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \tag{1.19}$$

avec

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu \alpha \quad (1.20)$$

Le lagrangien modifié

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu \quad (1.21)$$

est invariant sous les transformations de jauge.

Si l'on veut que la théorie soit invariante sous les transformations de jauge du groupe $U(1)$, il est donc nécessaire d'introduire un champ vectoriel A^μ , appelé champ de jauge, qui se couple aux particules. Le terme de couplage dans le lagrangien peut s'écrire $-e\bar{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu = J^\mu A_\mu$ illustrant ainsi le couplage du potentiel vecteur A^μ avec le courant source J^μ .

Pour que le champ de jauge puisse être associé au photon physique il est nécessaire d'introduire un terme dynamique $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ au lagrangien, avec

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1.22)$$

Imposer que le lagrangien fermionique libre soit invariant sous des transformations de jauge conduit donc à une théorie avec interaction : l'électrodynamique quantique (QED), dont le lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}A_\mu\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.23)$$

Cette symétrie de jauge dicte l'interaction électromagnétique et l'existence du photon comme médiateur de cette interaction. Il est important de noter que l'introduction d'un terme de masse $\frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu$ pour le photon briserait cette symétrie : Le photon doit donc être de masse nulle.

1.4 Invariance de jauge non-abélienne et QCD

La QCD est basée sur les mêmes concepts que la QED mais le groupe de jauge $U(1)$ de la QED est remplacé par le groupe $SU(3)$, groupe des matrices unitaires spéciales 3×3 (de déterminant = 1). Le groupe $SU(3)$ est caractérisé par $3^2 - 1 = 8$ paramètres indépendants, notés α_a où $a = 1, \dots, 8$. Chaque matrice U du groupe $SU(3)$ peut être représentée par l'intermédiaire des générateurs T_a du groupe (où $a = 1, \dots, 8$) selon :

$$U = e^{i\alpha_a T_a} \quad (1.24)$$

Les générateurs de $SU(3)$ peuvent être choisis parmi les matrices hermitiennes 3×3 et sont au nombre de 8, linéairement indépendantes et de trace nulle. La représentation fondamentale de $SU(3)$ est un triplet : les 3 charges de couleur des quarks, R, G et B. Dans cette représentation, les générateurs sont les matrices de Gell-Mann : λ_i avec $i = 1, \dots, 8$. Les matrices diagonales sont :

$$\lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

avec les vecteurs propres :

$$R = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad G = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

Les générateurs obéissent à

$$[T_a, T_b] = if_{abc}T_c \quad (1.27)$$

où f sont les constantes de structures, anti-symétriques pour tous les indices.

Les matrices non-diagonales sont :

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.28)$$

Le lagrangien d'un quark libre s'écrit :

$$\mathcal{L} = \bar{q}_j(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)q_j \quad (1.29)$$

où q_j ($j = 1, 2, 3$) sont les trois champs de couleurs.

Ce lagrangien n'est pas invariant sous des transformations de jauge locales. En effet, on a :

$$\partial_\mu q(x) \rightarrow U(x)\partial_\mu q(x) + (\partial_\mu U(x))q(x) \quad (1.30)$$

Si on considère une transformation infinitésimale

$$\begin{aligned} q(x) &\rightarrow (1 + i\alpha_a(x)T_a)q(x) \\ \text{et } \partial_\mu q &\rightarrow (1 + i\alpha_a T_a)\partial_\mu q + i\partial_\mu \alpha_a T_a q \end{aligned} \quad (1.31)$$

on peut voir que le terme $iT_a q \partial_\mu \alpha_a$ brise l'invariance de jauge du lagrangien.

Pour imposer l'invariance de jauge du groupe SU(3) au lagrangien libre, il convient de remplacer la dérivée ∂_μ par une dérivée covariante D_μ qui se transforme selon :

$$D_\mu \rightarrow U(x)D_\mu \quad (1.32)$$

On peut montrer qu'une telle dérivée covariante s'écrit :

$$D_\mu = \partial_\mu + igG_\mu \quad (1.33)$$

où g est la constante de couplage et G_μ un champ de jauge qui se transforme selon :

$$G_\mu \rightarrow U(x)G_\mu U^{-1}(x) - \frac{i}{g}U(x)(\partial_\mu U^{-1}(x)) \quad (1.34)$$

Le champ de jauge est un élément de l'algèbre de Lie, il s'écrit

$$G_\mu = G_\mu^a T_a \quad (1.35)$$

Au premier ordre, $U = e^{i\alpha_a T_a} \approx 1 + i\alpha_a T_a$ et donc la transformation $G_\mu \rightarrow U(x)G_\mu U^{-1}(x) - \frac{i}{g}U(x)(\partial_\mu U^{-1}(x))$ est équivalente à :

$$G_\mu^a T_a \rightarrow G_\mu^a T_a - f_{abc} G_\mu^c T_a - \frac{1}{g}(\partial_\mu \alpha_a) T_a \quad (1.36)$$

ou de façon simplifiée :

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - f_{abc} G_\mu^c - \frac{1}{g}(\partial_\mu \alpha_a) \quad (1.37)$$

Suivre la même procédure que pour la QED en remplaçant la dérivée ∂_μ par une dérivée covariante D_μ telle que

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a + \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha_a \quad (1.38)$$

où G_μ^a sont huit champs de jauge qui, au premier ordre, se transforment selon

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a + \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha_a \quad (1.39)$$

conduit au lagrangien :

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_\mu^a \quad (1.40)$$

qui est l'équivalent QCD de (1.21). Cependant le groupe SU(3) n'est pas abélien et ces modifications ne sont pas suffisantes pour obtenir un lagrangien invariant. En effet, on peut voir que

$$\begin{aligned} \bar{q}\gamma^\mu T_a q &\rightarrow \bar{q}\gamma^\mu T_a q + i\alpha_b \bar{q}\gamma^\mu (T_a T_b - T_b T_a)q \\ &\rightarrow \bar{q}\gamma^\mu T_a q - f_{abc} \alpha_b (\bar{q}\gamma^\mu T_c q) \end{aligned} \quad (1.41)$$

Comme on l'a vu, pour rendre le lagrangien invariant, il faut qu'au premier ordre le champ de jauge se transforme selon :

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha_a - f_{abc} \alpha_b G_\mu^c \quad (1.42)$$

Démonstration de l'invariance du lagrangien : En effet, le premier terme du lagrangien devient :

$$\begin{aligned} \bar{q}'(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q' &= i(1 - i\alpha_a T_a)\bar{q}\gamma^\mu(\partial_\mu q') - (1 - i\alpha_a T_a)\bar{q}m(1 + i\alpha_a T_a)q \\ &= i(1 - i\alpha_a T_a)\bar{q}\gamma^\mu((1 + i\alpha_a T_a)\partial_\mu q + i\partial_\mu \alpha_a T_a q) \\ &\quad - \bar{q}m(1 + i\alpha_a T_a)q + i\alpha_a T_a \bar{q}m(1 + \underbrace{i\alpha_a T_a}_{2^{nd} \text{ ordre}}) \\ &= i\bar{q}\gamma^\mu(\partial_\mu q + i\alpha_a T_a \partial_\mu q + i\partial_\mu \alpha_a T_a q) \\ &\quad + \alpha_a T_a \bar{q}\gamma^\mu(\partial_\mu q + \underbrace{i\alpha_a T_a \partial_\mu q}_{2^{nd} \text{ ordre}} + \underbrace{i\partial_\mu \alpha_a T_a q}_{2^{nd} \text{ ordre}}) - \bar{q}mq + \cancel{i\bar{q}\alpha_a T_a q m} - \cancel{i\alpha_a T_a \bar{q}mq} \\ &= i\bar{q}\gamma^\mu \partial_\mu q - \cancel{\bar{q}\gamma^\mu \alpha_a T_a \partial_\mu q} - \bar{q}\gamma^\mu \partial_\mu \alpha_a T_a q + \cancel{\alpha_a T_a \bar{q}\gamma^\mu \partial_\mu q} - \bar{q}mq \\ &= \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - \bar{q}\gamma^\mu \partial_\mu \alpha_a T_a q \end{aligned} \quad (1.43)$$

Le terme $\bar{q}'\gamma^\mu T_a q'$ du lagrangien devient :

$$\begin{aligned}
 \bar{q}'\gamma^\mu T_a q' &= (1 - i\alpha_b T_b)\bar{q}\gamma^\mu T_a(1 + i\alpha_b T_b)q \\
 &= \bar{q}\gamma^\mu T_a(1 + i\alpha_b T_b)q - i\alpha_b T_b \bar{q}\gamma^\mu T_a(1 + \underbrace{i\alpha_b T_b}_{2^{nd} \text{ ordre}})q \\
 &= \bar{q}\gamma^\mu T_a q + i\bar{q}\gamma^\mu \alpha_b T_a T_b q - i\alpha_b T_b \bar{q}\gamma^\mu T_a q \\
 &= \bar{q}\gamma^\mu T_a q + i\bar{q}\gamma^\mu \alpha_b \underbrace{(T_a T_b - T_b T_a)}_{if_{abc}T_c} q \\
 &= \bar{q}\gamma^\mu T_a q - \alpha_b f_{abc}(\bar{q}\gamma^\mu T_c q)
 \end{aligned} \tag{1.44}$$

Si le champ de jauge G_μ^a se transforme comme

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^{a'} = G_\mu^a - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha_a - f_{abc}\alpha_b G_\mu^c \tag{1.45}$$

le second terme du lagrangien devient alors (après le changement d'indices $e = a$ et $g = b$ et en utilisant $f_{abc} = -f_{cba}$)

$$\begin{aligned}
 g\bar{q}'\gamma^\mu T_a q' G_\mu^{a'} &= g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q - \alpha_b f_{abc}(\bar{q}\gamma^\mu T_c q))(G_\mu^a - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha_a - f_{age}\alpha_g G_\mu^e) \\
 &= g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_\mu^a - \bar{q}\gamma^\mu T_a q \partial_\mu \alpha_a - g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)f_{age}\alpha_g G_\mu^e \\
 &\quad - g(\bar{q}\gamma^\mu T_c q)f_{abc}\alpha_b G_\mu^a + \text{termes } 2^{nd} \text{ ordre} \\
 &= g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_\mu^a - \bar{q}\gamma^\mu T_a q \partial_\mu \alpha_a - \cancel{g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)\alpha_b f_{abc}G_\mu^c} + \cancel{g\alpha_b f_{cba}(\bar{q}\gamma^\mu T_c q)G_\mu^a} \\
 &= g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_\mu^a - \bar{q}\gamma^\mu T_a q \partial_\mu \alpha_a
 \end{aligned} \tag{1.46}$$

et finalement, le lagrangien est bien invariant sous des transformations de jauge locales du groupe SU(3) :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}' &= \bar{q}'(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q' - g(\bar{q}'\gamma^\mu T_a q')G_\mu^{a'} \\
 &= \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - \cancel{\bar{q}\gamma^\mu \partial_\mu \alpha_a T_a q} - g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_\mu^a + \cancel{\bar{q}\gamma^\mu T_a q \partial_\mu \alpha_a} \\
 &= \mathcal{L}
 \end{aligned} \tag{1.47}$$

Pour achever la construction du lagrangien il faut encore ajouter un terme cinétique pour chacun des 8 champs de jauge, on obtient alors le lagrangien de la QCD, qui est invariant sous les transformations de jauge du groupe SU(3) :

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - g(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_\mu^a - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \tag{1.48}$$

où $G_{\mu\nu}^a$ sont les tenseurs de champ

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - gf_{abc}G_\mu^b G_\nu^c \tag{1.49}$$

Le lagrangien de la QCD décrit les interactions des quarks et des gluons.

Il est important de noter que le terme $-gf_{abc}G_\mu^b G_\nu^c$ du tenseur de champ est dû au caractère non-abélien du groupe SU(3) et entraîne l'existence d'interactions entre bosons de jauge. De plus, comme pour les photons, l'invariance de jauge impose que les gluons sont de masse nulle.

Les théories invariantes de jauge non-abéliennes sont souvent appelées théories de Yang-Mills (qui étaient les premiers à étudier les implications des groupes non-abéliens).

1.5 Interaction électrofaible

On va maintenant montrer comment on peut construire le lagrangien de l'interaction électrofaible en imposant l'invariance sous des transformations de jauge de SU(2)×U(1), de la même façon que pour le lagrangien de la QED et de la QCD. Pour plus de détails concernant l'interaction faible, on pourra par exemple se référer à [13] ou [14].

Dans la théorie des interactions faibles, les fermions sont groupés, pour les parties de chiralité gauche, dans des doublets d'isospin faible ($T = \frac{1}{2}$, $T_3 = \pm\frac{1}{2}$, où T est l'isospin faible) :

– Pour les leptons :

$$L_\ell = \begin{pmatrix} \psi_{\nu_\ell} \\ \psi_\ell \end{pmatrix}_L = \frac{1-\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \psi_{\nu_\ell} \\ \psi_\ell \end{pmatrix} \quad \text{où } \ell = e, \mu, \tau \quad (1.50)$$

avec

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix} \quad (1.51)$$

– Pour les quarks :

Cabbibo a montré en 1963 [15] que les quarks d et s se mélangent : les états propres de masse sont différents des états propres d'interaction. Kobayashi et Maskawa ont étendu ce mécanisme à tous les quarks en 1973 [16] de telle sorte que les combinaisons de quarks sont décrites par la relation :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.52)$$

où $V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$ est la matrice de Cabbibo, Kobayashi et Maskawa.

Les doublets d'isospin faible s'écrivent alors pour les quarks :

$$\begin{aligned} L_1 &= \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L = \frac{1-\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \quad L_2 = \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L = \frac{1-\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \\ \text{et } L_3 &= \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L = \frac{1-\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.53)$$

et, pour les parties de chiralité droite, dans des singulets ($T = 0$) :

– Pour les leptons :

$$R_\ell = (\psi_\ell)_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi_\ell \quad \text{où } \ell = e, \mu, \tau \quad (1.54)$$

– Pour les quarks :

$$\begin{aligned} R_u = (u)_R &= \frac{1 + \gamma_5}{2} u, & R_c = (c)_R &= \frac{1 + \gamma_5}{2} c, & R_t = (t)_R &= \frac{1 + \gamma_5}{2} t, \\ \text{et } R_d = (d')_R &= \frac{1 + \gamma_5}{2} d', & R_s = (s')_R &= \frac{1 + \gamma_5}{2} s', & R_b = (b')_R &= \frac{1 + \gamma_5}{2} b' \end{aligned} \quad (1.55)$$

On peut remarquer l'absence de neutrinos de chiralité droite car ils n'interagissent ni électromagnétiquement, ni faiblement.

Par exemple, pour les électron et leurs neutrinos, on a :

$$L_e = \begin{pmatrix} \psi_{\nu_e} \\ \psi_{e^-} \end{pmatrix}_L \quad \text{avec } T = \frac{1}{2}, Y = -1, \quad (1.56)$$

$$R_e = \psi_{e^-R} \quad \text{avec } T = 0, Y = -2. \quad (1.57)$$

où Y est l'hypercharge faible, définie par la relation de Gell-Mann-Nishijima : $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$, Q étant le générateur du groupe $U(1)_{\text{em}}$.

On veut que la théorie soit invariante sous les transformations de jauge :

$$\begin{pmatrix} \psi_{\nu_\ell} \\ \psi_\ell \end{pmatrix}_L \rightarrow \begin{pmatrix} \psi_{\nu_\ell} \\ \psi_\ell \end{pmatrix}'_L = e^{i\alpha(x) \cdot T + i\beta(x) Y} \begin{pmatrix} \psi_{\nu_\ell} \\ \psi_\ell \end{pmatrix}_L = U_1 U_2 L_\ell \quad (1.58)$$

$$(\psi_\ell)_R \rightarrow (\psi_\ell)'_R = e^{i\alpha(x) \cdot T + i\beta(x) Y} (\psi_\ell)_R = U_1 U_2 R_\ell \quad (1.59)$$

avec $U_1 = e^{i\beta(x) Y}$ et $U_2 = e^{i\alpha(x) \cdot T}$ où T et Y sont respectivement les générateurs des groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ et vérifient les propriétés suivantes : $[T_i, T_j] = \epsilon_{ijk} T_k$ et $[T_i, Y] = 0$ car les générateurs appartiennent à deux groupes différents.

Si on suppose que le terme d'énergie cinétique du lagrangien s'écrit

$$\mathcal{L} = i\bar{L}_\ell \gamma^\mu \partial_\mu L_\ell + i\bar{R}_\ell \gamma^\mu \partial_\mu R_L \quad (1.60)$$

on peut vérifier que ce lagrangien n'est invariant sous les transformations de jauge que si l'on remplace la dérivée partielle ∂_μ par une dérivée covariante

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu + i\frac{g'}{2}Y B_\mu \quad (1.61)$$

On a donc été contraint d'ajouter deux champs de jauge $\mathbf{W}_\mu$ (isovecteur) et B_μ (isoscalaire) qui se transforment selon :

$$\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu \rightarrow \mathbf{T} \cdot \mathbf{W}'_\mu = U_2 \mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu U_2^{-1} - i \frac{1}{g} U_2 (\partial_\mu U_2^{-1}) \quad (1.62)$$

$$B_\mu \rightarrow Y B'_\mu = Y B_\mu - i \frac{2}{g'} U_1 (\partial_\mu U_1^{-1}) \quad (1.63)$$

Démonstration de l'invariance pour le premier terme du lagrangien (1.60) : $\mathcal{L}_1 = i \bar{L}_\ell \gamma^\mu \partial_\mu L_\ell$ (idem pour le second) :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_1 &= i \bar{L}'_\ell \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i g \mathbf{T} \cdot \mathbf{W}'_\mu + i \frac{g'}{2} Y B'_\mu \right) L'_\ell \\ &= i \bar{L}_\ell U_1^{-1} U_2^{-1} \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i g \left(U_2 \mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu U_2^{-1} - i \frac{1}{g} U_2 (\partial_\mu U_2^{-1}) \right) \right. \\ &\quad \left. + i \frac{g'}{2} \left(Y B_\mu - i \frac{2}{g'} U_1 (\partial_\mu U_1^{-1}) \right) \right) U_1 U_2 L_\ell \\ &= i \bar{L}_\ell U_1^{-1} U_2^{-1} \gamma^\mu \left(U_1 (\partial_\mu U_2) + (\partial_\mu U_1) U_2 + U_1 U_2 \partial_\mu + i g U_2 \mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu U_2^{-1} U_1 U_2 \right. \\ &\quad \left. + U_2 (\partial_\mu U_2^{-1}) U_1 U_2 + i \frac{g'}{2} Y B_\mu U_1 U_2 + U_1 (\partial_\mu U_1^{-1}) U_1 U_2 \right) L_\ell \end{aligned} \quad (1.64)$$

or $[T_i, Y] = 0$ donc $U_2 U_1 = U_1 U_2$ et donc :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_1 &= i \bar{L}_\ell \gamma^\mu \left(U_2^{-1} (\partial_\mu U_2) + U_1^{-1} (\partial_\mu U_1) + \partial_\mu + i g U_1^{-1} \mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu U_1 \right. \\ &\quad \left. + (\partial_\mu U_2^{-1}) U_2 + i \frac{g'}{2} Y B_\mu + (\partial_\mu U_1^{-1}) U_1 \right) L_\ell \end{aligned} \quad (1.65)$$

or $U_1^{-1} \mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu U_1 = \mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu$ car $[T_i, Y] = 0$ et $\partial_\mu (U_1 U_2) = 0 = (\partial_\mu U_2^{-1}) U_2 + U_2^{-1} (\partial_\mu U_2)$, donc on retrouve bien :

$$\mathcal{L}'_1 = i \bar{L}_\ell \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i g \mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu + i \frac{g'}{2} Y B_\mu \right) L_\ell = \mathcal{L}_1 \quad (1.66)$$

On doit aussi introduire des termes cinétiques au lagrangien :

$$\mathcal{L}_1 = -\frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} \quad (1.67)$$

$$\mathcal{L}_2 = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.68)$$

avec

$$\mathbf{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{W}_\nu - \partial_\nu \mathbf{W}_\mu + g \mathbf{W}_\mu \times \mathbf{W}_\nu \quad (1.69)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.70)$$

qui se transforment selon

$$\hat{W}_{\mu\nu} \rightarrow \hat{W}'_{\mu\nu} = U_2 \hat{W}_{\mu\nu} U_2^{-1} \quad (1.71)$$

$$B_{\mu\nu} \rightarrow B'_{\mu\nu} = B_{\mu\nu} \quad (1.72)$$

où $\hat{W}_{\mu\nu} = \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{T}$.

On obtient alors le lagrangien suivant :

$$\mathcal{L} = i\bar{L}_\ell \gamma^\mu D_\mu L_\ell + i\bar{R}_\ell \gamma^\mu D_\mu R_\ell - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.73)$$

ou encore de façon explicite :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & i\bar{L}_\ell \gamma^\mu \left[\partial_\mu - ig\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - i\frac{g'}{2} Y B_\mu \right] L_\ell \\ & + i\bar{R}_\ell \gamma^\mu \left[\partial_\mu - ig\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - i\frac{g'}{2} Y B_\mu \right] R_\ell - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (1.74)$$

Ce lagrangien décrit des bosons de jauge et des fermions de masses nulles. En effet des termes de masse comme $\frac{1}{2} M^2 B_\mu B^\mu$ et $-m\bar{\psi}\psi$ ne peuvent être ajoutés au lagrangien car ils ne sont pas invariants sous les transformations de jauge. Par exemple, un terme de masse pour l'électron s'écrit

$$\begin{aligned} -m_e \bar{\psi}_e \psi_e &= -m_e \bar{\psi}_e \left[\frac{1 - \gamma^5}{2} + \frac{1 + \gamma^5}{2} \right] \psi_e \\ &= -m_e (\bar{R}_e L_e + \bar{L}_e R_e) \end{aligned} \quad (1.75)$$

or comme L_e fait partie d'un doublet d'isospin alors que R_e est un singulet, ce terme brise l'invariance de jauge.

Pour générer la masse des particules on va appliquer le mécanisme de Higgs : On va briser spontanément la symétrie de jauge, ce qui a l'avantage de laisser la théorie renormalisable. Regardons tout d'abord comment on peut générer une masse par brisure spontanée de symétrie.

1.5.1 Brisure spontanée de symétrie - Mécanisme de Higgs

On a vu que les photons et les gluons doivent être de masse nulle pour que la QED et la QCD soient des théories invariantes sous des transformations de jauge, ce qui nous pose un réel problème si l'on veut considérer l'interaction faible dont les bosons vecteurs ($W^\pm$ et Z^0) sont massifs. Introduire un terme de masse au lagrangien électrofaible (tel que $M^2 W_\mu W^\mu$) entraîne l'apparition de divergences non renormalisables et conduit donc à une théorie inconsistante.

Champ scalaire réel

On va voir comment l'on peut générer la masse d'une particule par brisure spontanée de symétrie en considérant le cas simple des particules scalaires, décrites par le lagrangien :

$$\mathcal{L} = T - V = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^2 - \left(\frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4 \right) \text{ avec } \lambda > 0 \quad (1.76)$$

On a ici développé le potentiel V en puissances de ϕ et conservé les deux premiers termes permettant l'invariance sous des transformations $\phi \rightarrow -\phi$.

Deux cas sont possibles :

- $\mu^2 > 0$: Le lagrangien décrit un champ scalaire de masse μ , le terme en ϕ^4 montrant l'existence de vertex à quatre particules avec une constante de couplage λ .
- $\mu^2 < 0$: Le lagrangien a un terme de masse du mauvais signe. C'est ce cas qui va nous intéresser par la suite.

Les extrema du potentiel sont déterminés par :

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = (\mu^2 + \lambda \phi^2) = 0 \quad (1.77)$$

Le potentiel V possède donc deux minima :

$$\phi = \pm v \quad \text{avec} \quad v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (1.78)$$

et un extremum $\phi = 0$ qui ne correspond pas à un minimum d'énergie.

Si on considère des perturbations autour du minimum $\phi = v$ (le minimum $\phi = -v$ peut être obtenu en appliquant une symétrie de réflexion) on peut écrire :

$$\phi(x) = v + \eta(x) \quad (1.79)$$

où $\eta(x)$ représente la fluctuation quantique autour du minimum.

Si on remplace ϕ par $\phi(x) = v + \eta(x)$ dans le lagrangien (1.76), on obtient le nouveau lagrangien :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}' &= \frac{1}{2} (\partial_\mu (v + \eta))^2 - \left(\frac{1}{2} \mu^2 (v + \eta)^2 + \frac{1}{4} \lambda (v + \eta)^4 \right) \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 - \left(\frac{1}{2} \mu^2 v^2 + \frac{1}{4} \lambda v^4 \right) \\ &\quad - \left(\mu^2 v + \lambda v^3 \right) \eta - \left(\frac{1}{2} \mu^2 + \frac{3}{2} \lambda v^2 \right) \eta^2 - \lambda v \eta^3 - \frac{1}{4} \lambda \eta^4 \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 - \lambda v^2 \eta^2 - \lambda v \eta^3 - \frac{1}{4} \lambda \eta^4 + \frac{1}{4} \lambda v^4 \end{aligned} \quad (1.80)$$

Le lagrangien est maintenant écrit en terme de champ $\eta(x)$ et comporte un terme de masse du bon signe : $-\lambda v^2 \eta^2$. On en déduit donc que :

$$m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2} \quad (1.81)$$

Les termes d'ordre supérieur en η sont des termes d'interaction du champ η avec lui-même.

Les deux lagrangiens $\mathcal{L}$ et $\mathcal{L}'$ sont équivalents : un changement de variable $\eta(x) = \phi(x) - v$ ne change pas la physique. Cependant, on ne peut pas développer de théorie de perturbation en partant du lagrangien $\mathcal{L}$ car cela reviendrait à appliquer une perturbation autour d'un point instable $\phi = 0$. En théorie des perturbations et contrairement à $\mathcal{L}$, $\mathcal{L}'$ donne une image correcte de la physique : La particule scalaire a donc une masse m_η .

Cette façon de générer la masse est appelée "brisure spontanée de symétrie" : Dans la version $\mathcal{L}'$ de la théorie de champ scalaire que l'on a développée, la symétrie de réflexion du lagrangien ($\phi \rightarrow -\phi$) a été brisée par le choix arbitraire de l'état d'énergie minimale $\phi_0 = v$ sur lequel on a appliqué la perturbation.

Champs scalaires complexes

On répète la procédure précédente avec un champ scalaire complexe $\phi = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}$ décrit par le lagrangien :

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^* (\partial^\mu \phi) - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2 \quad (1.82)$$

qui est invariant sous des transformations de phase globales de $U(1)$.

Comme précédemment, on considère le cas $\lambda > 0$ et $\mu^2 < 0$ et on réécrit le lagrangien en remplaçant ϕ par sa valeur ($\phi = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}}$) :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \left(\partial_\mu \left(\frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \right) \right)^* \left(\partial^\mu \left(\frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \right) \right) \\ &\quad - \frac{1}{2} \mu^2 \left((\phi_1 - i\phi_2)(\phi_1 + i\phi_2) \right) - \frac{1}{4} \lambda \left((\phi_1 - i\phi_2)(\phi_1 + i\phi_2) \right)^2 \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_1)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_2)^2 - \frac{1}{2} \mu^2 (\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{1}{4} \lambda (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2 \end{aligned} \quad (1.83)$$

Les minima de potentiel décrivent un cercle dans le plan ϕ_1, ϕ_2 . En effet

$$\frac{\partial V}{\partial |\phi|} = 0 \quad \Rightarrow \quad \phi_1^2 + \phi_2^2 = v^2 \quad \text{avec} \quad v^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda} \quad (1.84)$$

Comme on l'a fait dans le cas d'un champ scalaire réel, on va appliquer une perturbation sur une valeur minimale arbitraire. On choisit $\phi_1 = v$ et $\phi_2 = 0$ (on retrouve tous les autres minima en appliquant des rotations). On développe alors $\phi(x)$ autour de cette valeur minimale $\phi_0 = \frac{v}{\sqrt{2}}$ en termes de fluctuations $\eta(x)$ et $\xi(x)$:

$$\phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}} (v + \eta(x) + i\xi(x)) \quad (1.85)$$

On remplace ϕ par cette valeur dans le lagrangien (1.82) :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}' &= \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \xi)^2 - \frac{1}{2} \mu^2 (v + \eta - i\xi)(v + \eta + i\xi) - \frac{1}{4} \left((v + \eta - i\xi)(v + \eta + i\xi) \right)^2 \\ &= \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \xi)^2 + \mu^2 \eta^2 + \text{constante} + \text{termes cubiques et quartiques en } \eta \text{ et } \xi \end{aligned} \quad (1.86)$$

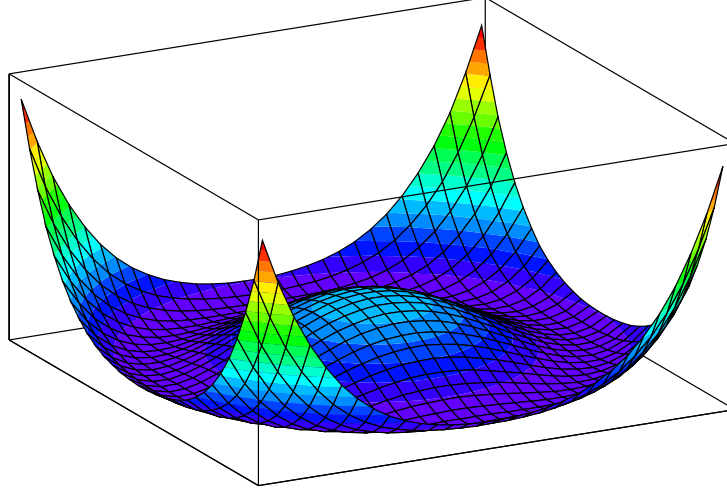


Fig. 1.1: Le potentiel de Higgs $V(\phi)$ pour un champ scalaire complexe dans le cas $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$

Le troisième terme a la forme d'un terme de masse $-\frac{1}{2}m_\mu^2\eta^2$ correspondant au champ η avec

$$m_\eta = \sqrt{-2\mu^2} \quad (1.87)$$

On remarque qu'il n'y a pas de terme de masse associé au champ ξ : La théorie contient donc un champ scalaire sans masse connu sous le nom de boson de Goldstone [18–20] (ce qui peut être compris intuitivement : il n'y a pas de résistance à des excitations dans la direction tangente ξ , le potentiel est plat, ce qui implique un mode sans masse). Le lagrangien illustre donc le théorème de Goldstone [21] selon lequel il apparaît des scalaires sans masse dès qu'une symétrie continue d'un système physique est spontanément brisée ou plus exactement non apparente dans l'état de repos.

Mécanisme de Higgs

Dans la section précédente, on a étudié un lagrangien invariant sous des transformations de phase globale, on va maintenant regarder ce qui se produit si le lagrangien est invariant de jauge en prenant l'exemple le plus simple de l'invariance de jauge U(1) ($\phi \rightarrow \phi' = e^{i\alpha(x)}\phi$). Il convient tout d'abord de remplacer la dérivée ∂_μ par la dérivée covariante $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$ où $A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu\alpha$ dans (1.82) pour former le lagrangien invariant de jauge :

$$\mathcal{L} = (D_\mu\phi)^*(D^\mu\phi) - \mu^2\phi^*\phi - \lambda(\phi^*\phi)^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.88)$$

Si $\mu^2 > 0$, il s'agit simplement du lagrangien QED d'une particule scalaire chargée de masse μ , mis à part le terme d'auto-couplage $-\lambda(\phi^*\phi)^2$. Ici, on prend $\mu^2 < 0$ comme précédemment puisque l'on souhaite générer la masse des particules par brisure spontanée de symétrie et on remplace $\phi(x)$ par

$\phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}}(v + \eta(x) + i\xi(x))$ avec $v^2 = -\mu^2/\lambda$ dans le lagrangien (1.88) qui devient alors :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 - v^2 \lambda \eta^2 + \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu A^\mu - e v A_\mu \partial^\mu \xi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \text{termes d'interaction} \quad (1.89)$$

Ce lagrangien décrit donc un boson de Goldstone sans masse ξ , un scalaire massif η et le champ massif A_μ que l'on désirait. Cependant le fait de translater le champ vers une valeur correspondant à un minimum de potentiel ne peut pas créer de nouveau degré de liberté ce qui signifie que les champs décrits par le lagrangien précédent ne correspondent pas tous à des particules physiques distinctes. On va voir comment l'on peut éliminer un champ dans ce lagrangien.

L'astuce consiste à remarquer que :

$$\phi = \sqrt{\frac{1}{2}}(v + \eta + i\xi) \approx \sqrt{\frac{1}{2}}(v + \eta) e^{i\xi/v} \quad (1.90)$$

que l'on réécrit sous la forme :

$$\phi = \sqrt{\frac{1}{2}}(v + h) e^{i\theta/v} \quad (1.91)$$

Comme on a écrit le lagrangien de telle sorte qu'il soit invariant sous des transformations de jauge $U(1) : \phi \rightarrow \phi' = e^{i\alpha(x)} \phi$, on peut choisir $\alpha(x) = -\frac{1}{v}\theta(x)$ et donc appliquer la transformation de jauge suivante :

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{-i\theta(x)/v} \phi \quad (1.92)$$

qui élimine le terme faisant intervenir le champ $\theta(x)$ tout en laissant le lagrangien invariant. Le champ $\theta(x)$ contient donc seulement des degrés de liberté de jauge qui n'interviennent pas sur la physique. Le choix de jauge que l'on a fait est appelée jauge U pour jauge unitaire.

On va maintenant réécrire le lagrangien (1.88) en remplaçant ϕ par ϕ' .

Comme

$$\begin{aligned} D_\mu \phi' &= (\partial_\mu - ie A_\mu) \left(\sqrt{\frac{1}{2}}(v + h) \right) \\ &= \sqrt{\frac{1}{2}}(\partial_\mu h - ie A_\mu(v + h)) \end{aligned} \quad (1.93)$$

on a

$$\begin{aligned} (D_\mu \phi')^* (D^\mu \phi') &= \left(\sqrt{\frac{1}{2}}(\partial_\mu h + ie A_\mu(v + h)) \right) \left(\sqrt{\frac{1}{2}}(\partial^\mu h - ie A^\mu(v + h)) \right) \\ &= \frac{1}{2} \left((\partial_\mu h)^2 + e^2 A_\mu A^\mu (v + h)^2 \right) \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 + \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu^2 + \frac{1}{2}e^2 A_\mu^2 h^2 + e^2 v A_\mu^2 h \end{aligned} \quad (1.94)$$

De plus on a

$$\begin{aligned} (\phi'^* \phi') &= \frac{1}{2}(v^2 + h^2 + 2vh) \\ (\phi'^* \phi')^2 &= \frac{1}{4}(v^4 + h^4 + 6v^2 h^2 + 4vh^3 + 4v^3 h) \end{aligned} \quad (1.95)$$

donc

$$\begin{aligned}
 -\mu^2 (\phi'^* \phi') - \lambda (\phi'^* \phi')^2 &= \underbrace{-\frac{1}{2}\mu^2 v^2 - \frac{1}{4}\lambda v^4}_{=-\frac{1}{4}\mu^2 v^2 = \frac{1}{4}\lambda v^4} + \underbrace{h(-\mu^2 - \lambda v^3)}_{=0} + \underbrace{h^2 \left(-\frac{1}{2}\mu^2 - \frac{3}{2}v^2 \lambda\right)}_{=\mu^2 = -\lambda v^2} + h^3(-\lambda v) - \frac{1}{4}\lambda h^4 \\
 &= -\lambda v^2 h^2 - \lambda v h^3 - \frac{1}{4}\lambda h^4 + \frac{1}{4}\lambda v^4
 \end{aligned} \tag{1.96}$$

et donc le lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - \lambda v^2 h^2 + \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu^2 - \lambda v h^3 - \frac{1}{4}\lambda h^4 + \frac{1}{2}e^2 A_\mu^2 h^2 + e^2 v A_\mu^2 h - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{1.97}$$

où l'on a négligé le terme constant $\frac{1}{4}\lambda v^4$ vu qu'il n'a pas d'importance.

Si l'on considère les termes de masse, c'est à dire les termes quadratiques en champ et sans dérivée, on voit que l'on a un champ vectoriel A_μ de masse $e\lambda$, un champ scalaire h de masse $\sqrt{2\lambda}v$ et que le champ auxiliaire θ qui était sans masse dans le lagrangien (1.89) n'existe plus. Le lagrangien décrit donc l'interaction de deux particules massives : un boson vecteur A_μ et un scalaire h , appelé boson de Higgs.

1.5.2 Choix du champ de Higgs

Dans la section précédente, on a vu comment on peut générer la masse d'un champ vectoriel par brisure spontanée de symétrie ou mécanisme de Higgs. On veut maintenant formuler un mécanisme de Higgs qui génère une masse aux bosons W^+ , W^- et Z^0 tout en laissant sans masse le photon. On va pour cela introduire quatre champs scalaires ϕ_i et ajouter un terme de lagrangien correspondant au lagrangien (1.74). Ce terme doit être invariant sous les transformations de jauge de $SU(2) \times U(1)$ et peut s'écrire comme on l'a vu précédemment

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial_\mu \phi) - V(\phi) \tag{1.98}$$

ou encore en remplaçant la dérivée ∂_μ par la dérivée covariante :

$$\mathcal{L} = \left| \left(i\partial_\mu + g\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu + \frac{g'}{2}YB_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi) \tag{1.99}$$

Pour que ce terme soit invariant sous les transformations de jauge, les champs ϕ_i doivent appartenir à des multiplets de $SU(2) \times U(1)$. Le choix le plus économique est le choix fait par Weinberg en 1967 [22], il consiste à arranger ces champs dans un doublet d'isospin d'hypercharge faible $Y = 1$ selon :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \phi^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2) \\ \phi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_3 + i\phi_4) \end{cases} \tag{1.100}$$

On prend $V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$ avec $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$. Le minimum de potentiel est obtenu pour une valeur de $|\phi|$ telle que

$$\frac{\partial V(\phi)}{\partial |\phi|} = 2\mu^2 |\phi| + 4\lambda |\phi|^3 = 0 \tag{1.101}$$

soit

$$|\phi|^2 = \phi^\dagger \phi = \frac{1}{2} (\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (1.102)$$

On va développer $\phi(x)$ autour d'un minimum particulier choisi tel que $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$ et $\phi_3^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda}$:

$$\phi_0 = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.103)$$

Par analogie avec ce que l'on avait fait avec U(1) pour la brisure spontanée de symétrie (dans la section précédente) on peut remplacer $\phi(x)$ par :

$$\phi(x) = e^{i\tau \cdot \theta(x)/v} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v + h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.104)$$

en utilisant quatre champs réels $\theta_1(x)$, $\theta_2(x)$, $\theta_3(x)$ et $h(x)$, et où τ sont les matrices de Pauli (1.11).

Si on considère des petites perturbations, on peut écrire $\phi(x)$ sous la forme :

$$\begin{aligned} \phi(x) &= \sqrt{\frac{1}{2}} \left(1 + i\frac{1}{v}\tau_1\theta_1 + i\frac{1}{v}\tau_2\theta_2 + i\frac{1}{v}\tau_3\theta_3 \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \\ &= \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 1 + i\frac{1}{v}\theta_3 & i\frac{1}{v}\theta_1 + \frac{1}{v}\theta_2 \\ i\frac{1}{v}\theta_1 - \frac{1}{v}\theta_2 & 1 - i\frac{1}{v}\theta_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \\ &= \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} i\theta_1 + \theta_2 \\ v + h - i\theta_3 \end{pmatrix} \quad \text{au 1^{er} ordre} \end{aligned} \quad (1.105)$$

Comme le lagrangien est invariant sous les transformations de jauge, on peut faire le choix de jauge $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 0$ pour les trois champs $\theta(x)$ et écrire

$$\phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.106)$$

1.5.3 Masse des bosons de jauge

En substituant la valeur du vide ϕ_0 dans le lagrangien (1.99) on obtient (en se souvenant que $Y = 1$ pour le champ de Higgs) :

$$\mathcal{L} = \left| \left(i\partial_\mu + g\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu + \frac{g'}{2}B_\mu \right) \phi_0 \right|^2 - V(\phi_0) \quad (1.107)$$

Si on ne considère que le premier terme de ce lagrangien et si le champ de Higgs est un doublet

d'isospin faible $T = \frac{1}{2}$ (donc $\mathbf{T} = \frac{\boldsymbol{\tau}}{2}$) on a

$$\begin{aligned}
& \left| \left(g \frac{\boldsymbol{\tau}}{2} \cdot \mathbf{W}_\mu + \frac{g'}{2} B_\mu \right) \phi_0 \right|^2 \\
&= \frac{1}{8} \left| \begin{pmatrix} gW_\mu^3 + g' B_\mu & gW_\mu^1 - igW_\mu^2 \\ gW_\mu^1 + igW_\mu^2 & -gW_\mu^3 + g' B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2 \\
&= \frac{1}{8} v^2 g^2 \left((W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 \right) + \frac{1}{8} v^2 (g' B_\mu - gW_\mu^3) (g' B_\mu - gW_\mu^3) \\
&= \left(\frac{1}{2} v g \right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{8} v^2 \begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{1.108}$$

en prenant

$$W_\mu^+ = \sqrt{\frac{1}{2}} (W_\mu^1 - iW_\mu^2) \quad \text{et} \quad W_\mu^- = \sqrt{\frac{1}{2}} (W_\mu^1 + iW_\mu^2) \tag{1.109}$$

Le premier terme correspond à un terme de masse pour un boson chargé $M_W^2 W^+ W^-$ et on a donc :

$$M_W = \frac{1}{2} v g \tag{1.110}$$

Le second terme n'est pas diagonal dans la base des champs W_μ^3 et B_μ . On va changer de base pour se placer dans une base où la matrice $\mathcal{M} = \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix}$ est diagonale.

Cette matrice admet 2 valeurs propres 0 et $g^2 + g'^2$ pour (par exemple) les vecteurs propres $\begin{pmatrix} g' \\ g \end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix} -g \\ g' \end{pmatrix}$. La matrice $\mathcal{P}$ ayant ces vecteurs propres comme colonnes diagonalise la matrice $\mathcal{M}$: On peut écrire $\mathcal{D} = \mathcal{P}^{-1} \mathcal{M} \mathcal{P}$ où $\mathcal{D}$ est une matrice diagonale.

$$\text{avec } \mathcal{P} = \begin{pmatrix} g' & -g \\ g & g' \end{pmatrix}, \quad \mathcal{P}^{-1} = \frac{1}{g^2 + g'^2} \begin{pmatrix} g' & g \\ -g & g' \end{pmatrix}, \quad \text{et} \quad \mathcal{D} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & g^2 + g'^2 \end{pmatrix} \tag{1.111}$$

On va substituer $\mathcal{M} = \mathcal{P} \mathcal{D} \mathcal{P}^{-1}$ dans le second terme de l'expression (1.108) afin de le rendre diagonal :

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{8} v^2 \begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \\
&= \frac{1}{8} v^2 \begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix} \mathcal{P} \mathcal{D} \mathcal{P}^{-1} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \\
&= \frac{1}{8} v^2 \frac{1}{g^2 + g'^2} \begin{pmatrix} gB_\mu + g'W_\mu^3 & g' B_\mu - gW_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & g^2 + g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} gB_\mu + g'W_\mu^3 \\ g' B_\mu - gW_\mu^3 \end{pmatrix} \\
&= \frac{1}{8} v^2 \begin{pmatrix} A_\mu & Z_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & g^2 + g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{1.112}$$

avec les champs physiques :

$$A_\mu = \frac{gB_\mu + g'W_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \text{et} \quad Z_\mu = \frac{g'B_\mu - gW_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.113)$$

Ce terme peut encore s'écrire sous la forme

$$\frac{1}{8}v^2 (g^2 + g'^2) Z_\mu^2 + 0A_\mu^2 \quad (1.114)$$

que l'on peut identifier à la somme de deux termes de masse pour des bosons de jauge neutres

$$\frac{1}{2}M_Z^2 Z_\mu^2 + \frac{1}{2}M_A^2 A_\mu^2 \quad (1.115)$$

On a donc

$$M_A = 0 \quad \text{et} \quad M_Z = \frac{1}{2}\sqrt{g^2 + g'^2} \quad (1.116)$$

Si on utilise la relation :

$$\frac{g'}{g} = \tan \theta_W \quad (1.117)$$

on a alors :

$$\begin{aligned} A_\mu &= \cos \theta_W B_\mu + \sin \theta_W W_\mu^3 \\ Z_\mu &= -\sin \theta_W B_\mu + \cos \theta_W W_\mu^3 \end{aligned} \quad (1.118)$$

et

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W \quad (1.119)$$

1.5.4 Masse des fermions

Dans le lagrangien original (1.74), on a vu qu'un terme de masse fermionique $-\bar{m}\bar{\psi}\psi$ est exclu par l'invariance de jauge. On va voir maintenant comment le doublet de Higgs qui génère la masse des bosons $W^\pm$ et Z peut aussi générer la masse des fermions.

Cas des leptons

Pour générer la masse des leptons, on introduit le terme suivant dans le lagrangien (couplage de Yukawa d'un fermion avec un champ scalaire) :

$$\mathcal{L} = -g_e (\bar{L}_\ell \phi R_\ell + \bar{R}_\ell \phi^\dagger L_\ell) \quad (1.120)$$

On applique ensuite une brisure spontanée de symétrie et on remplace $\phi(x)$ par

$$\phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.121)$$

on obtient alors

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= -\frac{g_e}{\sqrt{2}} \left(\begin{pmatrix} \bar{\psi}_{\nu_\ell} & \bar{\psi}_\ell \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} \right) \psi_{\ell_R} + \bar{\psi}_{\ell_R} \begin{pmatrix} 0 & v+h \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{\nu_\ell} \\ \psi_\ell \end{pmatrix}_L \\ &= -\frac{g_e}{\sqrt{2}} v (\bar{\psi}_{\ell_L} \psi_{\ell_R} + \bar{\psi}_{\ell_R} \psi_{\ell_L}) - \frac{g_e}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_{\ell_L} \psi_{\ell_R} + \bar{\psi}_{\ell_R} \psi_{\ell_L}) h\end{aligned}\quad (1.122)$$

or

$$\begin{aligned}\bar{\psi}_{\ell_L} \psi_{\ell_R} + \bar{\psi}_{\ell_R} \psi_{\ell_L} &= \left(\bar{\psi}_\ell \frac{1-\gamma^5}{2} \right) \left(\frac{1-\gamma^5}{2} \psi_\ell \right) + \left(\bar{\psi}_\ell \frac{1+\gamma^5}{2} \right) \left(\frac{1+\gamma^5}{2} \psi_\ell \right) \\ &= \bar{\psi}_\ell \frac{1-\gamma^5}{2} \psi_\ell + \bar{\psi}_\ell \frac{1+\gamma^5}{2} \psi_\ell \\ &= \bar{\psi}_\ell \psi_\ell\end{aligned}\quad (1.123)$$

donc

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= -\frac{g_e}{\sqrt{2}} v \bar{\psi}_\ell \psi_\ell - \frac{g_e}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_\ell \psi_\ell h \\ &= -m_e \bar{\psi}_\ell \psi_\ell - \frac{m_e}{v} \bar{\psi}_\ell \psi_\ell h\end{aligned}\quad (1.124)$$

Le premier terme correspond à un terme de masse pour le lepton avec $m_\ell = \frac{g_e v}{\sqrt{2}}$ mais comme le couplage g_e est arbitraire, le modèle ne permet pas de prédire ces masses.

Le second terme est un terme d'interaction entre le lepton et le scalaire de Higgs.

Cas des quarks

La masse des quarks est générée de la même façon sauf que, pour générer une masse pour le membre du haut d'un doublet de quark, on doit construire un nouveau doublet de Higgs ϕ_c à partir de ϕ (rotation autour de l'axe 2) :

$$\phi_c = -i\tau_2 \phi^* = e^{-i\pi \frac{\sigma_2}{2}} \phi^* = \begin{pmatrix} -\bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{pmatrix}\quad (1.125)$$

(on a $e^{-i\pi \frac{\sigma_2}{2}} = \cos \frac{\theta}{2} - i\tau_2 \sin \frac{\theta}{2}$).

Ce nouveau doublet de Higgs se transforme exactement de la même manière que ϕ mais possède une hypercharge faible $Y = -1$.

En appliquant une brisure spontanée de symétrie ce doublet s'écrit

$$\phi_c = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} v+h \\ 0 \end{pmatrix}\quad (1.126)$$

Ce nouveau champ ϕ_c peut être utilisé pour construire une nouvelle contribution invariante de jauge au lagrangien. Pour le doublet (u, d) , ce lagrangien s'écrit :

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= -g_d \left(\begin{pmatrix} \bar{\psi}_u & \bar{\psi}_d \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \right) \psi_{d_R} - g_u \left(\begin{pmatrix} \bar{\psi}_u & \bar{\psi}_d \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} -\bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{pmatrix} \right) \psi_{u_R} + h.c. \\ &= -m_d \bar{\psi}_d \psi_d - m_u \bar{\psi}_u \psi_u - \frac{m_d}{v} \bar{\psi}_d \psi_d h - \frac{m_u}{v} \bar{\psi}_u \psi_u h\end{aligned}\quad (1.127)$$

où $h.c.$ signifie "hermitien conjugué".

Cependant l'interaction faible agit sur tous les doublets de quarks, il convient donc d'écrire ce terme de lagrangien sous une forme plus générale :

$$\mathcal{L} = -g_d^{ij} \left(\bar{\psi}_{u_i} \quad \bar{\psi}_{d'_i} \right)_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \psi_{d_{jR}} - g_u^{ij} \left(\bar{\psi}_{u_i} \quad \bar{\psi}_{d'_i} \right)_L \begin{pmatrix} -\bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{pmatrix} \psi_{u_{jR}} + h.c. \quad (1.128)$$

où $i, j = 1, \dots, N$ avec N le nombre de doublets de quarks et où les d'_i sont des mélanges d'états propres de masse d_i :

$$\psi_{d'_i} = \sum_{j=1}^N U_{ij} \psi_{d_j} \quad (1.129)$$

où U est une matrice unitaire $N \times N$ déterminée par les processus de changement de saveur.

On peut encore écrire ce lagrangien sous une forme diagonale :

$$\mathcal{L} = -m_d^i \bar{\psi}_{d_i} \psi_{d_i} \left(1 + \frac{h}{v} \right) - m_u^i \bar{\psi}_{u_i} \psi_{u_i} \left(1 + \frac{h}{v} \right) \quad (1.130)$$

Ce lagrangien fait apparaître explicitement des termes de masse pour les quarks mais ces masses dépendent elles aussi de couplages arbitraires $g_{u,d}$ et ne peuvent pas être prédites par la théorie.

1.6 Le lagrangien du modèle standard

En mettant en commun tous les termes que l'on a vu précédemment, on arrive au lagrangien du modèle standard :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} & \left\{ \begin{array}{l} \text{Termes d'énergie cinétique} \\ \text{et d'auto-interaction} \\ \text{pour les bosons } W^\pm, Z, \gamma \end{array} \right. \\ & + \bar{L} \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) L \\ & + \bar{R} \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) R & \left\{ \begin{array}{l} \text{Termes d'énergie cinétique} \\ \text{des leptons et des quarks} \\ \text{et leurs interactions} \\ \text{avec } W^\pm, Z, \gamma \end{array} \right. \\ & + \left| \left(i\partial_\mu - g \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi) & \left\{ \begin{array}{l} \text{Termes de masse des} \\ W^\pm, Z, \gamma \text{ et Higgs} \\ \text{et leurs couplages} \end{array} \right. \\ & - (g_1 \bar{L} \phi R + g_2 \bar{L} \phi_c R + h.c.) & \left\{ \begin{array}{l} \text{Termes de masse} \\ \text{des leptons et quarks} \\ \text{et couplage au Higgs} \end{array} \right. \end{aligned} \quad (1.131)$$

1.7 Limites sur la masse du boson de Higgs

Comme on l'a vu, la constante de couplage λ qui détermine la masse du boson de Higgs m_H connaissant la valeur de l'échelle de brisure de symétrie électrofaible v est un paramètre du Modèle Standard ($v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246$ GeV). Cependant, des arguments théoriques et des mesures expérimentales permettent de donner des limites sur la masse du boson de Higgs.

1.7.1 Limites théoriques

Unitarité

Les interactions des composantes longitudinales des bosons de jauge massifs augmentent avec leur impulsion : Dans des processus faisant intervenir les bosons W_L et Z_L ceci peut conduire à des sections efficaces proportionnelles à l'énergie, ce qui violerait l'unitarité à un certain point. On peut illustrer ceci en prenant l'exemple du processus $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ à haute énergie. Les processus de Feynman qui contribuent à ce processus sont représentés sur la fig. 1.2.

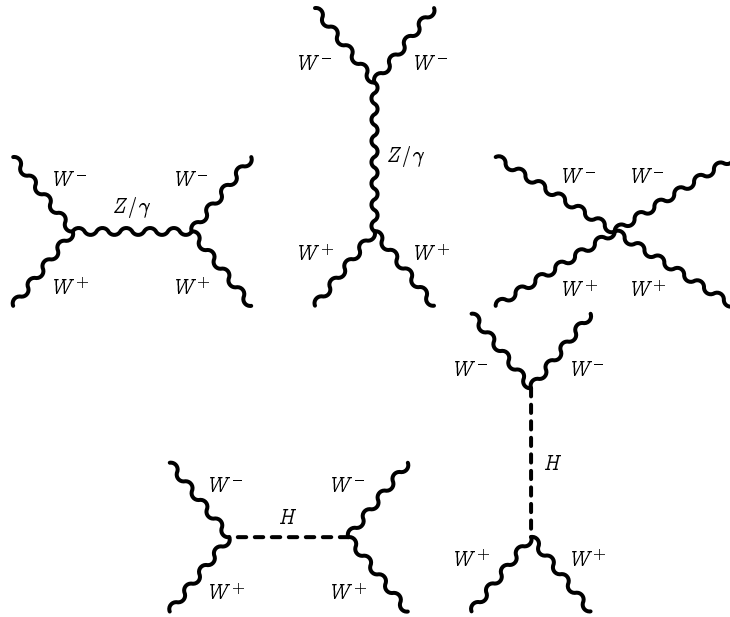


Fig. 1.2: Diagrammes de Feynman correspondant à la diffusion $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$

Dans la limite des hautes énergies ($s \gg m_H^2$) et pour des bosons de Higgs lourds, l'amplitude de diffusion des bosons W est donnée par [23–25] :

$$\mathcal{M}(W^+W^- \rightarrow W^+W^-) \xrightarrow{s \gg m_H^2} \frac{1}{v^2} \left(s + t - \frac{s^2}{s - m_H^2} - \frac{t^2}{t - m_H^2} \right) \quad (1.132)$$

où s et t sont les variables de Mandelstam.

Ces amplitudes conduisent à des sections efficaces $\sigma(W^+W^- \rightarrow W^+W^-) \approx \sigma(w^+w^- \rightarrow w^+w^-)$ (les minuscules correspondent aux polarisations longitudinales) qui peuvent violer leurs limites d'unitarité.

Pour voir cela, on va décomposer l'amplitude de diffusion $\mathcal{M}$ sur une base de polynômes de Legendre :

$$\mathcal{M} = 16\pi \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) P_{\ell}(\cos \theta) a_{\ell} \quad (1.133)$$

où P_{ℓ} sont les polynômes de Legendre et θ l'angle de diffusion.

Comme, pour un processus $2 \rightarrow 2$, la section efficace est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|\mathcal{M}|^2}{64\pi^2 s} \quad \text{avec} \quad d\Omega = 2\pi d \cos \theta \quad (1.134)$$

on obtient :

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{8\pi}{s} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{\ell'=0}^{\infty} (2\ell+1)(2\ell'+1) a_{\ell} a_{\ell'} \int_{-1}^1 d \cos \theta P_{\ell}(\cos \theta) P_{\ell'}(\cos \theta) \\ &= \frac{16\pi}{s} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) |a_{\ell}|^2 \end{aligned} \quad (1.135)$$

en utilisant la propriété d'orthogonalité des polynômes de Legendre : $\int_{-1}^1 d \cos \theta P_{\ell} P_{\ell'} = \delta_{\ell\ell'}$.

Le théorème optique [26], reliant la section efficace à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion, permet d'obtenir une contrainte sur les coefficients a_{ℓ} . En effet, on obtient :

$$\sigma = \frac{1}{s} \text{Im}(\mathcal{M}(\theta=0)) = \frac{16\pi}{s} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) |a_{\ell}|^2 \quad (1.136)$$

Ce qui conduit aux conditions d'unitarité :

$$\begin{aligned} |a_{\ell}|^2 = \text{Im}(a_{\ell}) &\Rightarrow (Re(a_{\ell}))^2 + (\text{Im}(a_{\ell}))^2 = \text{Im}(a_{\ell}) \\ &\Rightarrow (Re(a_{\ell}))^2 + \left(\text{Im}(a_{\ell}) - \frac{1}{2}\right)^2 = \frac{1}{4} \end{aligned} \quad (1.137)$$

Cette relation correspond à l'équation d'un cercle de rayon $\frac{1}{2}$ et de centre $(0, \frac{1}{2})$ dans le plan $(Re(a_{\ell}), \text{Im}(a_{\ell}))$ avec :

$$|Re(a_{\ell})| < \frac{1}{2} \quad (1.138)$$

Si on considère le coefficient a_0 pour l'amplitude $\mathcal{M}(w^+ w^- \rightarrow w^+ w^-)$, on a :

$$a_0 = \frac{1}{16\pi s} \int_{-s}^0 dt |\mathcal{M}| = -\frac{m_H^2}{16\pi v^2} \left(2 + \frac{m_H^2}{s - m_H^2} - \frac{m_H^2}{s} \log \left(1 + \frac{s}{m_H^2} \right) \right) \quad (1.139)$$

et si on suppose que la masse du boson de Higgs est très inférieure à $\sqrt{s}$ on obtient :

$$a_0 \xrightarrow{s \gg m_H^2} -\frac{m_H^2}{8\pi v^2} \quad (1.140)$$

Et donc, en appliquant la condition d'unitarité (1.138) on obtient une valeur limite sur la masse du boson de Higgs :

$$m_H^2 < 4\pi v^2 \quad (1.141)$$

Le canal $W_L^+ W_L^-$ considéré ici peut être couplé aux canaux $Z_L Z_L$, HH , $Z_L H$, $W_L^+ H$ et $W_L^+ Z_L$ et permet d'obtenir une limite plus basse sur la masse du Higgs :

$$m_H^2 < \frac{8\pi}{3} v^2 \quad (1.142)$$

Trivialité

Les couplages et les masses qui apparaissent dans le lagrangien du Modèle Standard dépendent de l'échelle d'énergie considérée. C'est le cas du couplage quartique des bosons de Higgs, caractérisé par la constante de couplage λ , qui augmente de façon monotone avec l'échelle d'énergie Q : Ceci conduit à des contraintes sur le couplage et donc sur la masse du boson de Higgs.

On va considérer les corrections radiatives à une boucle du couplage quartique du bosons de Higgs en ne prenant en compte que les contributions du boson de Higgs lui-même (ce qui est justifié pour un régime où le couplage λ est grand). Les diagrammes de Feynman à l'ordre de l'arbre et avec des corrections radiatives à une boucle sont représentés sur la figure 1.3.

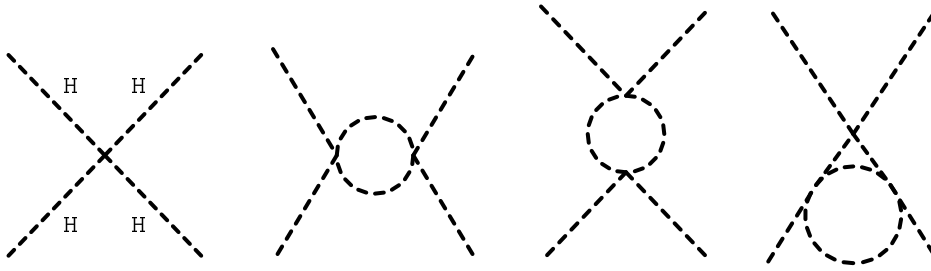


Fig. 1.3: Diagrammes de Feynman pour le couplage quartique du boson de Higgs au niveau de l'arbre et avec des corrections radiatives à une boucle

La variation du couplage quartique avec l'échelle d'énergie Q est décrite par l'équation du groupe de renormalisation dont la solution est, en choisissant l'échelle de brisure de symétrie électrofaible comme énergie de référence $Q_0 = v$ [23, 27] où $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246$ GeV :

$$\lambda(Q^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3}{4\pi^2}\lambda(v^2)\log\frac{Q^2}{v^2}} \quad (1.143)$$

Si l'énergie est beaucoup plus faible que l'échelle de brisure de symétrie électrofaible $Q^2 \ll v^2$, le couplage quartique s'annule : $\lambda(Q^2) \sim \frac{\lambda(v^2)}{\log(\infty)} \rightarrow 0$. On dit que la théorie devient triviale, c'est à dire non interactive.

A l'opposé, si l'énergie est beaucoup plus grande que l'échelle de brisure de symétrie électrofaible $Q^2 \gg v^2$, le couplage quartique augmente et diverge pour une valeur Λ_C appelée pôle de Landau :

$$\Lambda_C = v e^{\frac{4\pi^2}{3\lambda}} = v e^{\frac{4\pi^2 v^2}{m_H^2}} \quad (1.144)$$

Cette divergence peut être évitée si $\lambda(v^2) = 0$, c'est à dire si la théorie est triviale, éliminant le mécanisme de Higgs, ce qui n'a pas grand intérêt. On peut aussi utiliser l'équation du groupe de renormalisation pour le couplage quartique du boson de Higgs pour établir la valeur de coupure Λ_C en deça de laquelle le terme de couplage λ reste fini, supposant ainsi que le Modèle Standard est valide jusqu'à une échelle de nouvelle physique Λ_c :

$$\lambda(v^2) < \lambda(\Lambda_c^2) \quad (1.145)$$

Ce qui conduit à une limite sur la masse du boson de Higgs :

$$m_H^2 < \frac{8\pi^2 v^2}{3 \log \left(\frac{\Lambda_C^2}{v^2} \right)} \quad (1.146)$$

Pour différentes échelles d'énergie, on obtient les limites supérieures suivantes (courbe du haut de la figure 1.5) :

- $m_H < 160 \text{ GeV}$ si $\Lambda_C = 10^{16} \text{ GeV}$
- $m_H < 760 \text{ GeV}$ si $\Lambda_C = 1 \text{ TeV}$

Stabilité du vide

Une limite basse peut être obtenue à partir de la stabilité du vide, toujours en considérant le couplage quartique du boson de Higgs, mais en incluant les contributions des fermions et des bosons (les diagrammes de Feynman pour ces contributions sont représentés sur la figure 1.4).

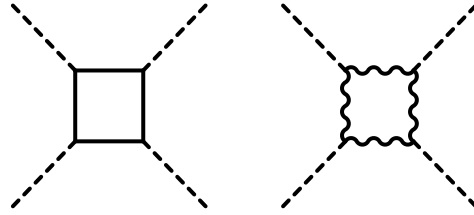


Fig. 1.4: Diagrammes de Feynman génériques pour les contributions à une boucle des fermions et des bosons au couplage quartique du boson de Higgs

Comme le couplage au boson de Higgs est proportionnel à la masse des particules, seuls les quarks t et les bosons de jauge massifs peuvent être considérés.

La solution de la nouvelle équation du groupe de renormalisation (toujours en choisissant l'échelle de brisure de symétrie électrofaible comme énergie de référence) est :

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) + \frac{1}{16\pi^2} \left(-12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} (2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right) \log \frac{Q^2}{v^2} \quad (1.147)$$

Si le couplage λ est trop petit, la contribution du quark top peut devenir dominante, ce qui conduit à des valeurs négatives du couplage : $\lambda(Q^2) < 0$. Le potentiel scalaire V n'a plus de borne inférieure : Le vide n'est plus stable puisqu'il n'a plus de minimum.

Si l'on impose la stabilité du vide on obtient une valeur limite pour la masse du boson de Higgs donnée par $\lambda(Q^2) > 0$:

$$m_H^2 > \frac{v^2}{8\pi^2} \left(-12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} (2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right) \log \frac{Q^2}{v^2} \quad (1.148)$$

Pour différentes échelles d'énergie, on obtient les limites inférieures suivantes (courbe du bas de la figure 1.5) :

- $m_H > 130 \text{ GeV}$ si $\Lambda_C = 10^{16} \text{ GeV}$
- $m_H > 70 \text{ GeV}$ si $\Lambda_C = 1 \text{ TeV}$

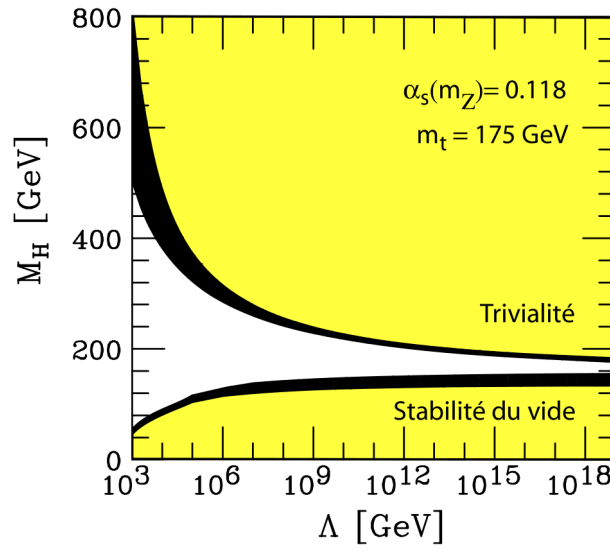


Fig. 1.5: Bornes supérieure (contrainte de trivialité) et inférieure (condition de stabilité du vide) sur la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle de validité du Modèle Standard [28]. Les bandes noires représentent les incertitudes théoriques

1.7.2 Limites expérimentales

Les contraintes expérimentales sur la masse du boson de Higgs proviennent de recherches directes sur collisionneurs (e^+e^- au LEP et $p\bar{p}$ au Tevatron) et de mesures de précision des paramètres électrofaibles au LEP (Large Electron Positron collider), à SLC (Stanford Linear Collider) et au Tevatron, entre autres.

Recherches directes au LEP

Le mécanisme de production principal du boson de Higgs aux énergies du LEP est le Higgs-strahlung dans le s-channel : $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow HZ$.

Le boson de Higgs était recherché dans quatre états finaux de topologies différentes :

- Les états finaux avec quatre jets : $H \rightarrow b\bar{b}$ et $Z \rightarrow q\bar{q}$,
- avec des leptons τ : Soit $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $Z \rightarrow q\bar{q}$, soit $H \rightarrow b\bar{b}$ et $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$,
- avec énergie manquante : $H \rightarrow b\bar{b}$ et $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$,
- et les états finaux leptoniques : $H \rightarrow b\bar{b}$ et $Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$.

Les recherches au LEP n'ont pas montré l'évidence de la production d'un boson de Higgs, mais l'une des quatre expériences (ALEPH) a montré un excès de 3σ pour une masse d'environ 114 GeV [29]. Les analyses des données des autres détecteurs, DELPHI, L3 et OPAL n'ont pas confirmé cet excès. La combinaison des données des quatre détecteurs a conduit à une limite inférieure sur la masse du Higgs avec $m_H > 114.4$ GeV avec un niveau de confiance (C.L. pour Confidence Level) de 95% [30].

Recherches directes au Tevatron

Au Tevatron, les processus de production du boson de Higgs dominants sont la fusion de gluons $gg \rightarrow H$ et la production de Higgs associé à un boson vecteur : $W^\pm H$ ou ZH .

Pour des masses de boson de Higgs telles que $m_H < 135$ GeV, les recherches se tournent vers le boson de Higgs en production associée à des bosons $W^\pm$ ou Z : $p\bar{p} \rightarrow W^\pm H$, $p\bar{p} \rightarrow ZH$. Les canaux de désintégration les plus sensibles sont :

- $q\bar{q} \rightarrow W^\pm H \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$
- $q\bar{q} \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu} b\bar{b}$: Comme l'état final est caractérisé par de l'énergie transverse manquante et 2 b -jets, le bruit de fond multijets sans boson Z nécessite un soin particulier. On peut aussi noter que la sensibilité de ce canal est améliorée par les événements $p\bar{p} \rightarrow W^\pm H \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ dans lesquels le lepton chargé échappe à la détection et qui ont donc la même signature expérimentale que $p\bar{p} \rightarrow W^\pm H \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$. La sensibilité de ce canal est comparable à celle de $p\bar{p} \rightarrow W^\pm H \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$.
- $q\bar{q} \rightarrow ZH \rightarrow \ell\ell b\bar{b}$: Ce canal souffre d'un rapport de branchement plus faible pour le Z mais possède aussi un plus petit bruit de fond, sa sensibilité n'est pas beaucoup plus faible que celle des deux canaux précédents.

Pour des masses de boson de Higgs plus élevées : $m_H > 135$ GeV, les recherches utilisent la production directe du boson de Higgs par fusion de gluon : $gg \rightarrow H$. Le canal le plus sensible est :

- $gg \rightarrow H \rightarrow W^+W^-$ en utilisant les désintégrations leptoniques du $W^\pm$ qui conduisent à un état final propre.

Pour des masse intermédiaires, il est aussi possible d'utiliser le canal :

- $q\bar{q} \rightarrow WH \rightarrow WWW$

Les sections efficaces de ces principaux canaux sont représentées sur la figure 1.6 pour le Tevatron en

tenant compte des différents rapports de branchement. Les sections efficaces de production du Higgs au Tevatron ainsi que les rapports de branchement des différents canaux de désintégration sont représentés sur la figure 1.7.

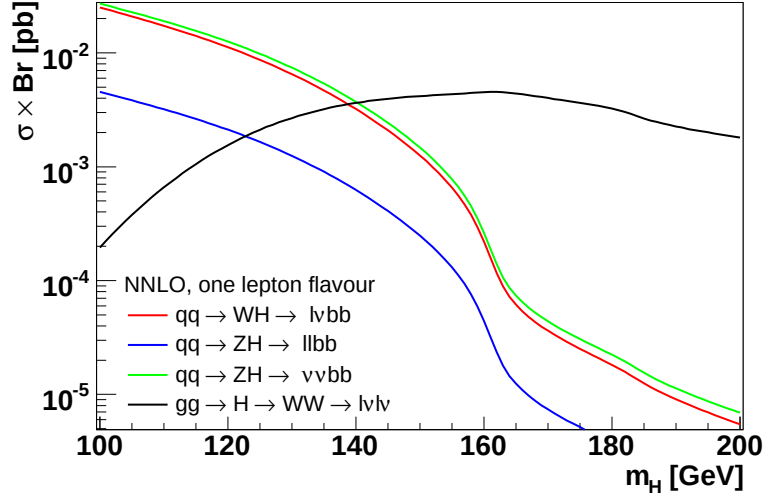


Fig. 1.6: Sections efficaces multipliées par le rapport de branchement pour les états finals les plus accessibles au Tevatron

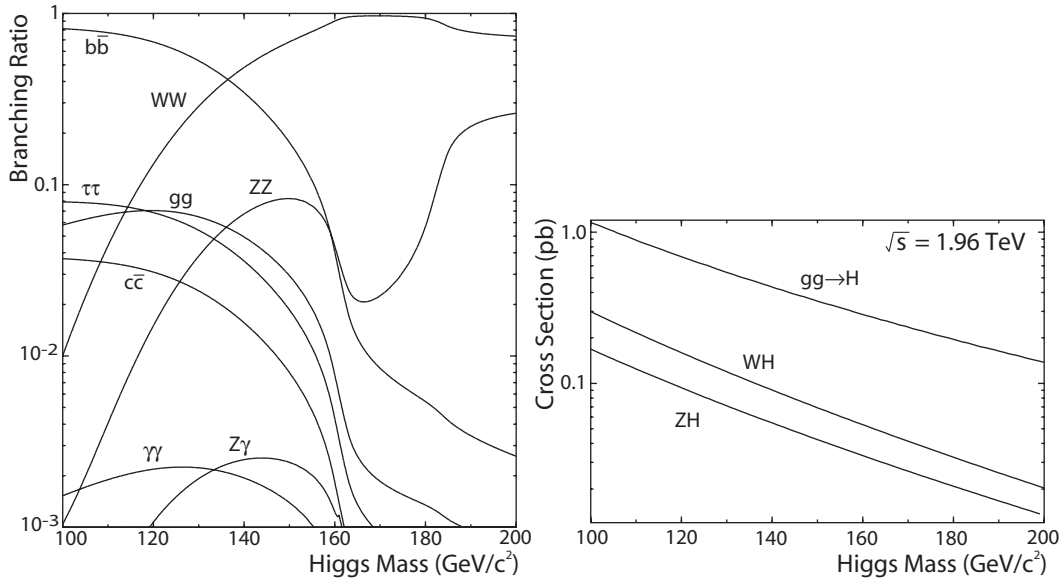


Fig. 1.7: Rapport de branchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs au Tevatron (à gauche) et sections efficaces de production du boson de Higgs au Tevatron (à droite)

Des résultats très récents [31] utilisant la combinaison des deux détecteurs et utilisant $2.0 - 3.6 \text{ fb}^{-1}$ de données issues de CDF et $0.9 - 4.2 \text{ fb}^{-1}$ de données issues de DØ excluent un boson de Higgs du Modèle Standard avec une masse comprise entre 160 GeV et 170 GeV (fig. 1.8).

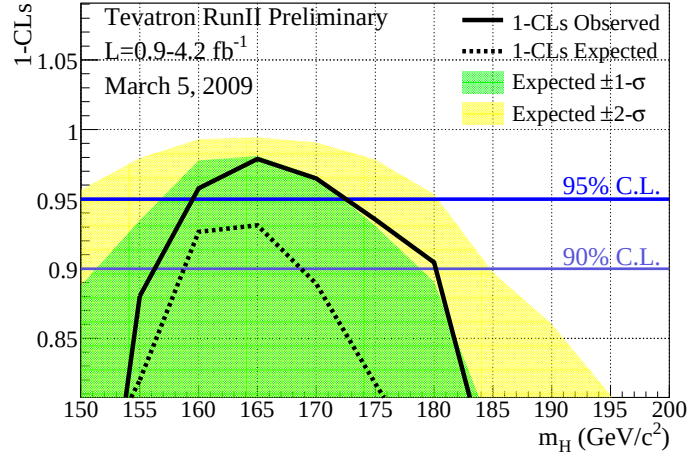


Fig. 1.8: Distribution de $1 - CL_s$ en fonction de la masse du boson de Higgs pour les analyses combinées de CDF et DØ [32]

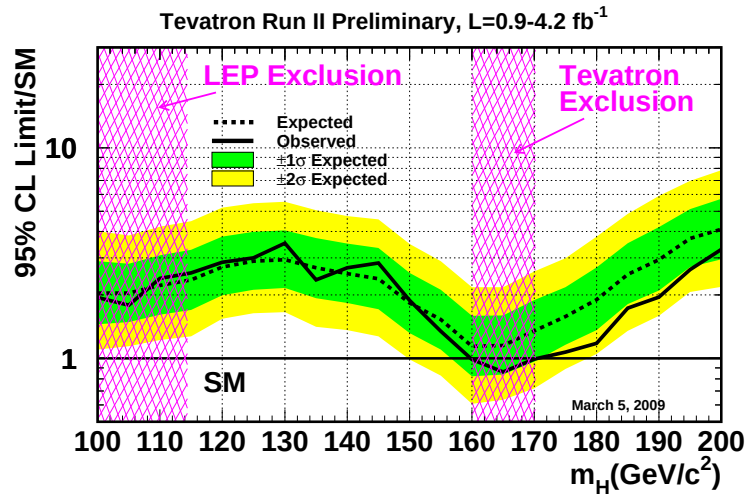


Fig. 1.9: Niveaux de confiance de 95% observés et attendus (médiane en supposant uniquement du bruit de fond) de la limite supérieure du rapport à la section efficace dans le Modèle Standard en fonction de la masse du boson de Higgs pour les analyses combinées de CDF et DØ. Les bandes indiquent les régions où les limites peuvent fluctuer en l'absence de signal avec une probabilité de 68% et 95% [32]

Selon ces mêmes résultats, les limites supérieures sur la production du Higgs sont 2.5 (0.86) fois plus grandes que la section efficace du Modèle Standard pour un boson de Higgs de $m_H = 115$ GeV (160 GeV) alors que si l'on se base sur des simulations, la limite supérieure médiane devrait être de 2.4 (1.1) (figure 1.9).

Ces résultats utilisent des canaux supplémentaires par rapport aux canaux principaux que l'on a présenté précédemment pour augmenter la sensibilité générale : $H \rightarrow \gamma\gamma$, $WH \rightarrow \tau\nu b\bar{b}$, $VH \rightarrow \tau\tau b\bar{b}/\tau\tau jj$, $VH \rightarrow b\bar{b}jj$ et $t\bar{t}H \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$.

Recherches indirectes

La masse du boson de Higgs intervient dans les corrections radiatives des observables électrofaibles du Modèle Standard. Le principe de la recherche indirecte est de comparer les mesures expérimentales de ces observables électrofaibles aux prédictions théoriques qui dépendent de m_H . Les mesures de précision permettent ainsi de donner des contraintes fortes sur la masse du boson de Higgs ([33], [34]).

Les observables du Modèle Standard sont utilisés dans des procédures d'ajustement globales. En particulier, deux collaborations fournissent des résultats avec des méthodes différentes : le groupe de travail LEP Electroweak Working Group [35] et la collaboration GFitter [36].

Le LEP Electroweak Working Group réalise un ajustement de la masse du boson de Higgs aux données expérimentales ($\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\min}^2$) en utilisant les données issues de LEP, SLD, CDF et DØ en supposant que le Modèle Standard est valide. La figure 1.10 montre le $\Delta\chi^2$ en fonction de la masse du boson de Higgs. La valeur obtenue pour la masse du boson de Higgs est :

$$m_H = 90_{-27}^{+36} \text{ GeV} \quad (1.149)$$

La valeur supérieure obtenue pour la masse du boson de Higgs est $m_H < 163 \text{ GeV}$ (avec un niveau de confiance de 95%, en incluant les incertitudes expérimentales et théoriques). Cette limite devient $m_H < 191 \text{ GeV}$ si l'on inclut les résultats de la recherche directe du boson de Higgs au LEP.

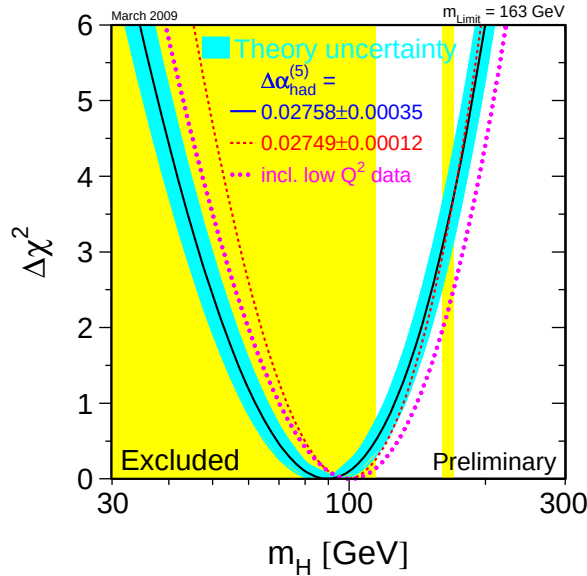


Fig. 1.10: Ajustement de la masse du boson de Higgs aux données expérimentales ($\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\min}^2$) en fonction de la masse du boson de Higgs, obtenu par le LEP Electroweak Working Group [35]

Des résultats similaires sont obtenus par la collaboration GFitter en utilisant un fit standard (qui inclut tous les observables listés dans le tableau 1.3 exceptés les résultats provenant des recherches directes du boson de Higgs) avec des hypothèses et des méthodes différentes. Cet ajustement (illustré par la figure 1.11(a)) conduit à :

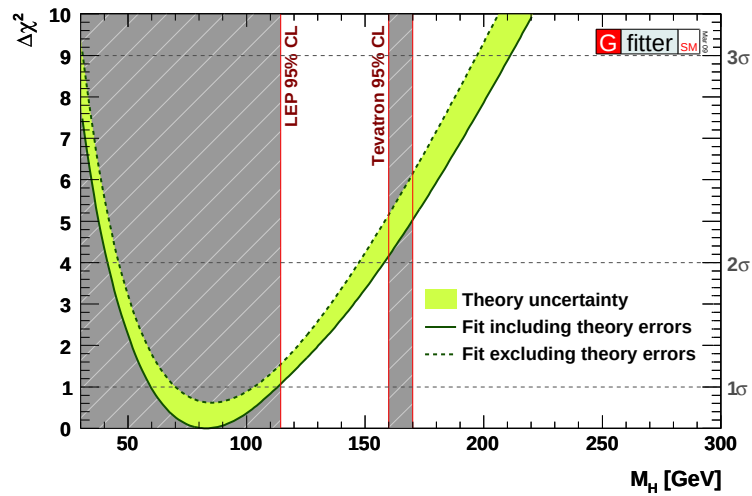
$$m_H = 82.8_{-23}^{+34} \text{ GeV} \quad (1.150)$$

et aux intervalles autorisés : $[41, 158]$ GeV à 2σ et $[28, 211]$ GeV à 3σ .

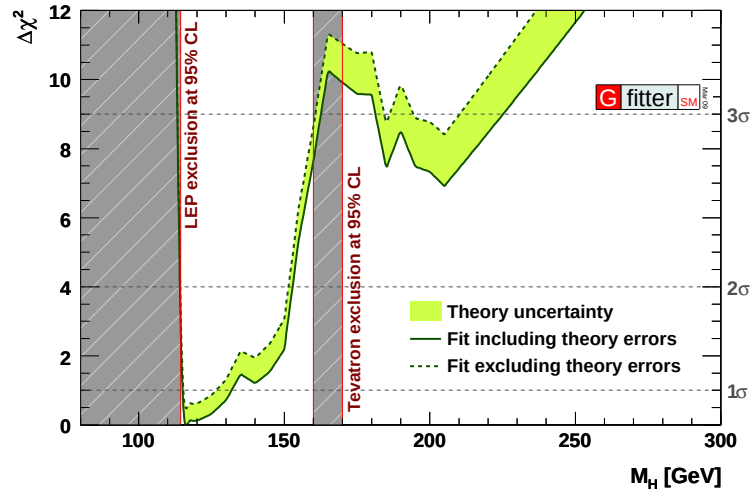
L'utilisation d'un fit complet (qui inclut les résultats provenant des recherches directes du boson de Higgs au LEP et au Tevatron avec 4.2 fb^{-1} de données) est illustrée sur la figure 1.11(b) et conduit à :

$$m_H = 116^{+15.6}_{-1.3} \text{ GeV} \quad (1.151)$$

et aux intervalles autorisés : $[114, 152]$ GeV à 2σ et $[[113, 163] \text{ et } [180, 225]]$ GeV à 3σ .



(a)



(b)

Fig. 1.11: Ajustement de la masse du boson de Higgs aux données expérimentales ($\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{\min}$) en fonction de la masse du boson de Higgs, m_H avec un fit standard (a) et avec un fit complet (b). La ligne pointillée correspond au résultat d'un fit ignorant les incertitudes théoriques. La ligne continue correspond au résultat du fit incluant les incertitudes théoriques [36]

Parameter	Input value	Free in fit	Results from global EW fits:		<i>Complete fit w/o exp. input in line</i>
			<i>Standard fit</i>	<i>Complete fit</i>	
M_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021	yes	91.1874 ± 0.0021	91.1876 ± 0.0021	$91.1974^{+0.0191}_{-0.0159}$
Γ_Z [GeV]	2.4952 ± 0.0023	–	2.4960 ± 0.0015	2.4956 ± 0.0015	$2.4952^{+0.0017}_{-0.0016}$
σ_{had}^0 [nb]	41.540 ± 0.037	–	41.478 ± 0.014	41.478 ± 0.014	41.469 ± 0.015
R_ℓ^0	20.767 ± 0.025	–	20.742 ± 0.018	20.741 ± 0.018	20.717 ± 0.027
$A_{\text{FB}}^{0,\ell}$	0.0171 ± 0.0010	–	0.01638 ± 0.0002	0.01624 ± 0.0002	$0.01617^{+0.0002}_{-0.0001}$
$A_\ell^{(*)}$	0.1499 ± 0.0018	–	0.1478 ± 0.0010	$0.1472^{+0.0009}_{-0.0008}$	–
A_c	0.670 ± 0.027	–	$0.6682^{+0.00045}_{-0.00044}$	$0.6679^{+0.00042}_{-0.00036}$	$0.6679^{+0.00041}_{-0.00036}$
A_b	0.923 ± 0.020	–	0.93469 ± 0.00010	$0.93463^{+0.00007}_{-0.00008}$	$0.93463^{+0.00007}_{-0.00008}$
$A_{\text{FB}}^{0,c}$	0.0707 ± 0.0035	–	$0.0741^{+0.0006}_{-0.0005}$	0.0737 ± 0.0005	0.0737 ± 0.0005
$A_{\text{FB}}^{0,b}$	0.0992 ± 0.0016	–	0.1036 ± 0.0007	$0.1032^{+0.0007}_{-0.0006}$	$0.1037^{+0.0004}_{-0.0005}$
R_c^0	0.1721 ± 0.0030	–	0.17225 ± 0.00006	0.17225 ± 0.00006	0.17225 ± 0.00006
R_b^0	0.21629 ± 0.00066	–	0.21578 ± 0.00005	0.21577 ± 0.00005	0.21577 ± 0.00005
$\sin^2\theta_{\text{eff}}^\ell(Q_{\text{FB}})$	0.2324 ± 0.0012	–	0.23142 ± 0.00013	$0.23151^{+0.00010}_{-0.00012}$	$0.23149^{+0.00013}_{-0.00010}$
M_H [GeV] ^(c)	Likelihood ratios	yes	$83^{+30[+75]}_{-23[-41]}$	$116^{+15.6[+36.5]}_{-1.3[-2.2]}$	$83^{+30[+75]}_{-23[-41]}$
M_W [GeV]	80.399 ± 0.023	–	$80.384^{+0.014}_{-0.015}$	$80.371^{+0.008}_{-0.011}$	$80.361^{+0.013}_{-0.012}$
Γ_W [GeV]	2.098 ± 0.048	–	$2.092^{+0.001}_{-0.002}$	2.092 ± 0.001	2.092 ± 0.001
$\overline{m}_c$ [GeV]	1.25 ± 0.09	yes	1.25 ± 0.09	1.25 ± 0.09	–
$\overline{m}_b$ [GeV]	4.20 ± 0.07	yes	4.20 ± 0.07	4.20 ± 0.07	–
m_t [GeV]	173.1 ± 1.3	yes	173.2 ± 1.2	173.6 ± 1.2	$179.5^{+8.8}_{-5.2}$
$\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(M_Z^2)^{(\dagger\Delta)}$	2768 ± 22	yes	2772 ± 22	2764^{+22}_{-21}	2733^{+57}_{-63}
$\alpha_s(M_Z^2)$	–	yes	$0.1192^{+0.0028}_{-0.0027}$	0.1193 ± 0.0028	0.1193 ± 0.0028
$\delta_{\text{th}} M_W$ [MeV]	$[-4, 4]_{\text{theo}}$	yes	4	4	–
$\delta_{\text{th}} \sin^2\theta_{\text{eff}}^\ell^{(\dagger)}$	$[-4.7, 4.7]_{\text{theo}}$	yes	4.7	0.8	–
$\delta_{\text{th}} \rho_Z^f^{(\dagger)}$	$[-2, 2]_{\text{theo}}$	yes	2	2	–
$\delta_{\text{th}} \kappa_Z^f^{(\dagger)}$	$[-2, 2]_{\text{theo}}$	yes	2	2	–

(*) Average of LEP ($A_\ell = 0.1465 \pm 0.0033$) and SLD ($A_\ell = 0.1513 \pm 0.0021$) measurements. The *complete fit w/o* the LEP (SLD) measurement gives $A_\ell = 0.1473 \pm 0.0009$ ($A_\ell = 0.1465^{+0.0007}_{-0.0010}$). ^(c)In brackets the 2σ . ^(†)In units of 10^{-5} . ^(Δ)Rescaled due to α_s dependency.

Tab. 1.3: Valeurs d'entrée et résultats de l'ajustement électrofaible global [36]

1.8 Recherche du boson de Higgs au LHC

1.8.1 Les différents modes de production du boson de Higgs

Au LHC, le boson de Higgs est principalement produit par fusion de gluons, mais aussi par le mécanisme de fusion de bosons vecteurs (Vector Boson Fusion, VBF) et en association avec un boson W , Z ou une paire $t\bar{t}$: Les sections efficaces de production du Higgs sont illustrées sur la figure 1.12. On pourra lire la partie “Introduction on Higgs Boson Searches” de [37] pour plus de détails.

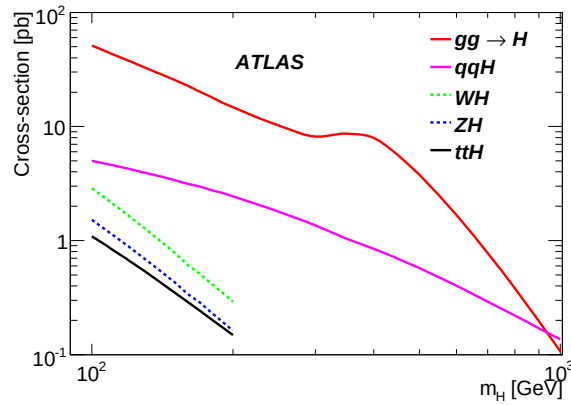


Fig. 1.12: Sections efficaces de production du boson de Higgs en fonction de la masse de celui-ci [37]

1.8.2 Les différents canaux de désintégration du boson de Higgs

Un large choix de canaux de désintégration du boson de Higgs existe pour couvrir tout le spectre de masse contraint par les résultats que l'on a mentionné précédemment.

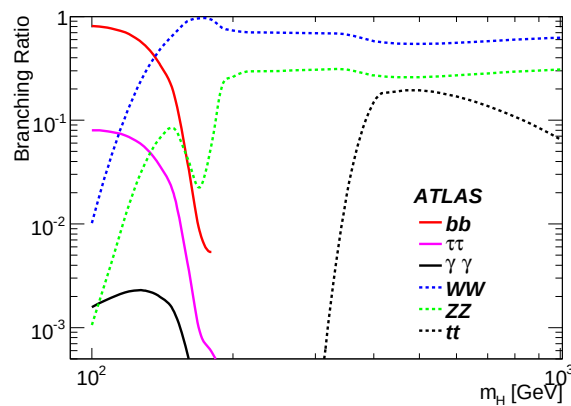


Fig. 1.13: Rapport d'embranchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs en fonction de la masse de celui-ci [37]

Si l'on regarde les courbes des différents rapports d'embranchement en fonction de la masse du Higgs (figure 1.13), les canaux de désintégration intéressants dépendent de la gamme de masse considérée :

- Pour $m_H < 140$ GeV, le mode de désintégration dominant est $H \rightarrow b\bar{b}$ mais il est noyé dans le bruit de fond. En effet, $\sigma(gg \rightarrow H \rightarrow b\bar{b}) \approx 20$ pb alors que $\sigma(b\bar{b}) \approx 500 \mu\text{b}$.
- Autour de $m_H = 120$ GeV, il existe un mode largement sous-dominant $H \rightarrow \gamma\gamma$ mais qui s'avère particulièrement intéressant dans la recherche du boson de Higgs car malgré sa faible probabilité d'occurrence, sa signature est très claire. On reviendra en détail sur ce mode de désintégration plus loin.
- Pour $m_H > 140$ GeV, les désintégrations en bosons W^+W^- et ZZ sont dominantes.
- Pour $140 < m_H < 180$ GeV, le canal d'étude le plus prometteur est $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$.
- Pour $m_H > 180$ GeV, le canal le plus favorable expérimentalement correspond à $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$. C'est le canal "en or" car il est d'une reconstruction assez simple. La réjection du bruit de fond est élevée grâce aux contraintes fixées par la masse de chaque Z .

Bibliographie

- [1] S. L. Glashow, "Partial Symmetries of Weak Interactions," *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579–588.
- [2] S. Weinberg, "Precise Relations between the Spectra of Vector and Axial-Vector Mesons," *Phys. Rev. Lett.* **18** (Mar, 1967) 507–509.
- [3] A. Salam and J. C. Ward, "Electromagnetic and weak interactions," *Phys. Lett.* **13** (1964) 168–171.
- [4] F. Englert and R. Brout, "Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons," *Phys. Rev. Lett.* **13** (Aug, 1964) 321–323.
- [5] P. W. Higgs, "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons," *Phys. Rev. Lett.* **13** (Oct, 1964) 508–509.
- [6] P. W. Higgs, "Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons," *Phys. Rev.* **145** (May, 1966) 1156–1163.
- [7] P. W. Higgs, "Broken symmetries, massless particles and gauge fields," *Phys. Lett.* **12** (1964) 132–133.
- [8] **Particle Data Group** Collaboration, C. Amsler *et al.*, "Review of particle physics," *Phys. Lett.* **B667** (2008) 1. <http://pdg.lbl.gov>.
- [9] **UA1** Collaboration, G. Arnison *et al.*, "Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV," *Phys. Lett.* **B122** (1983) 103–116.
- [10] **UA1** Collaboration, G. Arnison *et al.*, "Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around $95 \text{ GeV}/c^2$ at the CERN SPS collider," *Phys. Lett.* **B126** (1983) 398–410.
- [11] E. Noether and M. A. Tavel, "Invariant Variation Problems," [arXiv :physics/0503066v1](https://arxiv.org/abs/physics/0503066v1) [physics.hist-ph].
- [12] E. Noether, "Invariante Variationsprobleme," *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Mathematisch-physikalische Klasse* (1918) 235–257.
http://gdz.sub.uni-goettingen.de/no_cache/dms/load/img/?IDDOC=63716.
- [13] W. Greiner and B. Müller, *Gauge Theory of Weak Interactions; 3rd ed.* Springer, Berlin, 2000.
- [14] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and leptons : an introductory course in modern particle physics.* Wiley, New York, NY, 1984.
- [15] N. Cabibbo, "Unitary Symmetry and Leptonic Decays," *Phys. Rev. Lett.* **10** (Jun, 1963) 531–533.
- [16] M. Kobayashi and T. Maskawa, "CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction," *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652–657.
- [17] M. Gell-Mann, "Symmetries of Baryons and Mesons," *Phys. Rev.* **125** (Feb, 1962) 1067–1084.
- [18] Y. Nambu, "Axial vector current conservation in weak interactions," *Phys. Rev. Lett.* **4** (Apr, 1960) 380–382.

- [19] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, "Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity. I," *Phys. Rev.* **122** (1961) 345–358.
- [20] J. Goldstone, "Field Theories with Superconductor Solutions," *Nuovo Cim.* **19** (1961) 154–164.
- [21] J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg, "Broken Symmetries," *Phys. Rev.* **127** (1962) 965–970.
- [22] S. Weinberg, "A Model of Leptons," *Phys. Rev. Lett.* **19** (Nov, 1967) 1264–1266.
- [23] A. Djouadi, "The anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : The Higgs boson in the standard model," *Phys. Rept.* **457** (2008) 1–216, arXiv :hep-ph/0503172.
- [24] M. S. Chanowitz, "Strong W W scattering at the end of the 90's : Theory and experimental prospects," arXiv :hep-ph/9812215.
- [25] B. W. Lee, C. Quigg, and H. B. Thacker, "Weak interactions at very high energies : The role of the Higgs-boson mass," *Phys. Rev. D* **16** (Sep, 1977) 1519–1531.
- [26] R. G. Newton, "Optical theorem and beyond," *American Journal of Physics* **44** (1976) 639–642. <http://link.aip.org/link/?AJP/44/639/1>.
- [27] S. Dawson, "Introduction to Electroweak Symmetry Breaking," arXiv :0812.2190 [hep-ph].
- [28] T. Hambye and K. Riessellmann, "SM Higgs mass bounds from theory," arXiv :hep-ph/9708416.
- [29] **ALEPH** Collaboration, R. Barate *et al.*, "Observation of an excess in the search for the standard model Higgs boson at ALEPH," *Phys. Lett.* **B495** (2000) 1–17, arXiv :hep-ex/0011045.
- [30] **LEP Working Group for Higgs boson searches** Collaboration, R. Barate *et al.*, "Search for the standard model Higgs boson at LEP," *Phys. Lett.* **B565** (2003) 61–75, arXiv :hep-ex/0306033.
- [31] **CDF and DØ** Collaboration, The TEVNPH Working Group, "Combined CDF and DØ Upper Limits on Standard Model Higgs- Boson Production with up to 4.2 fb^{-1} of data," <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/HIGGS/H72/H72.pdf>.
- [32] Tevatron New Phenomena and Higgs working group, for the CDF and the DØ collaborations, "Combined CDF and DØ Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 4.2 fb^{-1} of Data," arXiv :0903.4001 [hep-ex].
- [33] **LEP** Collaboration, J. Alcaraz *et al.*, "Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model," arXiv :0712.0929 [hep-ex].
- [34] H. Flaecher *et al.*, "Gfitter - Revisiting the Global Electroweak Fit of the Standard Model and Beyond," arXiv :0811.0009 [hep-ph].
- [35] The LEP Electroweak Working Group. <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>.
- [36] Gfitter - A Generic Fitter Project for HEP Model Testing. <http://project-gfitter.web.cern.ch/project-gfitter/>.
- [37] **The ATLAS** Collaboration, . G. Aad *et al.*, "Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics," arXiv :0901.0512 [hep-ex].

Chapitre 2

Le détecteur ATLAS

2.1 L'accélérateur LHC

Le LHC (Large Hadron Collider) est un accélérateur de protons circulaire de 27 km de circonférence situé au CERN à Genève. Il est construit dans le même tunnel que l'ancien accélérateur électron-positon LEP (collisionneur électron positron avec une énergie d'environ 200 GeV dans le centre de masse et qui a cessé de fonctionner en 2000) afin de limiter les coûts. Le LHC s'inscrit dans la continuité du LEP ou encore du TeVatron (collisionneur protons anti-proton avec une énergie de 1 TeV dans le centre de masse et toujours en fonctionnement) mais l'énergie dans le centre de masse et la luminosité seront plus importantes. Ses objectifs principaux sont la découverte du boson de Higgs et la recherche de nouvelle physique, au delà du Modèle Standard (supersymétrie, dimensions supplémentaires, ...). Son (re)démarrage est prévu pour la fin de l'année 2009.

Les faisceaux seront tout d'abord pré-accélérés dans la chaîne d'accélérateurs du CERN : Linac, Booster, PS (Proton Synchrotron) et SPS (Super Proton Synchrotron) jusqu'à une énergie de 450 GeV puis injectés dans l'anneau principal où ils seront accélérés jusqu'à 7 TeV, correspondant à une énergie de $\sqrt{s} = 14$ TeV dans le centre de masse de la collision. L'énergie typique au niveau partonique sera d'environ 1 TeV.

Avec un croisement de faisceaux toutes les 25 ns (ce qui correspond à l'intervalle temporel entre deux paquets de protons, un paquet contenant environ 10^{11} protons), il produira une luminosité de $\mathcal{L}_0 = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ en fonctionnement nominal, la luminosité $\mathcal{L}$ étant définie par $N = \sigma \mathcal{L}$ où N est le nombre d'événements observés et σ la section efficace du processus considéré.

Les processus recherchés par les expériences de physique du LHC ayant des sections efficaces très faibles comparées à la section efficace de collision proton-proton (fig. 2.3), une forte luminosité est essentielle pour garantir un nombre d'événements significatif et donc suffisamment de statistique.

La première phase de prise de données devrait débuter fin 2009 et durer environ 11 mois. L'énergie dans le centre de masse devrait être de 10 TeV. La luminosité n'est quant à elle pas limitée mais devrait être comprise entre $5 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ et $4 \cdot 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ de sorte que la luminosité intégrée sur toute la période devrait être supérieure à 200pb^{-1} .

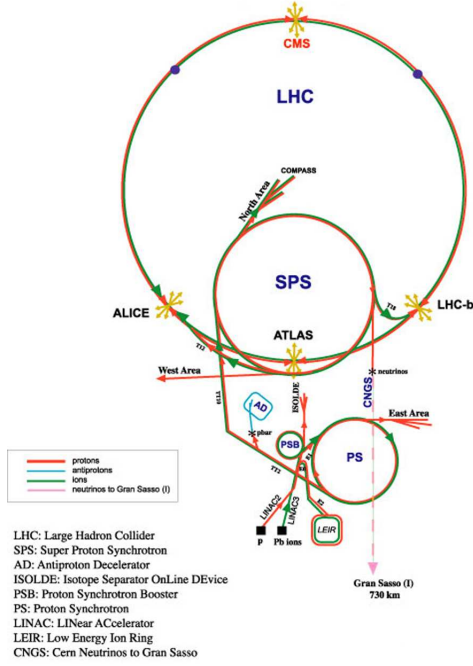


Fig. 2.1: Chaîne d'accélération du LHC



Fig. 2.2: Photo de l'accélérateur LHC dans le tunnel

Avant l'incident de septembre 2008, il était prévu d'avoir une première phase de prise de données de 3 ans à "basse" luminosité ($\mathcal{L} = \frac{\mathcal{L}_0}{10}$).

La luminosité intégrée aurait donc été de :

$$- L_{\text{basse luminosité}} = \int_{3 \text{ ans}} \frac{\mathcal{L}_0}{10} dt = 30 \text{fb}^{-1} \text{ pour la première phase}$$

$$- \text{et sera de } L_{\text{haute luminosité}} = \int_{1 \text{ an}} \mathcal{L}_0 dt = 100 \text{fb}^{-1} \text{ pour une année de prise de données à luminosité nominale}$$

Le nombre moyen d'interactions inélastiques par croisement de paquets de protons (en tenant compte des paquets vides qui représentent environ 20% du total) est donc :

$$N = 80\% \sigma_{pp}^{\text{inélastique}} \mathcal{L} \Delta T \quad \text{où } \Delta T \text{ est la durée séparant 2 paquets} \quad (2.1)$$

Soit $N_{\mathcal{L}=\mathcal{L}_0} \approx 20$ interactions par croisement de paquets à luminosité nominale, soit toutes les 25 ns. Les interactions élastiques ne sont pas vues par le détecteur, les protons sortant sont très peu déviés car peu de moment transverse est échangé.

La plupart des interactions inélastiques proton-proton sont des événements sans processus "dur" (c'est-à-dire sans formation de particules de grande impulsion transverse) et sont appelés événements de biais minimum. Ils représentent peu d'intérêt pour les études de processus physiques tels que $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Ces événements sont vus par le détecteur et se superposent à l'événement potentiellement intéressant (de faible section efficace), ce qui impose certaines contraintes sur les détecteurs : Une grande granularité des détecteurs est nécessaire pour minimiser le taux d'occupation des canaux de lecture. Le temps de réponse du détecteur influe également sur cet effet d'empilement (appelé aussi "pileup"), d'où la nécessité

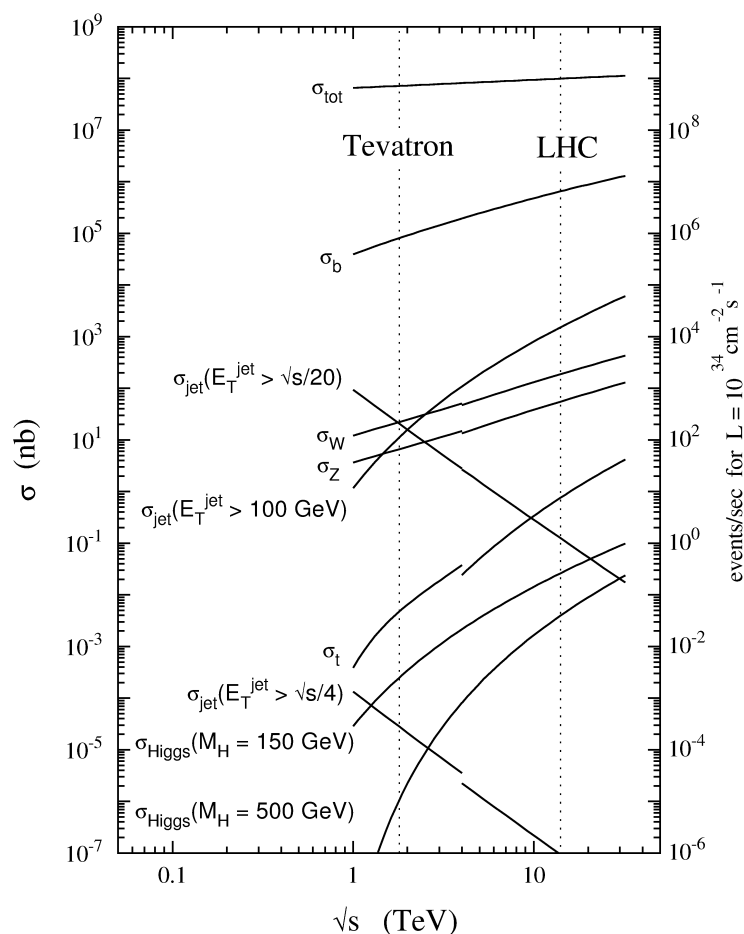


Fig. 2.3: Sections efficaces proton-proton des processus typiques en fonction de l'énergie dans le centre de masse. L'échelle de gauche indique la section efficace, celle de droite le taux d'événements à la luminosité nominale du LHC

d'une électronique rapide.

Quatre expériences de physique exploiteront les collisions produites par le LHC : Les expériences ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) et CMS (Compact Muon Solenoid), dédiées à la recherche du boson de Higgs, affineront nos connaissances du modèle standard et iront prospecter au delà. L'expérience LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment) étudiera la violation de CP dans le secteur du B. L'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) étudiera la formation de plasma quark-gluon dans les collisions d'ions lourds (lorsque le LHC fonctionnera en mode accélérateur d'ions lourds).

2.2 Description générale du détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS est un détecteur à symétrie cylindrique de 22m de diamètre pour 44m de longueur et un poids total de 7000 tonnes. Il est formé de couches successives qui peuvent être regroupées en trois types de sous-détecteurs. On trouve successivement du point d'interaction jusqu'à l'extérieur d'ATLAS :

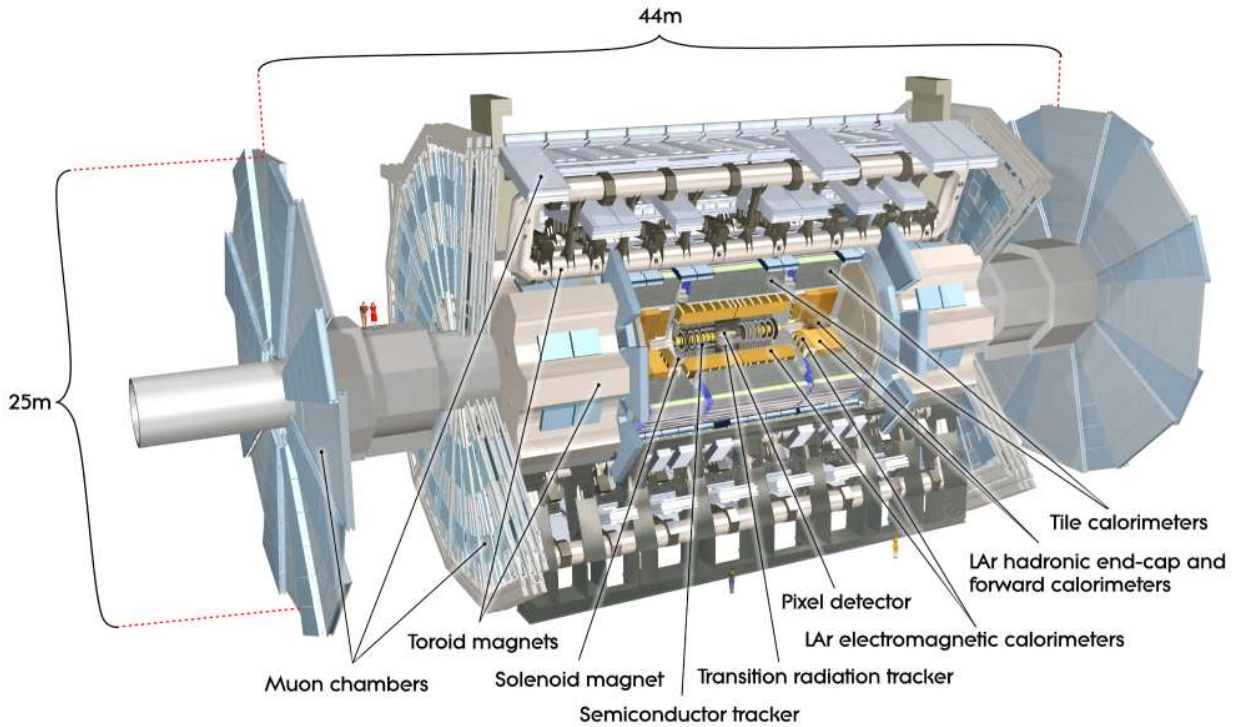


Fig. 2.4: Vue générale du détecteur ATLAS

- Le détecteur interne dont le rôle est de déterminer la trajectoire des particules chargées, l'origine des différents vertex (primaires ou secondaires) et de mesurer l'impulsion des particules chargées grâce au champ magnétique solénoïdal de 2T.
- Le système de calorimétrie électromagnétique et hadronique, dont le rôle est de mesurer l'énergie et la direction des électrons, photons et jets produits lors des collisions proton-proton, mais qui permet également la mesure de l'énergie transverse (que l'on définit ci-dessous) manquante.
- Enfin, les spectromètres à muons qui, grâce à un champ magnétique toroïdal (orthogonal au champ magnétique solénoïdal), permettent de mesurer l'impulsion des muons indépendamment du détecteur interne.

Les performances requises pour ces différents sous-détecteurs sont résumées dans le tableau 2.1.

Dans le système de coordonnées utilisé par l'expérience, l'axe x part du point d'interaction et pointe vers le centre du cercle que définit l'accélérateur, l'axe y pointe vers la surface et l'axe z est défini par l'axe du faisceau. On peut aussi définir l'angle azimutal ϕ dans le plan xy et l'angle polaire θ autour de l'axe z (fig. 2.5).

Pour définir la direction des particules, on utilise plus communément la pseudo-rapacité définie comme $\eta \equiv -\ln|\tan(\frac{\theta}{2})|$, où $\cos(\theta) = \frac{p_z}{p}$.

Sous-détecteur	Résolution	Couverture en η
Détecteur interne	$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0.05\% p_T \oplus 1\%$	$ \eta < 2.5$
Calorimètre électromagnétique	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%$	$ \eta < 3.2$
Calorimètre hadronique - Tonneau et bouchons	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$	$ \eta < 3.2$
Calorimètre hadronique - Vers l'avant	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$	$3.1 < \eta < 4.9$
Spectromètre à muons	$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 10\%$ pour $p_T = 1$ TeV	$ \eta < 2.7$

Tab. 2.1: Performances requises pour les différents sous-détecteurs, E et p_T sont exprimés en GeV

On peut noter que η est une approximation de la rapidité $y \equiv \text{argth}(\beta) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$ valable pour une particule ultra-relativiste (où $\beta = \frac{v}{c}$).

On utilise également les grandeurs transverses suivantes : p_T , l'impulsion transverse et E_T , l'énergie transverse définie par $E_T = E \sin(\theta) = \frac{E}{ch \eta}$.

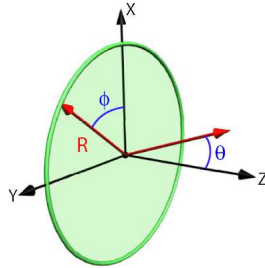


Fig. 2.5: Système de coordonnées utilisé pour le détecteur ATLAS

2.3 Le détecteur interne

Les analyses de physique que l'on souhaite mener avec le détecteur ATLAS nécessitent une très bonne résolution sur l'impulsion et la position des vertex primaires et secondaires malgré le nombre important de traces issues des collisions. Ceci est possible grâce à la fine granularité des détecteurs à pixels et à micro-pistes de silicium (SCT) qui sont utilisés en association avec les tubes à dérive du détecteur à transition de radiation (TRT). Une vue générale du détecteur interne et une vue schématique d'un quart de détecteur sont représentées sur les figures 2.6 et 2.7 respectivement. Les figures 2.8 et 2.9 montrent des vues schématiques du détecteur interne traversé par des particules chargées.

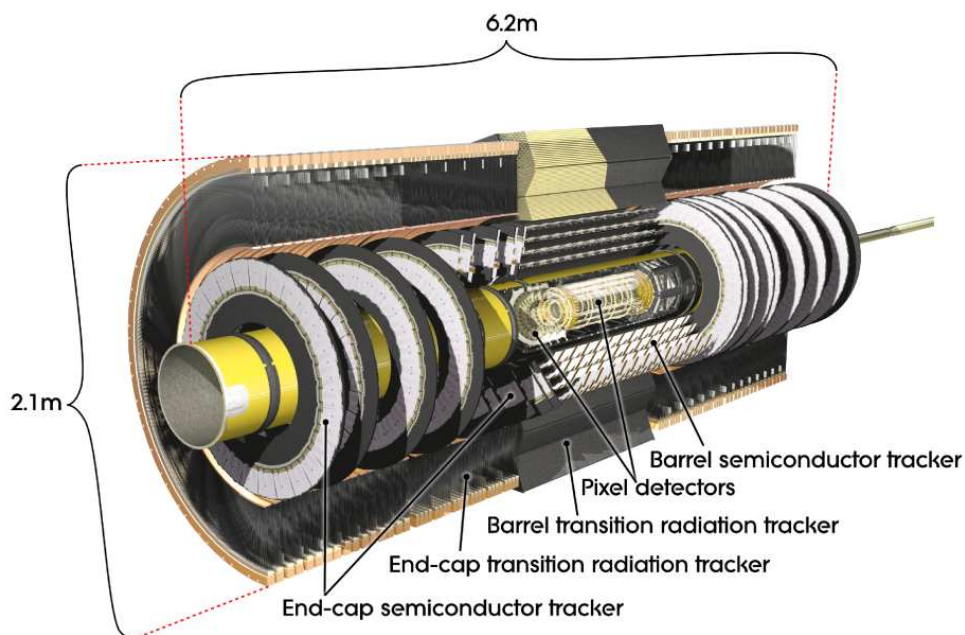


Fig. 2.6: Vue générale du détecteur interne

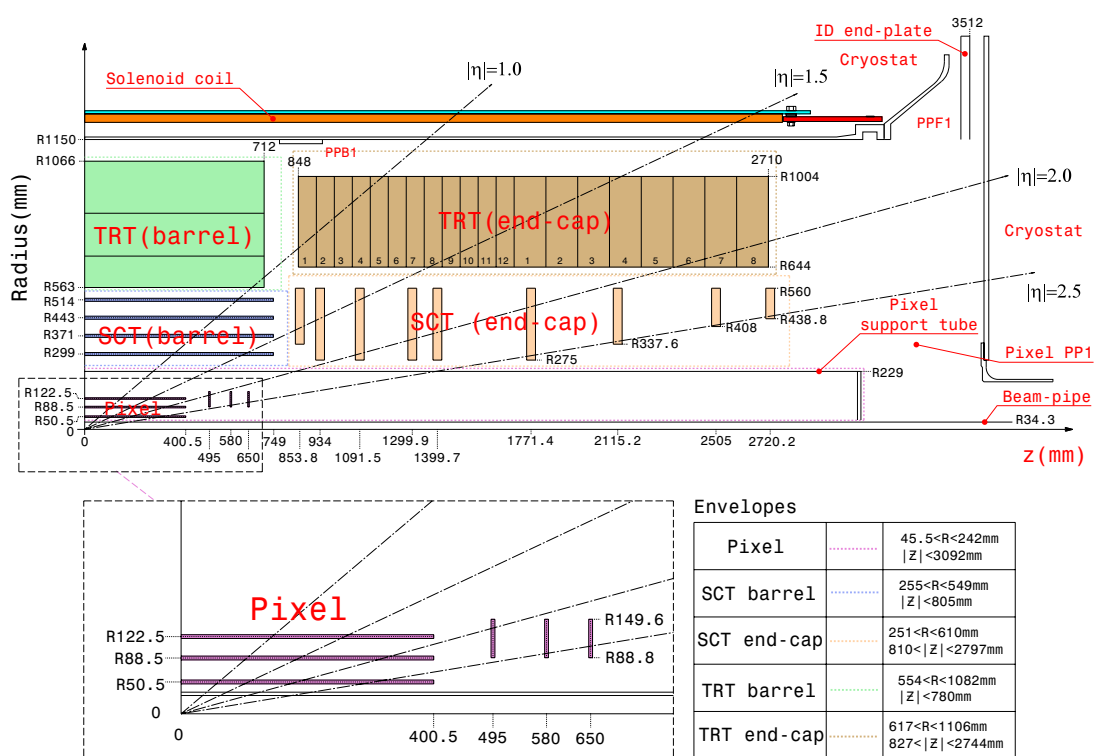


Fig. 2.7: Vue schématique d'un quart de détecteur interne

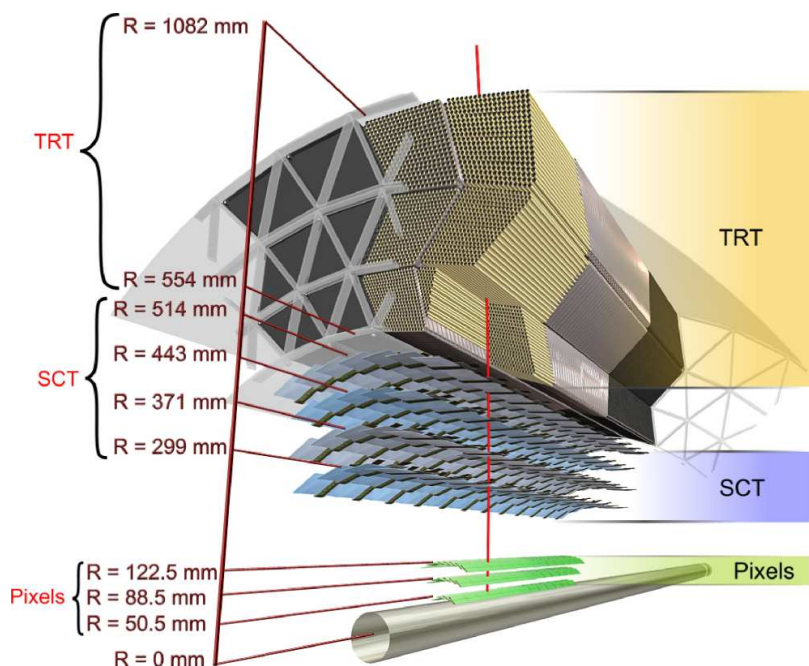


Fig. 2.8: Schéma montrant les différentes parties du détecteur interne traversées par une particule chargée d'impulsion transverse $p_T = 10$ GeV dans la partie tonneau ($\eta = 0.3$). La trace traverse successivement le tube à vide en béryllium, les 3 couches de pixels, les 4 couches du SCT et environ 36 pailles axiales du TRT

2.3.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels de silicium [1, 2] permet de mesurer avec précision les traces à proximité du point d'interaction. Le principe de détection consiste à collecter les charges créées par le passage d'une particule dans le plan de silicium. Le détecteur à pixels est séparé en une partie tonneau et une partie bouchon, chacune de ces parties étant constituée de trois couches de pixels. Il fournit donc au moins trois points dans la région couverte par le détecteur ($|\eta| < 2.5$).

Dans la partie centrale (tonneau), le détecteur à pixels est constitué de trois couches cylindriques situées à des distances de 50.5, 88.5 et 122.5 mm de l'axe du faisceau. La première couche est appelée B-layer du fait de son importance dans l'étiquetage des quarks b . Comme on le verra plus loin elle est aussi très utile pour la reconstruction des conversions de photons. Cette première couche va subir des rayonnements très importants et sera rapidement détériorée : Elle sera remplacée après quelques années de fonctionnement.

Dans les deux parties bouchons, le détecteur à pixels est constitué de trois disques situés à des distances $z = \pm 495, \pm 580$ et ± 650 mm, leur rayon interne est de 88.8 mm et leur rayon externe est de 149.6 mm.

Le détecteur à pixels contient 1744 modules reposant sur une structure en carbone qui permet aussi l'acheminement du liquide de refroidissement pour dissiper la chaleur produite par l'électronique de lecture. Les modules sont répartis sur des "échelles" dans la partie tonneau et sur des "secteurs" dans les parties bouchons, leur répartition est détaillée dans le tableau 2.2. Les modules se chevauchent pour assurer une bonne hermiticité du détecteur et sont inclinés de 20° par rapport à la direction tangente

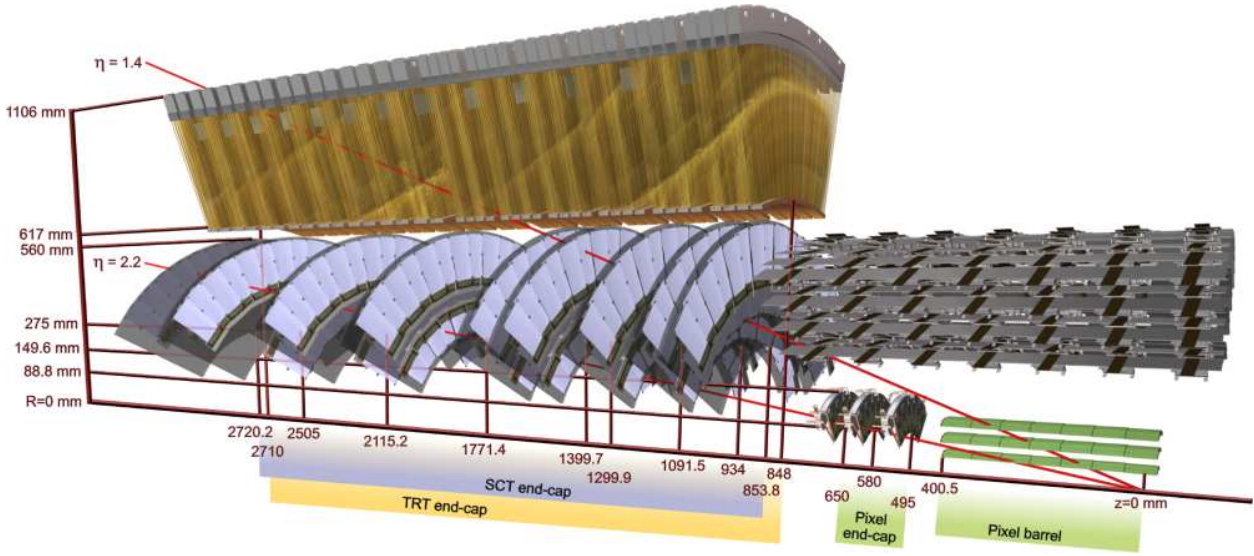


Fig. 2.9: Schéma montrant les différentes parties du détecteur interne traversées par deux particules chargées d'impulsions transverses $p_T = 10$ GeV dans la partie bouchon ($\eta = 1.4$ et $\eta = 2.2$). La particule à $\eta = 1.4$ traverse successivement le tube à vide, les 3 couches du détecteur à pixels (tonneau), 4 disques du SCT (bouchon) et environ 40 pailles du TRT (bouchon). La particule à $\eta = 2.2$ traverse successivement le tube à vide, la première couche de pixels dans la partie tonneau et 2 disques du détecteur à pixels dans la partie bouchon et les 4 derniers disques du SCT (bouchon). Il n'y a plus de TRT au delà de $|\eta| = 2$.

au rayon considéré dans la partie tonneau (fig. 2.10). Chaque module a une épaisseur d'environ $250\mu\text{m}$ et une taille de $24.4 \times 63.4\text{mm}^2$ et contient 47232 pixels de taille $50 \times 400\mu\text{m}^2$ dans le plan $R\phi \times z$. Cependant, l'électronique ne permet de lire que 46080 pixels pour chaque module.

Au total, le détecteur à pixels possède environ 80.4 millions de "canaux" (pixels) pouvant être lus.

Tonneau	Rayon (mm)	NB échelles	NB modules	NB pixels
1 ^{ère} couche	50.5	22	286	13.2×10^6
2 ^{ème} couche	88.5	38	494	22.8×10^6
3 ^{ème} couche	122.5	52	676	31.2×10^6
Bouchon (un côté)	z (mm)	NB secteurs	NB modules	NB pixels
1 ^{er} disque	495	8	48	2.2×10^6
2 ^{ème} disque	580	8	48	2.2×10^6
3 ^{ème} disque	650	8	48	2.2×10^6
Total tonneau + 2 bouchons			1744	80.4×10^6

Tab. 2.2: Paramètres du détecteur à pixels. La partie active du tonneau a une longueur de 801mm, les disques de la partie bouchon ont un rayon intérieur de 88.8mm et un rayon extérieur de 149.6mm. Les rayons donnés pour le tonneau sont des valeurs moyennes vu que les modules sont inclinés de 20° . Les positions en z sont aussi des valeurs moyennes car deux épaisseurs de secteurs se chevauchent.

La résolution nominale est de $10\mu\text{m}$ dans la direction $R\phi$ et de $115\mu\text{m}$ dans la direction z pour la partie tonneau et de $10\mu\text{m}$ dans la direction $R\phi$ et de $115\mu\text{m}$ dans la direction R pour la partie bouchon.

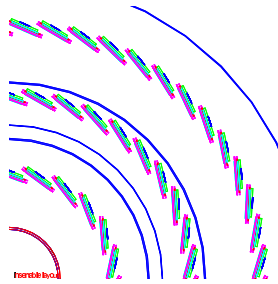


Fig. 2.10: Vue schématique du détecteur à pixels dans le plan transverse

2.3.2 Le détecteur à micro-pistes de silicium (SCT)

Le détecteur à micro-pistes de silicium (que l'on appellera SCT par la suite, pour SemiConductor Tracker) couvre également la région $|\eta| < 2.5$ et est constitué d'une partie tonneau et d'une partie bouchon.

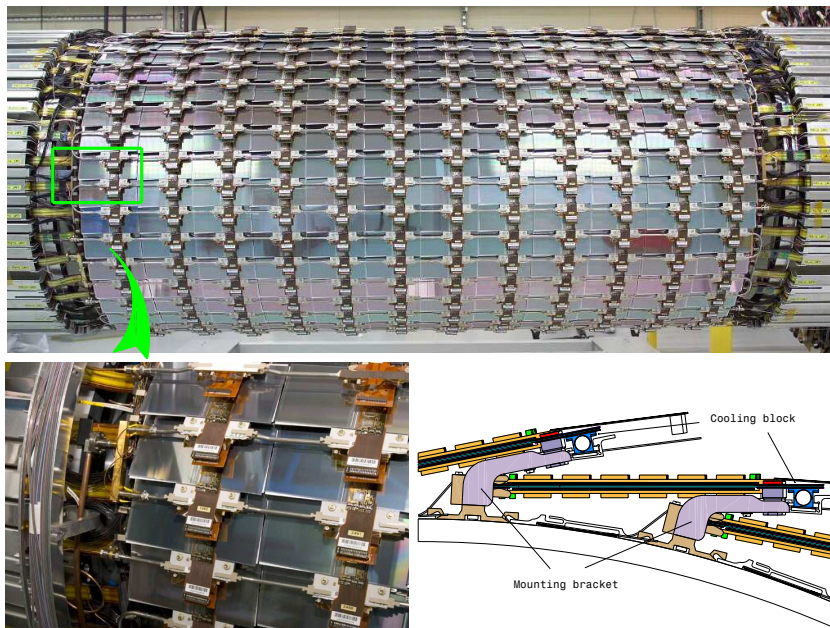


Fig. 2.11: La photographie du haut montre la partie tonneau complète du SCT avec tous les modules, celle du bas montre un détail de quelques modules et des services. Le schéma en bas à droite montre comment les modules sont fixés à la structure cylindrique du SCT

Le SCT est constitué de 4088 modules [2–4] répartis en quatre couches cylindriques dans la partie tonneau et de neuf disques dans la partie bouchon [5, 6]. Ces modules couvrent une surface totale de 63m^2 de silicium de façon quasiment hermétique. Le SCT fournit un minimum de quatre points de mesure dans toute la région couverte ($|\eta| < 2.5$). Les paramètres du SCT sont décrits dans les tableaux 2.3 et 2.4.

La partie tonneau est constituée de 2112 modules de capteurs à micro-pistes [7], le pas des pistes étant de $80\mu\text{m}$. Chaque module est constitué de deux plans de capteurs dos à dos (avec deux capteurs

Tonneau	Rayon (mm)	Longueur (mm)	Inclinaison du module (°)	NB modules
1 ^{ère} couche	284	1530	11.00	384
2 ^{ème} couche	355	–	11.00	480
3 ^{ème} couche	427	–	11.25	576
4 ^{ème} couche	498	–	11.25	672
Total				2112

Tab. 2.3: Paramètres de la partie tonneau du SCT. Il y a 12 modules par ligne

Disque	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$ z $ (mm)	853.8	934.0	1091.5	1299.9	1399.7	1771.4	2115.2	2505.0	2750.2
NB modules externes					52				
NB modules intermédiaires				40					Aucun
NB modules internes	Aucun			40				Aucun	

Tab. 2.4: Paramètres de la partie bouchon du SCT

dans le sens de la longueur, soit quatre capteurs par module). Chaque plan à un angle d'inclinaison de $\pm 20\text{mrad}$ par rapport à son centre géométrique pour avoir une mesure de la position selon la direction z et améliorer la résolution dans la direction $R\phi$ (fig. 2.11). Chaque plan à une longueur de 128mm (dont 126mm actifs) et contient 770 strips (dont 768 actives). Les modules sont répartis en "échelles" : chaque échelle comporte 12 modules et possède une longueur de 1530mm.

La partie bouchon est constituée de 1976 modules de quatre types différents : des modules internes, intermédiaires (deux types de modules intermédiaires) et externes. Le tableau 2.5 donne les dimensions des différents modules. Les modules sont collés dos à dos et inclinés de $\pm 20\text{mrad}$ par rapport à leur centre géométrique afin d'avoir une bonne résolution dans les directions $R\phi$ et R .

La résolution nominale est d'environ $16\mu\text{m}$ dans la direction $R\phi$ et $580\mu\text{m}$ dans la direction z pour la partie tonneau et dans la direction R dans la partie bouchon.

Le nombre total de canaux lus pour le SCT est d'environ 6.3 millions.

2.3.3 Le détecteur à transition de radiation (TRT)

Le détecteur à transition de radiation (appelé TRT par la suite) [5, 6, 8, 9] contient 73 couches de tubes à dérive dans la partie tonneau et 160 dans la partie bouchon. Les traces chargées d'impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV et avec $|\eta| < 2.0$ traversent au moins 36 tubes, et au moins 22 dans la région de transition entre tonneau et bouchons ($0.8 < |\eta| < 1.0$).

Les tubes à dérive (ou pailles), d'un diamètre de 4mm sont remplis d'un mélange gazeux (70% de xénon, 27% de CO_2 et 3% d' O_2). Un fil composé de tungstène recouvert d'or, d'un diamètre de $30\mu\text{m}$, est placé au centre du tube. Le fil et la paroi du tube servent respectivement d'anode et de cathode. Une charge traversant le tube ionise le gaz et les charges produites sont collectées par l'anode. De plus, les tubes sont entourés de fibre de polypropylène servant de radiateur : Les particules traversant

Module	Dimensions
Tonneau	Longueur active : 126.09mm + 2.09mm d'espace entre les capteurs
Bouchon, externe	Longueur active : 119.14mm + 2.09mm d'espace entre les capteurs Rayons intérieur et extérieur : 438.77 et 560.00mm
Bouchon, intermédiaire 1	Longueur active : 115.61mm + 2.09mm d'espace entre les capteurs Rayons intérieur et extérieur : 337.60 et 455.30mm
Bouchon, intermédiaire 2	Longueur active : 52.48mm + 2.09mm d'espace entre les capteurs Rayons intérieur et extérieur : 402.82 et 455.30mm
Bouchon, interne	Longueur active : 119.14mm + 2.09mm d'espace entre les capteurs Rayons intérieur et extérieur : 275.00 et 334.10mm

Tab. 2.5: Dimensions des différents modules du SCT

deux matériaux de constantes diélectriques différentes émettent un rayonnement de transition (photons de quelques keV) qui est absorbé par le gaz, produisant des électrons d'ionisation qui sont également détectés par l'anode. Ce rayonnement de transition augmente avec le rapport $\beta = E/m$ de sorte que les électrons déposent plus d'énergie en moyenne que les autres particules plus massives (de même énergie), ce qui permet de les identifier.

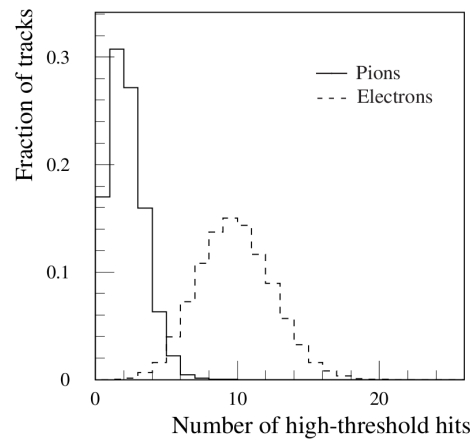


Fig. 2.12: Distribution du nombre de high-threshold hits pour les pions et les électrons de 5 GeV obtenue durant les tests en faisceau [10]

Les résultats des tests en faisceau [11, 12] montrent en effet que les traces laissées par les électrons possèdent plus de high-threshold hits (hits passant un seuil élevé : l'énergie déposée dans le tube doit être supérieure à 5keV) que celles laissées par les pions chargés (fig. 2.12). La figure 2.13 montre l'efficacité d'identification des pions obtenue lors de ces tests pour une efficacité de 90% pour les électrons en utilisant l'information sur les high-threshold hits et en combinant cette information avec celle du time-over-threshold [10, 13], qui permet d'améliorer la réjection des pions et qui est défini comme la largeur en temps du signal passant un seuil bas sur l'énergie déposée (200eV) [14].

A basse énergie, la réjection des pions augmente avec l'énergie car les électrons émettent plus de rayonnement de transition : Les performances sont optimales pour des particules d'environ 5 GeV. Une

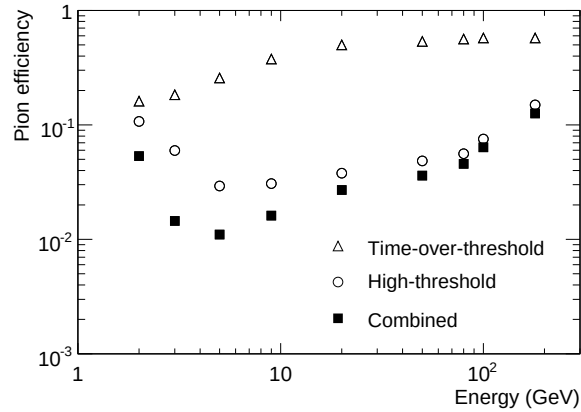


Fig. 2.13: Efficacité d'identification des pions en fonction de leur énergie obtenue durant les tests en faisceau pour une efficacité d'identification des électrons de 90% en utilisant l'information sur le nombre de high-threshold hits (cercles), le time-over-threshold (triangles) et en combinant les deux (carrés) [2]

réjection des pions supérieure à 50 peut être obtenue dans la gamme d'énergie allant de 2 à 50 GeV. A haute énergie les pions deviennent relativistes et émettent plus de rayons δ et éventuellement du rayonnement de transition, ce qui explique que la réjection diminue pour des énergies supérieures à 10 GeV.

La partie tonneau du TRT est divisée en trois anneaux successifs ayant chacun 32 modules. Les pailles y ont une longueur de 1444mm. Les fils d'anodes, d'une longueur active de ± 712 mm sont lues à chaque extrémité de la paille. Au centre de la paille, un insert en plastique maintient mécaniquement le fil d'anode : la paille est donc inefficace sur une distance d'environ 20mm au centre. Dans les seules 9 premières couches du premier anneau, les anodes sont divisées en 3 et par conséquent seuls 313mm d'anode sont actifs à chaque extrémité des pailles.

La partie bouchon est composée de deux anneaux indépendants, le premier (en partant du point d'interaction) constitué de 12 roues de 8 couches, le second de 8 roues de 8 couches. Chaque couche contient 768 pailles d'une longueur de 37cm orientées radialement. Les couches de pailles sont séparées par des couches de polypropylène d'une épaisseur de $15\mu\text{m}$. Les pailles ont une longueur de 372mm dans la partie bouchon.

La résolution dans la direction $R\phi$ est de $130\mu\text{m}$.

Les paramètres des modules du TRT sont présentés dans le tableau 2.6 pour la partie tonneau et la partie bouchon.

Le nombre total de canaux lus pour le TRT est d'environ 351000.

2.4 Le solénoïde central

Le solénoïde supra-conducteur central (fig. 2.15) est situé entre le détecteur interne et le système de calorimétrie. Il est placé dans le cryostat de la partie tonneau du calorimètre afin de minimiser la quantité de matière en amont du calorimètre. Il est conçu pour délivrer un champ magnétique axial de 2T au point d'interaction, avec un courant nominal est de 7.730kA. Sa longueur est de 5.8m, son diamètre

	$ z _{\min}$ (mm)	$ z _{\max}$ (mm)	$R_{\min}$ (mm)	$R_{\max}$ (mm)	NB de modules	NB de couches	NB pailles par module
Tonneau (2 côtés)	0	780	554	1082	96	73	52544
Module type-1 (interne)	400	712.1	563	624	32	9	329
Module type-1 (externe)	7.5	712.1	625	694		10	
Module type-2	7.5	712.1	697	860	32	24	520
Module type-3	7.5	712.1	863	1066	32	30	793
Bouchon (1 côté)	827	2744	615	1106	20	160	122880
1 ^{er} anneau	848	1705	644	1004	12	8	6144
2 ^{ème} anneau	1740	2710	644	1004	8	8	6144

Tab. 2.6: Paramètres des modules du TRT pour la partie tonneau et la partie bouchon. Les quantités données dans les lignes “tonneau” et “bouchon” sont des quantités globales : elles prennent en compte les services et l’électronique

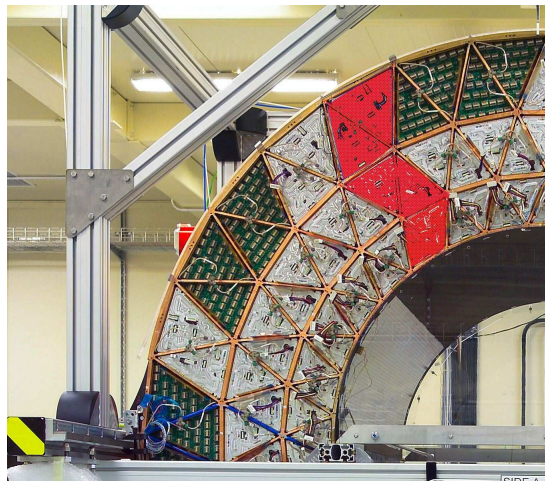


Fig. 2.14: Photographie d'un quart de TRT. Les formes d'un module externe, d'un module intermédiaire et d'un module interne sont représentées en rouge. On peut aussi voir la structure qui supporte le détecteur avec ses sous-structures triangulaires

interne de 2.46m et son diamètre externe de 2.56m.

Son but est de courber la trajectoire des particules chargées (dans le plan transverse) afin de permettre la mesure de l'impulsion et de la charge des particules chargées dans le détecteur interne.

Une carte du champ magnétique a été réalisée (fig. 2.16, [15]) et montre que le champ magnétique diminue fortement de $\approx 1.8\text{T}$ pour $z = 1.7\text{m}$ à $\approx 0.9\text{T}$ pour $z \approx 2.7\text{m}$ (extrémité du détecteur interne).

2.5 Les calorimètres

Les calorimètres sont des blocs de matière dans lesquels les particules incidentes déposent toute leur énergie sous forme de gerbes de particules secondaires. Leur but est de mesurer l'énergie et la position des particules qui les traversent, mais ils jouent aussi un rôle primordial pour la détermination du flux



Fig. 2.15: Photographie du solénoïde central avant son installation

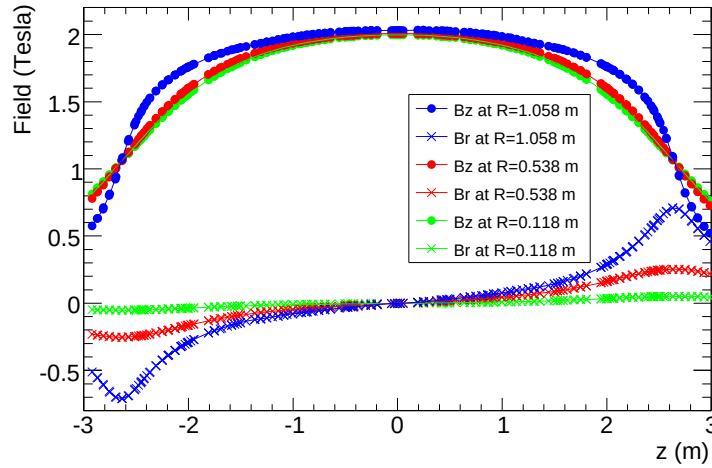


Fig. 2.16: Valeurs radiales et longitudinales du champ magnétique solénoïdal pour différentes valeurs de rayon [15]

d'énergie des particules qui échappent à la détection (E_T^{miss}), pour l'identification des particules mais aussi pour le déclenchement.

Il existe deux types de calorimètres : Les calorimètres homogènes, dont le volume entier du détecteur est sensible aux particules et contribue aux signaux obtenus, et les calorimètres à échantillonnage, dans lesquels les fonctions d'absorption et de génération du signal sont exercées par des matériaux différents.

Le système calorimétrique d'ATLAS permet une mesure précise de l'énergie des photons, des électrons, des hadrons et des jets grâce à un calorimètre électromagnétique et un calorimètre hadronique. La figure 2.17 montre une vue schématique du système calorimétrique d'ATLAS.

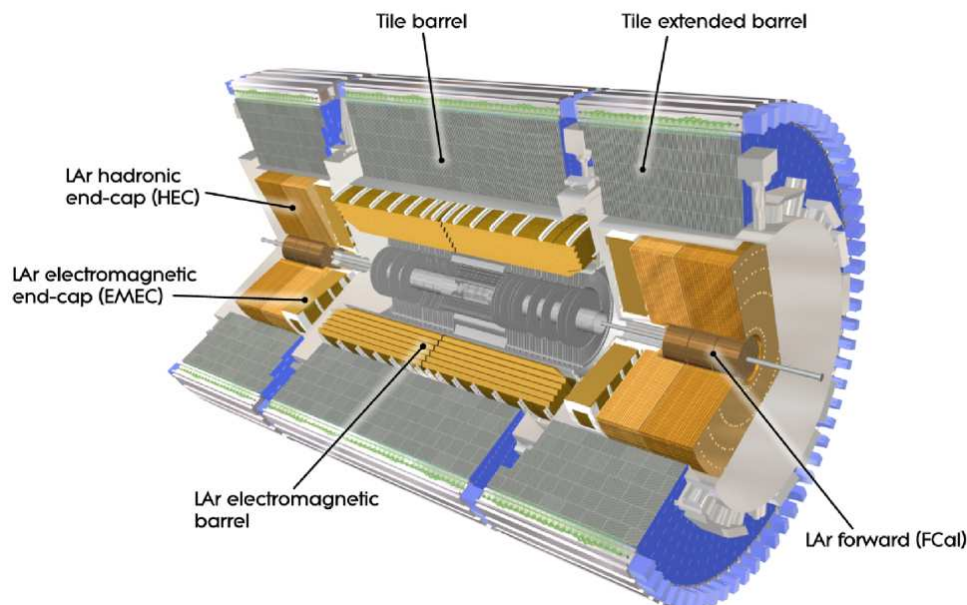


Fig. 2.17: Vue schématique du système calorimétrique d'ATLAS

2.5.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique [16] sert à mesurer l'énergie des particules électromagnétiques : électrons, positrons et photons. Sa conception a été largement dictée par des critères imposés par les canaux de désintégration du boson de Higgs $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4\ell$.

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est un calorimètre à échantillonnage constitué d'une série de couches de plomb (matériau absorbeur) et d'argon liquide (milieu sensible). Il est constitué de deux parties centrales appelées demi-tonneaux (couvrant la région définie par $|\eta| < 1,375$) et de deux parties bouchons constituées elles-mêmes d'une grande roue dite externe (couvrant la région $1,375 < |\eta| < 2,5$) et d'une petite roue dite interne (couvrant la région $2,5 < |\eta| < 3,2$). Les deux parties centrales sont insérées dans un unique cryostat (qui contient aussi le solénoïde, section 2.4) et chacune des deux parties bouchons est placée dans un cryostat de sorte que le calorimètre électromagnétique est contenu dans trois cryostats.

On reviendra en détails sur le calorimètre électromagnétique dans le chapitre 3.

2.5.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique mesure l'énergie des jets hadroniques initiés par les quarks et les gluons. Il est constitué de trois parties : Le calorimètre à tuiles ("tile barrel" et "tile extended barrel" sur la figure 2.17), le calorimètre hadronique bouchon ("LAr hadronic end-cap (HEC)") et le calorimètre avant ("LAr forward (FCal)"). Le calorimètre hadronique couvre la région $|\eta| < 4.9$.

Le calorimètre à tuiles

Le calorimètre à tuiles [17] est un calorimètre à échantillonnage constitué de plaques de fer d'une épaisseur de 14mm jouant le rôle d'absorbeur et de tuiles scintillantes d'une épaisseur de 3mm jouant le rôle de milieu sensible. Lors du passage de particules, des gerbes se développent par interaction avec les plaques de fer. Les particules secondaires traversant les tuiles excitent le milieu scintillant qui émet des photons en se désexcitant. Les signaux lumineux sont collectés de chaque côté des tuiles scintillantes par des fibres à décalage de longueur d'onde et amenés à des photo-multiplicateurs qui les convertissent en signaux électriques.

Le calorimètre à tuiles est placé juste derrière le calorimètre électromagnétique. La partie tonneau du calorimètre à tuiles ("tile barrel") couvre la région $|\eta| < 1.0$ alors que l'extension du tonneau ("tile extended barrel") couvre la région $0.8 < |\eta| < 1.7$.

La partie tonneau et l'extension du tonneau, dont les rayons internes sont de 2.28m et les rayons externes de 4.25m, sont segmentés azimuthalement (ϕ) en 64 modules et longitudinalement en 3 compartiments de longueurs d'interaction (λ) 1.5, 4.1 et 1.8 dans la partie tonneau et 1.5, 2.6 et 3.3 dans la partie tonneau étendu et de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour les deux premiers compartiments et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$ pour le troisième.

Le nombre total de canaux lus pour le calorimètre à tuiles est 4672 (2880 pour le tonneau et 1792 pour l'extension du tonneau).

Les calorimètres hadroniques bouchons

Tout comme les calorimètres électromagnétiques, les calorimètres hadroniques bouchons [16] sont des calorimètres à échantillonnage à argon liquide, mais du cuivre est utilisé comme absorbeur. Les calorimètres hadroniques bouchons partagent les mêmes cryostats que les calorimètres électromagnétiques bouchons (fig. 2.18). Ils sont constitués de deux roues indépendantes (fig. 2.20) pour chaque partie bouchon (pour chaque cryostat) : une roue avant (HEC1) et une roue arrière (HEC2) dont les épaisseurs sont respectivement de 82 et 96cm et ayant chacune 32 modules en ϕ (fig. 2.19). Chaque roue, dont le rayon externe est de 2030mm, est constituée de deux sections longitudinales.

La première roue est constituée de 24 plaques de cuivre d'une épaisseur de 25mm et la seconde de 16 plaques d'une épaisseur de 50mm. L'intervalle entre chaque plaque est de 8.5mm. La segmentation des plaques permet d'avoir une géométrie quasi-projective en η . Leur taille est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ dans la région $1.5 < |\eta| < 2.5$ et de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ dans la région $2.5 < |\eta| < 3.2$.

5632 canaux sont lus par le calorimètre hadronique bouchon.

Les calorimètres vers l'avant

Les calorimètres vers l'avant (FCal pour Forward Calorimeter) [16] sont situés dans les mêmes cryostats que les calorimètres électromagnétiques et hadroniques bouchons, ils couvrent la région $3.1 < |\eta| < 4.9$ et sont situés à une distance d'environ 4.7m du point d'interaction nominal. Ils permettent la mesure de l'énergie des jets très proches de l'axe du faisceau et contribuent au calcul de l'énergie manquante. Ils jouent un rôle important dans l'étude de canaux pour lesquels le boson de Higgs est produit par fusion de bosons vecteurs du fait de la présence de jets vers l'avant. Le FCal est un calorimètre à échantillonnage constitué de quatre roues. Les deux premières roues utilisent une technologie cuivre/argon liquide et les deux dernière une technologie tungstène/argon liquide. Le tungstène étant un milieu très

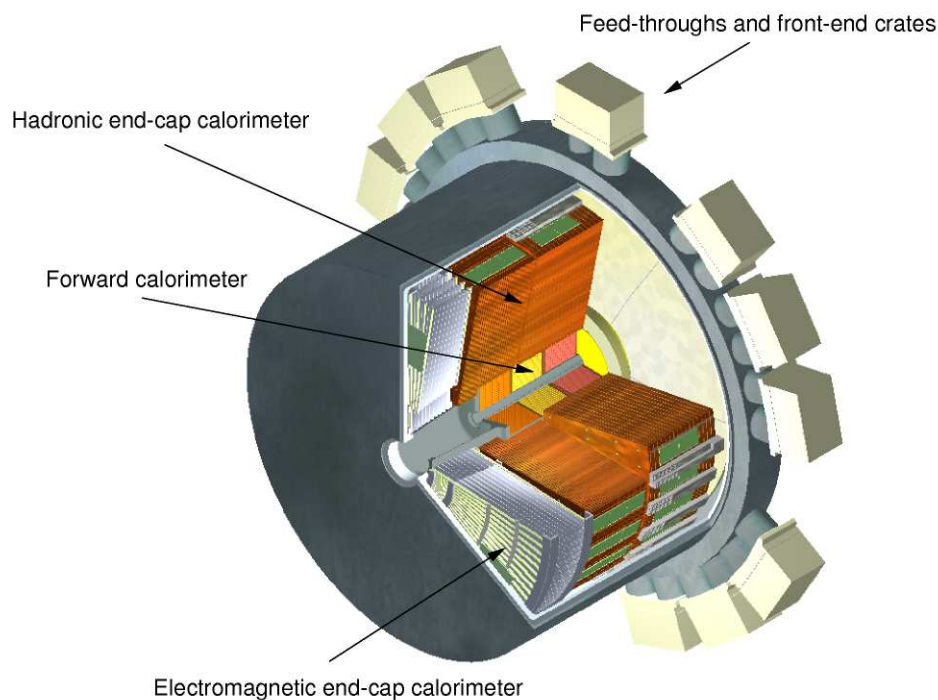


Fig. 2.18: Vue schématique d'un cryostat bouchon (end-cap)

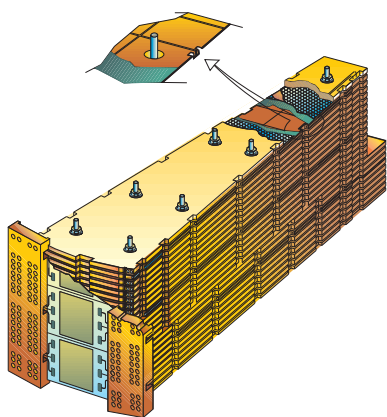


Fig. 2.19: Schéma d'un module du calorimètre hadronique bouchon (HEC)

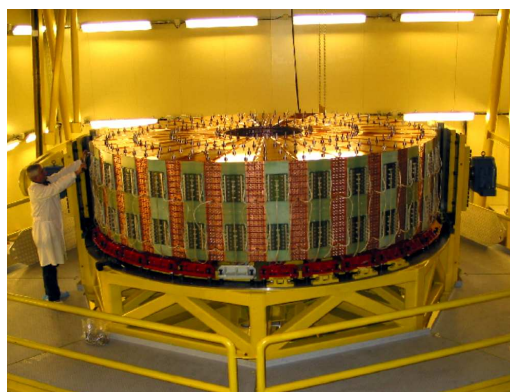


Fig. 2.20: Photographie d'une roue du HEC sur sa table d'assemblage

dense, il permet d'arrêter les gerbes de haute énergie et de limiter les fuites d'énergie dans les chambres à muons. La quatrième roue n'est pas instrumentée et sert uniquement de protection pour les chambres à muons.

Les FCal sont exposés à un grand flux de particules incidentes, ce qui a conduit à utiliser des matériaux résistants aux radiations. Ils sont constitués d'une matrice d'absorbeur contenant des électrodes tubulaires parallèles à l'axe du faisceau. Les électrodes sont des tiges de cuivre ou tungstène selon la roue considérée

et placées à l'intérieur d'un tube en alliage de cuivre afin de former une mince couche d'argon liquide autour d'elles. La couche d'argon liquide est plus petite que pour les calorimètres électromagnétiques afin d'éviter l'accumulation d'ions, de permettre une plus grande densité et de conduire à une réponse plus rapide du détecteur. Une cellule de lecture comporte 4 électrodes tubulaires. La segmentation du FCal est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$.

3524 cellules sont lues par le FCal : 2016 pour la première roue, 1000 pour la seconde et 508 pour la troisième.

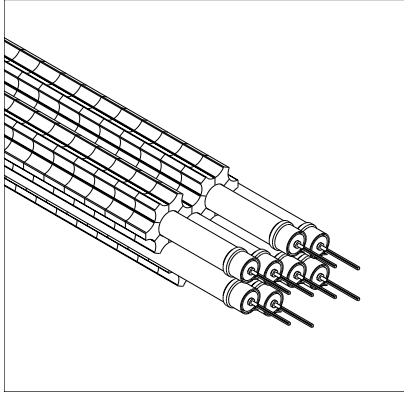


Fig. 2.21: Schéma de la matrice d'absorbeur avec les tubes en alliage de cuivre contenant les tiges de tungstène (pour les deux dernières roues)



Fig. 2.22: Photographie de l'assemblage du FCal : On distingue les quatre roues du détecteur

2.6 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons [2, 18] constitue la dernière partie du détecteur traversée par les particules et donne une mesure précise de l'impulsion des muons grâce à un champ magnétique toroïdal (orthogonal au champ magnétique axial du solénoïde central). Ce champ magnétique est réalisé par 8 bobines assemblées de façon radiale et symétrique par rapport à l'axe du faisceau dans la région centrale $|\eta| < 1.4$ et par 8 bobines dans chaque partie bouchon couvrant la région $1.6 < |\eta| < 2.7$. Les bobines situées dans la partie bouchon sont inclinées de 22.5° par rapport aux bobines de la partie centrale afin de permettre un recouvrement radial et d'optimiser la capacité de courbure à l'interface entre les deux systèmes (dans la région $1.4 < |\eta| < 1.6$).

Le spectromètre à muons, schématisé sur la figure 2.24, est composé de deux types de détecteurs : des chambres de précision (MDT et CSC) et des chambres de déclenchement (RPC et TGC).

2.6.1 Les chambres de précision

Les mesures de précision sont effectuées par les chambres MDT (pour Monitored Drift Tubes). Ces chambres couvrent la région $|\eta| < 2.7$ sauf dans la première couche de la partie la plus centrale du bouchon où elles couvrent la région $|\eta| < 2.0$, le reste étant couvert par les chambres CSC qui seront décrites un peu plus loin. Elles sont constituées de tubes à dérive offrant chacun une résolution de $80\mu\text{m}$ et une résolution globale d'environ $35\mu\text{m}$ par chambre.

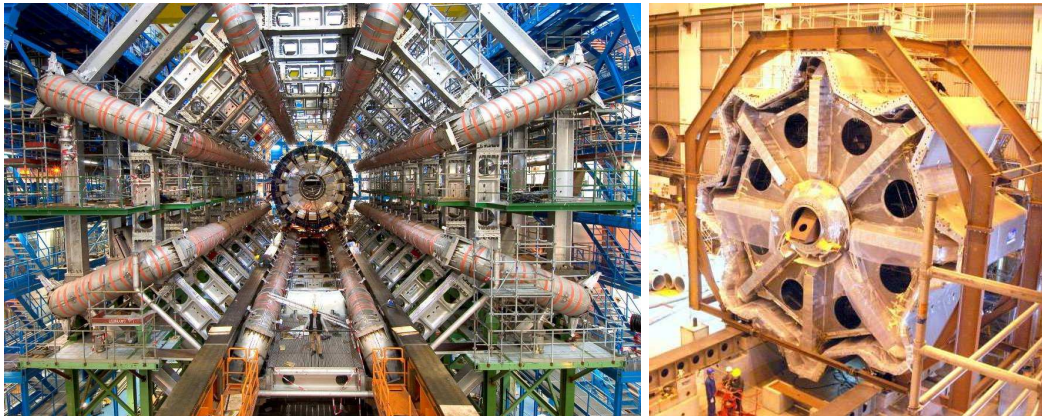


Fig. 2.23: *Système des 8 aimants toroïdaux de la partie tonneau installés dans la caverne d'ATLAS (à gauche) et de la partie bouchon insérés dans le cryostat (à droite)*

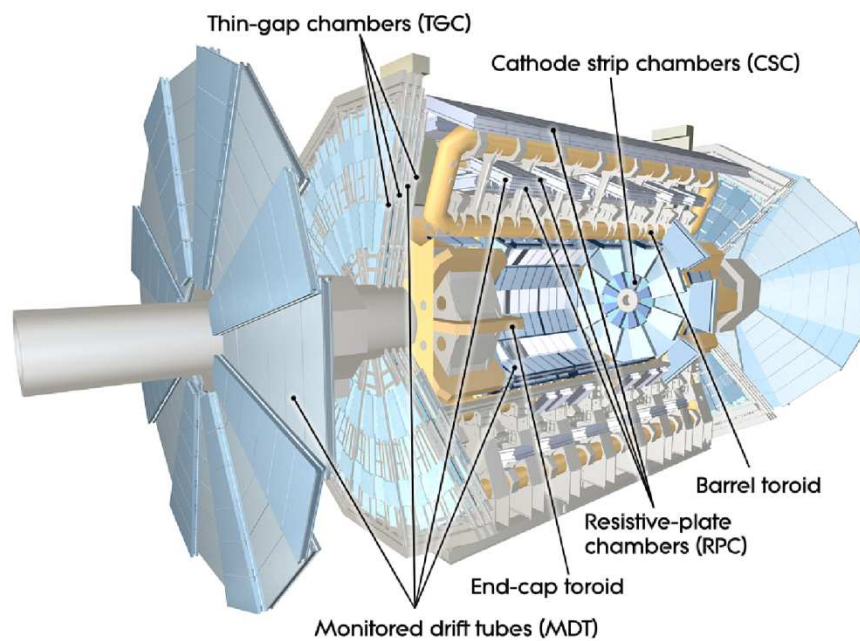


Fig. 2.24: *Vue schématique du spectromètre à muons*

Les tubes à dérive utilisés ont un diamètre de 29.97mm et sont remplis d'un mélange gazeux (93% d' Ar et 7% de CO_2) sous une pression de 3bar. Les électrons issus de l'ionisation du gaz par les particules qui le traversent sont collectés sur un fil central en tungstène-rhénium dont le diamètre est de $50\mu m$ et qui est porté à un potentiel de 3080V. Les chambres MDT sont globalement projectives, leur dimensions augmentent avec la distance au point d'interaction nominal. Le spectromètre à muons comporte 1088 chambres MDT couvrant une surface de $5500m^2$.

Dans la région de grande pseudo-rapacité ($2 < |\eta| < 2.7$) des chambres CSC (pour Cathode Strip Chamber) sont utilisées au lieu des chambres MDT car elles permettent de gérer un plus grand flux

de particules (jusqu'à $1000\text{Hz}/\text{cm}^2$ contre $150\text{Hz}/\text{cm}^2$ pour les chambres MDT) et ont une meilleure résolution en temps que les chambres MDT. Ce sont des chambres proportionnelles multifils dont les cathodes sont segmentées en bandes de lecture (strips) parallèles aux fils d'un côté et perpendiculaires de l'autre (permettant une mesure précise des coordonnées). Le système de chambres CSC est constitué de deux disques ayant chacun 8 chambres CSC (8 petites chambres et 8 grandes, fig. 2.25).

La résolution d'une chambre CSC est de $40\mu\text{m}$ dans la direction R et d'environ 5mm dans la direction ϕ .

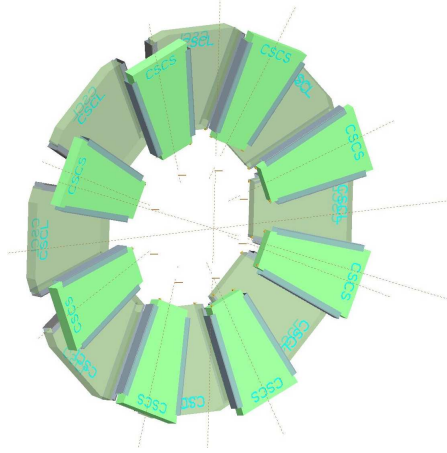


Fig. 2.25: Schéma du système de chambres CSC dans la partie bouchon du spectromètre à muons

2.6.2 Les chambres de déclenchement

Les chambres de déclenchement constituent un système de déclenchement rapide capable de fournir des informations sur les traces en quelques dizaines de nanosecondes après le passage de la particule. Dans la région centrale $|\eta| < 1.05$ les chambres RPC (pour Resistive Plate Chambers) sont utilisées pour cela alors que les chambres TGC (pour Thin Gap Chambers) sont utilisées dans la partie bouchon ($1.05 < |\eta| < 2.4$). Ces chambres fournissent également une information sur la position.

Les chambres RPC (chambres à plaques résistives) sont constituées de deux plaques parallèles résistives en bakélite et séparées de 2mm grâce à des séparateurs isolant. Le champ électrique d'environ $4.9\text{kV}/\text{mm}$ entre les deux plaques permet la formation de cascades d'ionisations lors du passage des particules. Le signal est lu par couplage capacitif avec des bandes métalliques fixées sur les surfaces extérieures des plaques résistives. Le gaz utilisé est un mélange de 94.7% de $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$, 5% d' $\text{Iso-C}_4\text{H}_{10}$ et de 0.3% de SF_6 . Les chambres RPC sont assemblées sur les mêmes supports que les chambres MDT et ont les mêmes dimensions, elles permettent ainsi de donner une image de la mesure des chambres MDT au premier niveau de déclenchement. La résolution spatiale des chambres RPC est d'environ 10mm et leur résolution temporelle est de 1.5ns .

Les chambres TGC (chambres à intervalle fin) sont analogues aux chambres CSC. Les fils d'anodes sont parallèles aux fils des chambres MDT et fournissent une image de celui-ci au premier niveau de déclenchement. Les signaux récoltés sur les bandes perpendiculaires au fils des chambres MDT sont aussi utilisés par le système de déclenchement et permettent de compléter l'information spatiale obtenue par celles-ci.

2.7 Système de déclenchement

Le système de déclenchement (trigger) [19] joue un rôle très important : La fréquence de croisement des faisceaux sera de 40MHz dans le détecteur ATLAS, soit une fréquence de collisions de 1GHz. La quantité d'information produite serait donc considérable si aucune préselection n'était réalisée. De plus, la majorité des événements sont des événements de biais minimum (minimum bias) et ne présentent pas d'intérêt pour la recherche du boson de Higgs ou de nouvelle physique : Par exemple la diffusion inélastique proton-proton a une section efficace de l'ordre de 80mb, soit environ 9 ordres de grandeur plus grande que la section efficace attendue pour la production du boson de Higgs (environ 45pb pour une masse $m_H = 120$ GeV).

Le système de déclenchement a pour but de sélectionner efficacement les événements rares selon leurs signatures afin de réduire le taux d'acquisition de 40MHz à 200Hz. Il est constitué de trois niveaux successifs : L1, L2 et EF (pour Event Filter).

Cette partie décrit le fonctionnement du système de déclenchement de façon générale, nous reviendrons plus loin en détail sur le déclenchement utilisant les photons.

2.7.1 Premier niveau de déclenchement : L1

Le premier niveau de déclenchement [20] recherche des événements contenant des particules de grande impulsion transverse : muons, électrons, photons, jets et τ se désintégrant en hadrons, ainsi que des événements ayant une grande énergie transverse manquante et/ou totale.

Ce premier niveau n'utilise que les informations provenant des chambres de déclenchement du spectromètre à muons et du calorimètre (avec une granularité réduite).

Tous les calorimètres sont utilisés pour la sélection du L1 : Ils ont pour but d'identifier les objets de grande énergie transverse et les événements avec une grande énergie transverse manquante ou totale. Un déclenchement sur la somme scalaire des énergies transverses des jets est aussi disponible. Pour les déclenchements sur les $e^\pm$, γ et les désintégrations de τ , on peut demander que ceux ci soient isolés : La particule considérée doit avoir une séparation angulaire minimale par rapport à tous les autres dépôts d'énergie.

Le déclenchement sur les muons repose sur les informations données par les RPC et les TGC (voir la section décrivant le spectromètre à muons). Il recherche des hits pouvant correspondre à des muons de grande impulsion transverse issus de la région d'interaction.

Le taux maximal de déclenchement de ce premier niveau doit être inférieur à 75kHz et sa décision doit atteindre l'électronique "front-end" du détecteur (électronique située à l'intérieur du détecteur) en moins de $2.5\mu s$. Le niveau L1 fournit également l'information sur la région d'intérêt (RoI pour "Region of Interest") sélectionnée qui est utilisée par le second niveau de déclenchement.

2.7.2 Second niveau de déclenchement : L2

Le second niveau de déclenchement (L2) utilise les régions d'intérêt (RoI) définies par le premier niveau de déclenchement. Il utilise les informations issues de tous les sous-détecteurs (avec la granularité la plus fine) contenues dans ces régions, soit approximativement 2% des données complètes de l'événement. Des algorithmes de reconstruction spécifiques, rapides (moins de 40ms, en moyenne) et robustes, sont alors appliqués à ce sous-échantillon.

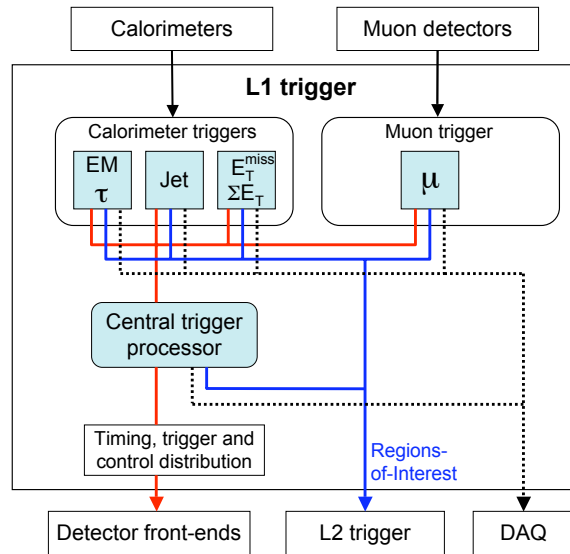


Fig. 2.26: Scéma du premier niveau de déclenchement

Le taux de déclenchement en sortie de ce second niveau de déclenchement doit être d'environ 3.5kHz.

2.7.3 Troisième niveau de déclenchement : EF

Dans ce dernier niveau de déclenchement (EF) les algorithmes de reconstruction offline (hors ligne) sont utilisés. Cependant la grande différence avec la reconstruction offline provient du fait que le niveau EF utilise une reconstruction partie par partie pour chaque région d'intérêt fournit par le niveau L2, contrairement à la reconstruction offline qui utilise tout le détecteur.

Le taux de déclenchement en sortie de ce dernier niveau de déclenchement est d'environ 200Hz.

Bibliographie

- [1] The ATLAS Collaboration, *ATLAS pixel detector : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1998.
- [2] The ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider,” *JINST* **3** (2008) S08003.
- [3] The ATLAS Collaboration, A. Abdesselam *et al.*, “The barrel modules of the ATLAS semiconductor tracker,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A568** (2006) 642–671.
- [4] The ATLAS Collaboration, A. Abdesselam *et al.*, “The ATLAS semiconductor tracker end-cap module,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A575** (2007) 353–389.
- [5] The ATLAS Collaboration, *ATLAS inner detector : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997.
- [6] The ATLAS Collaboration, *ATLAS inner detector : Technical Design Report, 2*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997.
- [7] A. Ahmad *et al.*, “The Silicon microstrip sensors of the ATLAS semiconductor tracker,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A578** (2007) 98–118.
- [8] The ATLAS TRT Collaboration, E. Abat *et al.*, “The ATLAS TRT barrel detector,” *JINST* **3** (2008) P02014.
- [9] The ATLAS TRT Collaboration, E. Abat *et al.*, “The ATLAS TRT end-cap detectors,” *JINST* **3** (2008) P10003.
- [10] T. Åkesson *et al.*, “Particle Identification using the Time-over-Threshold Method in the ATLAS Transition Radiation Tracker,” Tech. Rep. ATL-INDET-2000-021, CERN, Geneva, Oct, 2000.
- [11] The ATLAS TRT Collaboration, T. Akesson *et al.*, “ATLAS Transition Radiation Tracker test-beam results,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A522** (2004) 50–55.
- [12] S. Mehlhase and T. C. Petersen, “A probability based approach to PID in the TRT detector of ATLAS,” Tech. Rep. ATL-COM-INDET-2006-017, CERN, Geneva, Oct, 2006.
- [13] V. Bashkirov and B. A. Dolgoshein, “Pion-Electron Separation by combined dE/dx and TR measurements in ATLAS Transition Radiation Tracker,” Tech. Rep. ATL-INDET-95-090. ATL-I-PN-90, CERN, Geneva, Jan, 1995.
- [14] V. Bashkirov, “Particle identification by relativistic rise of time above threshold in gaseous detectors,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A433** (1999) 560–563.
- [15] M. Aleksa, F. Bergsma, P.-A. Giudici, A. Kehrli, M. Losasso, X. Pons, H. Sandaker, P. Miyagawa, S. Snow, J. Hart, and L. Chevalier, “Measurement of the solenoid magnetic field,” Tech. Rep. ATL-MAGNET-PUB-2007-001. ATL-COM-MAGNET-2007-002, CERN, Geneva, Sep, 2007.
- [16] The ATLAS Collaboration, *ATLAS liquid-argon calorimeter : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.

- [17] The ATLAS Collaboration, *ATLAS tile calorimeter : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.
- [18] The ATLAS Collaboration, *ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997.
- [19] The ATLAS Collaboration, *ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 2003.
- [20] The ATLAS Collaboration, *ATLAS level-1 trigger : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1998.

Chapitre 3

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS

Une description détaillée des phénomènes physiques liés à la calorimétrie électromagnétique est faite dans l'annexe A.

3.1 Description du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

3.1.1 Description générale

Comme on l'a déjà mentionné, le calorimètre électromagnétique d'ATLAS [1] est un calorimètre à échantillonnage constitué d'une série de couches de plomb (matériau absorbeur) et d'argon liquide (milieu sensible). L'avantage est une bonne tenue aux radiations, une bonne stabilité temporelle (nécessaire pour que le système soit opérationnel pour la durée du LHC), une excellente linéarité de réponse pour la gamme d'énergie allant de 10 MeV à 3 TeV, une facilité de calibration et une bonne homogénéité de construction.

Il est constitué de deux parties centrales appelées demi-tonneaux (couvrant la région définie par $|\eta| < 1.375$) et de deux parties bouchons constituées elles-mêmes d'une grande roue dite externe (couvrant la région $1.375 < |\eta| < 2.5$) et d'une petite roue dite interne (couvrant la région $2.5 < |\eta| < 3.2$), contenant chacune 8 modules. Chaque demi-tonneau contient 16 modules couvrant une région $\Delta\phi = 22.5^\circ$.

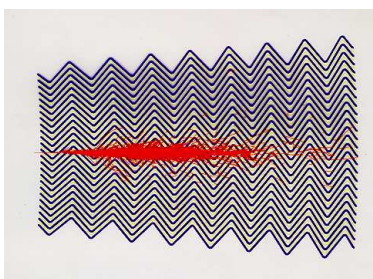


Fig. 3.1: *Simulation de développement d'une gerbe électromagnétique dans le calorimètre d'ATLAS - Les lignes noires en accordéon représentent les absorbeurs*

Les absorbeurs et les électrodes (les électrodes étant les éléments récoltant le signal électrique)

suivent une géométrie de type accordéon (fig. 3.2). L'utilisation de cette géométrie particulière pour l'échantillonnage offre plusieurs avantages : une grande rapidité de réponse et une réduction du bruit, mais surtout une hermiticité totale en ϕ .

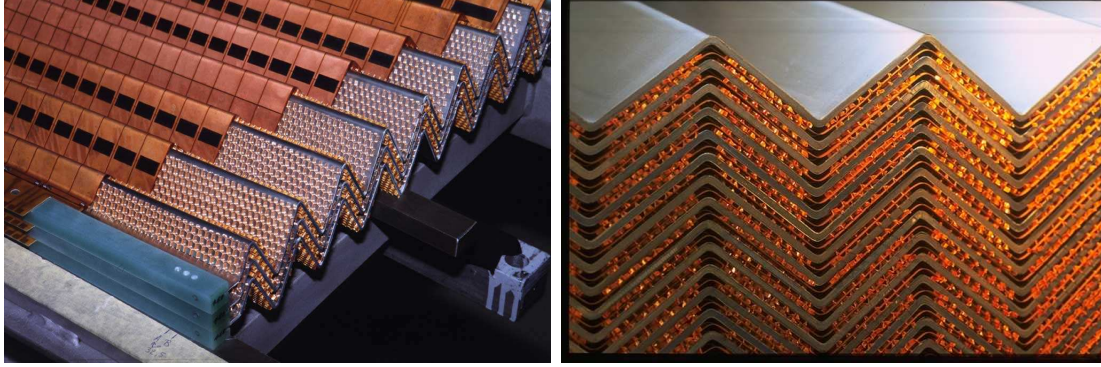


Fig. 3.2: Photographies d'une partie d'électrode, on reconnaît la géométrie en accordéon et la structure en "nid d'abeille" des espaceurs

Les modules du calorimètre sont composés d'une alternance d'absorbeurs en plomb séparés de l'électrode par 2,1 mm d'argon liquide (fig. 3.3) grâce à des espaceurs alvéolés en Kapton. L'électrode [2] est quant à elle constituée de trois couches de cuivres intercallées avec 2 couches de kapton (isolant) : Les deux couches de cuivre extérieures reçoivent la haute tension tandis que le courant induit par les électrons d'ionisation dérivant dans l'argon liquide est récolté sur la troisième, la couche de lecture, par couplage capacitif.

Les électrodes de lecture sont segmentées en η et pointent vers le point d'interaction principal (point de collision). Elles sont segmentées radialement de manière à former trois compartiments distincts : les compartiments avant, milieu et arrière (fig. 3.3), à l'exception de la petite roue des bouchons dont les électrodes ne comportent que deux compartiments. Elles sont par ailleurs regroupées en ϕ grâce à des cartes sommatriques qui font la somme des signaux provenant de 16 électrodes pour le premier compartiment ($\Delta\phi = 0.1$) et de 4 électrodes pour le compartiment milieu et arrière ($\Delta\phi = 0.025$). La figure 3.4 illustre ce regroupement de cellules dans la direction ϕ . Nous détaillons ici les électrodes de la partie tonneau (le principe étant le même pour la partie bouchon) :

– **Compartiment avant :**

Le compartiment avant est très finement segmenté en η : sa granularité vaut $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025/8 \times 0.1$ pour $|\eta| < 1.4$. Ceci permet une mesure précise du point d'impact pour permettre la séparation des gerbes spatialement proches, et en particulier pour la séparation γ/π^0 . Ce compartiment a une profondeur d'environ $4,4 X_0$.

– **Compartiment milieu :**

Le compartiment du milieu (ou *middle*), dont la profondeur est d'environ $18 X_0$, est conçu pour contenir la majorité de la gerbe électromagnétique d'un photon de 50 GeV, énergie typique des photons produits dans la désintégration d'un boson de Higgs de 120 GeV. Sa granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ permet, en association avec le compartiment avant, la mesure de l'angle

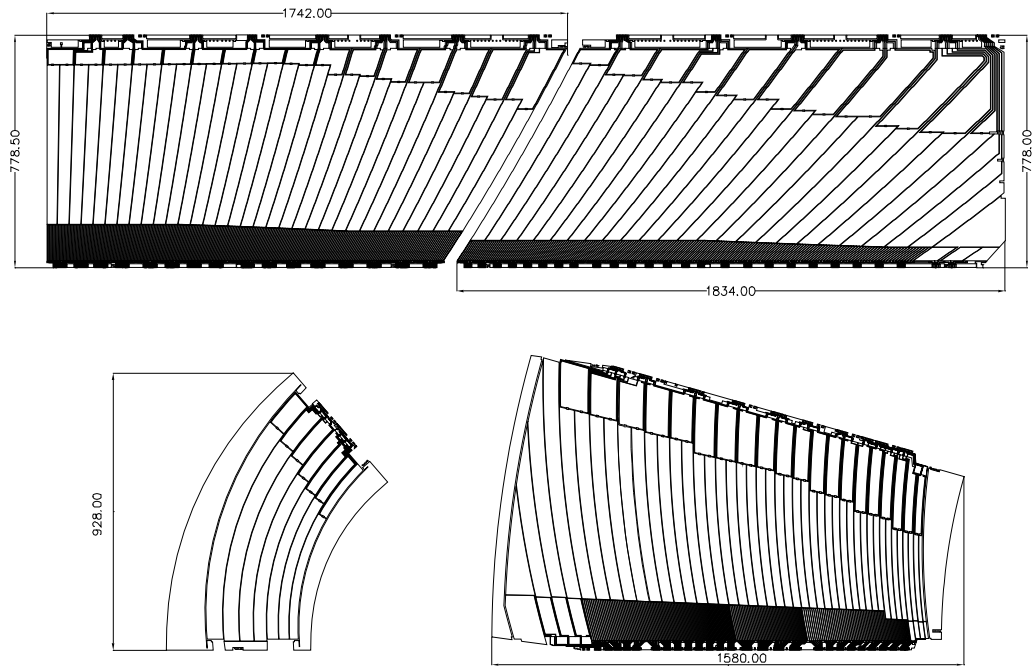


Fig. 3.3: Schéma des quatre différents types d'électrodes : En haut, les électrodes A et B de la partie tonneau et en bas, les électrodes C (petite roue) et D (grande roue) de la partie bouchon du calorimètre électromagnétique

d'incidence de la particule en η .

– Compartiment arrière :

Le compartiment arrière (ou *back*) complète la longueur de radiation encore disponible sur l'électrode ($\geq 2X_0$). Sa granularité est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.025$.

Son rôle est d'estimer les pertes en énergie à l'arrière du détecteur (causées par des gerbes initiées tardivement et donc pas totalement contenues).

Etant donné que l'épaisseur de plomb traversée par une particule augmente avec la pseudo-rapacité, l'épaisseur de plomb a été réduite de 1.53 à 1.13 mm dans la partie tonneau pour $|\eta| > 0.8$ de façon à garder un nombre de longueurs de radiation à peu près constant dans le compartiment milieu. On peut distinguer les deux parties A ($|\eta| < 0.8$) et B ($|\eta| > 0.8$) de l'électrode (fig. 3.3). Pour la partie bouchon, l'épaisseur de plomb est de 1.7mm pour $|\eta| < 2.5$ et de 2.2mm pour $|\eta| > 2.5$.

La granularité des différents compartiments de la partie tonneau et de la partie bouchon est donnée dans le tableau 3.1.

Pour compléter le calorimètre électromagnétique, il faut également mentionner le **pré-échantillonneur** (ou presampler) [3, 4] qui est un détecteur placé dans l'argon liquide, situé entre le détecteur interne et le calorimètre électromagnétique (juste derrière le cryostat) et dont le rôle est de fournir un premier échantillon de la gerbe électromagnétique permettant de compenser la perte d'énergie dans la matière

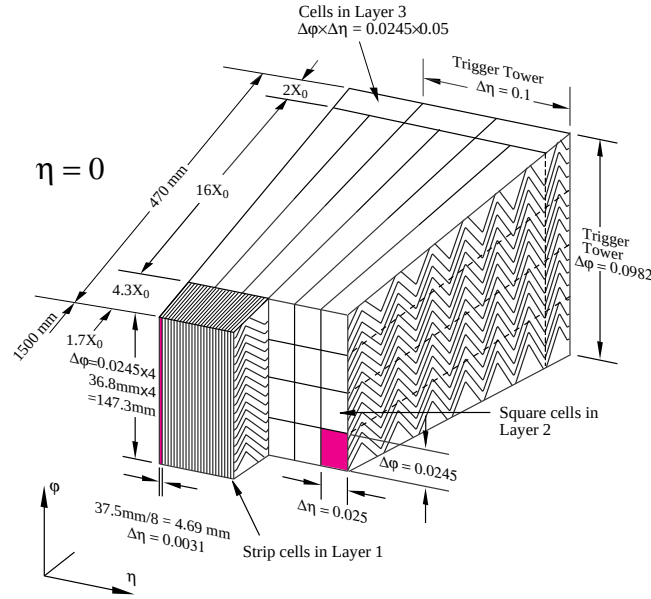


Fig. 3.4: Schéma d'un module de la partie tonneau. Les différents compartiments y sont visibles, ainsi que la granularité en η et en ϕ pour chacun des trois compartiments

Electrode	η	Avant	Milieu	Arrière
A	$ \eta < 0.8$	$\sim 0.003 \times 0.1$	0.025×0.025	0.05×0.025
B	$0.8 < \eta < 1.35$	$\sim 0.003 \times 0.1$	0.025×0.025	0.05×0.025
	$1.35 < \eta < 1.4$	$\sim 0.003 \times 0.1$	0.025×0.025	—
	$1.4 < \eta < 1.475$	0.025×0.1	0.075×0.025	—
C	$1.375 < \eta < 1.425$	0.05×0.1	0.050×0.025	—
	$1.425 < \eta < 1.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	—
	$1.5 < \eta < 1.8$	$\sim 0.003 \times 0.1$	0.025×0.025	0.05×0.025
	$1.8 < \eta < 2.0$	$\sim 0.004 \times 0.1$	0.025×0.025	0.05×0.025
	$2.0 < \eta < 2.4$	$\sim 0.006 \times 0.1$	0.025×0.025	0.05×0.025
	$2.4 < \eta < 2.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	0.05×0.025
D	$2.5 < \eta < 3.2$	—	0.1×0.1	0.1×0.1

Tab. 3.1: Granularité des différentes électrodes du calorimètre électromagnétique pour les différents compartiments, en unités de $\Delta\eta \times \Delta\phi$

devant le calorimètre (détecteur interne, cryostat, solénoïde).

En tenant compte du pré-échantillonneur, le calorimètre électromagnétique comporte près de 200 000 cellules. Le détail du nombre de canaux par compartiment pour les parties tonneau et bouchon est décrit dans le tableau 3.2.

Compartiment	NB canaux	Compartiment	NB canaux
Presampler	7808	Presampler	1536
Avant	57216	Avant	28544
Milieu	28672	Milieu	23424
Arrière	13824	Arrière	10240
Barrel end	2048		
Total	109568	Total	63744
(a) Tonneau		(b) Bouchons	

Tab. 3.2: Nombre de canaux par compartiment pour les parties tonneau et bouchon

3.1.2 Le signal d'ionisation

Les particules de la gerbe électromagnétique traversant l'argon liquide provoquent son ionisation. Les charges négatives (électrons) qui apparaissent se déplacent vers les électrodes sous l'effet du champ électrique uniforme d'environ 10 kV.cm^{-1} régnant entre les plans parallèles de la structure en accordéon.

Le courant récolté par l'électrode a une forme triangulaire en fonction du temps (fig. 3.5) :

$$I_{physique}(t) = \theta(t) I_0 \left(1 - \frac{t}{\tau_d}\right) \theta(\tau_d - t) \quad \text{avec } I_0 = \frac{Q_0}{\tau_d} \quad (3.1)$$

où Q_0 est la charge totale créée et τ_d le temps de dérive des électrons. Dans l'argon liquide, pour un gap de 2 mm d'épaisseur et un champ électrique de 1 kV/mm , $\tau_d \simeq 400 \text{ ns}$.

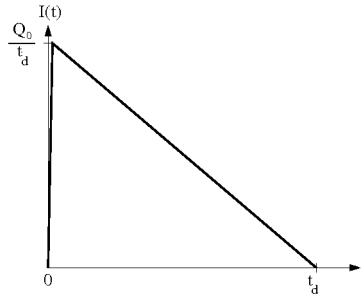


Fig. 3.5: Forme du courant induit sur l'électrode de lecture par une particule de la gerbe traversant l'argon liquide

Le maximum du signal est proportionnel à la quantité de charges créées dans l'argon liquide, donc à l'énergie déposée par la gerbe avec une constante de proportionnalité estimée à $2.8 \mu\text{A.GeV}^{-1}$ par simulation Monte Carlo. Le signal ainsi obtenu est ensuite transmis vers les cartes Front End (Front End Board, voir 3.2).

3.1.3 Performances requises

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est conçu pour identifier les électrons et les photons et mesurer leur énergie et leur direction. La physique étudiée au LHC impose des contraintes sur ses caractéristiques.

Résolution en énergie

Le calorimètre doit tout d'abord avoir une très bonne résolution en énergie. Ceci sera déterminant pour la physique du Higgs, en particulier pour la recherche des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4e$. La résolution en énergie d'un calorimètre peut s'exprimer sous la forme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (3.2)$$

- **Le terme a** (terme stochastique ou terme d'échantillonnage) traduit les fluctuations statistiques liées au développement de la gerbe électromagnétique dans le milieu sensible (Argon liquide). Il dépend de l'homogénéité du milieu sensible et de la fraction d'échantillonnage du détecteur.
- **Le terme b** correspond à la largeur des fluctuations du bruit dans toute la chaîne de lecture. Ce bruit global provient de différentes sources telles que le bruit d'empilement, le bruit thermique, le bruit de quantification des convertisseurs analogique-numérique, et est indépendant de l'énergie déposée par une particule dans l'argon.
- **Le terme c** (appelé terme constant) regroupe les non-uniformités de la réponse en énergie, c'est-à-dire les différentes inhomogénéités locales ou globales

Les besoins de la physique et les contraintes matérielles donnent des limites sur les 3 paramètres a , b et c (tab. 3.3).

Terme stochastique, a	$\approx 10\%$
Terme de bruit électronique, b	$\approx 300 \text{ MeV}$
Terme constant, c	$< 0.7\%$

Tab. 3.3: Paramètres caractéristiques de la résolution en énergie

A basse énergie (par exemple pour $J/\psi \rightarrow e^+e^-$), le terme dominant est le terme de bruit électronique. Le terme constant est quant à lui prépondérant à haute énergie (par exemple pour $Z' \rightarrow e^+e^-$, où $m_{Z'} = 1 \text{ TeV}$). Pour minimiser ce terme constant, il faut s'attacher à améliorer au mieux la qualité de l'assemblage (d'où des limites importantes imposées par le cahier des charges) et le fonctionnement du détecteur avec une grande importance de la qualité de l'étalonnage (voir le tableau 3.4 pour l'importance de la contribution de l'étalonnage), l'objectif étant de le garder en dessous de 0.7% sur l'ensemble du calorimètre électromagnétique.

Résolution spatiale et angulaire

La mesure de la position des particules incidentes dans la direction η est réalisée en faisant une moyenne pondérée de la position du barycentre de la gerbe électromagnétique dans le premier et le second compartiment du calorimètre. La combinaison de ces deux mesures permet d'obtenir une résolution sur la mesure de l'angle polaire θ comprise entre 50 et 60 mrad/ $\sqrt{E}$ (où E est en GeV) pour des particules pointantes (c'est-à-dire venant du point d'interaction primaire).

Origine		Contribution
Mécanique (local)	absorbeurs (épaisseur)	$<0.2\%$
	argon (espacement électrode-absorbeur)	$<0.15\%$
	forme accordéon (modulation en ϕ)	$<0.2\%$
Étalonnage (local)	amplitude (précision de la mesure)	$<0.25\%$
	stabilité de la partie lecture	$\approx 0.1\%$
	différence des signaux de physique et d'étalonnage	$<0.2\%$
Autres (global)	Impuretés dans l'argon	$<0.1\%$
	Inhomogénéités de température	$\approx 0.2\%$
	Variations de haute tension	$<0.1\%$
Total		$\approx 0.55\%$

Tab. 3.4: Origine des contributions au terme constant de la résolution en énergie

Résolution temporelle

La résolution temporelle doit être de l'ordre de 150ps pour permettre la réjection de bruits de fond ou l'identification de certains modes de désintégration impliquant des particules à longs temps de vie. Les études réalisées lors des tests en faisceau montrent que les performances sont en-deçà des limites requises, avec une résolution en temps de 70ps pour des électrons de 70 GeV.

3.1.4 Performances attendues

Les figures 3.6 montrent la résolution en énergie attendue en fonction de la pseudo-rapacité pour des photons et des électrons d'énergie $E = 100$ GeV : La résolution en énergie est meilleure pour les photons dans les régions où la quantité de matière est la plus importante, les électrons rayonnant des photons par Bremsstrahlung. La région $1.37 < |\eta| < 1.52$ pour laquelle la résolution est significativement dégradée correspond à la région de transition entre partie tonneau et partie bouchon du calorimètre électromagnétique. Cette région n'est pas utilisée pour l'identification des photons, ni pour les mesures de précision avec les électrons. La résolution attendue ($< 2\%$ pour une énergie de 100 GeV) est en accord avec la résolution requise (3.1.3).

La figure 3.7(a) montre la résolution attendue en η en fonction de $|\eta|$ pour les deux principaux compartiments du calorimètre électromagnétique (compartiment avant et milieu). La résolution est assez uniforme en fonction de $|\eta|$, elle vaut $2.5 - 3.5 \times 10^{-4}$ pour le compartiment avant (où les cellules ont une taille de 0.003 en η dans la partie tonneau) et $5 - 6 \times 10^{-4}$ pour le compartiment milieu (où les cellules ont une taille de 0.025 en η). Les régions pour lesquelles la résolution sur la position en η est moins bonne correspondent aux régions de transition entre partie tonneau et parties bouchons du calorimètre électromagnétique ainsi qu'à la région $|\eta| > 2$ pour le compartiment avant car la granularité y est moins fine (tab. 3.1). La résolution angulaire attendue en fonction de $|\eta|$ est présentée sur la figure 3.7(b) pour des photons issus de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$. La direction θ est obtenue en utilisant la méthode décrite dans la section 3.1.3. La résolution attendue est de $45 - 75 \text{ mrad}/\sqrt{E}$ (où E est en GeV).

La figure 3.1.4 montre la résolution attendue en ϕ dans le compartiment milieu en fonction de $|\eta|$ pour des électrons et des photons d'énergie $E = 100$ GeV. Cette résolution vaut $0.5 - 1 \times 10^{-3}$ pour les photons et est un peu moins bonne pour les électrons ($0.5 - 2 \times 10^{-3}$), en particulier dans les régions

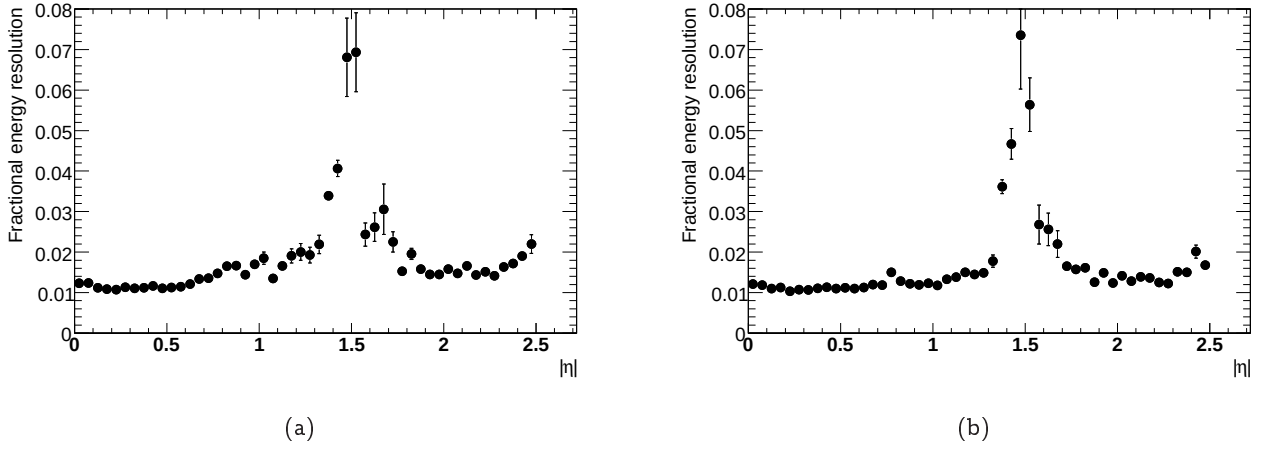


Fig. 3.6: Résolution en énergie attendue en fonction de la pseudo-rapacité pour des photons (b) et des électrons (a) d'énergie $E = 100$ GeV [5]

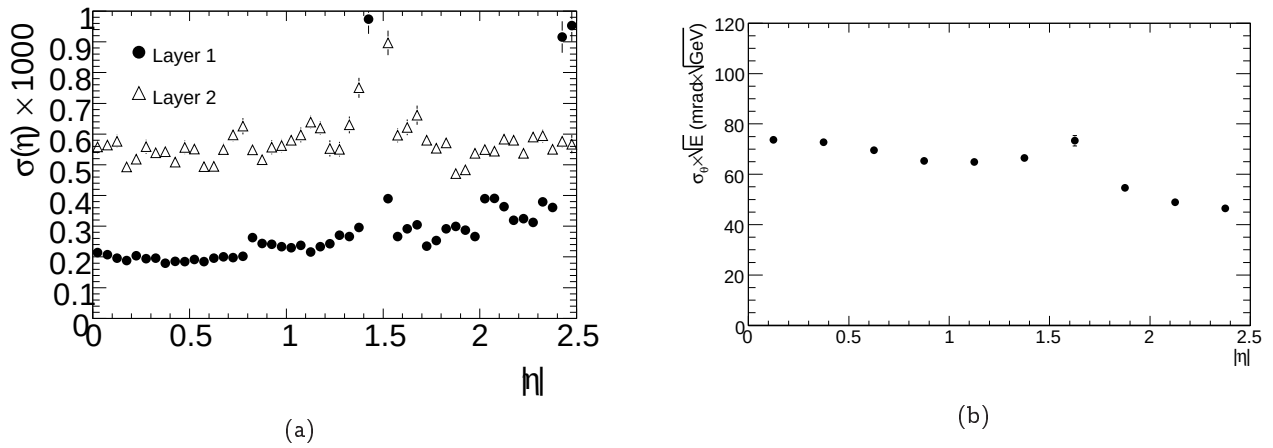


Fig. 3.7: Résolution attendue en η en fonction de $|\eta|$ (a) pour des photons d'énergie $E = 100$ GeV, et résolution angulaire attendue en fonction de $|\eta|$ (b) obtenue en combinant les informations des deux premiers compartiments du calorimètre électromagnétique pour des photons de $H \rightarrow \gamma\gamma$ [5]

où la quantité de matière est plus importante.

3.2 Electronique de traitement du signal

Les signaux électriques issus des électrodes de lecture sont acheminés vers les faces avant (pour les strips) et arrière (pour le middle et le back) du calorimètre. Des cartes sommatriques (fig. 3.9) font la somme des signaux provenant des différentes électrodes selon la granularité en ϕ . Ceux-ci sont ensuite transmis hors du cryostat jusqu'à la chaîne de traitement du signal par l'intermédiaire des cartes mères (placées juste en aval des cartes sommatriques) et de câbles plongés dans l'argon liquide. La transmission entre la zone froide (argon liquide) et la zone chaude (châssis contenant l'électronique frontale, ou front-end crates) se fait par des traverses (feedthroughs, FT, fig. 3.10). Chaque carte mère (supportant 4, 8 ou 16 cartes sommatriques) assure aussi la distribution du signal d'étalonnage.

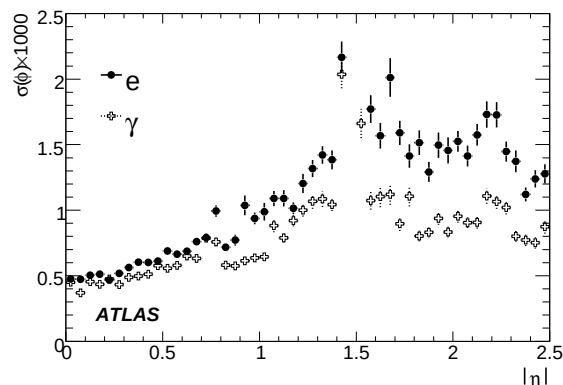


Fig. 3.8: Résolution attendue en ϕ en fonction de $|\eta|$ pour des électrons et des photons d'énergie $E = 100$ GeV [5]

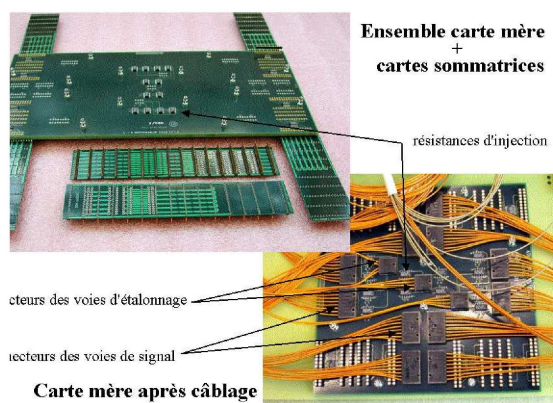


Fig. 3.9: Carte mère et carte sommatrice

La chaîne de traitement du signal est contenue dans un châssis situé sur le cryostat (Front End Crate, FEC) qui contient des cartes électroniques [6] :

- Les cartes d'acquisition frontales (ou FEB, pour Front-End Board) [7] reçoivent les données brutes du calorimètre, elles réalisent leur traitement analogique, leur digitisation et leur transmission hors du détecteur. 1524 cartes FEB sont installées sur le détecteur, chacune traitant 128 canaux.
- Les cartes de calibration [8] permettent d'injecter des courants connus à travers des résistances de grandes précisions pour simuler des dépôts d'énergie dans les calorimètres. 122 cartes de calibration sont installées sur le détecteur.
- Les cartes tower-builders (TBB, pour Tower-Builder Board) [9] réalisent le dernier niveau de sommation des signaux afin de former des tours de déclenchement qui sont ensuite envoyées au processeur du trigger L1, où elles sont digitisées et traitées. Les cartes qui transmettent les tours de déclenchement pour le HEC et le FCal sont appelées cartes "tower-driver" (TDB) car aucune sommation n'y est effectuée.



Fig. 3.10: Photographie de l'extrémité du cryostat de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique, les Front End Crates sont bien visibles

- Les cartes contrôleur (ou front-end crate-controller) reçoivent et distribuent l'horloge de 40MHz, le signal du trigger L1 ainsi que d'autres signaux de synchronisation rapide et des informations de configuration et de contrôle des cartes d'électronique frontales.
- D'autres cartes transmettent des informations issues de capteurs mécaniques afin de surveiller les déformations du détecteur, de capteurs de températures et de pureté situés dans l'argon liquide, etc...

Au total, 58 front-end crates sont nécessaires pour lire la totalité du système de calorimétrie à argon liquide (32 pour la partie tonneau et 26 pour les parties bouchons). Un crate du calorimètre électromagnétique tonneau contient par exemple : 28 FEB, 2 cartes de calibration, 2 trigger-tower builder et 2 cartes contrôleur. Le tableau 3.5 donne le nombre de cartes installées dans le détecteur.

	HFEC	FEB	CALIB	CONT	TBB	TDB
EMB	64	896	64	64	64	–
EMEC	40	552	48	48	56	–
HEC	8	48	8	8	–	16
FCal	2	28	2	2	–	4
Total	114	1524	122	122	120	20

Tab. 3.5: Nombre de demi-châssis (HFEC pour Half Front End Crate), de cartes FEB, de cartes de calibration (CALIB), de cartes contrôleur (CONT), de cartes TBB et TDB pour la partie tonneau (EMB) et bouchon (EMEC) du calorimètre électromagnétique et pour les HEC et FCal [10]

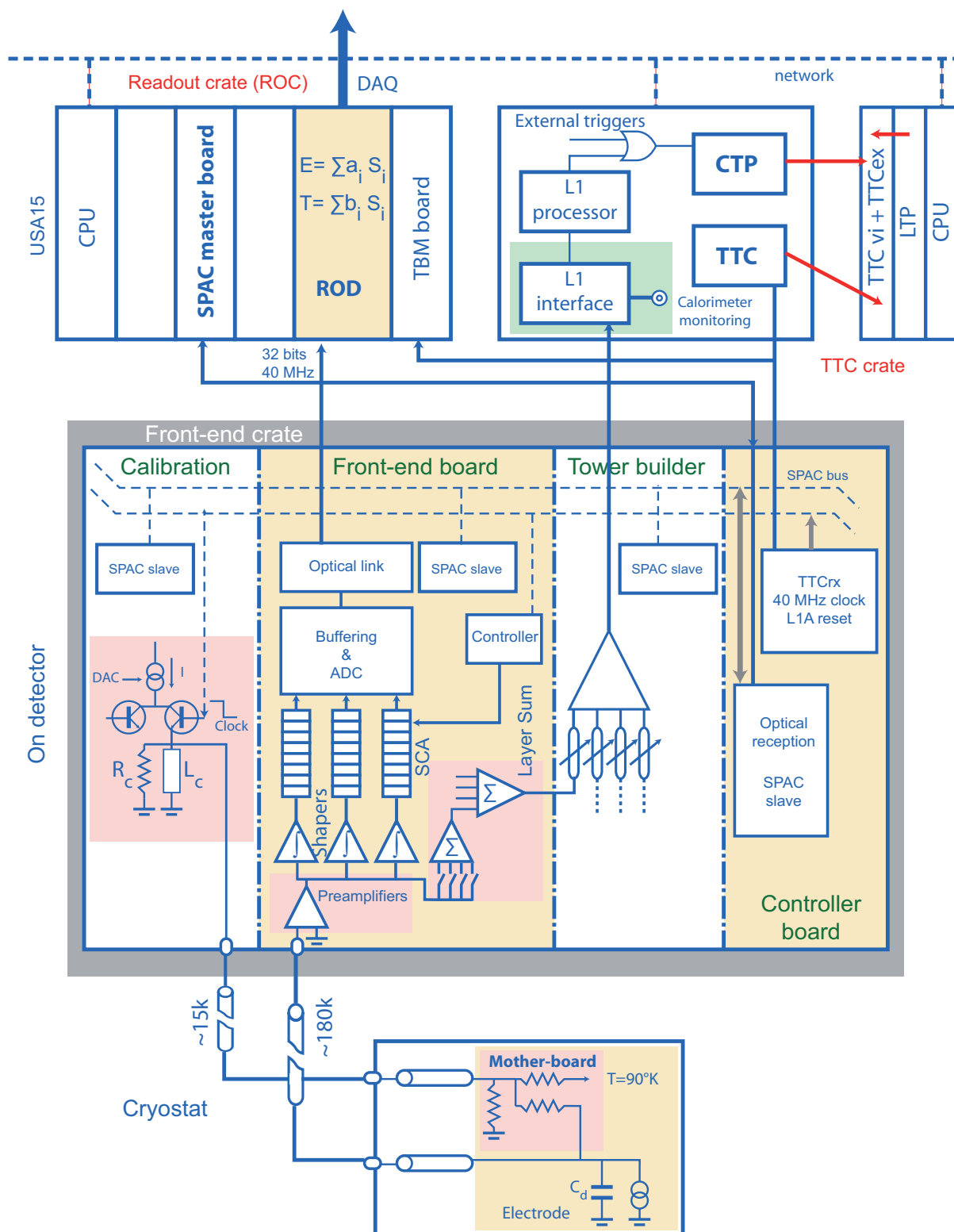


Fig. 3.11: Schéma général de l'électronique de lecture du système de calorimétrie à argon liquide [6]

3.2.1 Les cartes d'acquisition frontale (FEB)

Le traitement analogique et la digitisation des signaux sont réalisés par les cartes d'acquisition frontales [7]. Au total, 1524 FEB sont utilisées pour lire les 182468 canaux du système de calorimétrie. Chaque FEB traite jusqu'à 128 canaux.

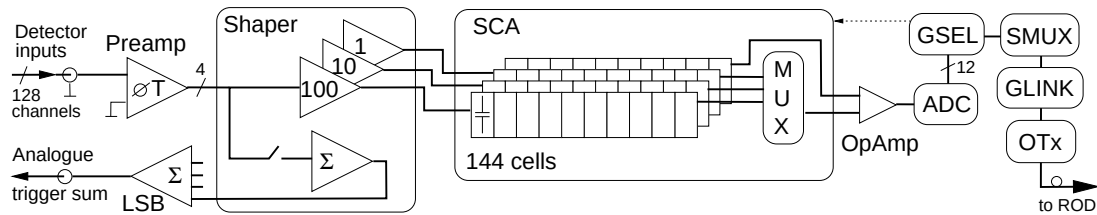


Fig. 3.12: Schéma présentant les principaux composants des FEB [6]

La figure 3.12 présente les principaux composants des FEB. Chaque carte FEB est constituée des éléments suivants :

– Pré-amplificateur

Les signaux issus des cartes mères sont distribués sur les FEB. Ils passent tout d'abord dans un pré-amplificateur dont le rôle est de les rendre mesurables devant le bruit introduit par les éléments en aval de la chaîne de lecture. Ils doivent accepter la large gamme dynamique en énergie du signal et être très rapides. Dans le cas spécifique du HEC, des pré-amplificateurs sont montés sur le détecteur, dans la partie froide, et fournissent des signaux déjà amplifiés avant leur arrivée sur les FEB.

– Module de mise en forme (ou shaper)

Après avoir été convertis en tension, les signaux sont mis en forme afin de limiter la bande passante du signal et de l'adapter à la fréquence d'échantillonnage de 40 MHz (fréquence de croisement des paquets du LHC). Cette mise en forme est réalisée par un filtre bipolaire $CR - (RC)^2$. La dérivée sert à éliminer les longues queues liées à la réponse du détecteur et les deux intégrations permettent de limiter la bande-passante afin de réduire le bruit. La constante de temps est fixée à 15ns pour minimiser le niveau de bruit global. C'est un compromis entre les deux contributions principales : le bruit électronique et le bruit d'empilement, le premier diminuant quand la constante de temps augmente alors que le second augmente (fig. 3.14). Cette valeur est optimisée pour une luminosité de $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

La gamme dynamique en énergie couverte par le calorimètre électromagnétique (50 MeV à quelques TeV) nécessite un encodage du signal sur 16 bits alors que la suite de la chaîne est limitée à 12 bits (par les modules de conversion analogique/numérique, mentionnés ci-dessous) : c'est pourquoi les modules de mise en forme produisent trois signaux, amplifiés avec trois gains différents (haut, moyen et bas) dans un rapport d'environ 1/10/100. Par ailleurs, chaque module de mise en forme contient un circuit qui effectue la somme analogique de quatre canaux, constituant la première étape du système du trigger L1. Les signaux sont ensuite envoyés vers les cartes tower-builder.

– Échantillonneur (ou SCA pour Switched-Capacitor Array)

Les signaux sont alors échantillonnés par pas de 25ns et stockés dans une mémoire analogique (pipeline) d'une profondeur de $144 \times 25 \text{ ns} = 3.6 \mu\text{s}$ pour laisser le temps au système de déclenchement de niveau 1 d'ATLAS (trigger L1) de donner sa décision (le temps de latence du système de déclenchement de niveau 1 est de $2.5 \mu\text{s}$). Pour les évènements acceptés par le trigger L1, cinq échantillons et un seul des trois gains sortent de l'échantillonneur : Un sélecteur de gain (GSEL) est utilisé pour choisir le gain optimal pour chaque canal lu et pour chaque trigger L1. Nous reviendrons sur cette sélection un peu plus loin.

– Module de conversion analogique/numérique (ADC)

Les échantillons précédemment obtenus sont transmis au module de conversion analogique/ numérique dès que la commande de déclenchement est reçue. Ils sont ensuite acheminés optiquement (grâce à des transmetteurs optiques OTx utilisant des diodes laser et des fibres optiques) vers les ROD (Read Out Driver), où l'énergie, entre autres informations, est extraite des échantillons par une méthode de filtrage optimal que l'on décrira plus loin.

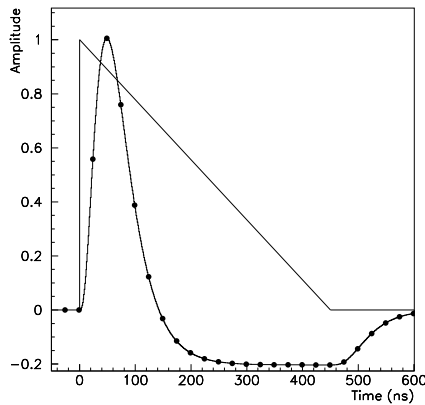


Fig. 3.13: Signal avant et après sa mise en forme, et schématisation des échantillons par les points noirs [1]

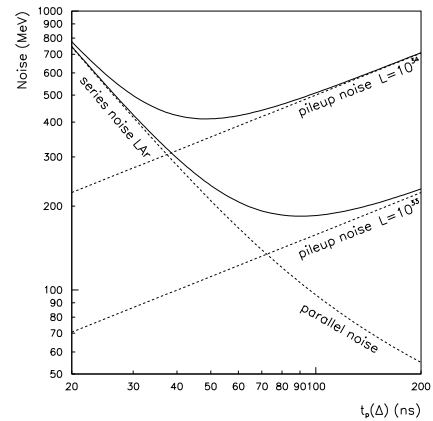


Fig. 3.14: Optimisation du temps caractéristique de mise en forme à haute et basse luminosité [1]

3.2.2 Les cartes de calibration

Un des avantages de la calorimétrie à argon liquide est la stabilité et l'uniformité du signal d'ionisation. Pour exploiter cet avantage il est nécessaire de bien contrôler les imperfections et les non uniformités liées à l'électronique de lecture. C'est pourquoi un système très précis d'étalonnage de la chaîne de lecture est requis.

Pour assurer cet étalonnage électronique, des signaux de forme connue et semblable à celle du signal d'ionisation sont injectés aussi près que possible de l'électrode de lecture pour simuler des dépôts d'énergie dans le calorimètre. Le signal injecté doit ressembler autant que possible au signal de physique (fig. 3.15). En particulier, le signal d'étalonnage doit être très rapide (temps de montée de moins de 1ns) et avoir un temps de décroissance égal au temps de dérive des électrons. La carte de calibration [8, 11]

assure cette fonction. Les performances requises sont :

- La linéarité doit être meilleure que 0.1% sur toute la gamme dynamique de 200nA à 10mA ;
- La dispersion de l'amplitude du signal, sur tous les canaux du système d'étalonnage ne doit pas excéder 0.2% ;
- La synchronisation entre le signal de physique et celui d'étalonnage doit pouvoir être faite à quelques nanosecondes près.

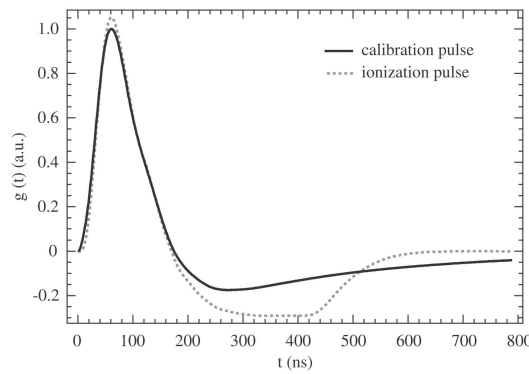


Fig. 3.15: Signal de calibration et signal de physique après mise en forme, normalisés

Un convertisseur numérique/analogique (DAC) commande une source de courant dont l'intensité I_p délivrée est proportionnelle à la valeur de DAC imposée (par exemple le DAC maximum de 65535 génère un courant de l'ordre de 10mA). Le courant est envoyé au travers de l'inductance L_0 . Un signal de commande permet alors de provoquer la décharge de l'inductance, produisant ainsi une tension de forme exponentielle décroissante :

$$V(t) = \frac{R_0 I_p}{2} \left((1 - f)e^{-t/\tau_{\text{exp}}} + f \right) \quad \text{avec} \quad f = \frac{2r_0}{2r_0 + R_0} \quad (3.3)$$

où t est le temps, $\tau_{\text{exp}} = \frac{2L_0}{2R_0 + r_0}$ le temps caractéristique de l'exponentielle, r_0 la résistance de l'inductance L_0 et R_0 la résistance de terminaison. On obtient un signal proche de celui de physique lorsque τ_{exp} est du même ordre que le temps de dérive des électrons t_d (ceci est obtenu avec une inductance d'environ 12 nH).

Pour les calorimètres électromagnétiques de la partie tonneau et des parties bouchons, le signal est produit au sein du châssis front end puis acheminé dans le cryostat, jusqu'au détecteur. Il est ensuite distribué directement aux électrodes au travers de résistances d'injection R_{inj} précises à 0.1%, situées sur les cartes mères. Une voie d'étalonnage injecte le signal sur 8 cellules des compartiments milieu ou arrière ou sur 32 cellules du compartiment avant. Les motifs d'étalonnage sont faits de telle sorte que des cellules voisines ne sont pas connectées à la même ligne d'étalonnage : ce qui permet l'étude de la diaphonie entre des cellules adjacentes [12].

Dans le cas du HEC, les signaux de calibration sont injectés devant les pré-amplificateurs situés dans la partie froide. Dans le cas du FCAL, ils sont injectés à la base des FEB et les signaux sont divisés en deux : L'un des signaux rejoint directement les FEB, l'autre passe à travers toute la chaîne d'électronique

froide, se réfléchit sur les électrodes et est observé comme un signal retardé. Les signaux directs servent à calibrer l'électronique des châssis front-end alors que les signaux retardés permettent de scruter le FCal et de trouver d'éventuels problèmes liés au détecteur ou à son électronique froide.

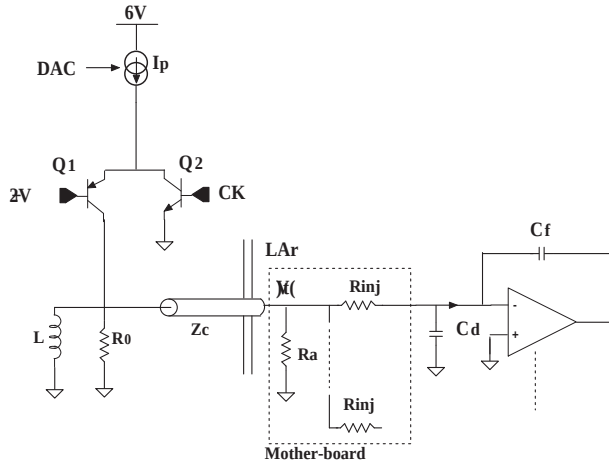


Fig. 3.16: Schéma électrique du circuit générant le signal d'étalonnage [8]

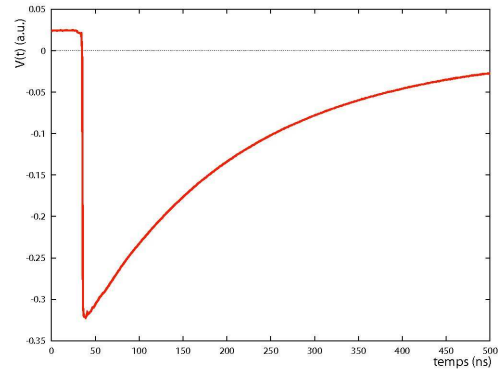


Fig. 3.17: Signal généré par la carte de calibration (avant mise en forme)

La procédure de calibration permet d'établir la correspondance entre le signal mesuré en coups d'ADC et le courant injecté dans la cellule, mesuré en μA , et donc de déterminer le facteur de conversion entre le signal mesuré en coups d'ADC et le courant induit par le signal. Elle permet aussi de contrôler l'évolution temporelle de ce facteur de conversion : Les données de calibration seront mesurées deux fois par jours durant les périodes de prise de données. Cette procédure consiste à fitter la réponse en coups d'ADC en fonction des valeurs de DAC sachant que les courants d'injection varient linéairement avec les valeurs de DAC.

Les facteurs de conversion entre μA et GeV ont été évalués pour tous les calorimètres à argon liquide par des mesures en faisceau test et sont présentés sur la figure 3.18 pour les calorimètres électromagnétiques tonneau et bouchons. On remarque une structure particulière dans la partie bouchon, liée au fait que la séparation entre deux électrodes n'est pas constante en fonction du rayon : elle varie de 0.9mm à 2.8mm dans la roue externe et de 1.8mm à 3.1mm dans la roue interne. Pour obtenir une réponse uniforme en η , il faudrait que la haute tension varie continûment en fonction du rayon : En pratique, ceci est approché en appliquant différents paliers de hautes tensions avec des pas de $\Delta\eta \approx 0.2$, d'où la structure de la figure 3.18. Dans le HEC1, le facteur de conversion vaut $0.306\mu\text{A}/\text{GeV}$ et deux fois moins dans le HEC2 (les absorbeurs y sont deux fois plus fins). Dans les FCal1, FCal2 et FCal3, ces facteurs de conversion valent respectivement 1.49, 0.69 et $0.64\mu\text{A}/\text{GeV}$. Ces facteurs sont en accord avec les simulations basées sur Geant 4 et les connaissances de calorimétrie à argon liquide [12].

3.3 Mesures des performances des cartes de calibration

Cette section résume les caractéristiques principales des cartes de calibration obtenues sur banc de test dans deux laboratoires (le LAPP et le LAL à Orsay) [8].

Ces caractéristiques "intrinsèques", sont résumées et stockées dans un fichier propre à chaque carte et insérées dans la base de données du détecteur. Elle peuvent ainsi être utilisées pour le calcul des

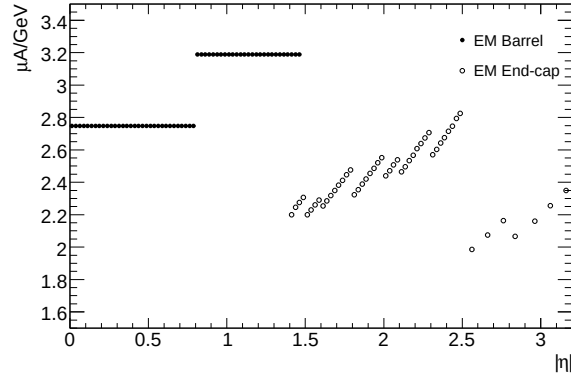


Fig. 3.18: *Facteur de conversion $\mu A \rightarrow GeV$ en fonction de η pour les parties tonneau et bouchons du calorimètre électromagnétique, obtenu grâce aux tests en faisceaux d'électrons [5]*

constantes de calibration de chacune des cellules. Au total, 122 cartes de calibration sont montées sur le détecteur.

3.3.1 Uniformité en temps

L'uniformité en temps des signaux de calibration est mesurée au maximum d'amplitude : On trace l'instant pour lequel l'amplitude est maximale en fonction du canal de la carte. Le résultat obtenu est présenté figure 3.19.

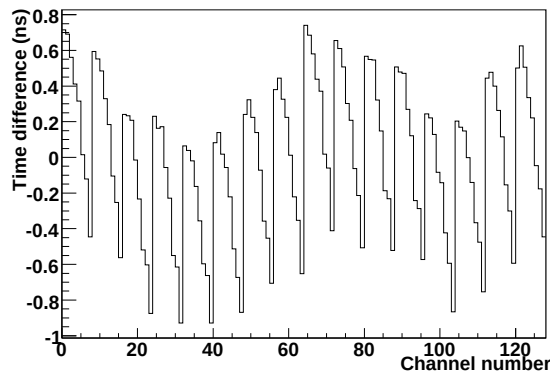


Fig. 3.19: *Uniformité en temps (en ns) pour une carte de calibration donnée*

On peut remarquer une triple périodicité de la position temporelle de l'amplitude maximale. Cette triple périodicité est bien comprise. En effet, on peut remarquer sur la photo de la carte électronique de calibration (fig. 3.20) que les canaux sont regroupés par lignes de 8, ce qui explique la périodicité de 8 canaux que l'on peut voir sur la figure 3.19.

De même, si l'on regarde le détail du schéma électronique de la carte de calibration (fig. 3.21) on notera que les connexions sont de longueurs inégales selon les lignes pour un groupe de 8 lignes de 8

canaux, avec une amplitude d'environ 1.2ns sur une même ligne. Etant donné que ce schéma de 8 lignes de 8 canaux est reproduit deux fois sur la carte de calibration, on comprend la forme de double "banane" observée sur la courbe d'uniformité en temps.

La troisième périodicité est moins évidente : Des groupes de 16 canaux peuvent être isolés et correspondent aux sorties de chaque puce de délai (PHOS4 delay chips) ayant leur propre offset. Chaque carte de calibration comporte deux PHOS4 delay chips ayant chacune quatre canaux [13]. L'amplitude observée est d'environ 0.3ns par groupe de 16 canaux.

La différence maximale de la position temporelle de l'amplitude maximale est d'environ 2ns sur une même carte et pour toutes les cartes de calibration montées sur le détecteur (fig. 3.22).

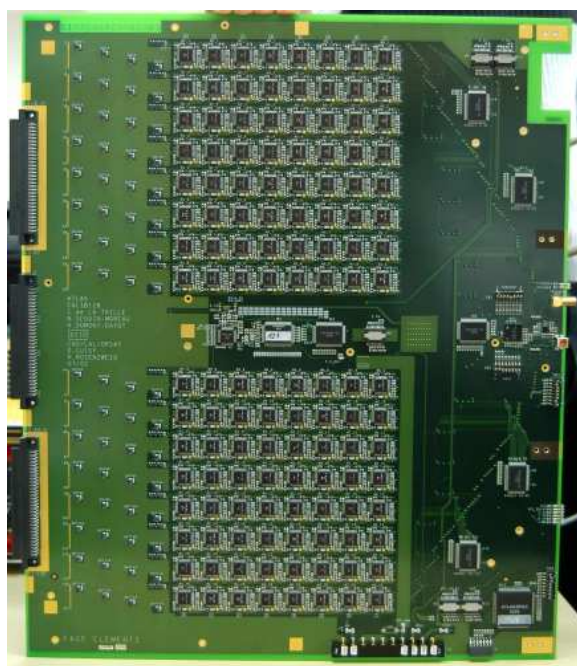


Fig. 3.20: Carte de calibration

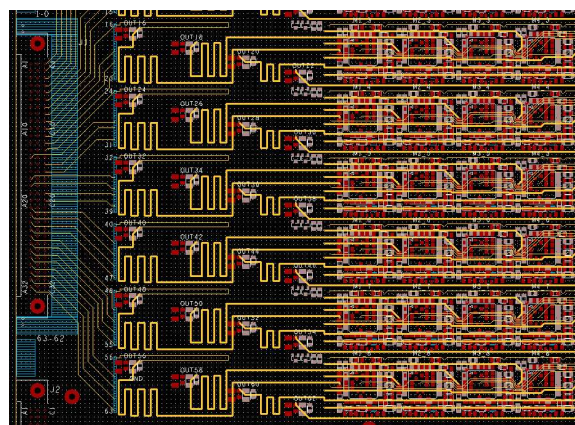


Fig. 3.21: Détail du schéma électronique de la carte de calibration

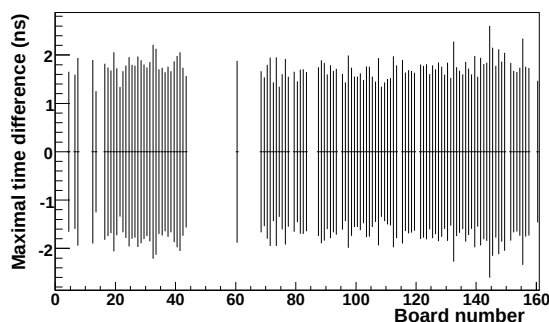


Fig. 3.22: Différence maximale (en ns) de la position temporelle de l'amplitude du maximum pour les canaux d'une même carte de calibration en fonction du numéro de la carte de calibration considérée

3.3.2 Non linéarité intégrale

Les valeurs de DAC

Le signal de calibration est une exponentielle décroissante dont l'amplitude est contrôlée par un convertisseur numérique/analogique 16 bits (DAC) qui fournit une tension entre 0 et 1 V par pas de $15,26 \mu\text{V}$. Les valeurs de DAC peuvent être choisies entre 0 et 65535.

Comme on l'a vu, les signaux récoltés par les électrodes sont envoyés sur les cartes d'acquisition frontales, où les modules de mise en forme produisent trois signaux amplifiés dans trois gammes de gains différents, dans un rapport d'environ 1/10/100.

Pour modéliser ces gammes de gain sur le banc de test des cartes de calibration, on découpe artificiellement la gamme des valeurs de DAC en trois gammes appelées "gains", par analogie avec les amplifications subies sur les cartes d'acquisition frontales. Le haut gain correspond à des valeurs de DAC allant de 0 à 655, le moyen gain de 0 à 6553 et le bas gain de 0 à 65535.

En pratique, sur le banc de test, on applique un facteur d'atténuation sur les signaux de moyen et bas gain respectivement de 10 et 100 de sorte que l'amplitude des signaux soit toujours dans la gamme efficace de l'électronique d'acquisition.

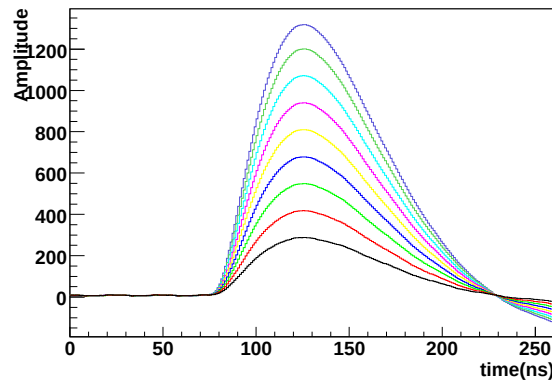


Fig. 3.23: Amplitude du signal de calibration (en coups d'ADC) en fonction du temps, pour différentes valeurs de DAC et pour un canal et une carte donnés

La non linéarité intégrale

La non linéarité intégrale (Integral Non Linearity), notée INL, caractérise la linéarité de l'amplitude des signaux en sortie de carte de calibration.

Pour l'obtenir on trace tout d'abord l'amplitude maximale en fonction des valeurs de DAC. On ajuste alors une droite sur ces données :

$$f(\text{DAC}) = k \cdot \text{DAC} + m \quad \text{où } k \text{ est la pente et } m \text{ l'intercept.} \quad (3.4)$$

La non linéarité intégrale peut alors être obtenue de la façon suivante :

$$INL = \frac{\text{Amplitude max (DAC)} - f(\text{DAC})}{\text{Amplitude max (DAC max)}} \quad (3.5)$$

La non linéarité intégrale est fonction de la valeur de DAC et représente l'écart entre la réponse réelle et la droite.

Les résultats obtenus pour cette non linéarité intégrale ainsi que pour sa distribution sont présentés sur la figure 3.24 pour une carte de calibration quelconque. On notera que la non linéarité intégrale est largement inférieure à 0.1%, donc inférieure aux limites requises.

3.3.3 Offsets

On va ici comparer les offsets des amplificateurs opérationnels mesurés au multimètre (en μV) directement sur la carte de calibration, aux offsets issus du fit de ADC vs DAC (cet offset correspond à l'intercept du fit linéaire). Pour cela on trace l'offset fitté en fonction de l'offset mesuré pour chaque canal, on obtient alors un nuage de points que l'on peut fitter pour obtenir une corrélation entre offset mesuré et offset fitté. L'offset issu du fit est mesuré en coups d'ADC.

La distribution des offsets mesurés en μV pour tous les canaux de toutes les cartes de calibration installées dans le détecteur est présentée sur la figure 3.25, ainsi que la corrélation entre l'offset en coups d'ADC obtenu en utilisant l'intercept du fit linéaire de la réponse ADC vs DAC en haut gain et l'offset mesuré en μV . Ces deux valeurs sont bien corrélées, ce qui signifie que la mesure in situ de l'offset est possible, comme par exemple pour mesurer les déviations dues à l'irradiation [8].

3.3.4 R_{self} ou son reflet f_{step}

R_{self} ($= r_0$) est la résistance propre de l'inductance de chaque ligne de calibration, f_{step} est un reflet de cette résistance et est obtenu de la façon suivante :

$$f_{\text{step}} = \frac{2 r_0}{2 r_0 + R_0} \quad (3.6)$$

La distribution de la variable f_{step} pour toute la production de cartes de calibration est présentée sur la figure 3.26 et montre une dispersion de l'ordre de 1%, compatible avec les caractéristiques des inductances.

3.3.5 Mesure de $\tau_{\text{calibration}}$

Comme on l'a mentionné précédemment, on veut que le signal d'étalonnage ait un temps de décroissance du même ordre que le temps de décroissance du signal de physique. $\tau_{\text{calibration}}$ est le temps caractéristique de la décroissance exponentielle du signal de calibration.

Comme on l'a déjà vu, par construction, ce temps caractéristique de décroissance est donné par :

$$\tau_{\text{calibration}} = \frac{2L}{2r_0 + R_0} \quad (3.7)$$

La résistance de terminaison R_0 a une précision de 1%. La résistance de l'inductance a une précision d'environ 1% comme on l'a vu, donc la dispersion du temps caractéristique de décroissance est dominée

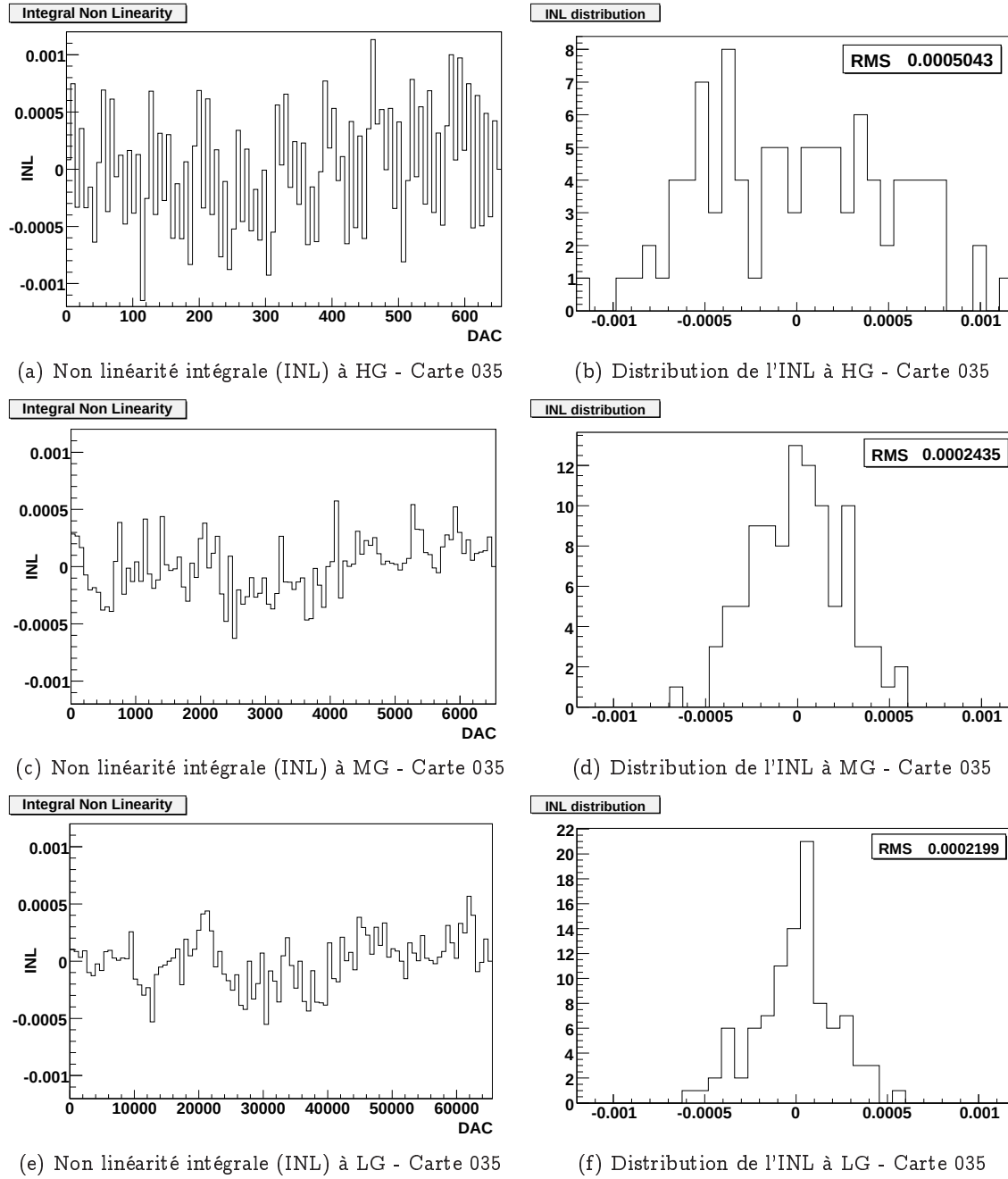


Fig. 3.24: Non linéarité intégrale (INL) et distribution de l'INL pour les différents gains

par la dispersion de la valeur de l'inductance, d'environ 2%.

Deux méthodes ont été utilisées pour calculer ce temps caractéristique : une méthode utilisant le fit du signal et une méthode empirique programmée directement dans les codes de test sur banc d'essai.

Pour la **première méthode**, on fit le signal obtenu (figure 3.27) avec une exponentielle telle que $A \cdot \exp(\frac{x-475}{B}) + C$ où B est égal à $\tau_{calibration}$ entre les temps $t = 600$ ns et $t = 1500$ ns.

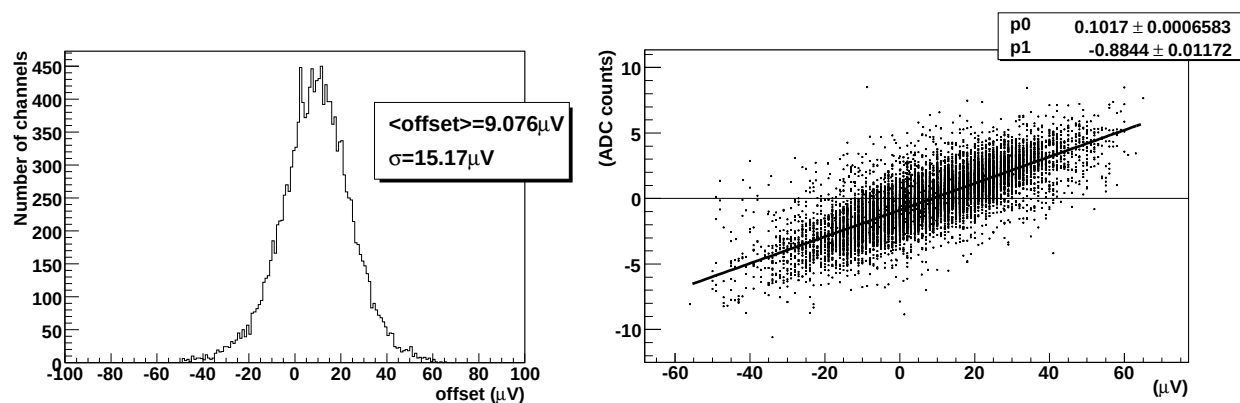


Fig. 3.25: Distribution des offsets mesurés en μV pour tous les canaux de toutes les cartes de calibration installées dans le détecteur (à gauche) et corrélation entre l'offset en coups d'ADC obtenu en utilisant l'intercept du fit linéaire de la réponse ADC vs DAC en haut gain et l'offset mesuré en μV (à droite)

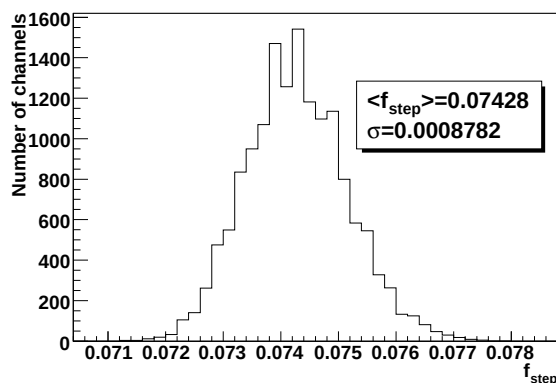


Fig. 3.26: Distribution de f_{step} pour tous les canaux de toutes les cartes de calibration installées dans le détecteur

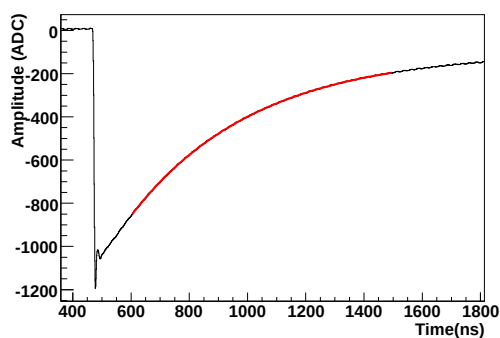


Fig. 3.27: Signal obtenu en sortie de carte de calibration - Carte 082 (en rouge : fit exponentiel utilisé pour trouver $\tau_{calibration}$)

On obtient alors le temps de décroissance caractéristique τ_{calib} que l'on peut tracer en fonction des différents canaux (fig. 3.28).

La **deuxième méthode** de calcul des valeurs de $\tau_{calibration}$ est une **méthode empirique** qui utilise

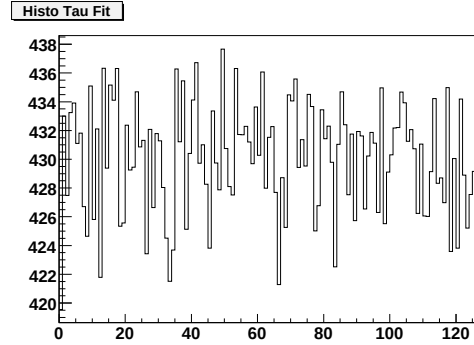


Fig. 3.28: τ_{calib} (en ns) en fonction du canal, obtenu avec un fit de 600 à 1500 ns pour une carte de calibration typique

une formule du type $\tau_{calibration} = a + b \frac{V_{max}}{\langle V_{max} \rangle}$ où V_{max} est la valeur maximale de l'amplitude calculée sur une carte, de même a et b sont des constantes calculées à partir de cette même carte et entrées comme constantes dans le code LabView. $\langle V_{max} \rangle$ est la moyenne de l'amplitude maximale calculée pour chaque carte en prenant quelques canaux. Seule cette valeur n'est pas fixée une fois pour toute, mais rentrée dans le code à chaque test de carte.

Les données permettant le calcul de $\tau_{calibration}$ par le fit n'ayant été enregistrées que pour une fraction de la production totale, nous n'avons que les valeurs obtenues par la formule empirique comme données pour toutes les cartes. Le fit peut être réalisé pour seulement 70 des 122 cartes installées sur le détecteur. Il convient donc de comparer ces deux types de données pour vérifier leur concordance.

Les résultats obtenus sont représentés sur les figures 3.29. On s'aperçoit alors que les valeurs du temps caractéristique $\tau_{calibration}$ calculées par le fit du signal sont plus stables que celles issues du programme de test des cartes de calibration. En particulier, on peut voir qu'une carte (numéro 153) possède un temps caractéristique obtenu par la méthode empirique beaucoup plus petit que les autres (d'environ 360ns). Comme nous l'avons déjà dit, les données permettant le calcul de $\tau_{calibration}$ grâce à un fit ne sont pas disponibles pour toutes les cartes, il a donc été décidé d'insérer dans la base de données les valeurs obtenues par le fit lorsque cela est possible ou les valeurs obtenues empiriquement lorsque le fit n'est pas possible, mais de les normaliser à la valeur moyenne des temps de décroissance obtenus avec le fit sur toute la production, soit $\langle \tau_{calib} \rangle = 432.6\text{ns}$.

La distribution de la valeur de τ_{calib} obtenue par fit pour toutes les cartes de calibration pour lesquelles le fit est possible est présentée sur la figure 3.30. Le temps caractéristique de décroissance est contenu dans un intervalle de $\pm 2\%$ autour de la valeur moyenne (ce qui est en accord avec la précision sur les composants, en particulier les inductances sont sélectionnées avec une dispersion de $\pm 2\%$) et le RMS est d'environ 5ns. Cependant la valeur moyenne est différente de celle attendue : Une partie de cette différence est attribuée à des effets d'écrantage magnétique dû à la présence proche du plan de masse, l'autre partie est attribuée au banc de mesure. τ_{calib} peut aussi être extrait directement d'ATLAS avec une précision d'environ 5ns [14].

3.3.6 Uniformité du signal de calibration

L'intercept du fit linéaire de la courbe de ADC en fonction de DAC est corrélé à la valeur de l'offset mesuré, la pente de ce fit donne quant à elle une mesure de l'uniformité du signal. La figure 3.31 présente

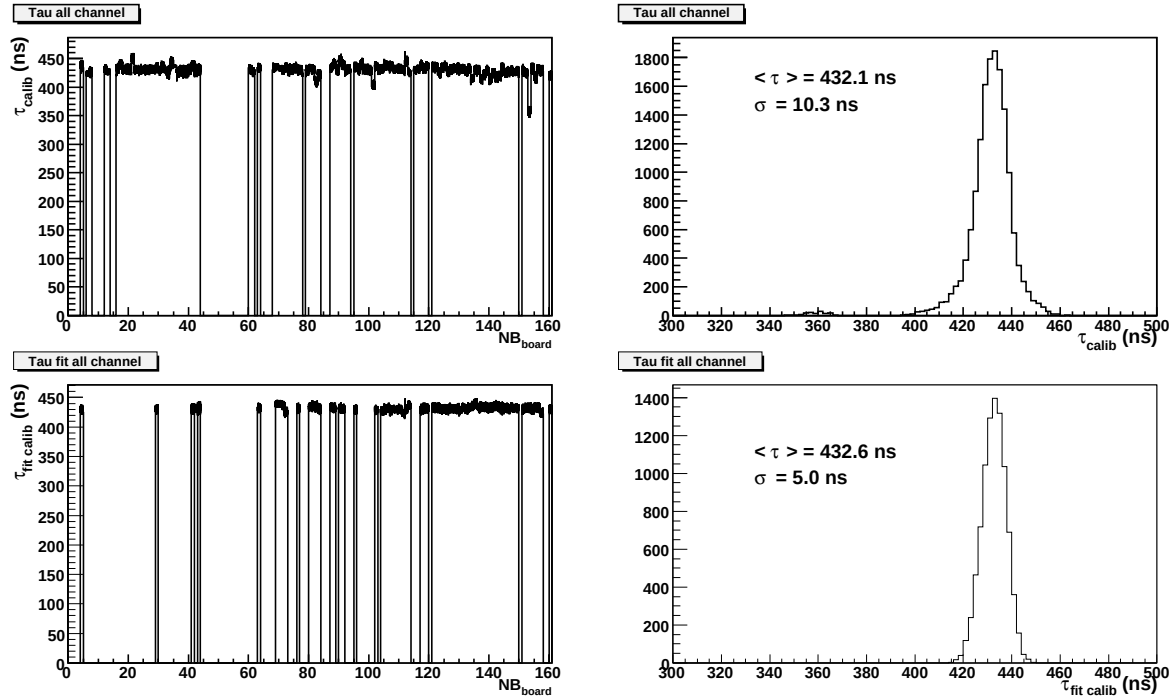


Fig. 3.29: Valeurs de τ_{calib} en fonction des canaux de chaque carte de calibration (à gauche) et leur distribution (à droite) dans le cas où ces valeurs sont obtenues par la méthode empirique (en haut) et par le fit (en bas)

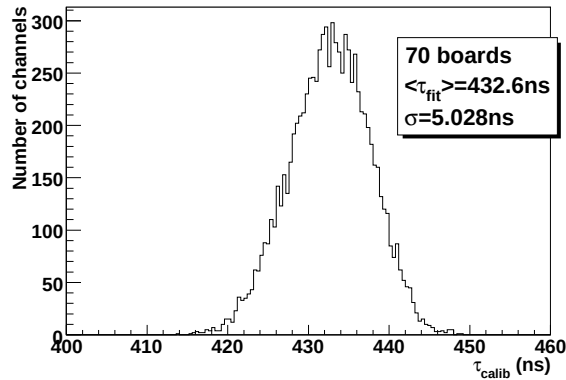


Fig. 3.30: Distribution de la valeur de τ_{calib} obtenue par fit pour toutes les cartes de calibration pour lesquelles le fit est possible

les distributions de la pente pour les trois gains. Les pentes des canaux de chaque carte sont normalisées à la valeur moyenne sur la carte car les deux bancs de mesures utilisés (LAL et LAPP) présentent de petites différences. La dispersion est la même pour les trois gains et est inférieure à 0.1%, ce qui est en accord avec la précision des résistances utilisées. Le résidu maximal de la non-linéarité intégrale est aussi présenté sur la figure 3.31 pour tous les canaux : Pour les bas et moyen gains, ces résidus sont inférieurs à 0.1%, pour le haut gain, l'offset de l'ampli-op conduit à de plus grands résidus pour les petites valeurs

de DAC (inférieures à 40).

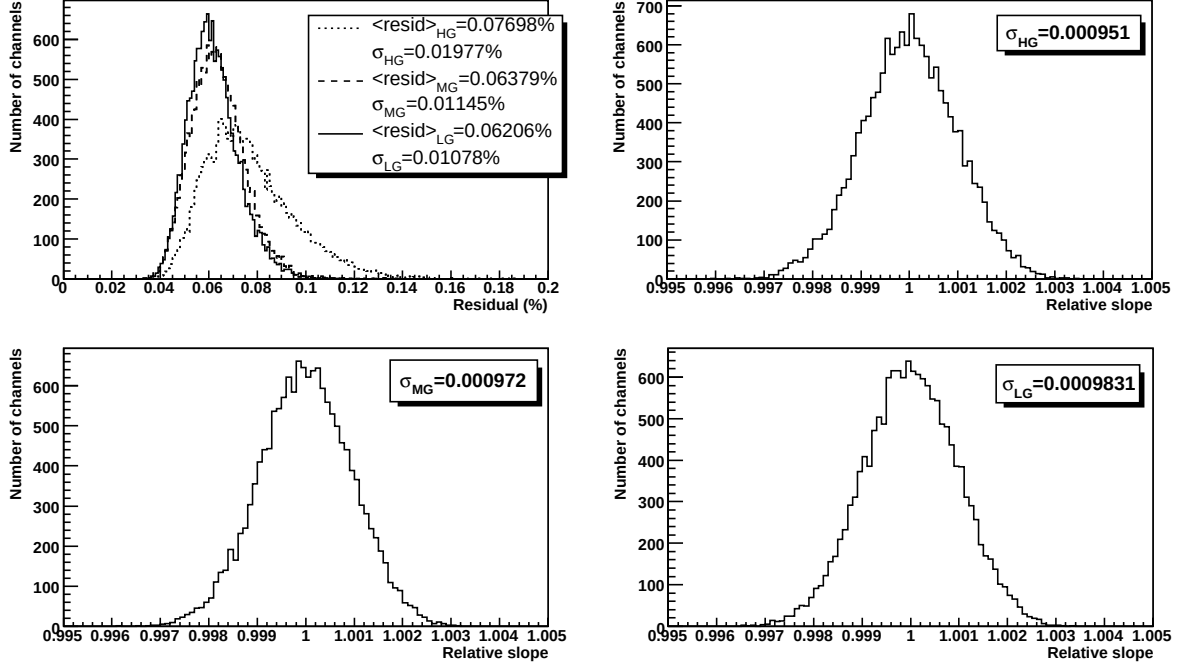


Fig. 3.31: Résidus maximaux de la non linéarité intégrale pour les trois gains (en haut à gauche) et pentes normalisées du fit linéaire de la courbe ADC vs DAC pour les trois gains

3.3.7 Utilisation des paramètres mesurés

La mesure des paramètres des cartes de calibration permet d'avoir une image "directe" de ces cartes sans passer par la chaîne de lecture complète. Cela permet de vérifier la compréhension fine de toute la chaîne d'électronique : Par exemple, les données de calibrations prises durant la période de commissioning du détecteur permettent de vérifier la corrélation entre l'intercept du fit linéaire de ADC en fonction de DAC en haut gain et l'offset mesuré sur la carte (fig. 3.32).

Ces paramètres peuvent également être utilisés comme variables d'entrée pour le calcul des OFC (Optimal Filtering Coefficients) utilisés pour la reconstruction de l'énergie E_{rec} et du temps d'arrivée τ du signal à partir des données brutes. La méthode de filtrage optimale [15] est une méthode qui permet d'obtenir l'amplitude du signal d'ionisation en minimisant la contribution du bruit électronique. L'amplitude du signal A ainsi que le temps d'arrivée du signal τ sont obtenus par les relations suivantes :

$$A = f \sum_{i=1}^{N_{\text{ech}}} a_i (\text{ADC}_i - \text{ped}) \quad (3.8)$$

$$\tau A = f \sum_{i=1}^{N_{\text{ech}}} b_i (\text{ADC}_i - \text{ped}) \quad (3.9)$$

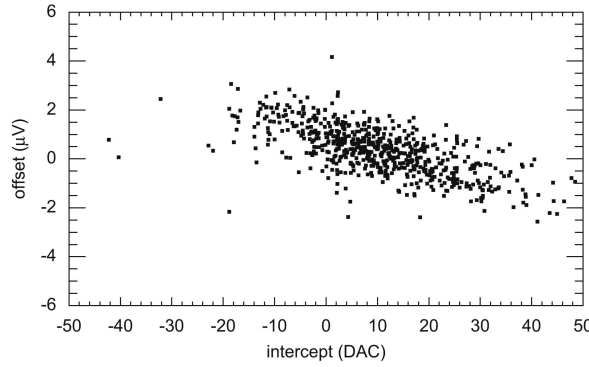


Fig. 3.32: *Corrélation entre l'intercept du fit linéaire de ADC vs DAC en haut gain obtenu par des données de commissioning et l'offset mesuré sur la carte de calibration [8]*

où N_{ech} est le nombre d'échantillons (5), ADC_i la valeur en coup d'ADC du $i^{\text{ème}}$ échantillon, ped la valeur du piédestal du canal considéré et a_i , b_i les coefficients de filtrage optimal (OFC).

Les OFC sont calculés en supposant que le signal peut se décomposer comme :

$$S(t) = A \cdot (g(t) - \tau g'(t) + n(t)) \quad (3.10)$$

où $g(t)$ est la forme normalisée du signal d'ionisation, $g'(t)$ sa dérivée et $n(t)$ est une composante de bruit donnée par une matrice d'autocorrélation de bruit [16].

La forme normalisée du signal de calibration est une fonction des paramètres des cartes de calibration. En effet, comme on l'a déjà vu, le courant de calibration injecté s'écrit :

$$I_{\text{inj}}^{\text{calib}} = I_0^{\text{calib}} \left((1 - f_{\text{step}}) e^{t/\tau_{\text{calib}}} + f_{\text{step}} \right) \quad (3.11)$$

Le calcul des OFC utilise donc des paramètres liés aux cartes de calibration comme f_{step} et τ_{calib} qui sont pour l'instant obtenus directement depuis les données de calibration. Il est cependant prévu de tester l'utilisation des valeurs mesurées sur les cartes de calibration dans le calcul des OFC et éventuellement de les utiliser à la place des paramètres extraits selon les résultats obtenus.

On a également vu qu'une dispersion en temps des canaux d'une même carte de calibration existe : Cette dispersion n'est pas prise en compte pour l'instant dans le calcul des OFC, mais devrait l'être dans le futur.

Les paramètres des cartes de calibration mesurés sur banc de test et présentés ici ont été insérés dans la base de données d'ATLAS pour chacune des 122 cartes de calibration et pourront servir pendant toute la durée de vie du détecteur.

3.4 Changements de gain sur les FEB

Comme on l'a mentionné précédemment, le module de mise en forme délivre trois signaux de gains différents 1/10/100. Cependant, pour réduire la taille sur disque de l'évènement et la bande passante

nécessaire, un seul gain est conservé : On veut conserver le signal ayant le gain le plus élevé mais ne saturant pas. Pour cela, la sortie de l'ADC est couplée à un sélecteur de gain (GSEL) [17].

Le choix du gain est réalisé individuellement pour chaque canal du calorimètre et pour chaque trigger de niveau 1. Le GSEL est conçu pour réaliser cette sélection et peut aussi être configuré de telle sorte que l'on puisse choisir un gain de signal particulier, deux ou même trois gains pour des objectifs de calibration.

Pendant les runs de physique, le GSEL est configuré pour être utilisé en gain automatique : le gain est alors choisi dynamiquement pour chaque canal et pour chaque trigger. Le signal de gain moyen est digitisé et l'échantillon correspondant au pic est comparé à deux valeurs de seuil par le GSEL afin de déterminer le gain optimal à utiliser.

Par défaut, cet échantillon est comparé à deux valeurs fixées pour tous les canaux du calorimètre : En effet si l'échantillon correspondant au maximum est supérieur à 3400 coups d'ADC, alors le GSEL choisit le bas gain, si celui-ci est inférieur à 1300 coups d'ADC, le GSEL choisit le haut gain, sinon le GSEL choisit le moyen gain. Cependant, deux seuils différents peuvent être programmés pour chaque canal, il est donc possible d'optimiser ces seuils de façon à rester le plus longtemps possible dans le gain le plus élevé, sans saturer. Nous présentons ici la méthode utilisée pour optimiser ces valeurs de seuil de changement de gain.

3.4.1 Seuil Moyen Gain - Haut Gain

En utilisant l'artefact des valeurs de DAC imposées sur les cartes de calibration, on peut déterminer la valeur de DAC entraînant la saturation pour chaque canal : $DAC_{saturation}$. On peut ensuite déterminer la valeur d'ADC correspondant à cette saturation en moyen gain : La valeur d'ADC en moyen gain est obtenue par un fit linéaire de la partie croissante de la courbe de ADC en fonction de DAC. Cette valeur sera la valeur de changement de seuil entre moyen gain et haut gain. On gardera une marge supplémentaire pour ne pas risquer d'atteindre la saturation.

Pour déterminer de façon précise la valeur de saturation, nous avons pris des runs de calibration spéciaux avec des pas de DAC environ dix fois plus fins que les pas utilisés par défaut.

La détermination de la valeur $DAC_{saturation}$ peut se faire de deux façons différentes :

- En observant les variations de RMS
- En utilisant le fit des rampes ADC en fonction de DAC

Variations de RMS

Les valeurs obtenues en coups d'ADC sont des moyennes sur 100 "triggers" : chaque valeur d'ADC est donc associée à une valeur de RMS. Lorsque la saturation est atteinte, la valeur de RMS diminue fortement et s'annule (fig. 3.33). On peut donc déterminer la valeur de $DAC_{saturation}$ en observant les variations de la valeur de RMS en fonction de la valeur de DAC : $\frac{dRMS}{dDAC}$ en fonction de DAC. La saturation est obtenue lorsque $\frac{dRMS}{dDAC}$ présente un pic négatif puis s'annule (fig. 3.34).

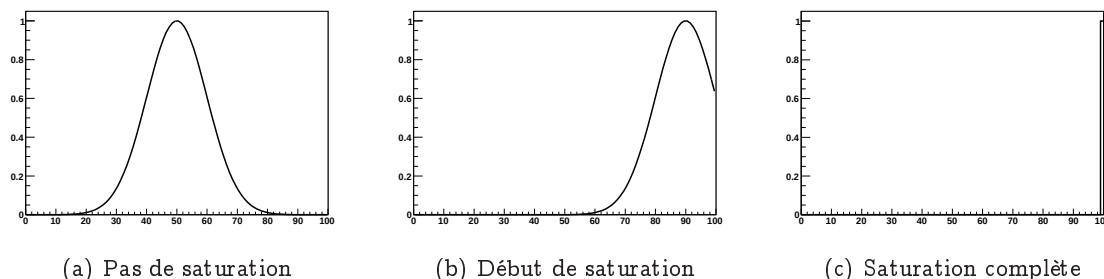


Fig. 3.33: Représentation schématique de l'effet de la saturation sur la valeur de RMS associée à une valeur de DAC

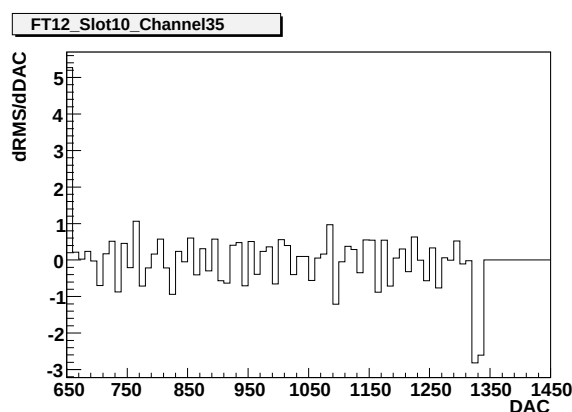


Fig. 3.34: Evolution de $\frac{dRMS}{dDAC}$ en fonction de DAC pour un canal donné

Fit des rampes

La valeur de $DAC_{saturation}$ peut aussi être obtenue en observant l'évolution des valeurs d'ADC en fonction de celles de DAC : La valeur d'ADC augmente de façon linéaire avec la valeur de DAC pour atteindre la valeur de saturation (4096 coups d'ADC). En fittant la partie croissante de la courbe de ADC en fonction de DAC et en extrapolant la droite obtenue à une valeur de ADC de 4096 coups, la valeur de DAC correspondant à cette valeur donne en première approximation celle de $DAC_{saturation}$ (fig. 3.35).

Choix de la méthode utilisée

Les deux méthodes conduisent à des résultats très similaires. En effet, les valeurs de ADC en moyen gain correspondant à la saturation du haut gain obtenue par la méthode de la variation de RMS sont parfaitement corrélées à celles obtenues par la méthode du fit de la rampe (fig. 3.36) et sont comprises entre 1250 et 1350 coups d'ADC. Une différence de l'ordre de quelques coups d'ADC est observées entre les deux méthodes (fig. 3.37).

Quelques canaux (environ 1%) présentent des comportements anormaux pour le calcul de la valeur d'ADC de changement de gain (fig. 3.38) mais ceux-ci coïncident toujours avec des canaux à problèmes

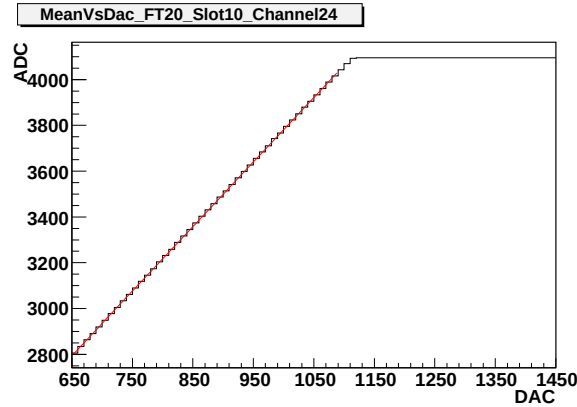


Fig. 3.35: Evolution de la valeur d'ADC en fonction de DAC pour un canal donné, le fit de la partie croissante est tracé en rouge

connus, comme par exemple des canaux “morts” du point de vue physique ou calibration, des canaux dont la réponse est déformée ou des canaux instables, qui peuvent être isolés par consultation de la base de canaux problématiques connus.

On peut par conséquent prendre comme valeur de changement de gain la valeur minimale d'ADC obtenue par chacune des deux méthodes :

$$ADC_{\text{changement de gain}} = \min(ADC_{\text{fit de la rampe}}, ADC_{\text{méthode utilisant RMS}}) \quad (3.12)$$

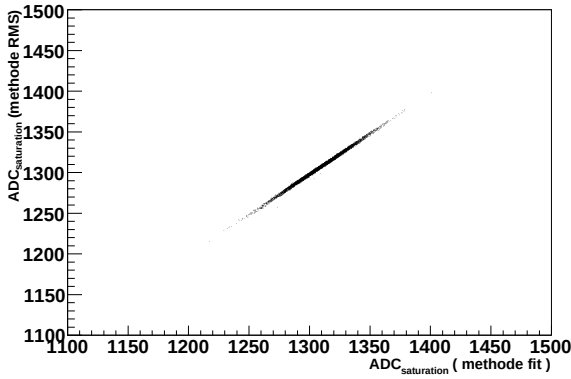


Fig. 3.36: Valeurs de ADC en moyen gain correspondant à la saturation du haut gain obtenue par la méthode de la variation de RMS en fonction de celles obtenues par la méthode du fit de la rampe

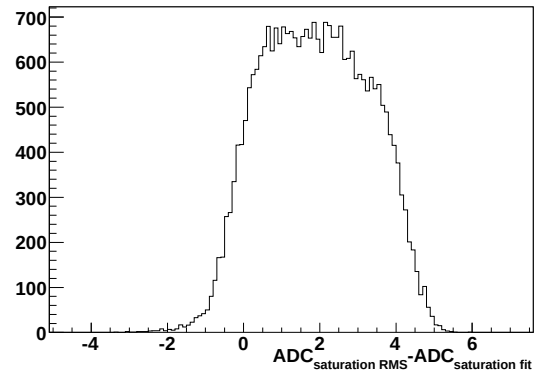


Fig. 3.37: Différence entre les valeurs d'ADC en moyen gain correspondant à la saturation du haut gain obtenues par chacune des deux méthodes

Résultats obtenus

Les figures 3.39(a) et 3.39(b) présentent les valeurs de $DAC_{\text{saturation}}$ obtenues par la méthode du RMS et du fit de la rampe respectivement pour quelques canaux. On rappelle que l'étape suivante consiste à

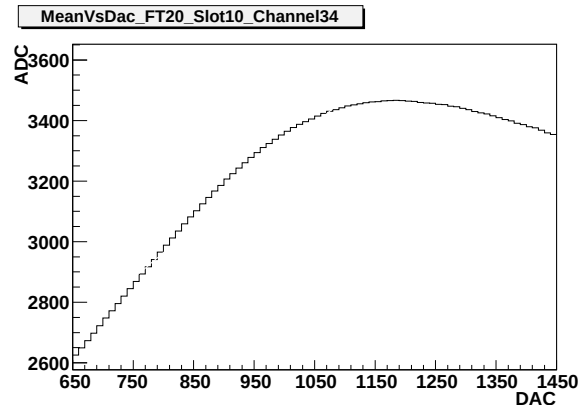


Fig. 3.38: Evolution de la valeur d'ADC en fonction de DAC pour un canal problématique

déterminer la valeur de ADC correspondant à cette valeur de DAC en moyen gain, afin de déterminer la valeur du seuil de changement de gain.

Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 3.40(a), (b) et (c) pour le calorimètre électromagnétique de la partie tonneau (pour un seul côté) et pour les trois compartiments avant, milieu et arrière séparément.

La valeur moyenne obtenue pour chacune des trois compartiments est d'environ 1300 coups d'ADC, ce qui correspond à la valeur de changement de gain actuellement codée. Ce qui signifie qu'en l'état actuel, la moitié des canaux sont susceptibles de saturer avant le changement de gain, d'où l'importance de ce travail. Il est aussi nécessaire d'ajouter une marge de sécurité aux valeurs ainsi obtenues.

3.4.2 Seuil Moyen Gain - Bas Gain

Comme on l'a mentionné, la valeur de seuil pour le passage du moyen gain au bas gain est fixée à 3400 coups d'ADC. On ne peut pas appliquer la méthode que l'on vient de présenter car la saturation du moyen gain est toujours obtenue pour une valeur de 4096 coups d'ADC. La valeur de seuil laisse une grande marge de sécurité pour s'affranchir d'un mauvais alignement en temps (si on échantillonne pas sur le maximum) ou d'effet de saturation du module de mise en forme (shaper).

Ce seuil de changement de gain n'a pas encore été étudié, il nécessite par exemple l'analyse détaillée des formes de pulse afin d'élaborer une méthode de détection de la saturation du shaper.

3.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les caractéristiques du calorimètre électromagnétique d'ATLAS, son électronique de lecture et ses performances attendues.

Nous avons également détaillé une étude des paramètres intrinsèques des cartes de calibration, mesurés sur banc de test et maintenant insérés dans la base de données du détecteur ATLAS. Cette étude permet en particulier de vérifier la compréhension fine de toute la chaîne d'électronique, mais pourra aussi être utilisée pour le calcul des coefficients de filtrage optimal.

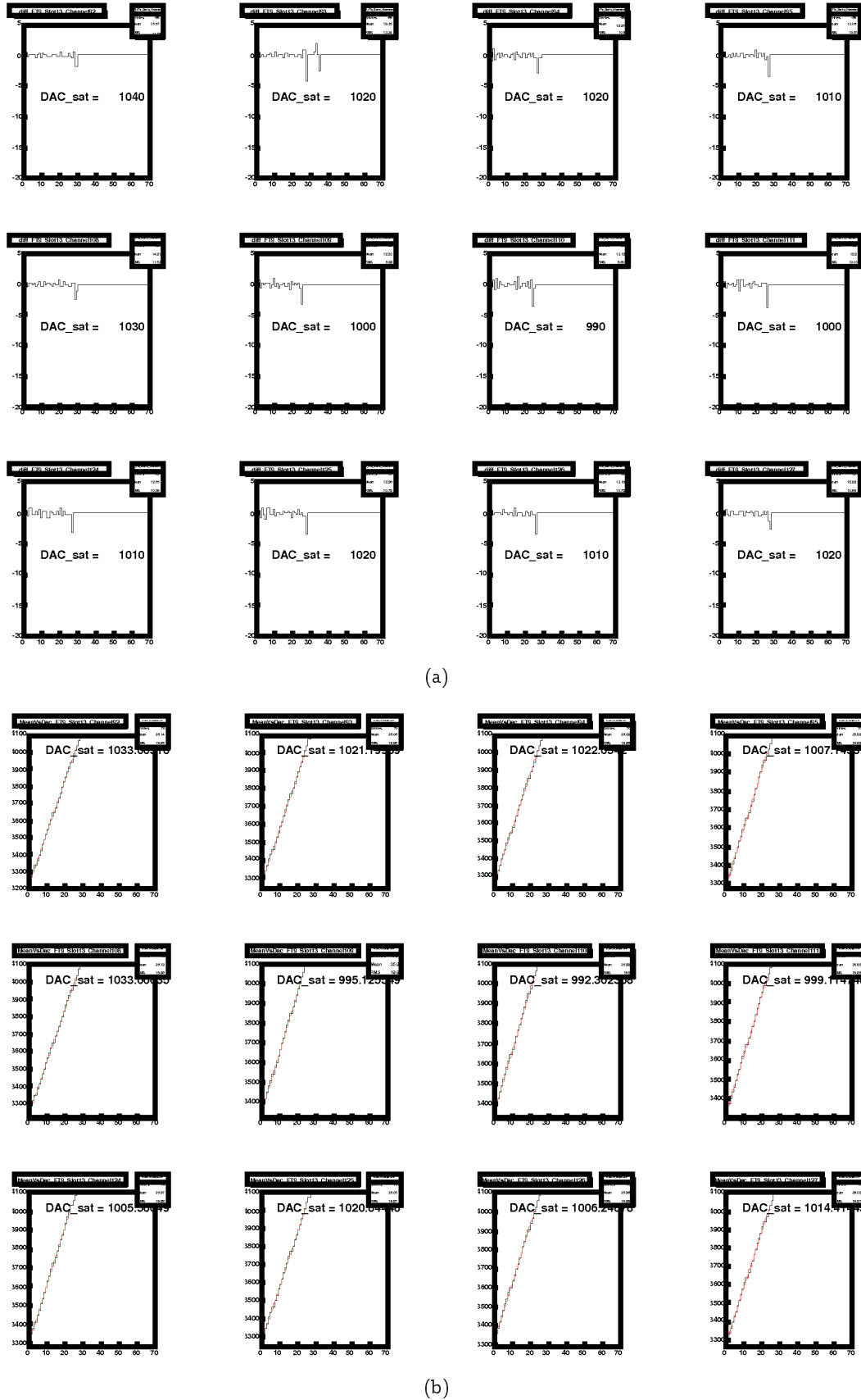


Fig. 3.39: Valeurs de $DAC_{saturation}$ obtenues par la méthode du RMS (a) et du fit de la rampe (b) pour quelques canaux

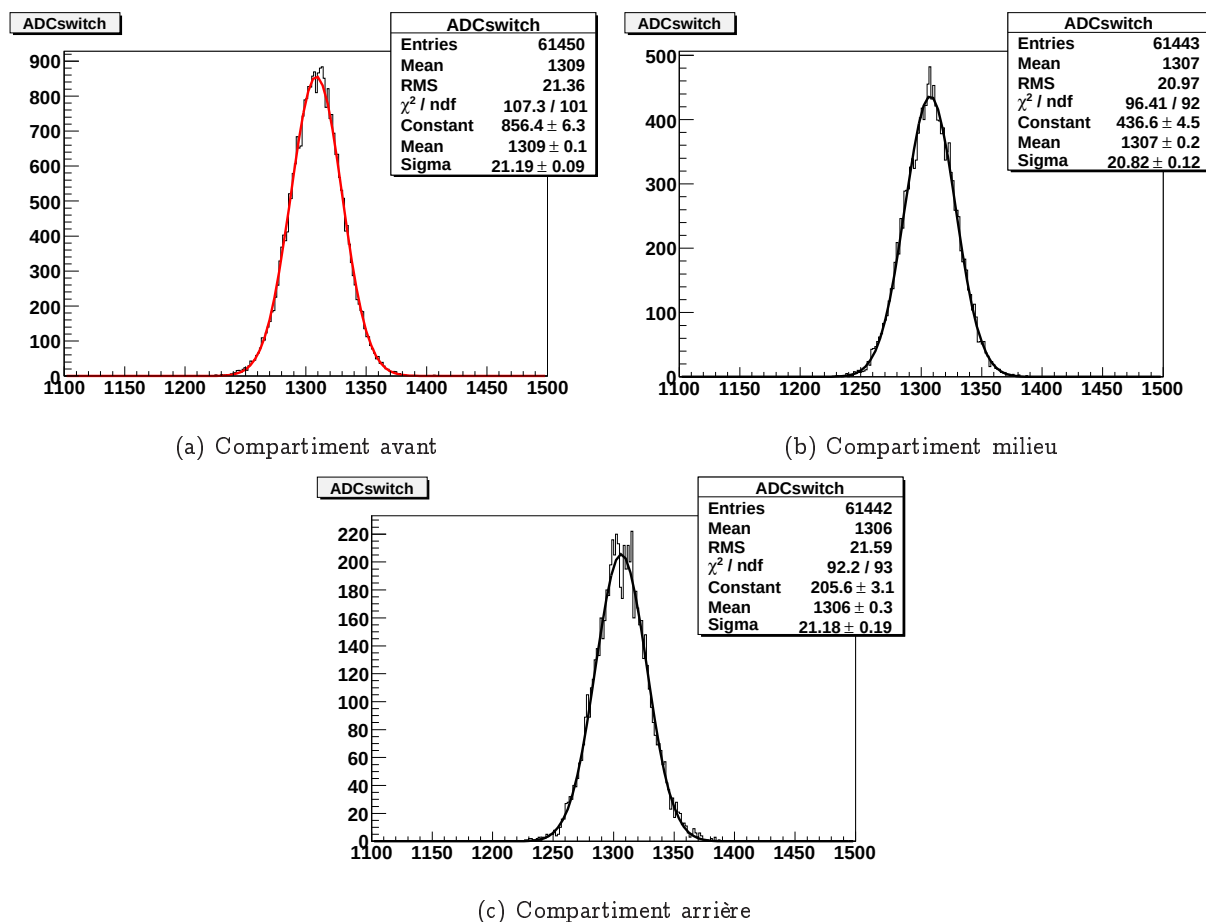


Fig. 3.40: Résultats obtenus pour les valeurs d'ADC de changement de gain moyen vers haut pour le calorimètre électromagnétique de la partie tonneau (pour un seul des deux côtés)

Pour finir, une étude d'optimisation des changements de gain sur les cartes Front End a été présentée (du haut gain vers le moyen gain). Le but de cette optimisation étant de rester le plus longtemps possible dans le gain le plus élevé, sans que le signal sature, afin d'obtenir une sensibilité optimale du détecteur. Cette étude a permis de montrer qu'en l'état actuel la moitié des canaux sont susceptibles de saturer avant le changement de gain, soulignant l'importance et la nécessité de cette optimisation.

Bibliographie

- [1] The ATLAS Collaboration, *ATLAS liquid-argon calorimeter : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996.
- [2] B. Aubert *et al.*, “Development and construction of large size signal electrodes for the ATLAS electromagnetic calorimeter,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A539** (2005) 558–594.
- [3] M. L. Andrieux *et al.*, “Construction and test of the first two sectors of the ATLAS barrel liquid argon presampler,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A479** (2002) 316–333.
- [4] B. Belhorma, *Tests et étude des performances du pré-échantillonneur central d’ATLAS*. PhD thesis, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 09, 2000.
<http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00005401/en/>. ISN 00104.
- [5] The ATLAS Collaboration, . G. Aad *et al.*, “Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics,” arXiv :0901.0512 [hep-ex].
- [6] N. J. Buchanan *et al.*, “ATLAS liquid argon calorimeter front end electronics,” *JINST* **3** (2008) P09003.
- [7] N. J. Buchanan *et al.*, “Design and implementation of the Front End Board for the readout of the ATLAS liquid argon calorimeters,” *JINST* **3** (2008) P03004.
- [8] J. Colas *et al.*, “Electronics calibration board for the ATLAS liquid argon calorimeters,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A593** (2008) 269–291.
- [9] P. Borgeaud, X. De la Broise, E. Ferrer-Ribas, A. Le Coguie, B. Mansoulié, and J. Pascual, “The LArg Tower Builder Board : calculation, simulation, measurements,” Tech. Rep. ATL-LARG-2002-001, CERN, Geneva, May, 2002.
- [10] *Installation and Commissioning of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter Read-Out Electronics*. 2008. Topical Workshop on Electronics for Particle Physics, Naxos, Greece, 15 - 19 Sep 2008.
- [11] J. Colas, M. Moynot, P. Perrodo, G. Perrot, I. Wingerter-Seez, J. P. Coulon, C. d. La Taille, G. Martin-Chassard, N. Seguin-Moreau, and L. Serin, “The LArg calorimeter calibration board,” Tech. Rep. ATL-LARG-2000-006, CERN, Geneva, Dec, 1999.
- [12] M. Aharrouche *et al.*, “Response Uniformity of the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A582** (2007) 429–455,
arXiv :0709.1094 [physics.ins-det].
- [13] N. Massol, “ATLAS calibration delay chip study,” Tech. Rep. ATL-ELEC-2004-001, Lab. Annecy Phys. Part., Annecy-le-Vieux, Nov, 2003.
- [14] D. Banfi, M. Delmastro, and M. Fanti, “Cell response equalisation of the ATLAS electromagnetic calorimeter without the direct knowledge of the ionisation signals,” *JINST* **1** (2006) P08001.
- [15] W. E. Cleland and E. G. Stern, “Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A338** (1994) 467–497.

-
- [16] M. Aleksa, M. Delmastro, M. Fanti, R. Lafaye, W. Lampl, S. Laplace, D. Prieur, F. Tarrade, and I. Wingerter-Seez, "ATLAS Combined Testbeam : Computation and Validation of the Electronic Calibration Constants for the Electromagnetic Calorimeter," Tech. Rep. ATL-LARG-PUB-2006-003. ATL-COM-LARG-2006-003, CERN, Geneva, Apr, 2006.
- [17] S. Böttcher, J. Parsons, and B. Sippach, "The Gain Selector ASIC for the ATLAS LAr Calorimeter," tech. rep., October, 2001.
<http://www.nevis.columbia.edu/~atlas/electronics/asics/ggains/gainssel.ps>.

Chapitre 4

Reconstruction des conversions

4.1 Introduction

Electrons et photons sont reconstruits en partant d'amas d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Leur distinction se fait en premier lieu en regardant si une trace reconstruite dans le détecteur interne peut correspondre à cet amas d'énergie. Du fait de la quantité de matière importante en amont du calorimètre électromagnétique, les photons ont une probabilité importante de se convertir avant d'atteindre le calorimètre et donc de laisser une ou plusieurs traces dans le détecteur interne : La reconstruction des conversions est très importante car elle doit permettre de déterminer si une trace provient d'une conversion de photon ou non et donc de séparer les électrons des photons convertis au niveau de la reconstruction.

Dans ce chapitre, nous estimerons d'abord la probabilité qu'un événement $H \rightarrow \gamma\gamma$ ait au moins une conversion, soulignant l'importance particulière de leur reconstruction pour l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$. Nous présenterons ensuite la reconstruction des conversions dans le détecteur ATLAS ainsi que ses performances avant de nous intéresser plus spécifiquement à l'utilisation des conversions pour l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Deux versions différentes du software d'ATLAS ont été utilisées pour ces études de conversions de photons et seront comparées dans ce chapitre.

4.2 Conversions de photons dans les événements $H \rightarrow \gamma\gamma$

4.2.1 Estimation du nombre de conversions attendues

La longueur de radiation X_0 représente à la fois la distance moyenne parcourue par un électron incident avant de perdre 63% de son énergie $\left(1 - \frac{1}{e}\right)$ et les $\frac{7}{9}$ de la distance moyenne de conversion d'un photon de haute énergie. On peut donc évaluer la probabilité d'avoir au moins un photon converti dans un événement $H \rightarrow \gamma\gamma$.

La probabilité qu'un photon se convertisse avant la longueur X est donnée par la relation

$$\epsilon = 1 - e^{-\frac{7}{9} \frac{X}{X_0}} \quad (4.1)$$

Si l'on regarde la figure 4.1, on trouve en moyenne $\frac{X}{X_0} \approx 0.7$ pour $|\eta| < 2.5$. La probabilité qu'un

photon se convertisse est donc $\epsilon = 1 - e^{-\frac{7}{9}0.7} \approx 42\%$.

La probabilité d'avoir un évènement $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec au moins une conversion est

$$P(\geq 1\text{conv.}) = 1 - (1 - \epsilon)^2 \quad (4.2)$$

où ϵ est la probabilité qu'un photon issu de la désintégration d'un boson de Higgs se convertisse.

On obtient donc une probabilité $P(\geq 1\text{conv.}) = 1 - (1 - \epsilon)^2 \approx 66\%$ d'avoir un évènement $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec au moins une conversion.

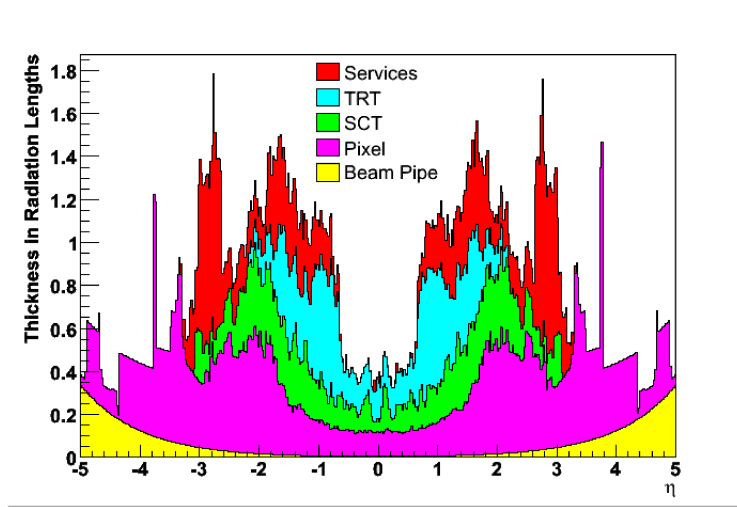


Fig. 4.1: Distribution de la quantité de matière, exprimée en unités de longueur de radiation, traversée par les particules en fonction de la pseudo-rapidité pour la simulation utilisée ici : "géométrie" ATLAS-CSC-01-XX-XX

4.2.2 Taux de conversions dans les évènements $H \rightarrow \gamma\gamma$

Si l'on regarde des évènements générés par générateurs Monte Carlo tels que Pythia [1], simulés et reconstruits par le software général d'ATLAS, Athena, on peut avoir accès à la "vérité" pour chaque évènement et donc savoir exactement si tel ou tel photon est converti en une paire électron-positron, indépendamment de ce que peut fournir la reconstruction. On peut ainsi obtenir le taux de vraies conversions dans les évènements $H \rightarrow \gamma\gamma$ et montrer la nécessité d'utiliser les photons convertis pour la recherche du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Comme on l'a vu, la probabilité d'avoir un évènement $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec au moins une conversion s'écrit : $P(\geq 1\text{conv.}) = 1 - (1 - \epsilon)^2$.

Connaissant le nombre total de photons issus de la désintégration de bosons de Higgs et connaissant le nombre de photons convertis également issus de la désintégration de bosons de Higgs, on peut déterminer la fraction d'évènements ayant au moins un vrai photon converti. En considérant la région des "early conversions" (conversions ayant un rayon inférieur à 350mm, ce qui correspond au rayon maximal où il est possible de reconstruire des conversions en utilisant la reconstruction des traces "classique", voir la

section suivante) et les photons dont la pseudorapidité est inférieure à 2.5 ($|\eta_{\text{vrai photon}}| < 2.5$), environ 35% des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ ont au moins un photon converti.

Si l'on suppose que la reconstruction des conversions peut se faire jusqu'à un rayon de 800mm (ce qui correspond au rayon maximal où il est possible de reconstruire des conversions en utilisant le "back-tracking", voir section suivante) et en se limitant à la région $|\eta_{\text{vrai photon}}| < 2.5$, environ 57% des événements ont au moins un photon converti.

Si l'on n'applique pas de coupure sur le rayon de conversion, environ 72% des événements ont au moins un photon converti, ce qui est du même ordre de grandeur que ce que l'on a estimé précédemment (66%).

Le tableau 4.1 donne le nombre de vrais photons convertis et le nombre total de photons venant de la désintégration d'un boson de Higgs. Le tableau 4.2 donne la fraction d'événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ ayant au moins un vrai photon converti.

	Nombre de vrais photons convertis issus du Higgs	Nombre total de photons issus du Higgs (générés)
$ \eta_{\text{true photon}} < 2.5$ et $45 < R_{\text{conv}} < 350\text{mm}$	7702	40000
$ \eta_{\text{true photon}} < 2.5$ et $45 < R_{\text{conv}} < 800\text{mm}$	13690	40000
$ \eta_{\text{true photon}} < 2.5$ sans coupure sur le rayon de conversion	18695	40000

Tab. 4.1: *Nombre de vrais photons convertis et nombre total de photons issus de la désintégration du boson de Higgs*

	Fraction d'événements avec ≥ 1 vrai photon converti
$ \eta_{\text{true photon}} < 2.5$ et $45 < R_{\text{conv}} < 350\text{mm}$	34.8%
$ \eta_{\text{true photon}} < 2.5$ et $45 < R_{\text{conv}} < 800\text{mm}$	56.7%
$ \eta_{\text{true photon}} < 2.5$ sans coupure sur le rayon de conversion	71.6%

Tab. 4.2: *Fraction d'événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ ayant au moins un vrai photon converti*

4.3 Reconstruction des conversions dans ATLAS

4.3.1 Reconstruction des traces dans ATLAS

La première étape de la reconstruction des conversions est la reconstruction des traces. Trois types de traces peuvent être reconstruites dans le détecteur interne (on se référera à [2] pour plus de détails) :

1. Traces reconstruites de l'intérieur vers l'extérieur du détecteur :

Tout d'abord, les données brutes ("raw data") issues du détecteur à pixels et du SCT sont converties en clusters et l'information en temps issue du TRT est traduite en terme de cercles de dérive ("drift circles"). Les clusters SCT sont transformés en points dans l'espace à trois dimensions (appelés "space-points" par la suite) en combinant les informations des clusters issus des faces opposées d'un module de SCT.

La stratégie consiste alors à exploiter la grande granularité du détecteur à pixels et du SCT pour trouver des traces initiées près du point d'interaction. Des ébauches de traces sont formées par des combinaisons de trois space-points dans le détecteur à pixels et/ou le SCT. Ces ébauches de traces sont alors étendues vers les autres couches de SCT pour former des traces potentielles qui sont alors fittées. Les fausses traces sont rejetées en appliquant des coupures de qualité. Les traces sélectionnées sont étendues dans le TRT afin d'associer les drift-circles se trouvant sur la direction extrapolée de la trace. Ces traces étendues dans le TRT sont refittées en tenant compte des informations complètes des trois sous détecteurs et la qualité de la trace refittée est comparée à celle de la trace initiale : Si la trace étendue est de moins bonne qualité que la trace sans extension dans le TRT, seule cette dernière est conservée.

On trouve ainsi trois catégories de traces :

- Traces sans extension dans le TRT
- Traces avec extensions utilisées par le fit final
- Traces avec extensions non utilisées par le fit final

Afin de réduire le nombre de fausses traces, le nombre de hits dans les détecteurs à pixel et SCT doit être supérieur à 7, ce qui conduit à une baisse d'efficacité pour des traces initiées tardivement, comme les traces venant de conversions tardives de photons.

On forme ainsi une première collection de traces.

2. Traces reconstruites de l'extérieur vers l'intérieur du détecteur :

La reconstruction des traces de l'extérieur vers l'intérieur est aussi appelée "back-tracking". Elle permet de compenser en partie la perte d'efficacité due aux traces initiées après le détecteur à pixels. La première étape de cette méthode est la reconstruction de segments de TRT ; elle utilise une méthode basée sur des histogrammes pour associer les drift-circles entre eux. Les drifts circles qui ont déjà été associés à une trace reconstruite par la méthode précédente (reconstruction de l'avant vers l'arrière) ne sont pas considérés. Les segments de TRT ainsi reconstruits sont ensuite utilisés dans la seconde étape de l'algorithme de back-tracking dans laquelle des extensions dans le détecteur à pixels et le SCT sont ajoutées, en demandant un minimum de deux space-points (4

hits) dans les trois dernières couches du SCT.

Les traces ainsi reconstruites sont alors placées dans une seconde collection de traces.

3. Traces uniquement reconstruites dans le TRT (traces “TRT standalone”) :

Tous les segments TRT qui n'ont pas été étendus vers le détecteur à pixel et/ou le SCT dans l'étape précédente sont utilisés pour construire une troisième collection de traces. Ces segments sont d'abord transformés en traces dont les paramètres sont assignés à la surface liée à la première paille traversée. Les traces partageant trop de hits sont rejetées, les autres sont placées dans une troisième collection de traces appelées traces “TRT standalone”.

Ces trois collections de traces sont ensuite assemblées en une unique collection après avoir levé de possibles ambiguïtés et empêché tout double comptage.

Un algorithme de recherche de vertex peut alors être utilisé pour reconstruire les vertex primaires. De plus, d'autres algorithmes dédiés à la recherche de vertex de conversions de photons ou de vertex secondaires peuvent aussi être utilisés.

L'utilisation du back-tracking n'a été introduite que récemment dans le software d'ATLAS et il n'était pas possible de conduire une analyse Monte Carlo $H \rightarrow \gamma\gamma$ complète l'utilisant pour le moment. C'est pourquoi l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ complète n'est présentée qu'avec une version du software n'incluant pas le back-tracking. Cependant une analyse de performance peut être conduite : on distinguera donc les deux méthodes : avec ou sans back-tracking.

4.3.2 Reconstruction des clusters électromagnétiques

Les particules électromagnétiques (photons et électrons) sont reconstruites dans le calorimètre électromagnétique sous la forme d'amas de cellules énergétiques appelés “clusters”.

L'algorithme “sliding window” [3] est utilisé pour construire ces clusters. Cet algorithme construit des clusters rectangulaires de taille fixe positionnés de façon à maximiser la quantité d'énergie dans le cluster. La taille optimale du cluster dépend du type de particule reconstruite et de la région du calorimètre dans laquelle il est construit.

Cet algorithme suit trois étapes successives : l'élaboration de tours d'énergie, la recherche de pre-clusters par “sliding-window” et le remplissage des clusters.

Elaboration de tours d'énergies

L'espace $\eta - \phi$ du calorimètre électromagnétique est divisé en une grille de $N_\eta \times N_\phi$ éléments de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi$ ($N_\eta \times N_\phi = 200 \times 256$, $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$). Dans chacun de ces éléments, les énergies de toutes les cellules dans tous les compartiments longitudinaux du calorimètre sont additionnées pour former des “tours” d'énergie (200×256 tours d'énergie au total). Lorsqu'une cellule est partagée

entre deux tours, l'énergie est distribuée dans chaque tour proportionnellement à la surface de la cellule comprise dans la tour.

Recherche de pre-cluster par sliding-window

Une fenêtre de taille fixe $N_{\eta}^{\text{fenêtre}} \times N_{\phi}^{\text{fenêtre}} = 5 \times 5$ (en unités de tours d'énergie) est déplacée sur chaque élément de la grille définie par les tours d'énergie précédemment décrites. Si l'énergie transverse de la fenêtre, définie comme la somme des énergies des tours qu'elle contient, est un maximum local et est au-dessus du seuil E_T^{seuil} , un pre-cluster est formé. La taille de la fenêtre et la valeur du seuil sont optimisées pour obtenir la meilleure efficacité de construction des pre-clusters et pour limiter le taux de faux pre-clusters dûs au bruit.

La position du pre-cluster est calculée comme le barycentre (en énergie) en η et ϕ de toutes les cellules à l'intérieur d'une fenêtre de taille fixée autour de la tour d'énergie au centre de la sliding-window. La fenêtre utilisée pour calculer la position est d'une taille plus petite ($N_{\eta}^{\text{pos}} \times N_{\phi}^{\text{pos}} = 3 \times 3$) que celle de la sliding-window, ce qui permet d'être moins sensible au bruit.

Les pre-clusters dupliqués sont alors éliminés. Si deux pre-clusters ont leur position dans une même fenêtre $\Delta\eta_{\text{dupl.}} \times \Delta\phi_{\text{dupl.}} = 2 \times 2$, seul le pre-cluster ayant la plus grande énergie transverse est conservé.

Remplissage des clusters

Des clusters de tailles différentes $N_{\eta}^{\text{cluster}} \times N_{\phi}^{\text{cluster}}$ sont construits selon le type hypothétique de particule reconstruite et la position du cluster dans le calorimètre électromagnétique. L'optimisation de la taille de ces clusters est un compromis : Le cluster doit être suffisamment grand pour contenir la plus grande partie de l'énergie déposée par la particule dans le calorimètre sans ajouter trop de bruit.

Des clusters de taille 3×7 et 3×5 sont utilisés pour des objets respectivement de type électron (ou photon converti) et de type photon non-converti dans la partie tonneau du détecteur et des clusters de taille 5×5 sont utilisés dans la partie bouchon du détecteur pour tous ces types d'objets (tab. 4.3).

Dans la partie tonneau, les gerbes électromagnétiques engendrées par les électrons sont plus larges que celles engendrées par les photons car les électrons interagissent d'avantage avec la matière en amont du détecteur et peuvent émettre des photons par Bremsstrahlung. Comme le champ magnétique courbe la trajectoire des électrons dans la direction ϕ , la taille du cluster dans cette direction est plus importante afin de contenir plus d'énergie. De la même façon, les photons convertis conduisent à des paires électron-positron qui s'ouvrent dans la direction ϕ à cause du champ magnétique. Dans la partie bouchon, comme le champ magnétique est moins important, les clusters ont la même taille en ϕ pour toutes les particules. Les clusters ont une taille plus importante en η dans la partie bouchon car les cellules physiques y sont plus petites.

Type d'objet	Tonneau	Bouchons
Electrons	3×7	5×5
Photons convertis	3×7	5×5
Photons convertis	3×5	5×5

Tab. 4.3: Taille $N_{\eta}^{\text{cluster}} \times N_{\phi}^{\text{cluster}}$ des clusters pour différents types d'objets reconstruits dans les parties tonneau et bouchon du calorimètre électromagnétique, en nombre de cellules dans le compartiment milieu

4.3.3 Définition des conversions

L'analyse physique est réalisée à partir d'un format de données appelé AOD (pour Analysis Object Data). Les objets électromagnétiques initiés par des clusters électromagnétiques y sont divisés en deux parties, les objets électrons et les objets photons selon qu'une trace (et/ou une conversion) peut être associée ou non au cluster. On parle ici d'"objets" car l'identification parfaite n'est pas possible et il existe une ambiguïté entre ces deux catégories : des photons peuvent être reconstruits comme des objets électrons (comme par exemple des photons convertis) et des électrons peuvent être reconstruits comme des objets photons (par exemple si aucune trace n'a été associée au cluster électromagnétique initié par l'électron).

On comprend alors la problématique liée à l'utilisation des photons convertis dans l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$: On ne peut pas se contenter de réaliser l'analyse sur les objets photons, on doit aussi utiliser les photons convertis reconstruits comme objet électron.

On va distinguer par la suite deux versions différentes du software d'ATLAS :

- La version 12 d'Athena qui ne comporte pas de back-tracking et où tous les objets électromagnétiques ayant une trace associée sont reconstruits comme des objets électrons : tous les photons convertis reconstruits comme tels sont donc des objets électrons. C'est aussi la version utilisée pour l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ complète présentée plus loin (chap. 5).
- La version 14 d'Athena où le back-tracking est utilisé. Dans cette version, les photons convertis reconstruits comme tels sont sensés être des objets photons. Cependant comme on le verra plus loin, la séparation électron/photons n'est pas évidente et un certain nombre de photons convertis se trouvent être reconstruits comme objets électrons.

Deux types de photons convertis sont utilisés par l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$: Les conversions à deux traces et les conversions à une seule trace.

Conversions à deux traces

Les conversions à deux traces sont reconstruites par un algorithme dédié à la recherche de conversions de photons. L'apparition du back-tracking dans ATLAS s'est faite conjointement avec le changement de cet algorithme.

- Dans la version 12, l'algorithme CTVMFT (utilisé par la collaboration CDF, [4]) est utilisé pour reconstruire les vertex de conversion à partir d'une collection de traces de charge positive et d'une collection de traces de charge négative.

Un objet électron dont la trace associée est l'une des deux traces d'une telle conversion reconstruite est dit "photon converti à deux traces".

- Dans la version 14, cet algorithme a été remplacé par un algorithme de reconstruction de vertex basé sur la méthode de filtrage de Kalman utilisant l'information complète des traces (trajectoires

tri-dimensionnelles et matrices d'erreurs).

Des critères plus complexes sont utilisés pour associer les conversions aux clusters électromagnétiques et sont détaillés plus loin.

Conversions à une seule trace

- Dans la version 12, aucun algorithme n'existe pour reconstruire les photons convertis pour lesquels l'algorithme de reconstruction de vertex de conversion a échoué, en particulier quand une seule des deux traces est reconstruite (appelés photons convertis à une seule trace). On a donc développé une méthode pour reconnaître de tels photons :

Si l'objet électron ne peut être associé à une conversion à deux traces, on regarde si la trace associée à cet objet possède un hit dans la première couche de pixels, appelée B-layer. Si la trace n'a pas de hit dans le B-layer, on suppose que la trace ne correspond pas à un électron primaire (produit au vertex d'interaction primaire) et on dit que l'objet électron est un photon converti à une seule trace.

En réalité, cette première couche de pixels a une certaine inefficacité (une inefficacité de 5% par pixel est intégrée dans la simulation) et on ajoute donc du bruit de fond en utilisant cette méthode. Par exemple, on trouve que 7.8% des électrons et 3.9% des pions chargés n'ont pas de hit dans le B-Layer.

Si l'on regarde les événements ayant une seule conversion (avec $45 < R_{\text{conversion}} < 350\text{mm}$, $(p_T)_{\text{photon}} > 20\text{GeV}$ et $|\eta_{\text{vertex de conversion}}| < 2.5$) et une seule trace reconstruite, c'est à dire si la conversion ne peut pas être reconstruite par l'algorithme de reconstruction des conversions (par exemple pour des conversions asymétriques), on peut calculer la fraction d'événements dont la trace possède un hit dans le B-layer donc la fraction d'événements qui ne peuvent pas être reconstruits comme photons convertis à une seule trace :

$$\frac{\text{NB de traces avec un hit dans le B-Layer}}{\text{NB total de traces}} = \frac{500}{6135} = 8.1\%$$

On devrait donc être capable de récupérer 92% des photons convertis à une seule trace en utilisant cette méthode. On peut par ailleurs préciser que dans 99.7% des cas les traces sans hit dans le B-layer sont associées à une vraie conversion.

- Dans la version 14, un algorithme spécialement dédié a été développé afin de récupérer les conversions dont une des deux traces n'a pas été reconstruite ou pour lesquelles l'algorithme de reconstruction de conversion a échoué. De plus, comme le back-tracking est utilisé, on peut aussi espérer reconstruire des conversions tardives pour lesquelles l'ouverture de la paire électron-positron est trop faible pour distinguer deux traces distinctes.

La méthode utilisée est la suivante : Après l'étape de recherche des conversions à deux traces, toutes les traces non utilisées sont examinées afin de décider si elles peuvent être le produit d'une conversion de photons. Les traces ne doivent pas avoir de hit dans le B-layer et doivent être de type "électron" : pour cela on utilise le rapport du nombre de hits "high threshold TRT" sur le nombre

total de hits dans le TRT. Si la trace passe les coupures, un vertex de conversion est reconstruit à la position du premier hit de la trace, ce qui a pour conséquence que l'incertitude sur la position de la conversion peut être d'une couche de détecteur si la conversion a lieu dans le détecteur à pixels ou le SCT. Cette incertitude est plus petite si la conversion a lieu dans le TRT du fait de la grande densité de tube de dérive.

On est donc capable, dans cette version 14, de reconstruire des conversions à une trace en se basant seulement sur le détecteur interne (sans avoir l'information venant du calorimètre électromagnétique).

4.4 Performances de la reconstruction des conversions - Version 12

4.4.1 Efficacité de reconstruction des conversions à deux traces

Dans cette section, on ne considère que les conversions à deux traces reconstruites par l'algorithme dédié sans tenir compte de la présence ou non d'objets électromagnétiques.

Définition de l'efficacité de reconstruction

Une conversion reconstruite peut être associée à une conversion vraie (dans le Monte Carlo), dans ce cas on l'appelle "conversion associée". Chaque conversion contient une ou deux traces reconstruites qui sont éventuellement associées à des vraies particules (vraies "TrackParticles"), ce qui permet de déterminer la "vérité" de l'évènement. Cette association trace reconstruite - particule vraie est établie durant l'étape de simulation des évènements : Une trace reconstruite est associée à une particule vraie si au moins 80% des hits sont créés par cette particule. Il peut arriver que la conversion ne puisse pas être associée à une vraie conversion et dans ce cas on dit que l'on a une "conversion non-associée".

Dans le cas d'une conversion à deux traces, la conversion est dite "conversion associée" si les deux trace de la conversion peuvent être associées à des particules vraies et si ces particules vraies sont une paire électron-positron ayant comme mère le même photon.

Dans le cas d'une conversion à une seule trace, la conversion est dite "conversion associée" si la trace peut être associée à une vraie particule et si cette vraie particule est un électron ou un positron dont la mère est un photon.

L'efficacité de reconstruction des conversions est définie comme le nombre de conversions associées divisé par le nombre total de vraies conversions :

$$\epsilon = \frac{\text{Nombre de conversions associées}}{\text{Nombre de vraies conversions}} \quad (4.3)$$

Pour calculer l'efficacité de reconstruction des conversions, on applique des coupures sur le rayon de conversion, l'impulsion transverse du photon converti et la pseudo-rapacité $|\eta|$ du vertex de conversion. Ces coupures sont appliquées à la fois sur la vérité associée aux conversions reconstruites et sur les conversions vraies. Les coupures appliquées sont :

$$\begin{cases} R_{\min} < R_{\text{conversion}} < R_{\max} \\ |\eta_{\text{photon}}| < 2.5 \\ (p_T)_{e^+} + (p_T)_{e^-} > p_{T \text{ coupure}} \end{cases}$$

Efficacité pour des évènements $H \rightarrow \gamma\gamma$

L'efficacité de reconstruction des conversions est ici calculée en prenant des évènements $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulés.

Une coupure à 45mm sur le rayon de conversion Pour la version 12 du software d'ATLAS, on applique une coupure basse sur le rayon de conversion à 45mm : il convient tout d'abord d'expliquer cette coupure.

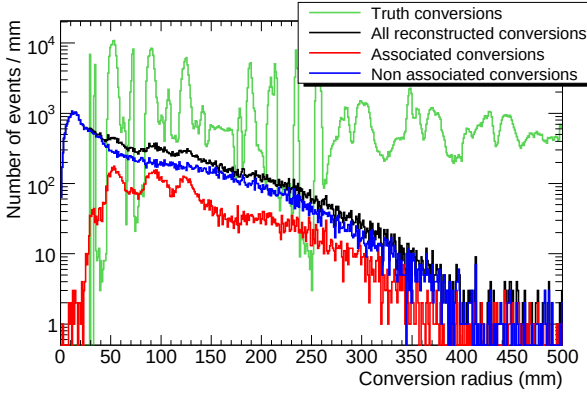


Fig. 4.2: Distribution du rayon de conversion pour les conversions vraies, les conversions associées et les conversions non associées, sans coupure sur le p_T mais avec $|\eta_{\text{vertex de conversion}}| < 2.5$

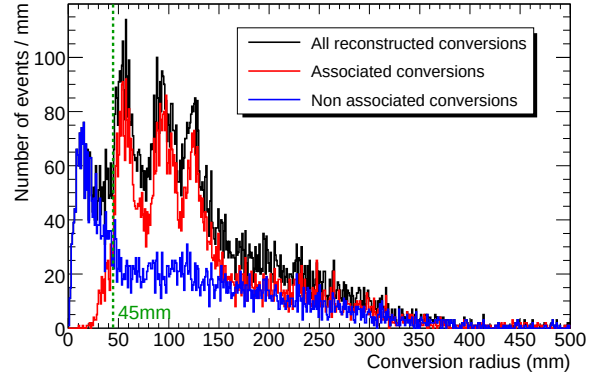


Fig. 4.3: Distribution du rayon de conversion pour les conversions vraies, les conversions associées et les conversions non associées, avec $p_{T \text{ photon converti}} > 20 \text{ GeV}$ et $|\eta_{\text{vertex de conversion}}| < 2.5$

Si l'on regarde la distribution du rayon de conversion reconstruit sans aucune coupure sur l'impulsion transverse du photon converti que l'on a reconstruit (fig. 4.2), on remarque la présence de 4 pics alors que l'on s'attend à en avoir seulement 3 correspondant aux 3 couches du détecteur à pixels. Le premier pic est dû aux conversions non associées. Ce pic diminue sérieusement lorsque l'on applique une coupure à 20 GeV sur l'impulsion transverse du photon converti reconstruit mais reste présent comme on peut le voir sur la figure 4.3.

Si l'on regarde en détail ces conversions non-associées, on peut voir que 85.9% d'entre elles sont reconstruites comme des conversions par l'algorithme de reconstruction des conversions à deux traces alors qu'au moins l'une des deux traces ne correspond pas à un électron ou positron (82.5% si $p_{T \text{ photon converti}} > 20 \text{ GeV}$), mais à un pion ou une autre particule chargée. Seulement 14.1% de ces conversions non-associées sont donc reconstruites en partant de paires e^+/e^- .

On peut éliminer ces conversions non-associées en regardant la vérité MC, mais cette information ne sera bien évidemment pas disponible pour les données réelles...

Si l'on applique une coupure à 45mm sur le rayon de conversion reconstruit et une coupure à 20 GeV sur l'impulsion transverse du photon converti reconstruit, 37.4% des conversions reconstruites sont non-

associées (contre 46.0% si l'on n'applique pas de coupure sur le rayon de conversion). Cette coupure sur le rayon de conversion permet donc d'éliminer environ 10% de fausses conversions.

Efficacité pour des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$: Entre 45 et 350mm (pour les “early conversions”), avec $(p_T)_{\text{photon converti}} > 20 \text{ GeV}$ et $|\eta_{\text{vertex de conversion}}| < 2.5$, l'efficacité globale de reconstruction des conversions à deux traces est (fig. 4.4) :

$$\epsilon \approx 48.8\% \text{ (entre 45 et 350mm)} \quad (4.4)$$

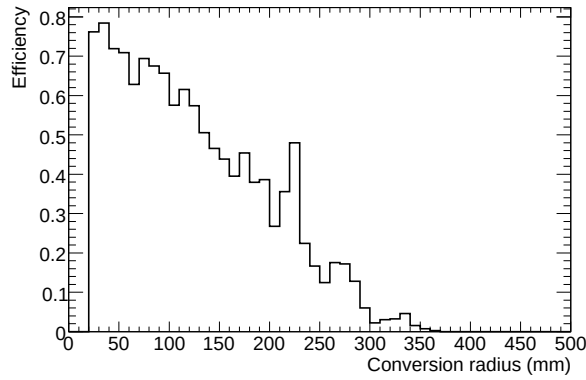


Fig. 4.4: Efficacité de reconstruction des conversions à deux traces en fonction du rayon de conversion - $(p_T)_{\text{photon converti}} > 20 \text{ GeV}$ et $|\eta_{\text{vertex de conversion}}| < 2.5$, pour des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulés

Compréhension de l'efficacité en utilisant des événements “single photons” : Afin d'avoir une activité plus petite autour des photons convertis et permettre une meilleure compréhension de la faible efficacité de reconstruction des conversions à deux traces, on va utiliser une simulation de photons simples produits au point d'interaction (appelés “single photons”). Pour se rapprocher au mieux des photons issus de la désintégration du boson de Higgs via le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, on utilise des single photons avec une énergie transverse $E_T = 60 \text{ GeV}$.

Entre 45 et 350mm, avec $(p_T)_{\text{photon converti}} > 20 \text{ GeV}$ et $|\eta_{\text{conversion vertex}}| < 2.5$, l'efficacité globale de reconstruction des conversions est :

$$\epsilon \approx 49.5\% \text{ (entre 45 et 350mm)}$$

L'efficacité de reconstruction des conversions à deux traces est donc équivalente pour des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ et pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60 \text{ GeV}$ (fig. 4.5).

Pour comprendre cette faible efficacité, on peut regarder des événements single photons simples pour lesquels une seule vraie conversion est trouvée. On demande également que ces conversions vraies satisfassent les coupures suivantes : $45 < R_{\text{conversion}} < 350 \text{ mm}$, $(p_T)_{\text{photon}} > 20 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2.5$. Si l'on compte le nombre de traces reconstruites pour chaque événement, on peut voir (tableau 4.4) que 53.5% de ces événements ont moins de 2 traces reconstruites (ce qui signifie qu'une conversion à deux traces ne peut pas être reconstruite dans 53.5% des événements).

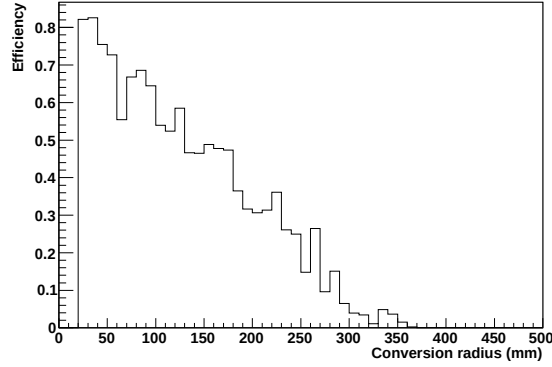


Fig. 4.5: Efficacité de reconstruction des conversions à deux traces en fonction du rayon de conversion - Sans coupure sur le rayon de conversion mais avec $(p_T)_{\text{photon converti}} > 20 \text{ GeV}$ et $|\eta_{\text{vertex de conversion}}| < 2.5$, pour des single photons avec une énergie transverse $E_T = 60 \text{ GeV}$

Nombre de traces par événement	0	1	2	>2
Fraction d'événements	12.7%	40.8%	46.5%	≈0%

Tab. 4.4: Répartition du nombre d'événements single photons en fonction du nombre de traces reconstruites dans chaque événement - Seuls les événements ayant une seule vraie conversion satisfaisant les coupures $45 < R_{\text{conversion}} < 350 \text{ mm}$, $(p_T)_{\text{photon}} > 20 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2.5$ sont sélectionnés

Si l'on compte maintenant le nombre de conversions associées à des conversions vraies en se limitant aux seuls événements ayant 2 traces reconstruites, on peut calculer l'efficacité de l'algorithme de reconstruction des conversions :

$$\epsilon = \frac{\text{NB de conversions reconstruites et associées}}{\text{NB de vraies conversions dans les événements avec 2 traces reconstruites}} = 93.7\% \quad (4.5)$$

Dans de nombreux cas, les conversions ne peuvent pas être reconstruites car seule l'une des deux traces de la conversion a été reconstruite : Le fait que l'on ait une faible efficacité de reconstruction des conversions n'est donc pas dû à l'algorithme de reconstruction des conversions mais à la reconstruction des traces. En particulier, un grand nombre d'événements single photons convertis n'ont qu'une seule des deux traces reconstruite : Il paraît donc très important de reconstruire aussi les conversions à une seule trace.

4.4.2 Efficacité de reconstruction des conversions à une seule trace

Nous avons donné l'efficacité de reconstruction des conversions à deux traces indépendamment de la présence d'un objet électromagnétique dans la partie précédente. Maintenant, si l'on veut donner l'efficacité globale de reconstruction des photons convertis à la fois pour les conversions à une seule et à deux traces, on doit partir d'objets électromagnétiques ayant une trace associée puisque la définition d'une conversion à une trace est dépendante d'un tel objet dans la version 12.

On s'intéresse uniquement à des événements single photons d'énergie transverse $E_T = 60 \text{ GeV}$ en

se limitant aux évènements ayant une seule vraie conversion telle que $p_{T_{\text{photon converti}}} > 20 \text{ GeV}$ et $|\eta_{\text{vertex de conversion}}| < 2.5$. Pour de tels évènements, on regarde les objets électromagnétiques ayant une trace associée (c'est à dire des objets électrons comme on les a définis précédemment) :

- Si la trace associée à l'objet électromagnétique correspond à l'une des deux traces d'une conversion reconstruite (conversion à deux traces), l'objet électron est appelé photon converti à deux traces.
- Si la trace associée ne correspond à aucune des deux traces de la conversion reconstruite et si cette trace n'a pas de hit dans le B-layer, l'objet électron est appelé photon converti à une seule trace.

L'efficacité de reconstruction des conversions est alors définie comme le nombre d'objets électromagnétiques pour lesquels une trace peut être reconstruite, et correspond à une trace de conversion à une ou deux traces, divisé par le nombre de vraies conversions :

$$\epsilon = \frac{\text{NB objets électromagnétiques associés à une trace de conversion}}{\text{NB total de vraies conversions}} \quad (4.6)$$

Entre 45 et 350mm l'efficacité globale de reconstruction des conversions à deux traces est de 40.8%, et 25.2% pour les conversions à une seule trace. Si l'on considère les deux types de conversions, on obtient une efficacité globale de reconstruction des conversions de 66.0% (et 66.4% entre 0 et 350mm, fig. 4.6).

L'efficacité de reconstruction d'une conversion à deux traces est plus faible si l'on part d'objets électromagnétiques : l'efficacité de reconstruction d'un objet électron est d'environ 85% (voir 5.3) (85% de 49.5% donne une efficacité d'environ 42% ce qui est du même ordre que ce que l'on obtient pour les conversions à deux traces : 40.8%).

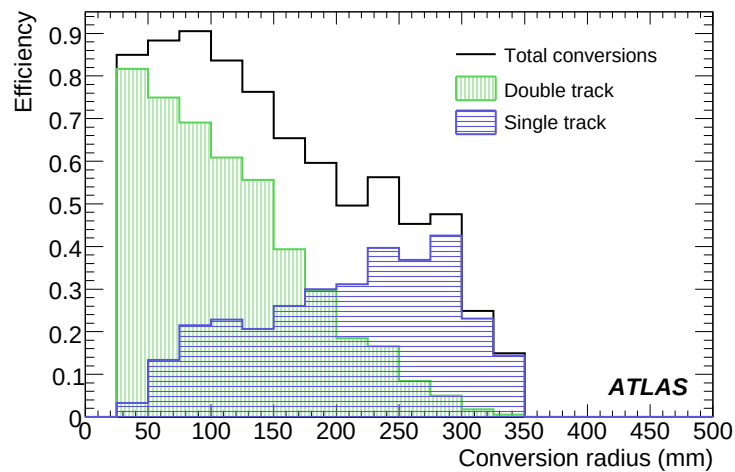


Fig. 4.6: Efficacité de reconstruction des conversions à une ou deux traces en fonction du rayon de conversion reconstruit

4.4.3 Résolution sur le rayon de conversion

Conversions à deux traces

La résolution sur le rayon de conversion reconstruit pour des conversions à deux traces est de 56mm (sans appliquer de coupure, fig. 4.8). Les queues présentes pour $(R_{\text{conversion reconstruite}} - R_{\text{conversion vraie}}) > 0$ sont dues au Bremsstrahlung : le positron ou l'électron issu de la conversion du photon peut rayonner un photon par Bremsstrahlung, ce qui affecte la courbure de la trace et la position du vertex reconstruit. On diminue fortement ces queues (et donc la valeur moyenne de la distribution) en sélectionnant les évènements sans Bremsstrahlung (fig. 4.9).

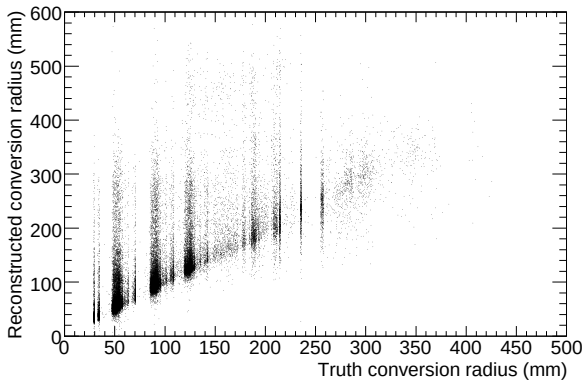


Fig. 4.7: Rayon de conversion reconstruit en fonction du rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV

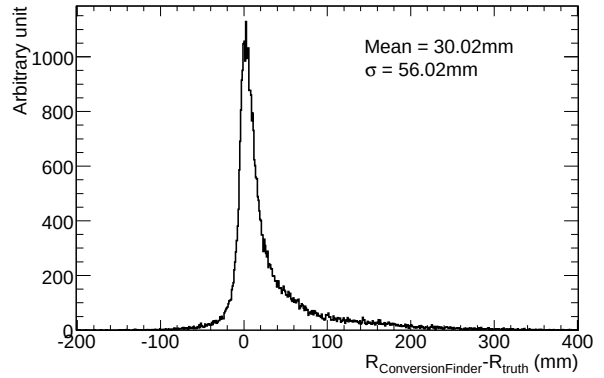


Fig. 4.8: Distribution de la différence entre le rayon de conversion reconstruit et le rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV

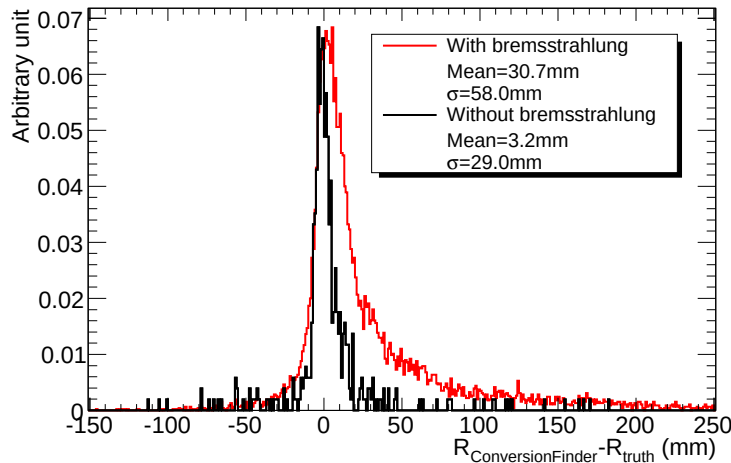


Fig. 4.9: Distribution de la différence entre rayon reconstruit et rayon vrai pour des électrons sans Bremsstrahlung en noir et avec Bremsstrahlung en rouge (distribution normalisées au maximum)

Conversions à une seule trace

Pour les conversions à une seule trace, on n'a pas directement accès au vertex de conversion, mais on peut estimer sa position avec la méthode suivante : Dans le plan transverse, on trace la ligne tangente au cercle correspondant à l'extrapolation de la trace (le cercle est la projection de la trajectoire hélicoïdale de la particule) passant par le point d'interaction (correspondant à l'origine du repère dans les données simulées avec la version 12). On suppose alors que les photons sont pointants et donc que le vertex de conversion correspond au point d'intersection de cette droite et de ce cercle (point de tangence) (fig. 4.10).

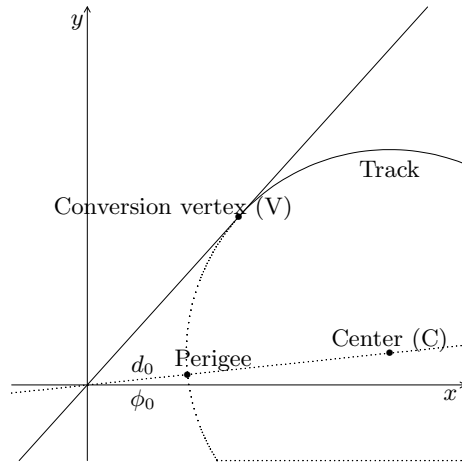


Fig. 4.10: Schéma de la méthode utilisée pour obtenir le rayon des conversions à une seule trace

Les paramètres connus sont le rayon de courbure de la trace, donné par :

$$R = \frac{p(\text{GeV}) \cdot \sin\theta}{c/10^9 \cdot B(\text{T})} \text{ où } \theta \text{ est l'angle entre le champ magnétique } \vec{B} \text{ et l'impulsion } \vec{p} \quad (4.7)$$

et la position du péricée d_0 et ϕ_0 de la trace reconstruite.

On peut calculer la position du centre de courbure (x_C, y_C) par les relations suivantes :

$$\begin{cases} y_C = (R - d_0) \cdot \cos\phi_0 & \text{si } q > 0 \\ y_C = (R + d_0) \cdot \cos\phi_0 & \text{si } q < 0 \end{cases} \quad (4.8)$$

et on peut alors calculer la position du vertex de conversion (x_V, y_V) en résolvant l'équation suivante :

$$\begin{cases} (1 + B^2) \cdot y_V^2 + (2AB - Bx_C - y_C) \cdot y_V + (A^2 - Ax_C) = 0 \\ x_V = A + B \cdot y_V \end{cases} \quad (4.9)$$

où $A = \frac{1}{x_C}(x_C^2 + y_C^2 - R^2)$ et $B = -\frac{y_C}{x_C}$

On peut préciser que cette méthode ne fonctionne pas si le péricée correspond à l'origine du repère d'ATLAS (fig. 4.11) ou si la trace n'est pas pointante (ce qui serait dû à une mauvaise reconstruction) et que le point d'interaction (centre du repère d'ATLAS dans la version 12) est à l'intérieur du cercle

extrapolé : dans ce cas, on ne peut pas trouver de tangente passant par l'origine (fig. 4.12). Dans ces deux cas, le rayon de conversion sera fixé à $R_{\text{conversion}} = 0$.

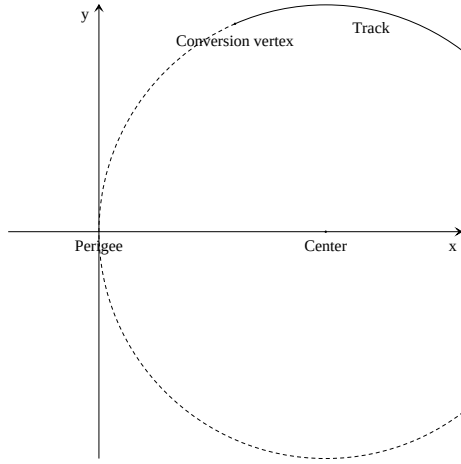


Fig. 4.11: Cas où le périhélie de la trace est l'origine du repère d'ATLAS

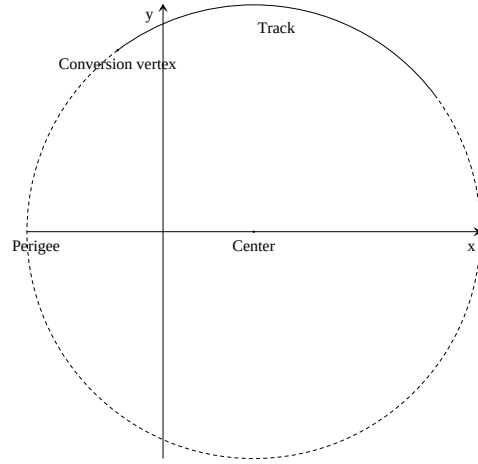


Fig. 4.12: Cas où la trace n'est pas pointante, à cause d'une mauvaise reconstruction

Comparaison entre $R_{\text{algorithme de reconstruction par défaut}}$ et $R_{\text{conversions}}$ à une seule trace :

On peut vérifier les résultats obtenus par la méthode que l'on vient de décrire en prenant des conversions reconstruites avec deux traces, c'est à dire des conversions reconstruites par l'algorithme de reconstruction des conversions à deux traces, et en appliquant cette méthode sur chacune des deux traces.

Comme on peut le voir sur les figures 4.13 et 4.14 il y a un assez bon accord entre les deux méthodes, malgré de longues queues. La méthode du calcul du rayon de conversion que l'on a détaillée est moins précise en particulier car elle n'utilise qu'une seule trace.

Résolution sur le rayon des conversions à une seule trace

Si l'on compare le rayon de conversion obtenu par la méthode de la tangente avec le rayon de la vraie conversion (en appliquant cette méthode sur des traces de conversions reconstruites par l'algorithme de reconstruction des conversions à deux traces), on peut voir que la résolution sur le rayon de conversion est de 70.8mm (fig. 4.16), soit environ 20% moins bon que la résolution obtenue par l'algorithme de reconstruction des conversions à deux traces.

Si l'on regarde toutes les conversions à une trace comme on les a définies précédemment (objets électrons dont la trace associée ne correspond pas à l'une des deux traces de conversion reconstruite et n'a pas de hit dans le B-layer) et sans aucune coupure, la résolution sur le rayon de conversion est de 113.2mm (fig. 4.18). Cette résolution est affectée par des mauvaises identifications de la charge des traces (fig. 4.19 et 4.20).

En effet, si l'on ne considère que les cas pour lesquels la charge de la trace est correctement identifiée, la résolution est de 82.9mm, ce qui n'est que 30% moins bon que la résolution obtenue par l'algorithme de reconstruction des conversions à deux traces.

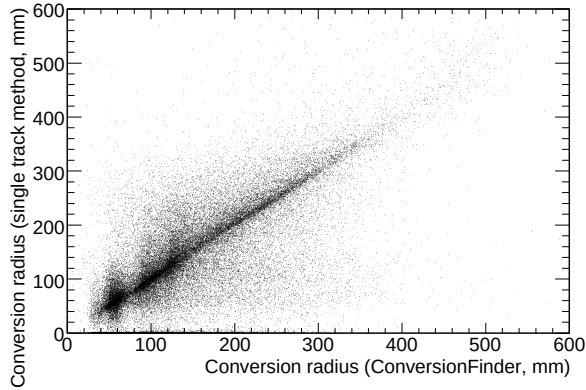


Fig. 4.13: Rayon de conversion obtenu par la méthode de la tangente en fonction du rayon de conversion obtenu par l'algorithme de reconstruction des conversions à deux traces, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60\text{GeV}$

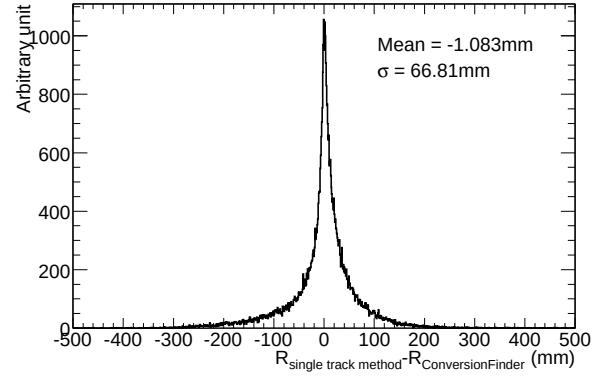


Fig. 4.14: Distribution de la différence entre le rayon de conversion obtenu par la méthode de la tangente et le rayon de conversion obtenu par l'algorithme de reconstruction des conversions à deux traces, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60\text{GeV}$

La résolution sur le rayon des conversions à une seule trace est donc largement affectée par la mauvaise identification de la charge des traces. 12.6% des conversions à une seule trace ont une mauvaise identification de la charge (ceci est obtenu en utilisant tous les objets électrons reconstruits comme photons convertis à une trace).

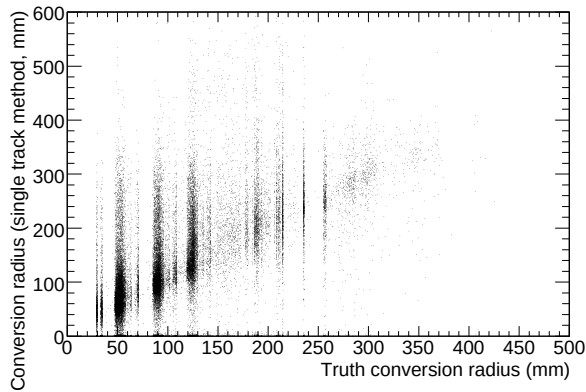


Fig. 4.15: Rayon des conversions à une trace en fonction du rayon des conversions vraies, pour des événements single photon d'énergie transverse $E_T = 60\text{GeV}$

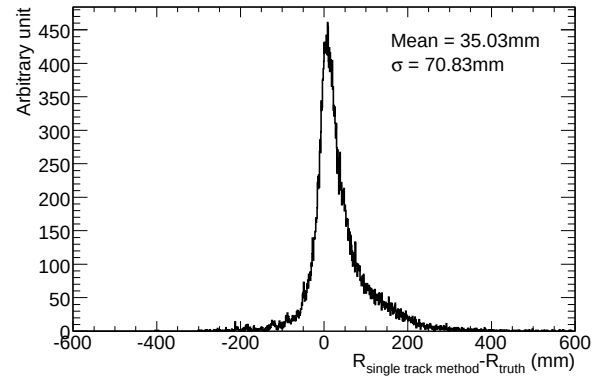


Fig. 4.16: Distribution de la différence entre le rayon des conversions à une trace et le rayon des conversions vraies, pour des événements single photons d'énergie transverse $E_T = 60\text{GeV}$

4.5 Performances de la reconstruction des conversions - Version 14

Comme on l'a mentionné, à la fois les conversions à deux traces et les conversions à une trace sont reconstruites par défaut en version 14 par des algorithmes spécialement dédiés. On ne considère

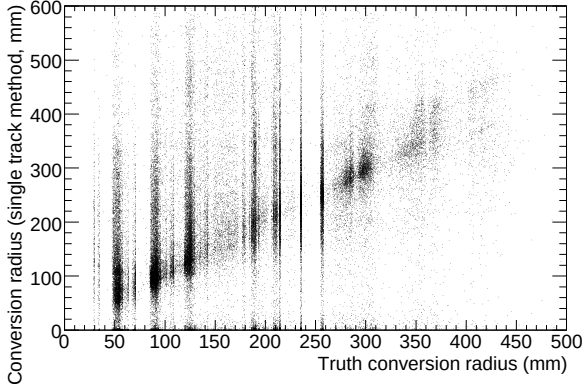


Fig. 4.17: Rayon des conversions à une seule trace en fonction du rayon des conversions vraies, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60\text{GeV}$

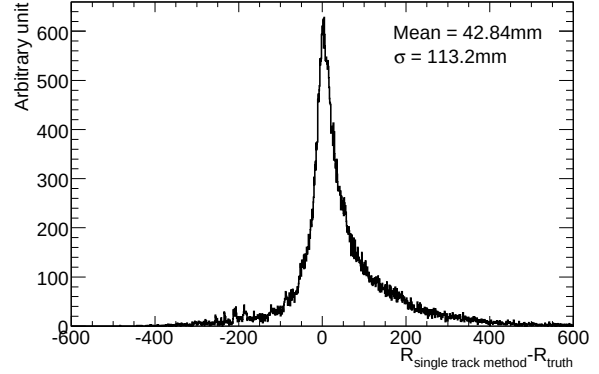


Fig. 4.18: Distribution de la différence entre le rayon des conversions à une seule trace et du rayon des conversions vraies, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60\text{GeV}$

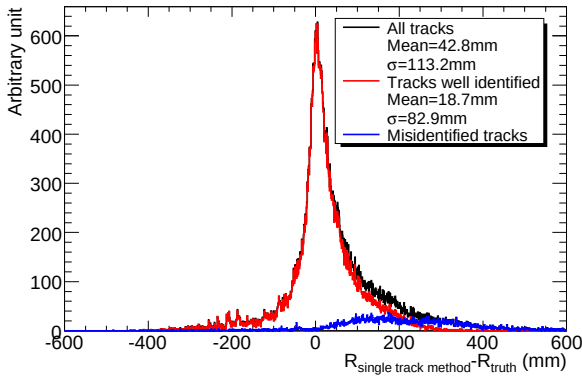


Fig. 4.19: Distribution de la différence entre le rayon des conversions à une trace et le rayon des conversions vraies, pour des événements single photons d'énergie transverse $E_T = 60\text{GeV}$, pour des traces dont la charge est correctement identifiée (en rouge) ou non (en bleu)

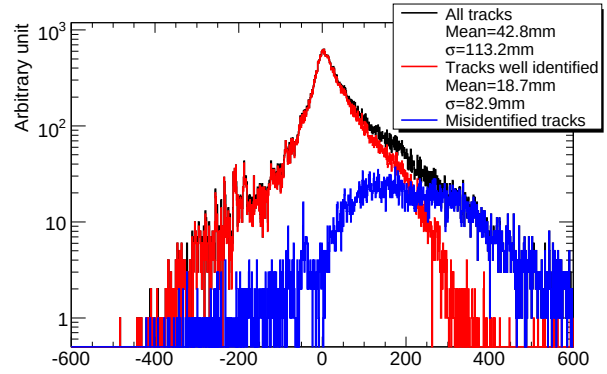


Fig. 4.20: Distribution de la différence entre le rayon des conversions à une trace et le rayon des conversions vraies, pour des événements single photons d'énergie transverse $E_T = 60\text{GeV}$, pour des traces dont la charge est correctement identifiée (en rouge) ou non (en bleu), en échelle logarithmique

ici que les conversions reconstruites sans tenir compte de la présence ou non d'objets électromagnétiques.

L'efficacité de reconstruction des conversions n'est présentée que pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60\text{ GeV}$ à cause d'une statistique trop faible pour les événements $H \rightarrow \gamma\gamma$.

4.5.1 Efficacité de reconstruction des conversions à deux traces

L'efficacité de reconstruction des conversions à deux traces dans la version 14 est présentée sur la figure 4.21 (figure de droite, courbe verte) sur laquelle on a aussi représenté l'efficacité obtenue en version 12 à titre comparatif.

L'efficacité globale de reconstruction des conversions à deux traces est de 40.9% entre 0 et 800mm. Dans la région $45 < R_{\text{conversion}} < 350\text{mm}$, l'efficacité est de 67.8%. On peut rappeler qu'en version 12, l'efficacité n'était que de 49.5% dans cette même région.

4.5.2 Efficacité de reconstruction des conversions à une trace

L'efficacité de reconstruction des conversions à une trace est également représentée sur la figure 4.21 (figure de droite, courbe bleue). L'efficacité globale est de 36.1% ($0 < R_{\text{conversion}} < 1000\text{mm}$).

4.5.3 Efficacité globale de reconstruction des conversions

Si l'on prend en compte ces deux types de conversions, on obtient une efficacité globale de reconstruction des conversions de 67.8% pour $0 < R_{\text{conversion}} < 1000\text{mm}$, et de 91.2% pour $45 < R_{\text{conversion}} < 350\text{mm}$.

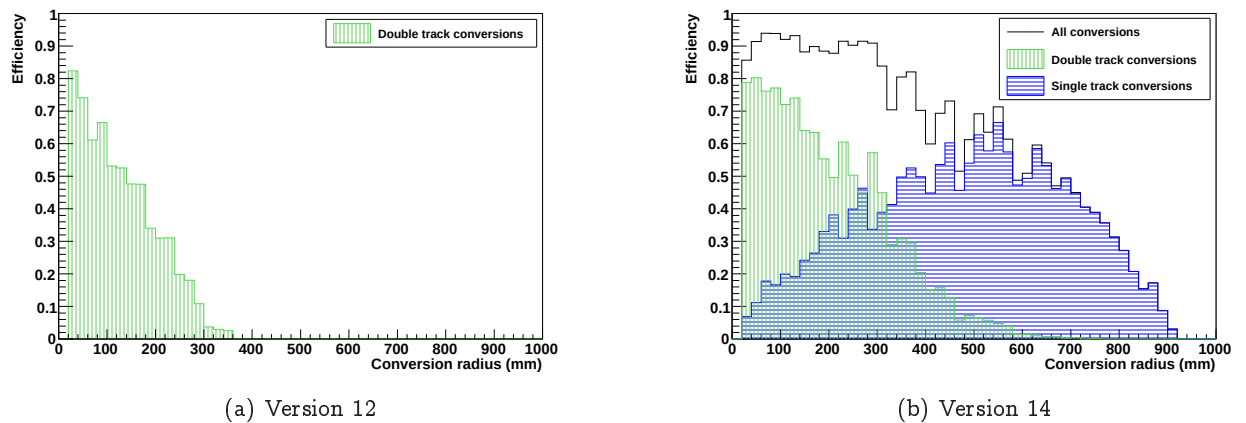


Fig. 4.21: *Efficacité de reconstruction des conversions à deux traces (en vert) et à une trace (en bleu) en fonction du rayon de conversion pour les versions 12 et 14 (seules les conversions à deux traces sont accessibles en version 12) - Sans coupure sur le rayon de conversion mais avec $(p_T)_{\text{photon converti}} > 20 \text{ GeV}$ et $|\eta_{\text{vertex de conversion}}| < 2.5$*

4.5.4 Résolution sur le rayon de conversion

Conversions à deux traces

La résolution sur le rayon de conversion reconstruit pour des conversions à deux traces est de 48.6mm si l'on n'applique aucune coupure, soit une résolution 13% meilleure que celle obtenue avec la version 12 (fig. 4.23), et de 48.9mm si l'on demande que l'impulsion du vrai photon converti soit supérieure à 20 GeV et que la pseudo-rapacité du vertex de conversion soit inférieure à 2.1 (qui correspond à la fin de la partie bouchon du TRT).

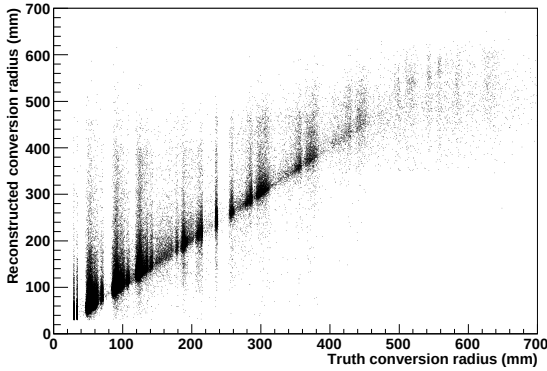


Fig. 4.22: Rayon de conversion reconstruit en fonction du rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV - Aucune coupure n'est appliquée

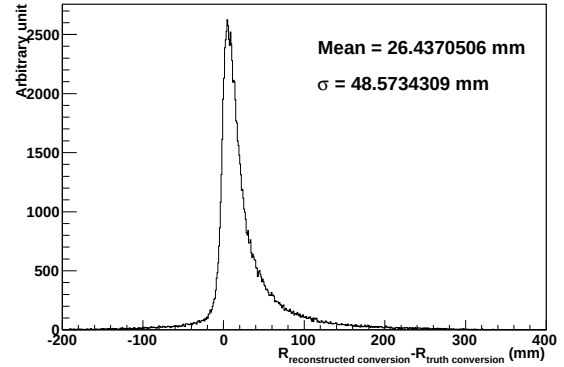


Fig. 4.23: Distribution de la différence entre le rayon de conversion reconstruit et le rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV - Aucune coupure n'est appliquée

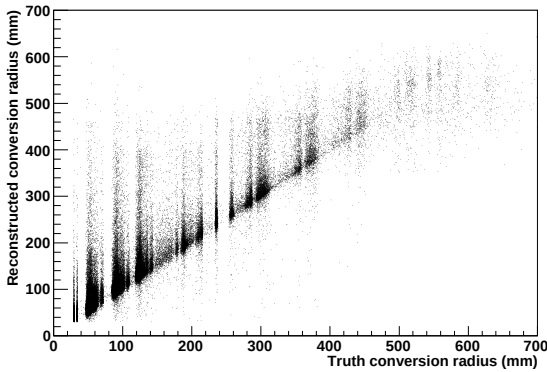


Fig. 4.24: Rayon de conversion (à deux traces) reconstruit en fonction du rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV - $p_{T\text{ vrai photon converti}} > 20$ GeV et $\eta_{\text{vertex conversion}} < 2.1$

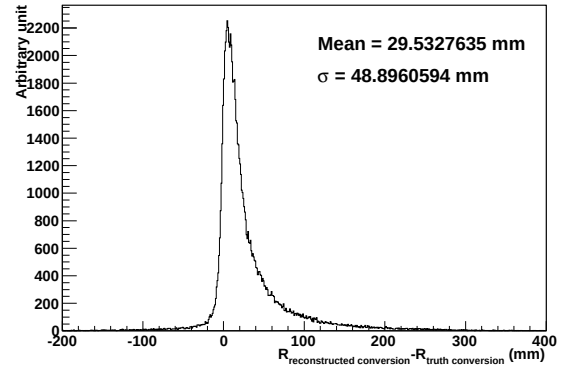


Fig. 4.25: Distribution de la différence entre le rayon de conversion (à deux traces) reconstruit et le rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV - $p_{T\text{ vrai photon converti}} > 20$ GeV et $\eta_{\text{vertex conversion}} < 2.1$

Conversions à une trace

La résolution sur le rayon de conversion reconstruit pour des conversions à une trace est de 94.3mm si l'on n'applique aucune coupure (fig. 4.27). Si l'on demande que l'impulsion du vrai photon converti soit supérieure à 20 GeV et que la pseudo-rapacité du vertex de conversion soit inférieure à 2.1, la résolution est de 86.7mm (fig. 4.28 (a) et 4.29 (a)). La résolution sur le rayon de conversion est meilleure dans le cas où la trace est une trace non TRT standalone : 70.6mm contre 100.9mm pour les traces TRT standalone (fig. 4.28 (b,c) et 4.29 (b,c)). On peut remarquer que le rayon de conversion reconstruit suit la structure en couche du détecteur interne, le premier hit de la trace étant pris comme rayon de conversion. Le rayon de conversion peut être décalé d'au moins une couche de détecteur interne, ce qui explique le décalage observé.

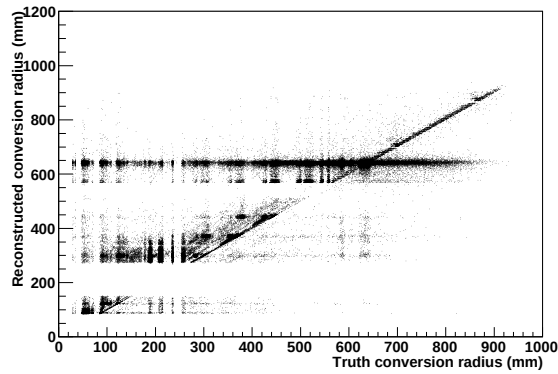


Fig. 4.26: Rayon de conversion (à une trace) reconstruit en fonction du rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV - Aucune coupure n'est appliquée

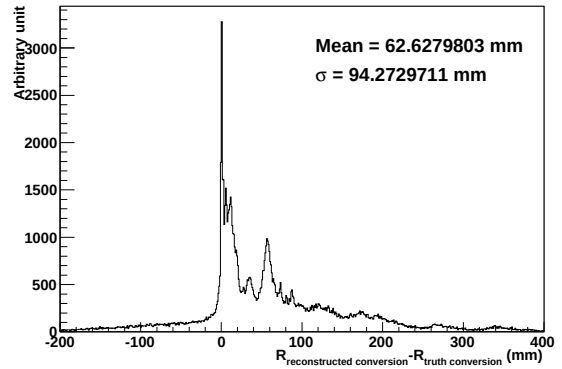


Fig. 4.27: Distribution de la différence entre le rayon de conversion (à une trace) reconstruit et le rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV - Aucune coupure n'est appliquée

On peut distinguer deux structures sur la figure 4.28 (b) montrant la distribution du rayon de conversion reconstruit en fonction du rayon de conversion vrai pour les conversions à une trace TRT standalone : La partie tonneau du TRT doit donner une bonne résolution sur la position en R du vertex de conversion du fait de la grande densité de tubes à dérive positionnés parallèlement à l'axe du faisceau et une résolution plus mauvaise sur la position en z (la position en z d'un hit dans le TRT prend la valeur du z correspondant au milieu du tube à dérive) alors que la partie bouchon du TRT doit donner une bonne résolution sur la position en z du vertex de conversion et une résolution plus mauvaise sur la position en R car les tubes à dérive sont positionnés de façon radiale.

La région de transition entre partie tonneau et partie bouchon du TRT est située entre $|\eta| = 0.8$ et $|\eta| = 1.0$, les figures 4.30 (a) et 4.32 montrent les distributions du rayon de conversion reconstruit en fonction du rayon de conversion vrai pour les conversions à une trace TRT standalone dans ces deux régions.

On peut voir que dans la partie bouchon du TRT, le rayon reconstruit est toujours égal au rayon correspondant au milieu du tube à dérive (environ 600mm) ce qui conduit à une résolution plus mauvaise sur le rayon de conversion (fig. 4.32 et 4.33).

La partie tonneau présente toujours deux structures distinctes (fig. 4.30 (b) et (c)) : Pour $R_{\text{vraie conversion}} > 600\text{mm}$, la résolution sur le rayon de conversion est très bonne (de 16.7mm, fig. 4.31 (b)) alors que pour $R_{\text{vraie conversion}} < 600\text{mm}$ la résolution est beaucoup moins bonne (70.4mm, fig. 4.31 (c)) car les traces de ces conversions sont reconstruites comme TRT standalone et leur rayon reconstruit ne peut pas être inférieur au rayon du premier tube à dérive du TRT par construction (le premier hit a un rayon d'environ 600mm).

Pour le cas des conversions à une trace non TRT standalone, la résolution ne change pas beaucoup que la trace soit dans la partie tonneau ou la partie bouchon du détecteur.

Si l'on regarde la distribution du rayon de conversion reconstruit en fonction du rayon de conversion vrai on voit que dans le cas où $|\eta| < 1.2$, c'est à dire lorsque la trace ne traverse que la partie tonneau du SCT, on distingue bien la structure en couche du détecteur (fig. 4.34 (a) et 4.35 (a)) : Les pics

(autres que celui à zéro) sont dûs au fait que les conversions de photons peuvent avoir lieu dans une couche de détecteur (ou dans le matériel entourant les détecteurs) et reconstruites dans la suivante. Il peut aussi arriver que la trace issue de la conversion ne donne pas un hit dans la couche de détecteur la plus proche du point de conversion mais dans la suivante et dans ce cas l'erreur sur la position du vertex de conversion en R peut être de deux couches.

Par exemple, pour la partie tonneau, l'intervalle entre deux couches de SCT est de 72mm, l'intervalle entre la deuxième et la troisième couche de pixels est de 34mm, l'intervalle entre la dernière couche de pixels et la première couche de SCT est de 176.5mm et l'intervalle entre les deux premières couches de pixels est de 38mm. Si la conversion a lieu dans la deuxième couche de pixels, le premier hit de la trace peut être reconstruit dans la première couche de SCT (si elle ne l'a pas été dans la troisième couche de pixels) et dans ce cas $z_{\text{reconstruit}} - z_{\text{vrai}} = 210.5\text{mm}$. Si la conversion a lieu dans la dernière couche de pixels et si le premier hit de la trace est reconstruit dans la première couche du SCT, $z_{\text{reconstruit}} - z_{\text{vrai}} = 177.5\text{mm}$ et ainsi de suite...

Dans le cas où $|\eta| > 1.2$, c'est à dire lorsque la trace traverse les couches de la partie bouchon du SCT, on distingue toujours la structure en couche du détecteur, cependant les pics sont moins bien marqués (fig. 4.34 (b) et 4.35 (b)) : Dans la partie bouchon du détecteur à pixels et du SCT les plans de détecteur sont perpendiculaires à l'axe du faisceau et la segmentation dans la direction R est beaucoup plus fine et donc la variable $z_{\text{reconstruit}} - z_{\text{vrai}}$ ne prend plus des valeurs "discrètes".

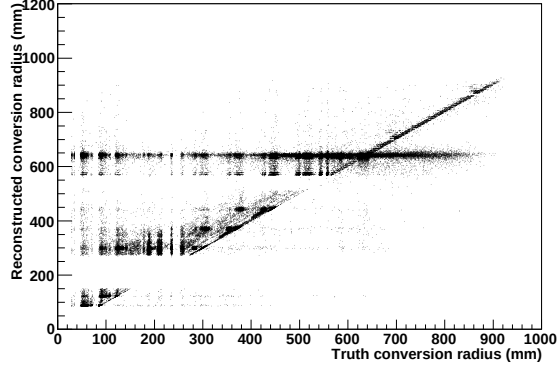
Utilisation de la méthode de la tangente

On va maintenant s'intéresser aux performances de la méthode que l'on a développée pour trouver le rayon des conversions à une seule trace dans la version 12. En version 14, il faut prendre soin de bien prendre en compte le fait que le point d'interaction n'est pas simulé comme étant le centre du repère lié au détecteur mais est déplacé en $(x = 1.5\text{mm}, y = 2.5\text{mm}, z = -9\text{mm})$.

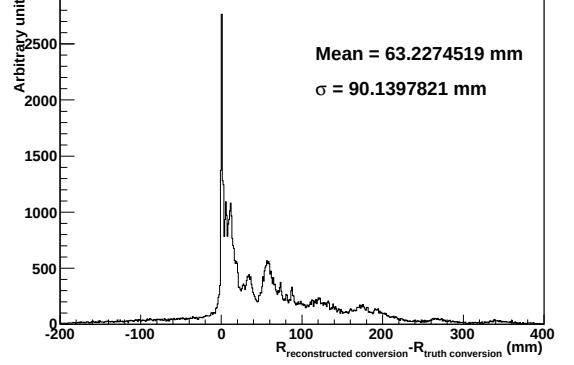
Tout d'abord, la résolution obtenue sur le rayon de conversion en appliquant cette méthode sur chacune des deux traces des conversions à deux traces reconstruites est de 67.5mm (fig. 4.39), comparable à celle obtenue pour la version 12 (70.8mm) et 38% moins bonne que celle obtenue par l'algorithme de reconstruction des conversions à deux traces.

Si l'on applique cette méthode aux conversions à une trace, on obtient une résolution de 116.9mm (113.2mm en version 12) (fig. 4.41 (a)). Cette mauvaise résolution est en partie due aux conversions à une trace de type TRT standalone dont la résolution est de 130.3mm (fig. 4.41 (b)). Pour les conversions à une trace non TRT standalone, la résolution est meilleure : 94.9mm (fig. 4.41 (c)).

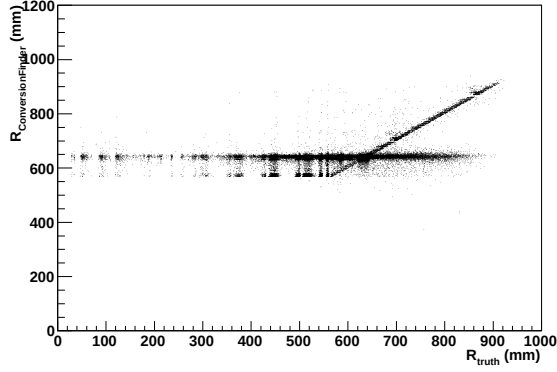
Une évolution de cette méthode consisterait à contraindre la position obtenue par le premier hit de la trace.



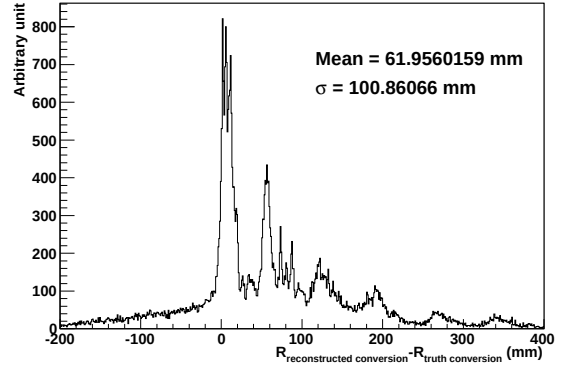
(a) Toutes les conversions à une traces



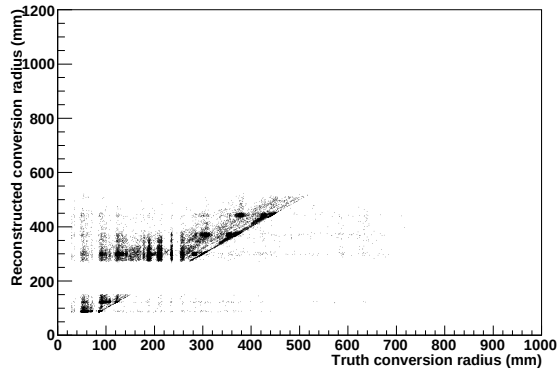
(a) Toutes les conversions à une traces



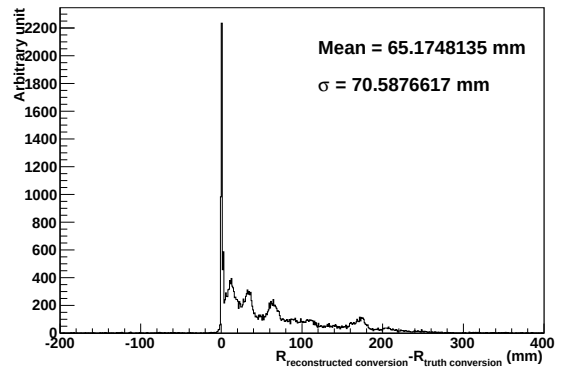
(b) Conversions à une trace TRT standalone



(b) Conversions à une trace TRT standalone



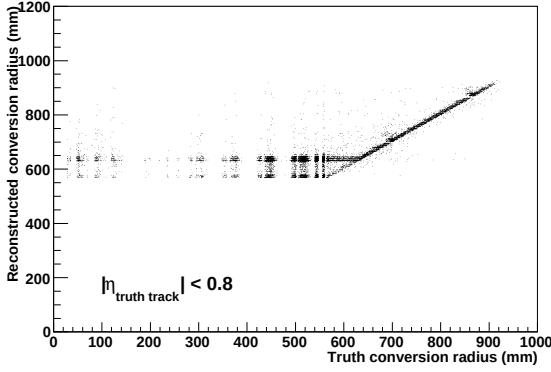
(c) Conversions à une trace non TRT standalone



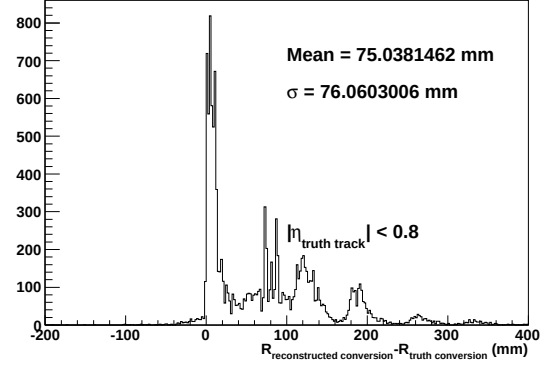
(c) Conversions à une trace non TRT standalone

Fig. 4.28: Rayon de conversion (à une trace) reconstruit en fonction du rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV - $p_{T \text{ vrai photon converti}} > 20$ GeV et $\eta_{\text{vertex conversion}} < 2.1$

Fig. 4.29: Distribution de la différence entre le rayon de conversion (à une trace) reconstruit et le rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV - $p_{T \text{ vrai photon converti}} > 20$ GeV et $\eta_{\text{vertex conversion}} < 2.1$



(a) Pas de coupure sur le rayon de conversion vrai



(a) Pas de coupure sur le rayon de conversion vrai

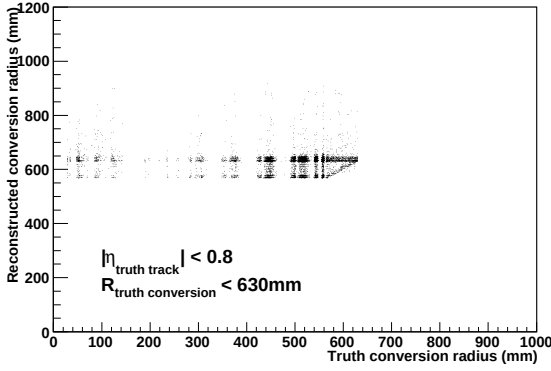
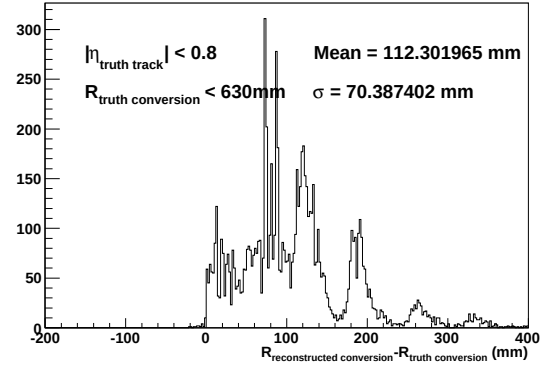
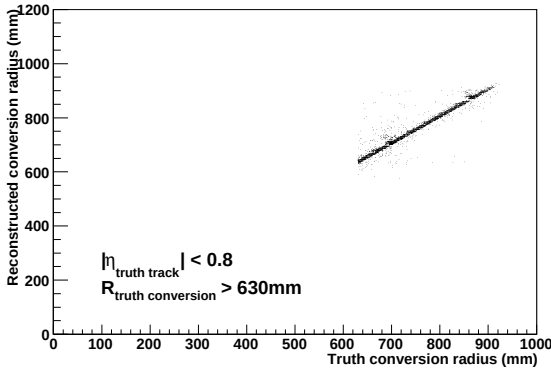
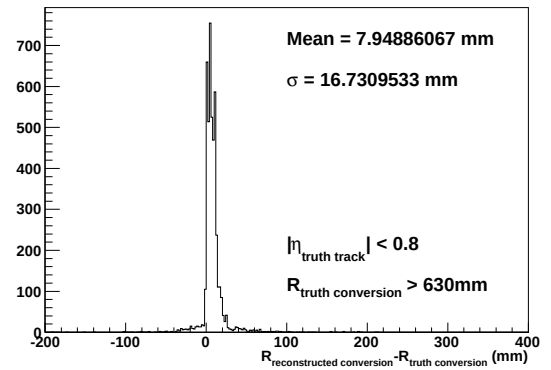
(b) $R_{\text{vraie conversion}} < 630\text{mm}$ (b) $R_{\text{vraie conversion}} < 630\text{mm}$ (c) $R_{\text{vraie conversion}} > 630\text{mm}$ (c) $R_{\text{vraie conversion}} > 630\text{mm}$

Fig. 4.30: Conversions à une trace TRT standalone dans la partie tonneau du TRT - Rayon de conversion reconstruit en fonction du rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV - $p_{T \text{ vrai photon converti}} > 20$ GeV et $\eta_{\text{vraie trace}} < 0.8$

Fig. 4.31: Conversions à une trace TRT standalone dans la partie tonneau du TRT - Distribution de la différence entre le rayon de conversion reconstruit et le rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV - $p_{T \text{ vrai photon converti}} > 20$ GeV et $\eta_{\text{vraie trace}} < 0.8$

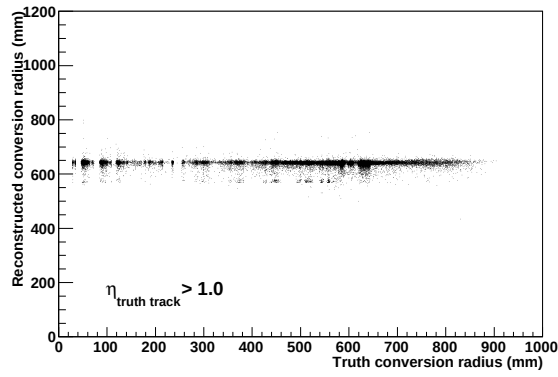


Fig. 4.32: Conversions à une trace TRT standalone dans la partie bouchon du TRT - Rayon de conversion reconstruit en fonction du rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV - $p_{T\text{vrai photon converti}} > 20$ GeV et $\eta_{\text{vraie trace}} > 1.0$

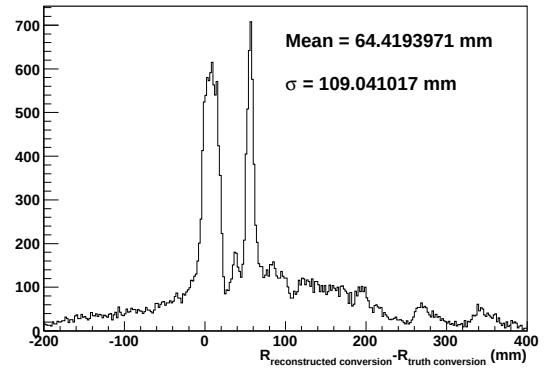


Fig. 4.33: Conversions à une trace TRT standalone dans la partie bouchon du TRT - Distribution de la différence entre le rayon de conversion reconstruit et le rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV - $p_{T\text{vrai photon converti}} > 20$ GeV et $\eta_{\text{vraie trace}} > 1.0$

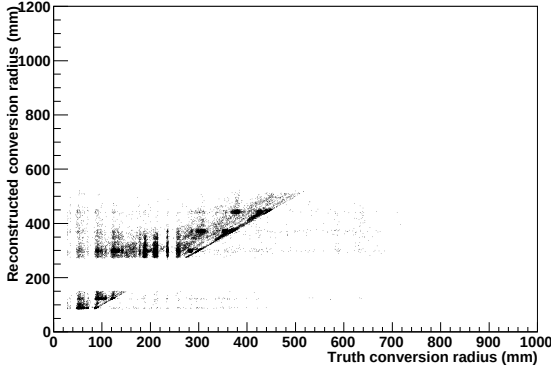
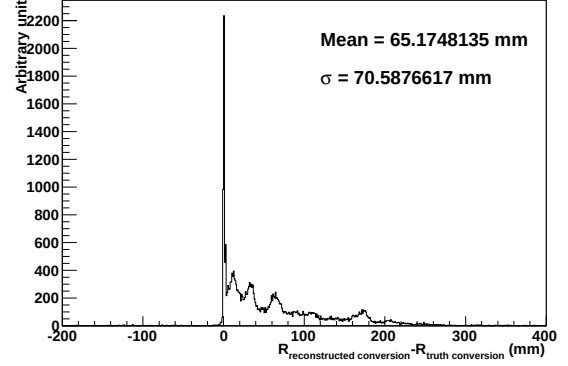
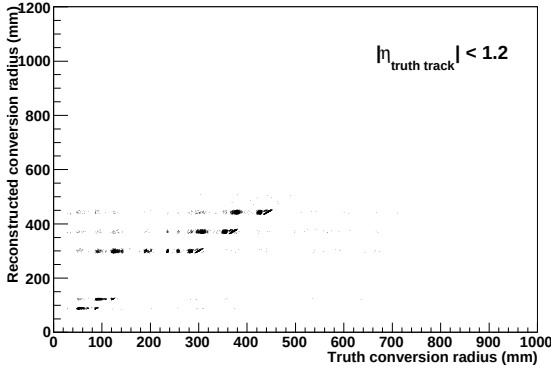
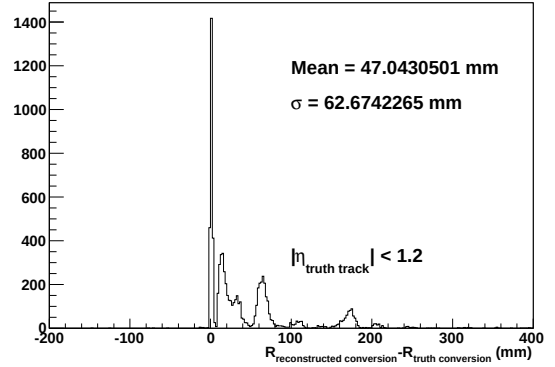
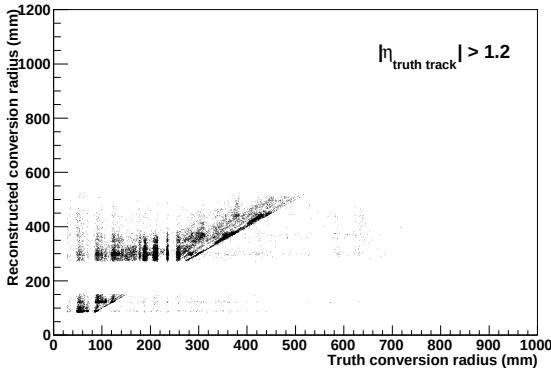
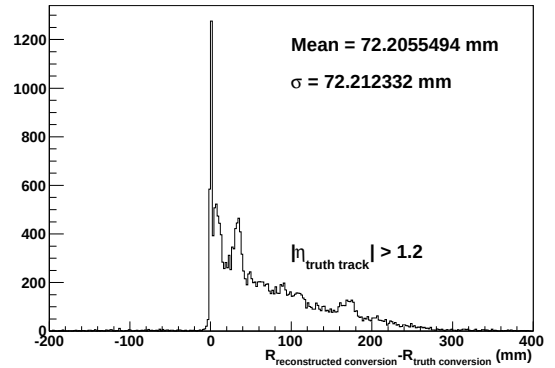
(a) Pas de coupure sur $\eta_{\text{vraie trace}}$ (a) Pas de coupure sur $\eta_{\text{vraie trace}}$ (b) $\eta_{\text{vraie trace}} < 1.2$ (b) $\eta_{\text{vraie trace}} < 1.2$ (c) $\eta_{\text{vraie trace}} > 1.2$ (c) $\eta_{\text{vraie trace}} > 1.2$

Fig. 4.34: Conversions à une trace non TRT standalone dans la partie tonneau (en haut) et bouchon (en bas) du SCT - Rayon de conversion reconstruit en fonction du rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV - $p_{T \text{ vrai photon converti}} > 20$ GeV

Fig. 4.35: Conversions à une trace non TRT standalone dans la partie tonneau (en haut) et bouchon (en bas) du SCT - Distribution de la différence entre le rayon de conversion reconstruit et le rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV - $p_{T \text{ vrai photon converti}} > 20$ GeV

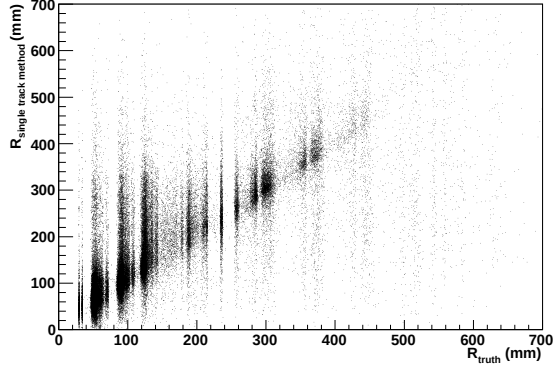


Fig. 4.36: Rayon de conversion obtenu avec la méthode de la tangente appliquée aux traces des conversions à deux traces reconstruites en fonction du rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60 \text{ GeV}$ - $p_{T \text{ vrai photon converti}} > 20 \text{ GeV}$ et $\eta_{\text{vertex conversion}} < 2.1$

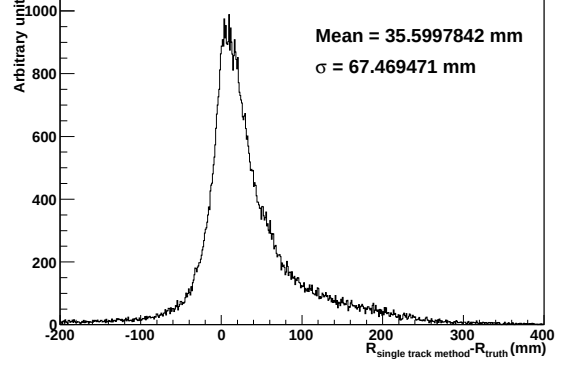


Fig. 4.37: Distribution de la différence entre le rayon de conversion obtenu avec la méthode de la tangente appliquée aux traces des conversions à deux traces reconstruites et le rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60 \text{ GeV}$ - $p_{T \text{ vrai photon converti}} > 20 \text{ GeV}$ et $\eta_{\text{vertex conversion}} < 2.1$

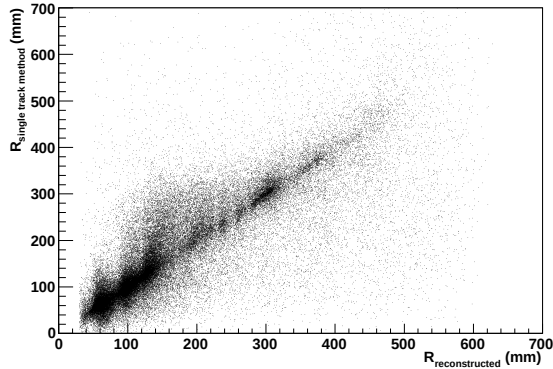


Fig. 4.38: Rayon de conversion obtenu avec la méthode de la tangente appliquée aux traces des conversions à deux traces reconstruites en fonction du rayon de conversion reconstruit par l'algorithme par défaut, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60 \text{ GeV}$ - $p_{T \text{ vrai photon converti}} > 20 \text{ GeV}$ et $\eta_{\text{vertex conversion}} < 2.1$

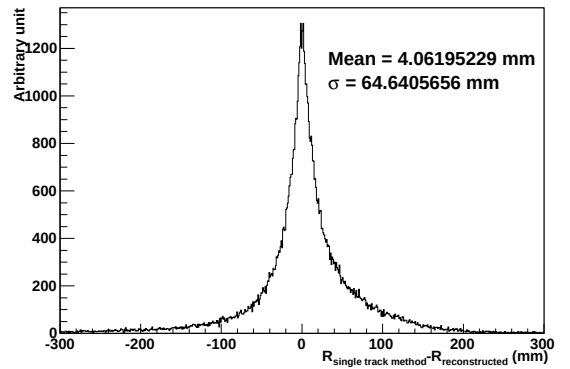
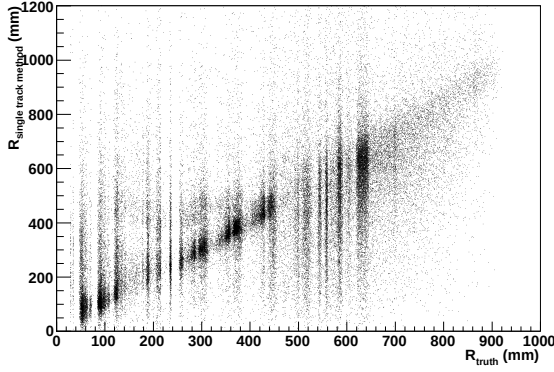
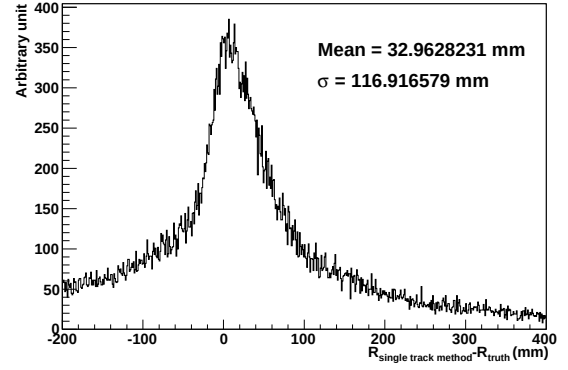


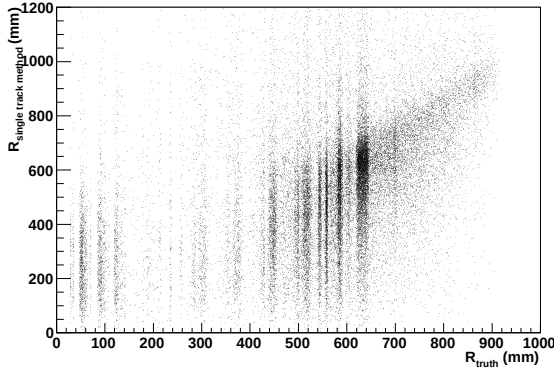
Fig. 4.39: Distribution de la différence entre le rayon de conversion obtenu avec la méthode de la tangente appliquée aux traces des conversions à deux traces reconstruites et le rayon de conversion reconstruit par l'algorithme par défaut, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60 \text{ GeV}$ - $p_{T \text{ vrai photon converti}} > 20 \text{ GeV}$ et $\eta_{\text{vertex conversion}} < 2.1$



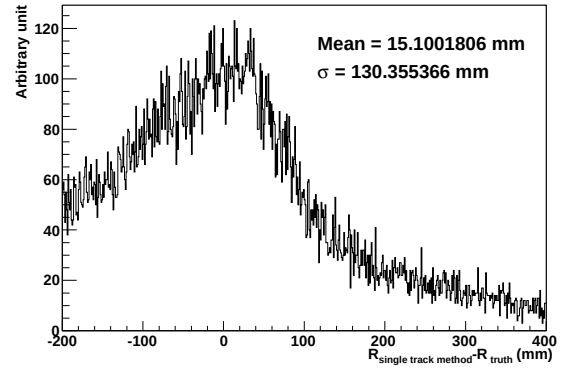
(a) Toutes les conversions à une traces



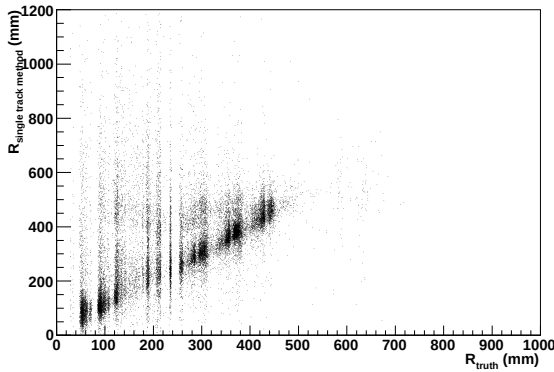
(a) Toutes les conversions à une traces



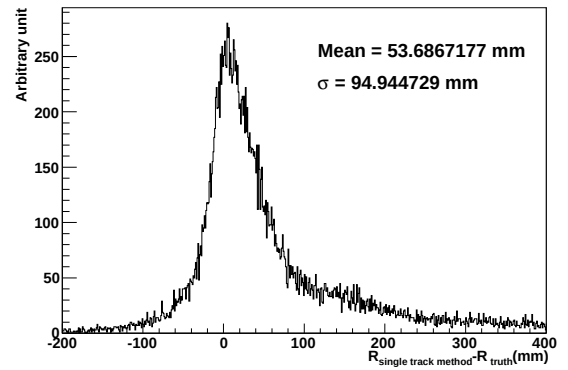
(b) Conversions à une trace TRT standalone



(b) Conversions à une trace TRT standalone



(c) Conversions à une trace non TRT standalone



(c) Conversions à une trace non TRT standalone

Fig. 4.40: Rayon de conversion (à une trace) reconstruit en fonction du rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV - $p_{T\text{ vrai photon converti}} > 20$ GeV et $\eta_{\text{vertex conversion}} < 2.1$

Fig. 4.41: Distribution de la différence entre le rayon de conversion (à une trace) reconstruit et le rayon de conversion vrai, pour des single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV - $p_{T\text{ vrai photon converti}} > 20$ GeV et $\eta_{\text{vertex conversion}} < 2.1$

4.6 Conversions et $H \rightarrow \gamma\gamma$ dans la release 12

Nous allons présenter dans cette section l'impact de la reconstruction des conversions sur la reconstruction des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$, nous verrons en particulier que l'utilisation des conversions à une trace permet de gagner 6.5% d'événements $H \rightarrow \gamma\gamma$, la fraction globale d'événements ayant au moins un photon converti reconstruit étant de 20.6%.

4.6.1 Fraction des différents types de photons

Chaque photon issu de la désintégration d'un boson de Higgs par le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ peut être reconstruit comme une conversion à une seule trace, comme une conversion à deux traces ou comme un photon non converti. Trois possibilités différentes existent pour chaque photon, on peut donc distinguer les cas suivants :

1. Evénements sans photon converti (fig. 4.42(a))
2. Evénements avec photon(s) converti(s) à une trace :
 - Un des deux photons est un photon converti à une seule trace, l'autre ne se convertit pas (fig. 4.42(b))
 - Les deux photons sont des photons convertis à une seule trace (fig. 4.42(c))
 - Un des deux photons est un photon converti à une trace, l'autre est un photon converti à deux traces (fig. 4.42(d))
3. Evénements avec photon(s) converti(s) à deux traces :
 - Un des deux photons est un photon converti à deux traces, l'autre ne se convertit pas (fig. 4.42(e))
 - Les deux photons sont des photons convertis à deux traces (fig. 4.42(f))

Le cas où l'événement contient à la fois un photon converti à deux traces et un photon converti à une trace est ambigu, on a choisit de le mettre dans la catégorie des événements avec photons convertis à une trace.

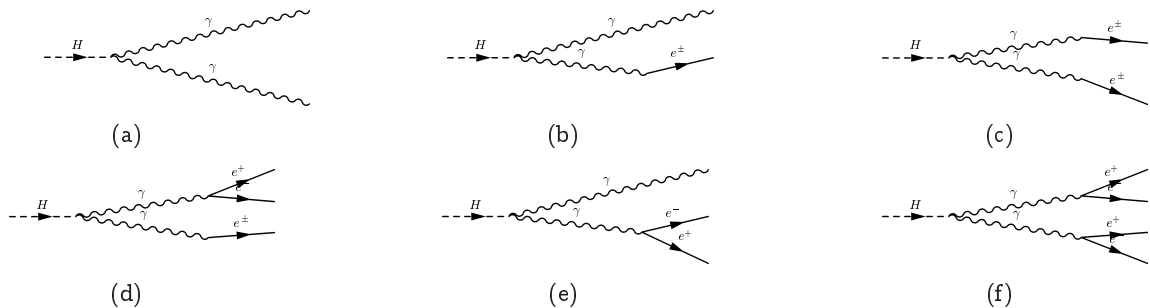


Fig. 4.42: Différentes catégories de signal $H \rightarrow \gamma\gamma$, selon que les photons sont convertis ou non

Dans la distribution de la masse invariante des deux photons (fig. 4.43) obtenue après avoir appliqué les coupures d'analyses que l'on détaillera plus loin (utilisation du trigger EF 2g20, isolation des traces et

coupure d'identification des photons), on peut séparer la contribution des événements dans chacune des trois catégories que l'on vient de définir : 20.6% des événements sélectionnés ont au moins un photon converti ; 14.1% de ces événements sélectionnés ont au moins un photon converti à deux traces et 6.5% ont au moins un photon converti à une trace.

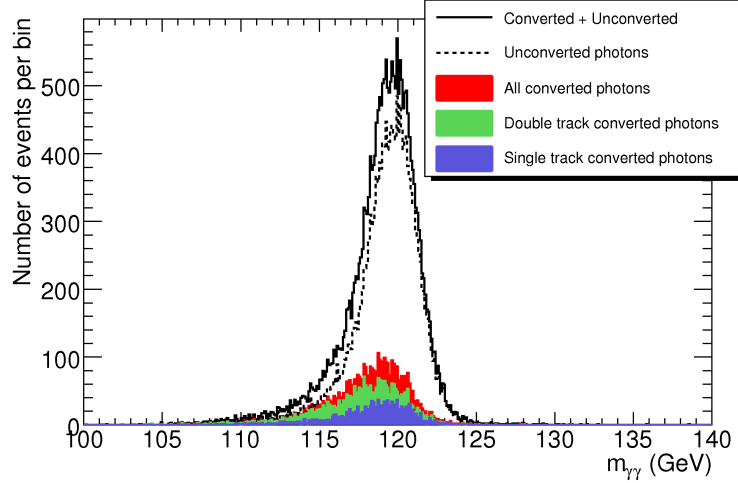


Fig. 4.43: Distribution de la masse invariante des deux photons après utilisation du trigger $EF\ 2g20i$ (voir chap. 5) et après avoir appliqué l'isolation des traces et les coupures d'identification des photons

Comme on l'a mentionné, en regardant la vérité Monte Carlo, on devrait trouver 34.8% des événements ayant au moins une “early conversion” or on obtient 20.6% d'événements reconstruits ayant au moins une conversion reconstruite. Ce qui signifie que l'efficacité globale de reconstruction des conversions de 59%, ce qui est compatible avec ce que l'on avait obtenu avec des événements single photons (66.4%) sachant que l'efficacité de l'identification des photons est de l'ordre de 85% (voir 5.3) (85% de 66.4% donne une efficacité d'environ 57%).

4.6.2 Déplacement en énergie des photons convertis

La valeur moyenne de la masse invariante des deux photons est $\langle m_{\gamma\gamma} \rangle_{\text{photons non convertis}} = 119.2\text{ GeV}$ pour les photons non convertis, $\langle m_{\gamma\gamma} \rangle_{\text{conversions à 1 trace}} = 118.3\text{ GeV}$ pour les photons convertis à une trace et $\langle m_{\gamma\gamma} \rangle_{\text{conversions à 2 traces}} = 117.7\text{ GeV}$ pour les photons convertis à deux traces.

On a donc :

$$\langle m_{\gamma\gamma} \rangle_{\text{photons non convertis}} > \langle m_{\gamma\gamma} \rangle_{\text{conversions à 1 trace}} > \langle m_{\gamma\gamma} \rangle_{\text{conversions à 2 traces}} \quad (4.10)$$

Par abus de langage, on appelle “photons convertis” les événements ayant deux photons non convertis, “conversions à une trace” les événements ayant au moins un photon converti à une trace et “conversions à deux traces” les événements ayant au moins un photon converti à deux traces.

Cette section a pour but d'expliquer ces différences.

Des clusters de tailles différentes sont utilisés pour les photons convertis et les photons non convertis : Dans la partie tonneau, des clusters 3×5 sont utilisés pour les photons non convertis et des clusters

3×7 pour les photons convertis afin de récupérer l'énergie qui peut être perdue à cause de l'ouverture de la paire électron-positron dans le champ magnétique. Dans la partie bouchon, des clusters 5×5 sont utilisés à la fois pour les photons convertis et pour les photons non convertis.

On peut comprendre que les photons non convertis donnent la meilleure valeur d'énergie, leur énergie étant bien contenue dans un cluster électromagnétique. On peut aussi comprendre la perte d'énergie observée pour les photons convertis est due à l'ouverture de la paire électron-positron, il est cependant plus difficile de comprendre les différences entre photons convertis à une et deux traces.

On va regarder la répartition de l'énergie du photon converti entre le positron et l'électron pour comprendre ces effets.

Répartition de l'énergie du photon converti

La section efficace de production de paires électron-positron est donnée par la formule de Bethe-Heitler [5–8]. Cette formule donne la section efficace de production de paires en fonction de la fraction d'énergie du photon converti emportée par l'une des deux particules $\epsilon = \frac{E}{E_\gamma}$, E_γ étant l'énergie du photon converti et E l'énergie portée par l'une des deux particules de la paire électron-positron :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(Z, \epsilon)}{d\epsilon} = \alpha r_e^2 Z (Z + \xi(Z)) & \left[\left(\epsilon^2 + (1 - \epsilon)^2 \right) \left(\phi_1(\delta(\epsilon)) - \frac{F(Z)}{2} \right) \right. \\ & \left. + \frac{2}{3} \epsilon(1 - \epsilon) \left(\phi_2(\delta(\epsilon)) - \frac{F(Z)}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.11)$$

où α est la constante de structure fine et r_e le rayon classique de l'électron.

La variable δ est une fonction de ϵ qui s'écrit :

$$\delta(\epsilon) = \frac{136}{Z^{1/3}} \frac{\epsilon_0}{\epsilon(1 - \epsilon)} \quad (4.12)$$

où

$$\epsilon_0 = \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \quad (4.13)$$

Deux fonctions d'écrantage ϕ_1 et ϕ_2 sont introduites dans la formule de Bethe-Heitler. Ces deux fonctions ont été approximées par Butcher et Messel [10] par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \text{Pour } \delta \leq 1 \quad \phi_1(\delta) &= 20.867 - 3.242\delta + 0.625\delta^2 \\ \phi_2(\delta) &= 20.209 - 1.930\delta - 0.086\delta^2 \\ \text{Pour } \delta \geq 1 \quad \phi_1(\delta) &= \phi_2(\delta) = 21.12 - 4.184 \log(\delta + 0.952) \end{aligned} \quad (4.14)$$

Le facteur de forme atomique $F(Z)$ est donné par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \text{Pour } E_\gamma < 50 \text{ MeV} \quad F(Z) &= \frac{8}{3} \log Z \\ \text{Pour } E_\gamma \geq 50 \text{ MeV} \quad F(Z) &= \frac{8}{3} \log Z + 8f_c(Z) \end{aligned} \quad (4.15)$$

où $f_c(Z)$ est une fonction de correction de type Coulombien introduite par Bethe, Davies et Maximon [7] (cette correction est due au fait que la formule de Bethe-Heitler est calculée avec l'approximation de Born) et dont une approximation est donnée par :

$$f_c(Z) = (\alpha Z)^2 \left(\frac{1}{1 + (\alpha Z)^2} + 0.20206 - 0.0369(\alpha Z)^2 + 0.0083(\alpha Z)^4 - 0.0020(\alpha Z)^6 + \dots \right) \quad (4.16)$$

Après l'addition de cette correction, la section efficace peut devenir négative si :

$$\delta > \delta_{\max} = \exp \left(\frac{42.24 - F(Z)}{8.368} \right) - 0.952 \quad (4.17)$$

Ce qui donne une contrainte sur ϵ :

$$\delta \leq \delta_{\max} \quad \Rightarrow \quad \epsilon \geq \epsilon_1 = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{1 - \frac{\delta_{\min}}{\delta_{\max}}} \quad (4.18)$$

où

$$\delta_{\min} = \delta \left(\epsilon = \frac{1}{2} \right) = \frac{136}{Z^{1/3}} 4\epsilon_0 \quad (4.19)$$

De plus, la définition de ϵ impose une limite cinétique :

$$\epsilon \geq \epsilon_0 = \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \quad (4.20)$$

Les valeurs autorisées pour ϵ sont donc :

$$\epsilon \geq \epsilon_{\min} = \max(\epsilon_0, \epsilon_1) \quad (4.21)$$

Le nuage électronique donne une contribution supplémentaire, proportionnelle à Z et prise en compte par l'expression suivante :

$$\xi(Z) = \frac{\log \frac{1440}{Z^{2/3}}}{\log \frac{183}{Z^{1/3}} - f_c(Z)} \quad (4.22)$$

En traçant la section efficace de production de paires électron/positron, donnée par la formule de Bethe-Heitler ci-dessus, en fonction de la fraction d'énergie emportée par l'une des deux particules on obtient la répartition de l'énergie du photon converti entre le positron et l'électron (fig. 4.44).

On peut alors remarquer que la répartition de l'énergie du photon converti entre le positron et l'électron devient de plus en plus asymétrique quand l'énergie augmente. Pour des photons d'énergie supérieure à 1 TeV, l'effet Landau-Pomeranchuk-Migdal [14–16] renforce encore l'asymétrie.

On peut vérifier que l'on obtient des distributions similaires si l'on regarde les vraies conversions issues d'événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulés en sélectionnant les photons convertis dont l'énergie transverse est supérieure à 500 MeV (fig. 4.45 et 4.46). Si l'on se limite aux photons issus de la désintégration du boson de Higgs, leur énergie est plus élevée et la distribution est d'avantage piquée à 1 (fig. 4.47 et 4.48).

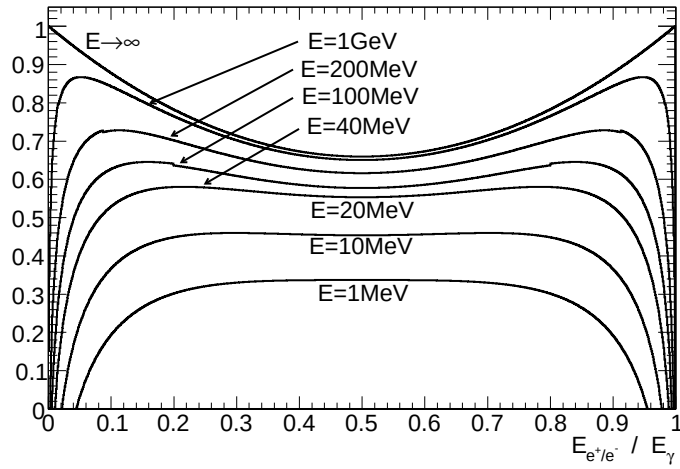


Fig. 4.44: Probabilités différentielles normalisées de production de paires pour des photons d'énergies diverses en fonction du rapport entre l'énergie de l'électron ou du positron sur l'énergie du photon converti

Si l'on considère des photons venant de la désintégration d'un boson de Higgs d'une masse $m_H = 120$ GeV (l'énergie transverse de ces photons est piquée à $E_T \approx 60$ GeV), la probabilité pour qu'une des deux particules issues de la conversion du photon (l'électron ou le positron) emporte la plus grande partie de l'énergie du photon est plus grande que la probabilité pour que ces deux particules emportent la même énergie. Il est donc plus probable d'avoir des conversions asymétriques que des conversions parfaitement symétriques.

Pour comprendre le décalage en énergie observé pour les photons convertis, nous utilisons ici des événements single photons simulés avec $E_{T\gamma} = 60$ GeV.

Le rapport de la différence entre l'impulsion transverse de la paire électron-positron sur l'impulsion transverse maximale de ces deux particules donne une indication de l'asymétrie de la conversion et de la fraction d'énergie emportée par la particule la plus énergétique. Comme on l'a déjà vu, la distribution réelle augmente jusqu'à $\Delta p_T / p_{T\max} \approx 1$. La distribution que l'on obtient avec la reconstruction est piquée à 1 pour les conversions à une trace et à ≈ 0.95 pour les conversions à deux traces (fig.4.49) : Les conversions très asymétriques (cas où l'une des deux traces emporte toute l'énergie du photon converti) ne peuvent pas être reconstruites comme conversions à deux traces mais seulement comme conversions à une trace.

Ceci explique le fait que la distribution de $\Delta p_T / p_{T\max}$ diminue pour des valeurs supérieures à 0.95 dans le cas des conversions à deux traces : elles ne peuvent pas être reconstruites par l'algorithme de reconstruction des conversions à deux traces mais peuvent l'être par l'algorithme utilisé pour récupérer les conversions à une seule trace. C'est pourquoi on observe un grand pic à 1 dans la distribution pour les conversions à une trace (fig. 4.49).

Les conversions complètement asymétriques ($\Delta p_T / p_{T\max} \approx 1$) ne sont pas vraiment problématiques : l'une des deux traces emporte toute l'énergie du photon et la quasi totalité de cette énergie est contenue dans le cluster électromagnétique.

Pour des conversions très asymétriques ($\Delta p_T / p_{T\max} \approx 0.9 - 0.95$) la trace la moins énergétique (la trace qui peut être perdue) a suffisamment d'énergie pour affecter la valeur de l'énergie déposée dans

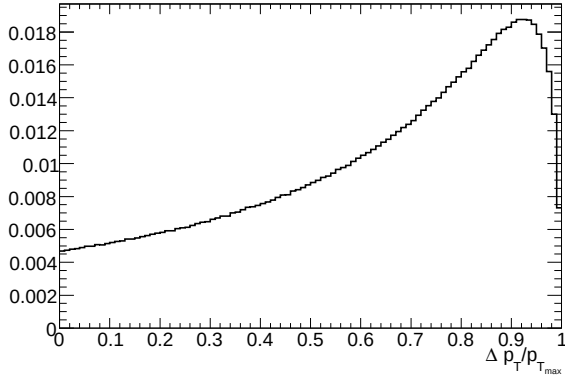


Fig. 4.45: Distribution de la différence entre l'impulsion transverse de la paire électron-positron sur l'impulsion transverse maximale de ces 2 particules pour tous les photons convertis ($E_{\text{photon converti}} > 500 \text{ MeV}$)

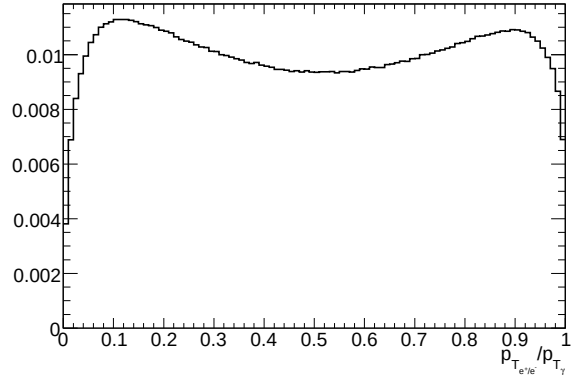


Fig. 4.46: Distribution du rapport de l'impulsion transverse de l'électron/positron sur l'impulsion transverse du photon converti pour tous les photons convertis ($E_{\text{photon converti}} > 500 \text{ MeV}$)

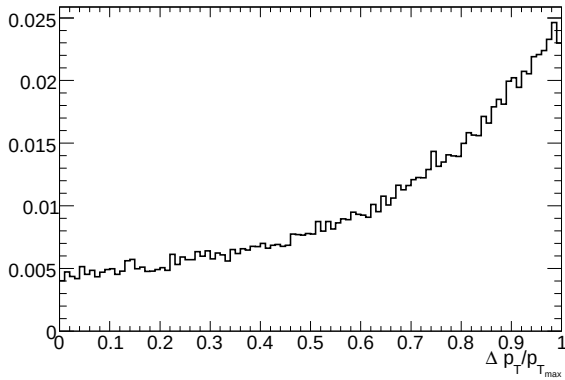


Fig. 4.47: Distribution de la différence entre l'impulsion transverse de la paire électron-positron sur l'impulsion transverse maximale de ces 2 particules pour les photons convertis venant de la désintégration d'un boson de Higgs

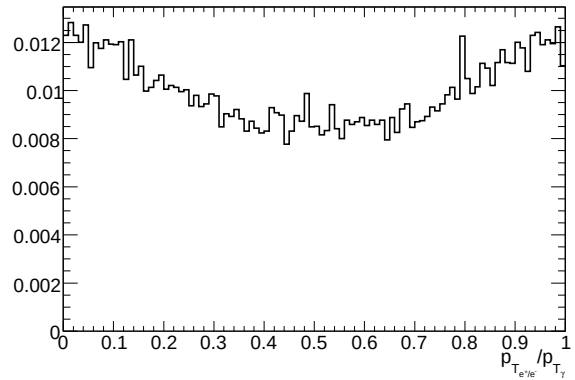


Fig. 4.48: Distribution du rapport de l'impulsion transverse de l'électron/positron sur l'impulsion transverse du photon converti pour tous les photons convertis venant de la désintégration d'un boson de Higgs

le cluster électromagnétique (5 à 10% de l'énergie transverse du photon converti, soit de 3 à 6 GeV). Comme ces conversions sont surtout reconstruites comme des conversions à deux traces (fig. 4.49), on comprend pourquoi l'énergie des photons convertis à deux traces est plus faible que l'énergie des photons convertis à une trace (fig. 4.50).

Si l'on regarde maintenant ce qui se produit dans le calorimètre électromagnétique, un cluster électromagnétique 3×7 devrait contenir les deux traces issues de la conversion d'un photon jusqu'à $\Delta\phi \approx 0.05$ (fig. 4.52) où ϕ est le paramètre de la trace extrapolée dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique, exprimé dans le repère d'ATLAS. Pour $\Delta\phi > 0.1$, la trace d'énergie minimale devrait être perdue, c'est à dire non contenue par le cluster 3×7 .

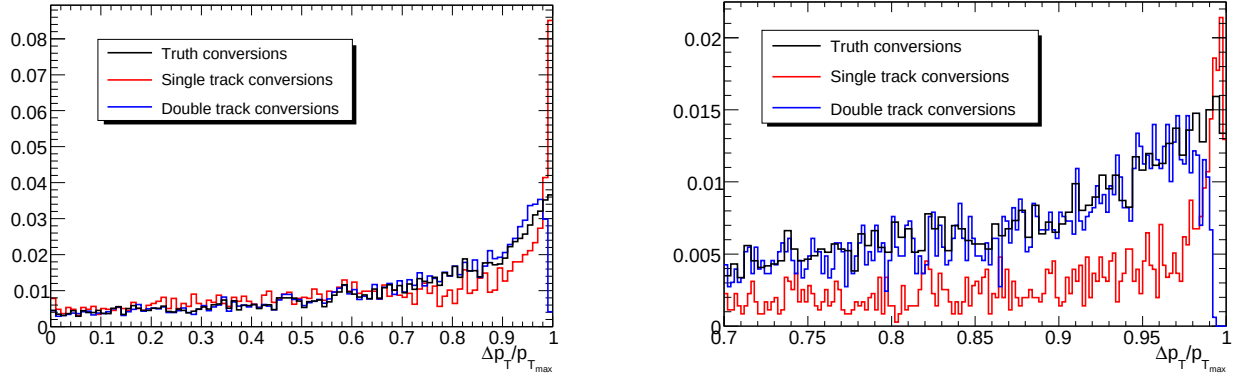
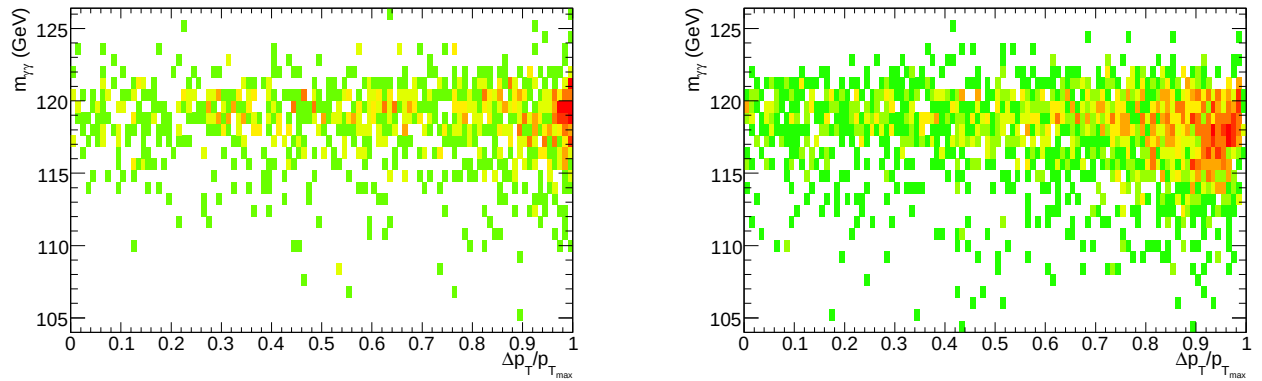


Fig. 4.49: Distributions de la différence entre les deux impulsions transverses de la paire électron-positron sur l'impulsion transverse maximale de ces 2 particules pour les "vrais" photons convertis en noir, pour les photons convertis à deux traces en bleu (reconstruits) et pour les photons convertis à une trace en rouge (également reconstruits), pour des événements single photons avec $E_T = 60$ GeV, normalisées à la même aire



(a) Conversions à une trace

(b) Conversions à deux traces

Fig. 4.50: Masse invariante des deux photons venant de la désintégration d'un boson de Higgs en fonction du rapport de la différence entre l'impulsion transverse de la paire électron/positron sur l'impulsion transverse maximale de ces deux particules

Pour des événements single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV, on peut vérifier ceci. En effet, le cluster 3×7 contient les deux traces issues de la conversion de photon jusqu'à $\Delta p/p_{\max} \approx 0.8$ (fig. 4.51). Ce qui signifie qu'un cluster 3×7 peut contenir presque toute l'énergie d'une conversion asymétrique si la trace d'énergie minimale emporte au moins 20% de l'énergie du photon converti. Par ailleurs, la particule d'énergie minimale ne peut pas être contenue dans un cluster 3×7 si elle a moins que $\approx 5 - 10\%$ de l'énergie du photon converti : Ce qui explique la perte d'énergie observée pour les photons convertis à deux traces.

Pour des événements single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV, la valeur moyenne de l'énergie transverse du cluster est $\langle E \rangle_{\Delta\phi < 0.05} = 59.8$ GeV pour $\Delta\phi < 0.05$ (fig. 4.53) : L'énergie des deux traces est complètement contenue. Pour $0.05 < \Delta\phi < 0.1$, $\langle E \rangle_{0.05 < \Delta\phi < 0.1} = 58.9$ GeV ce qui correspond à une perte d'énergie d'environ $\approx 2\%$. Pour $0.1 < \Delta\phi < 0.15$, $\langle E \rangle_{0.1 < \Delta\phi < 0.15} = 57.3$ GeV

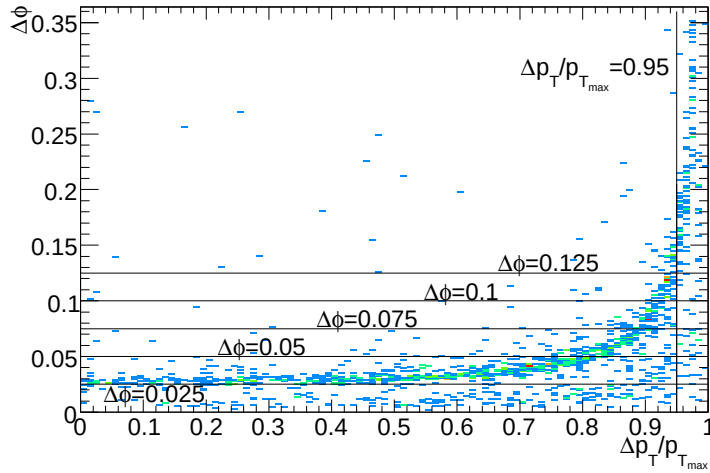


Fig. 4.51: Valeur absolue de la différence entre les valeurs de ϕ extrapolées dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique pour chacune des deux traces de conversion en fonction du rapport de la différence entre l'impulsion transverse de la paire électron/positron sur l'impulsion transverse maximale de ces deux particules pour des conversions à deux traces, pour des événements single photons avec $E_T = 60$ GeV

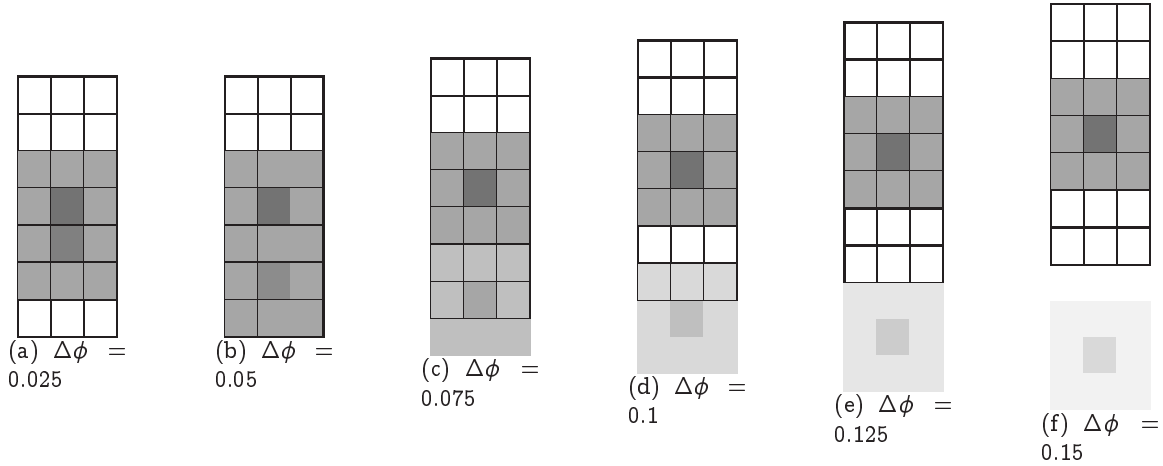


Fig. 4.52: Impacts de l'électron et du positron issu d'une conversion de photon dans un cluster électromagnétique 3×7 pour différentes valeurs de $\Delta\phi$

ce qui correspond à une perte d'énergie d'environ $\approx 5\%$: La trace d'énergie minimale ne peut être contenue dans un cluster 3×7 et cette trace emporte environ $\approx 5\%$ (valeur moyenne entre $\Delta\phi = 0.1$ et $\Delta\phi = 0.15$) de l'énergie du photon converti (fig. 4.51). Pour des $\Delta\phi$ plus grands ($\Delta\phi > 0.15$), la perte d'énergie est plus faible car la trace perdue emporte moins d'énergie (moins que $\approx 5\%$ de l'énergie du photon converti) la valeur moyenne est $\langle E \rangle_{\Delta\phi > 0.15} = 58.4$ GeV ce qui correspond à une perte d'énergie de seulement $\approx 3\%$. Ces résultats sont résumés dans le tableau 4.5.

Pour des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulés, la valeur moyenne de la masse invariante des deux photons dans le cas de photons convertis à deux traces non asymétriques ($\Delta\phi < 0.05$) est la même que dans le cas des photons convertis à une trace (fig. 4.54).

Pour des conversions très asymétriques, on peut essayer de récupérer l'énergie de la trace perdue.

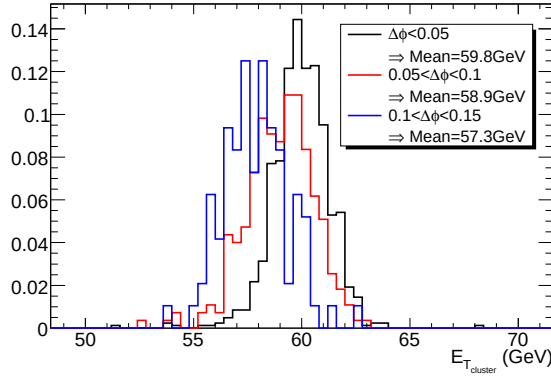


Fig. 4.53: *Energies transverses des clusters électromagnétiques pour différentes valeurs de $\Delta\phi$ (pour des événements single photons d'énergie transverse $E_T = 60$ GeV, normalisées à la même aire)*

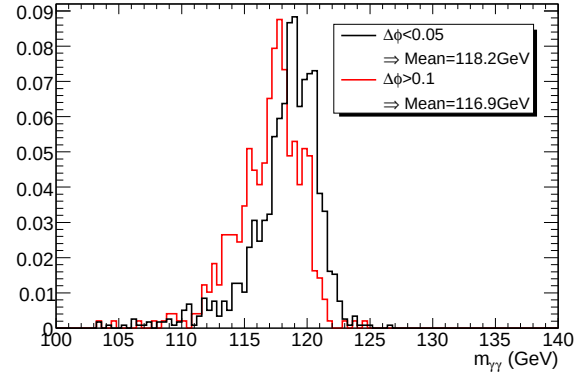


Fig. 4.54: *Masses invariantes des deux photons issus de la désintégration du boson de Higgs dans le cas où seul l'un des deux photons est reconstruit comme conversion à deux traces, pour différentes valeurs de $\Delta\phi$ (normalisées à la même aire)*

Ouverture de la paire e^+/e^-	$\langle E_T \rangle$ (en GeV)	Perte d'énergie moyenne
$\Delta\phi < 0.05$	59.8	0.3%
$0.05 < \Delta\phi < 0.1$	58.9	1.8%
$0.1 < \Delta\phi < 0.15$	57.3	4.5%
$\Delta\phi > 0.15$	58.4	2.7%

Tab. 4.5: *Energie reconstruite moyenne pour des single photons de $E_T = 60$ GeV et fraction de l'énergie perdue pour différentes valeurs d'ouverture de la paire électron-positron en ϕ - Géométrie idéale*

On peut chercher un second cluster correspondant à la trace “perdue” ou simplement ajouter l'énergie de cette trace à la valeur de l'énergie donnée par le cluster électromagnétique.

Ici nous avons utilisé la seconde possibilité : Pour des photons convertis à deux traces avec une valeur de $\Delta\phi$ extrapolée au-dessus de 0.1 (ce qui correspond à la valeur minimale de $\Delta\phi$ pour laquelle les deux traces ne sont plus contenues dans le cluster 3×7), l'énergie du photon converti utilisée pour le calcul de la masse invariante des deux photons est la somme de l'énergie du cluster et de celle de la trace la moins énergétique.

Si l'on applique cette méthode sur des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ ayant seulement un photon converti à deux traces telles que $\Delta\phi_{\text{extrapolé}} > 0.1$, la masse invariante des deux photons passe de 116.9 GeV à 119.3 GeV (fig. 4.56(a)). Si l'on considère maintenant tous les événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec des conversions à deux traces, on obtient la même masse invariante des deux photons pour les événements avec des photons convertis à deux traces et pour les événements avec des photons convertis à une trace (fig. 4.56(b)). Le tableau 4.6 résume ces résultats.

4.6.3 Conversions multiples dans les événements $H \rightarrow \gamma\gamma$

Pour un objet électron utilisé dans la reconstruction d'un boson de Higgs, plus d'une conversion reconstruite peuvent souvent être associée au cluster électromagnétique. Ces conversions sont dues à

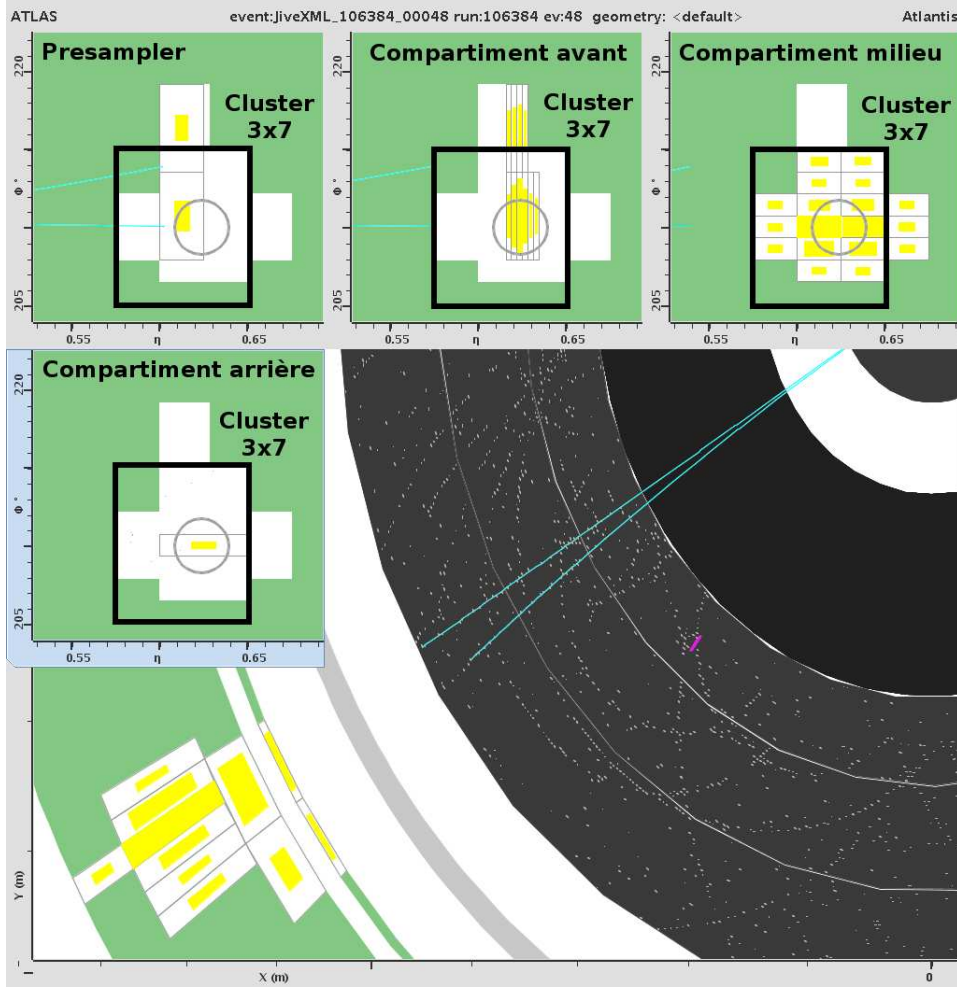


Fig. 4.55: Schéma d'une conversion à deux traces avec $\Delta\phi = 0.13$ dans le détecteur ATLAS

Le schéma du bas montre la réponse des différents sous-détecteurs obtenue pour un évènement $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulé. On peut voir les traces reconstruites (en bleu cyan) dans le détecteur interne (en noir) et en particulier les deux traces issues de la conversion d'un photon et correspondant à un dépôt d'énergie (en jaune) dans le calorimètre électromagnétique (en vert).

Les quatre vignettes du haut représentent l'énergie déposée par le photon dans le presampl et les compartiments avant, milieu et arrière du calorimètre électromagnétique (dans le plan $\eta\phi$). Le cluster 3×7 utilisé est mis en évidence.

L'énergie du cluster électromagnétique vaut $E_{\text{cluster}} = 79.5$ GeV alors que l'énergie du photon simulé vaut $E_{\text{vrai } \gamma} = 84.1$ GeV, ce qui correspond à une perte d'énergie de 5.4%.

Les impulsions des traces reconstruites valent $p_1 = 76.0$ GeV et $p_2 = 5.7$ GeV alors que celles des vraies traces valent $p_1^{\text{vrai}} = 78.0$ GeV et $p_2^{\text{vrai}} = 6.0$ GeV : La trace d'énergie minimale emporte 7.2% de l'énergie du photon. L'ouverture angulaire des deux traces en ϕ dans le compartiment milieu du calorimètre électromagnétique vaut $\Delta\phi = 0.13$.

On peut également mentionner que le rayon de conversion reconstruit vaut $R_{\text{conversion}}^{\text{reconstruit}} = 57.1\text{mm}$ ($R_{\text{conversion}}^{\text{vrai}} = 49.4\text{mm}$)

des conversions multiples mal reconstruites (fig. 4.57) ou à des fausses conversions : L'algorithme utilisé pour la reconstruction des conversions à deux traces peut reconstruire un vertex de conversion avec deux traces ne venant pas de la conversion de photons ou avec une trace venant d'une conversion de photon, alors que la deuxième non.

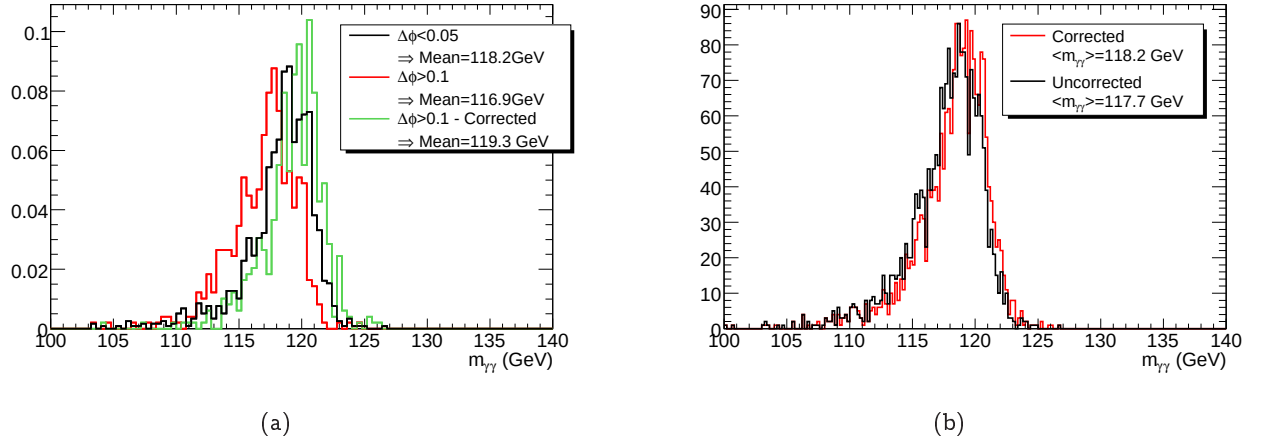


Fig. 4.56: Masse invariante des deux photons pour des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ ayant seulement un photon converti à deux traces, avec et sans correction

$\langle m_{\gamma\gamma} \rangle$ (GeV)	Géométrie déformée	Géométrie idéale
Photons non convertis	119.2	119.5
C1	118.3	118.8
C2	117.7	118.2
C2 avec $\Delta\phi < 0.05$	118.2	118.8
C2 avec $\Delta\phi > 0.1$	116.9	117.3
C2 avec $\Delta\phi > 0.1$ corr.	119.3	119.6
C2 avec corrections	118.2	118.7

Tab. 4.6: Masse invariante des deux photons pour des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec photons non convertis, photons convertis à une trace (C1) ou photons convertis à deux traces (C2), avec ou sans la correction proposée

Deux possibilités peuvent être envisagées pour choisir la “meilleure” conversion (par “meilleure” on entend celle qui correspond le mieux au photon converti) : On peut choisir la conversion ayant la plus grande impulsion transverse ou la conversion ayant le plus petit rayon de conversion.

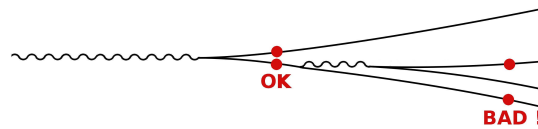


Fig. 4.57: Exemple de conversion multiple

Si l'on regarde des objets électrons (donc les photons convertis) utilisés pour la reconstruction d'un boson de Higgs, 95.6% de ces objets peuvent être associés à une conversion vraie (vraie conversion d'un photon venant de la désintégration d'un boson de Higgs). Dans les cas où aucune association n'est trouvée, on peut regarder l'origine des deux traces en regardant la vérité Monte Carlo associée à chaque

trace. On remarque alors que dans 97.7% les paires de traces contiennent une trace venant d'une vraie conversion d'un photon issu de la désintégration d'un boson de Higgs.

Si l'on ne considère que les objets électrons dont la trace associée correspond à l'une des deux traces d'une conversion à deux traces et peut être associée à une vraie conversion :

- Si l'on choisit la conversion ayant la plus grande impulsion transverse, cette conversion est associée à une vraie conversion de photon issu de la désintégration d'un boson de Higgs dans 98.2% des cas.
- Si l'on choisit la conversion ayant le plus petit rayon de conversion, cette conversion est associée à une vraie conversion de photon issu de la désintégration d'un boson de Higgs dans 97.6% des cas.

Les deux possibilités donnent des résultats similaires. La deuxième possibilité a été implémentée dans le code.

4.7 Conversions et $H \rightarrow \gamma\gamma$ dans la release 14

4.7.1 Photons et conversions

Dans la release 14, les objets électromagnétiques pouvant être associés à des traces issues de conversions de photons sont reconstruits comme des objets photons (en version 12, un objet électromagnétique pouvant être associé à une trace était automatiquement reconstruit comme un objet électron). En version 14, les objets photons peuvent donc être de trois types : objets photons non-convertis, objets photons convertis à une trace et objets photons convertis à deux traces.

On peut regarder les performances de la reconstruction des photons convertis en considérant des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulés et en utilisant la méthode d'association à la vérité Monte Carlo détaillée dans la section 4.4.1. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 4.7 dans le cas où l'on ne regarde que les vertex de conversion sans appliquer de coupure et dans le tableau 4.8 dans le cas où l'on regarde les objets photons convertis. Le fait d'associer une conversion à un cluster électromagnétique permet de diminuer fortement le taux de fausses conversions associées.

On peut remarquer que le taux de fausses conversions associées à des objets photons convertis à deux traces est de 7% en appliquant seulement une coupure à 25 GeV sur l'énergie transverse du photon. Ce taux diminue fortement (0.3%) dès que l'on applique la coupure sur l'identification des photons et l'isolation des traces.

Ce taux de fausses conversions est plus important (22%) si l'on considère des objets photons convertis à une seule trace. Appliquer ou non des coupures d'identification du photon et d'isolation des traces ne change pas ce taux.

Conversions à 2 traces	Vraie conversion trouvée	La mère du photon est un Higgs	13449	20405	42284 13449 (31.8%) 5168 (12.2%) 23667 (66.0%)
		La mère du photon est un e^+ ou un e^- (dont venant indirectement du Higgs)	907 (803)		
		La mère du photon est une autre particule ($\pi^0, \eta, \omega \dots$) (dont venant indirectement du Higgs)	6049 (2)		
	2 truth trackParticle trouvées mais ne correspondant pas à une vraie conversion	Paire e^+/e^- (dont venant indirectement du Higgs)	6596 (3883)	20744	
		Paire e^+/e^+ ou e^-/e^- (dont venant indirectement du Higgs)	333 (183)		
		Paire e^+ ou e^- avec une autre particule (dont venant indirectement du Higgs)	7456 (284)		
		Paire de 2 particules autres que e^+ et e^- (dont venant indirectement du Higgs)	7488 (13)		
	Pas de truth trackParticle trouvée pour au moins une trace		1135		

Conversions à 1 trace	Truth trackParticle trouvée et issue d'une vraie conversion	La mère du photon est un Higgs	13057	93966	156846 13057 (8.3%) 4379 (2.8%) 139410 (88.9%)
		La mère du photon est un e^+ ou un e^- (dont venant indirectement du Higgs)	7159 (4326)		
		La mère du photon est une autre particule ($\pi^0, \eta, \omega \dots$) (dont venant indirectement du Higgs)	73750 (16)		
	Truth trackParticle trouvée mais pas issue d'une vraie conversion (dont venant indirectement du Higgs)		46352 (37)		
	Pas de truth trackParticle trouvée		16522		

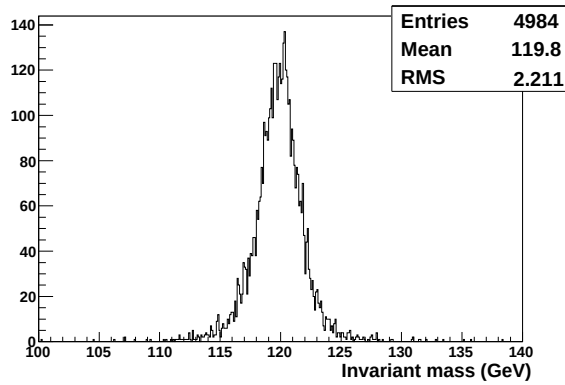
Tab. 4.7: Classification des conversions selon la vérité associée - *Signal* = vraie conversion de photon de Higgs, *secondaire* = vraie conversion de photons venant de Bremsstrahlung et indirectement du Higgs, *Fausse* = Pas de vraie conversion ou vraie conversion de photons ne venant pas de Higgs (même indirectement), ou pas de vérité associée - Pour toutes les conversions issues du conteneur de vertex de conversions, donc indépendamment de la reconstruction des objets photons et électrons - En partant de 48721 événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulés.

				$p_{T\gamma} > 25\text{GeV}$		$p_{T\gamma} > 25\text{GeV}$, isEM et isolation des traces		
Conversions à 2 traces	Vraie conversion trouvée	La mère du photon est un Higgs	11563	11805	$\left\{ \begin{array}{l} 13079 \\ 11563 \\ (88.4\%) \\ 853 \\ (6.5\%) \\ 663 \\ (5.1\%) \end{array} \right.$	7465	7498	$\left\{ \begin{array}{l} 7932 \\ 7465 \\ (94.1\%) \\ 442 \\ (5.6\%) \\ 25 \\ (0.3\%) \end{array} \right.$
		La mère du photon est un e^+ ou un e^- (dont venant indirectement du Higgs)	55 (55)			21 (21)		
		La mère du photon est une autre particule (π^0 , η , $\omega \dots$)	187			12		
	2 vraies trackParticle trouvées mais ne correspondant pas à une vraie conversion	Paire e^+/e^- (dont venant indirectement du Higgs)	766 (701)	1241		369 (368)	423	
		Paire e^+/e^+ ou e^-/e^- (dont venant indirectement du Higgs)	56 (54)			28 (28)		
		Paire e^+ ou e^- avec une autre particule (dont venant indirectement du Higgs)	230 (40)			26 (25)		
		Paire de 2 particules $\neq e^+$ et $\neq e^-$	189 (3)			0 (0)		
	Pas de vraie trackParticle trouvée pour au moins une trace		33			11		
	Conversions à 1 trace	Vraie trackParticle trouvée et issue d'une vraie conversion	La mère du photon est un Higgs	8350		10058	$\left\{ \begin{array}{l} 11051 \\ 8350 \\ (75.6\%) \\ 354 \\ (3.2\%) \\ 2347 \\ (21.2\%) \end{array} \right.$	
La mère du photon est un e^+ ou un e^- (dont venant indirectement du Higgs)			405 (349)	253 (214)				
La mère du photon est une autre particule (π^0 , η , $\omega \dots$)			1303	901				
Vraie trackParticle trouvée mais pas issue d'une vraie conversion		587		451				
Pas de vraie trackParticle trouvée		406		303				

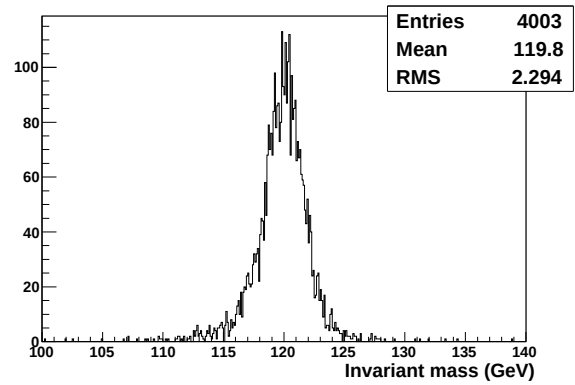
Tab. 4.8: Classification des conversions selon la vérité associée - *Signal* = vraie conversion de photon de Higgs, *secondaire* = vraie conversion de photons venant de Bremsstrahlung et indirectement du Higgs, *Fausse* = Pas de vraie conversion ou vraie conversion de photons ne venant pas de Higgs (même indirectement), ou pas de vérité associée - Pour des objets photons reconstruits et en partant de 48721 événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulés.

4.7.2 Séparation électrons-photons

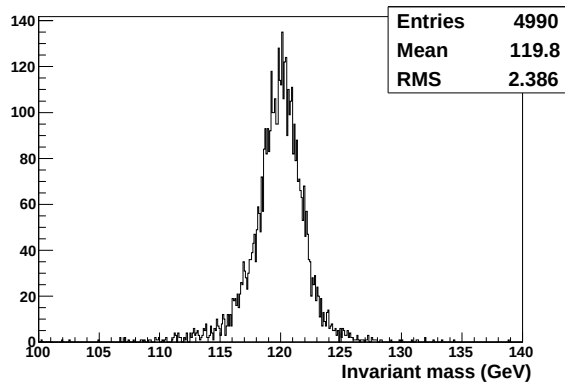
La différence principale entre la version 14 et la version 12 est l'utilisation du backtracking. Le backtracking influe sur l'analyse comme on va le voir dans cette section. On peut le mettre en évidence en traçant la masse invariante des deux photons issus de la désintégration de bosons de Higgs via le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ (fig. 4.58) en n'utilisant naïvement que les objets photons reconstruits comme tels par le software d'ATLAS en version 14 : En effet, on a la surprise de trouver $\approx 20\%$ moins d'événements reconstruits que ce que l'on obtenait sans l'utilisation du backtracking (ce qui correspond à la version 12). On verra que l'utilisation des objets électrons dont la trace associée est une trace TRT standalone permet de retrouver ces événements perdus (fig. 4.58).



(a) Sans backtracking



(b) Avec backtracking



(c) Avec backtracking et utilisation des électrons TRT standalone

Fig. 4.58: Distribution de la masse invariante des deux photons venant de la désintégration d'un boson de Higgs, avec et sans utilisation du backtracking, et avec backtracking et utilisation des électrons dont la trace associée est une trace TRT standalone

Electrons, photons et traces associées

Les électrons et les photons sont reconstruits en partant de clusters électromagnétiques. On distingue un électron d'un photon par la trace qui peut lui être associée puis par les conversions reconstruites éventuellement associées aux clusters. L'association cluster-trace est réalisée par un algorithme appelé EMTrackMatchBuilder dont le fonctionnement est schématisé sur la figure 4.59.

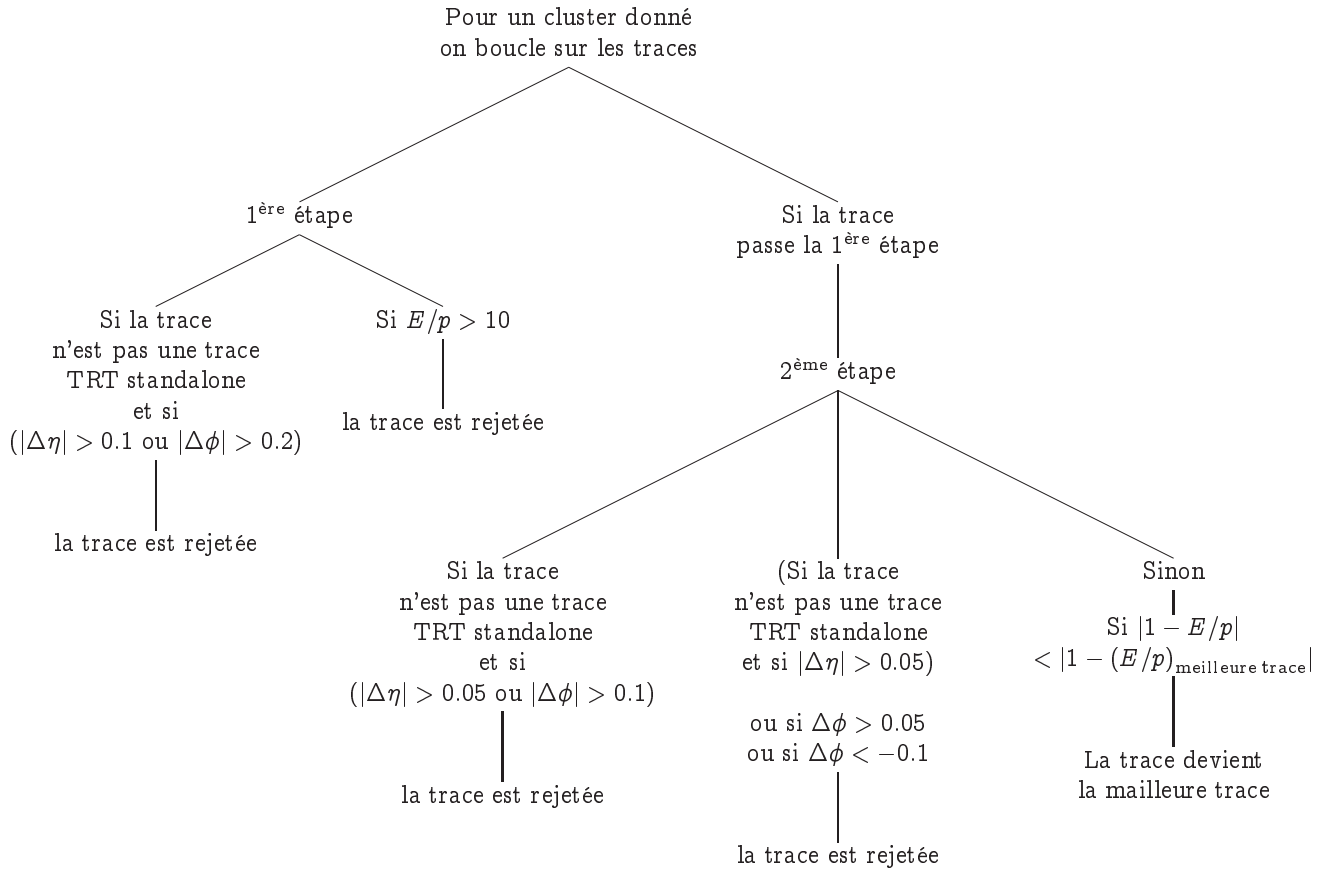


Fig. 4.59: Schéma des coupures utilisées pour l'association cluster électromagnétique - trace afin de construire des objets électrons

Comme on l'a déjà mentionné, la séparation entre objets photons et objets électrons n'est pas simple et une certaine fraction de photons sont reconstruits comme des objets électrons (et inversement). On va voir que dans la version 14 du software d'ATLAS, il reste nécessaire de récupérer des photons reconstruits comme objets électrons.

Electrons, photons et conversions associées - Relache des coupures

La première stratégie envisageable pour récupérer ces photons convertis reconstruits comme objets électron consiste à relacher les coupures utilisées pour l'association des clusters électromagnétiques aux conversions.

En effet, l'association cluster-conversion est réalisée dans le code EMConversionBuilder de la façon suivante :

- 1^{ère} étape : Sélection des conversions qui peuvent être associées au cluster (par extrapolation des traces vers le calorimètre électromagnétique et après avoir vérifié que les conversions ne sont pas trop éloignées physiquement du cluster) (représenté sur la fig. 4.64) puis choix de la meilleure conversion (si elle existe) : Si plusieurs conversions passent les critères de sélections, celle qui a le plus petit rayon est conservée.
- 2^{ème} étape : Partant du cluster électromagnétique, on applique les coupures schématisées sur la figure 4.60 afin de créer des objets photons convertis (ou non). Si plusieurs conversions reconstruites peuvent être associées, la conversion de plus petit rayon est associée.

On peut donc récupérer des objets électrons correspondant à des photons convertis en essayant de nouveau d'associer des conversions reconstruites aux clusters électromagnétiques des objets électrons en relâchant quelques coupures (comme la coupure sur l'impulsion transverse de la conversion), mais cela ne suffit pas à récupérer le même nombre de candidats photons dans la version du software d'ATLAS avec backtracking et sans backtracking.

Utilisation des traces TRT standalone

On a pu cependant se rendre compte que la plupart des objets électrons construits à partir d'une trace reconstruite en utilisant uniquement le TRT (c'est à dire un électron dont la trace associée est une trace TRT standalone) sont en réalité des photons, convertis ou non convertis correspondant à des photons se convertissant dans le TRT ou des clusters électromagnétiques faussement associés à une trace TRT standalone.

L'utilisation des traces TRT standalone souffre de leurs "propriétés" liées à la structure du détecteur TRT : Pour rappel, le TRT est constitué de pailles colinéaires à l'axe du faisceau dans la partie tonneau et par conséquent on ne peut obtenir une valeur précise de la pseudo-rapacité de ces traces. L'association cluster électromagnétique-trace TRT standalone ne peut donc se faire qu'en utilisant des critères de correspondance en ϕ (contrairement aux autres traces qui utilisent aussi un critère de correspondance en η), augmentant la probabilité qu'une mauvaise trace TRT standalone soit associée à un cluster.

L'utilisation de ces objets électrons avec trace TRT standalone permet de retrouver le même nombre d'événements reconstruits que lorsque le backtracking n'est pas utilisé (fig. 4.58).

Outils de récupération des photons convertis

Des outils ont donc été développés (et sont encore en cours de développement) pour faire cette "récupération" de photons convertis parmi les objets électrons et ajouter d'avantage de candidats photons. En particulier l'outil ConversionFlagTool a été développé dans le cadre de l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ et sera détaillé ici.

On peut voir dans le tableau 4.9 que cet outil permet de récupérer $\frac{26397+34008+7974+2674}{26397+34008+8274+2674} = 99.6\%$ des objets électrons et photons reconstruits pour lesquels on a trouvé un photon vrai, et sur lesquels on a appliqué une coupure sur l'impulsion transverse à $p_T > 25$ GeV, une coupure sur l'isolation des traces et une coupure sur l'identification (on demande que l'objet soit identifié comme un photon).

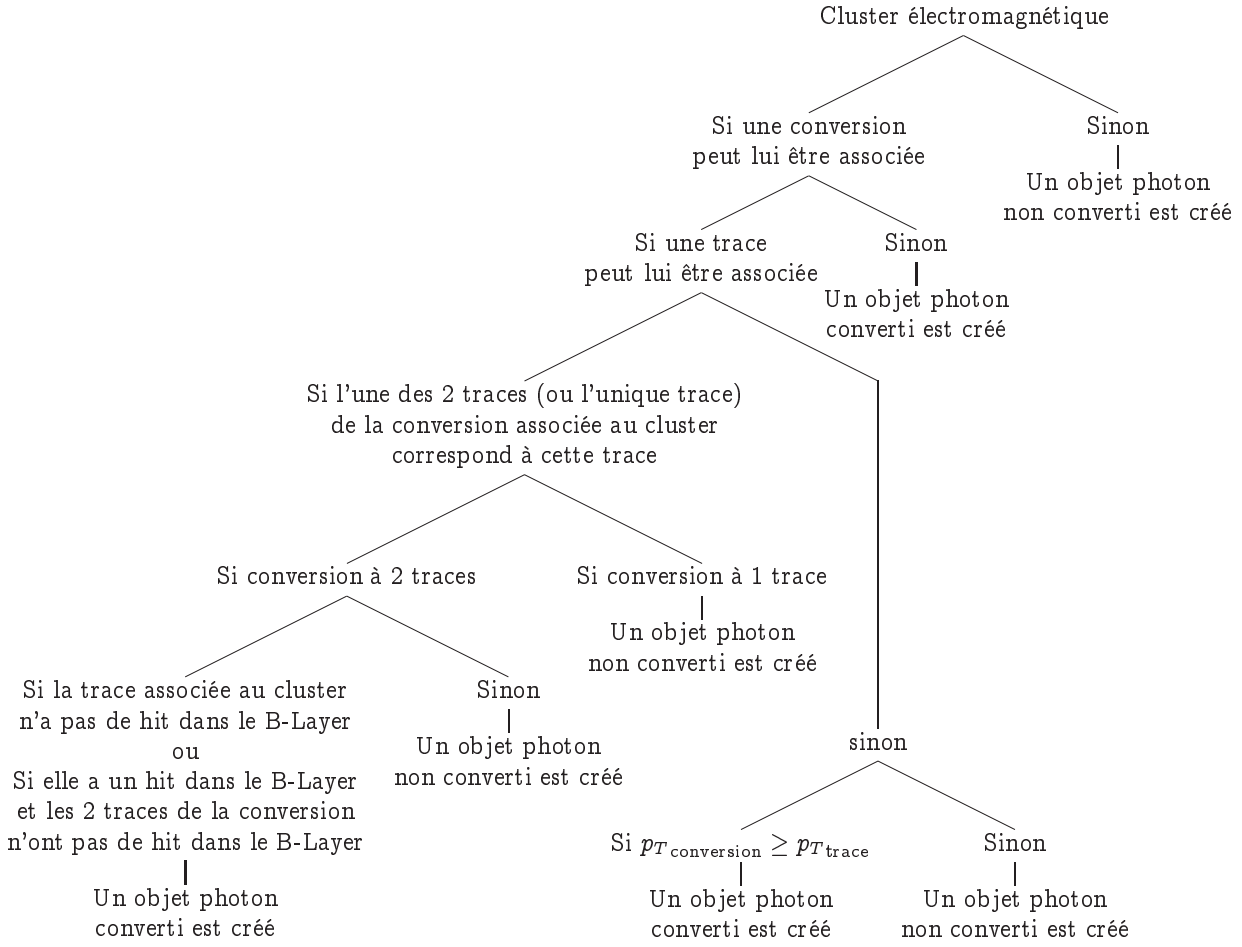


Fig. 4.60: Schéma des coupures utilisées pour l'association des conversions aux clusters électromagnétiques afin de construire des objets photons convertis

L'association avec la vérité est établie de la façon suivante : Pour chaque objet électron ou photon reconstruit, on boucle sur tous les photons vrais (issus du Monte Carlo) venant de la désintégration d'un boson de Higgs et on calcule le ΔR entre ce vrai photon et l'objet reconstruit. On conserve le vrai photon ayant le plus petit ΔR (s'il existe) tel que $\Delta R < 0.1$. On regarde alors si ce vrai photon est converti ou non. On peut par ailleurs préciser que cette méthode d'association avec la vérité permet d'associer un photon vrai (converti ou non) à un objet photon ou électron reconstruit (et passant les coupures que l'on a mentionné plus haut) dans $1 - \frac{96+12}{60501+10961} = 99.85\%$ des cas.

L'autre méthode d'association à la vérité qui utilise les vraies particules associées aux traces reconstruites (déjà mentionnée précédemment, section 4.4.1) échoue si la vraie trace n'a pas pu être associée ou si l'on regarde par exemple des photons qui n'ont pas de trace associée. L'intérêt de la méthode "géométrique" est donc de permettre une association à la vérité quand cette méthode échoue ou quand la trace associée au cluster n'est pas correcte (c'est à dire si elle vient d'autre chose qu'une conversion de photon directe ou de bremsstrahlung). Le tableau 4.10 résume les différences entre ces deux méthodes dans le cas des électrons pour lesquels la trace associée est une trace TRT standalone : La méthode utilisant les vraies particules associées aux traces reconstruites échoue dans 30.7% des cas alors que la méthode d'association géométrique échoue dans seulement 0.1% des cas. Si le photon venant de la

désintégration du boson de Higgs s'est converti et éventuellement si la paire électron-positron a rayonné des photons par Bremsstrahlung, le vrai photon peut être géométriquement éloigné du cluster électromagnétique de plus que $\Delta R = 0.1$, qui est la coupure appliquée pour l'association géométrique : Dans ce cas l'objet reconstruit ne pourra pas être associé à un vrai photon en utilisant cette méthode. Dans la suite, comme on a surtout été intéressé à récupérer des photons convertis reconstruits comme objets électrons, on a utilisé cette méthode géométrique qui paraît plus efficace pour l'association avec la vérité dans ce cas précis.

Objets photons	Non convertis	44721	Vrais photons convertis	11885
			Vrais photons non-convertis	32797
			Pas de vrai photon	39
	Convertis - 1 trace	7848	Vrais photons convertis	6633
			Vrais photons non-convertis	1203
			Pas de vrai photon	13
	Convertis - 2 traces	7932	Vrais photons convertis	7879
			Vrais photons non-convertis	8
			Pas de vrai photon	45
	Total	60501	Vrais photons convertis	26397
			Vrais photons non-convertis	34008
			Pas de vrai photon	96
Objets électrons	Avec TRT standalone	9348	Vrais photons convertis	6664 tous récupérés
			Vrais photons non-convertis	2673
			Pas de vrai photon	11
	Sans TRT standalone	1613	Vrais photons convertis	1610 dont 300 non récupérés
			Vrais photons non-convertis	1
			Pas de vrai photon	2
	Total	10961	Vrais photons convertis	8274 (dont 7974, soit 96.4% récupérés)
			Vrais photons non-convertis	2674 (100% récupérés)
			Pas de vrai photon	13

Tab. 4.9: Répartition des différents types d'objets reconstruits (électrons associés ou non à une TRT standalone et photons reconstruits comme photons non convertis, convertis à une trace ou convertis à deux traces) en partant de 48721 événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulés, et en choisissant des objets reconstruits avec une impulsion transverse $p_T > 25$ GeV, en appliquant l'isolation des traces et une identification de type photon.

9348 électrons avec TRT standalone	2873 sans vraie TrackParticle associée	Vrai photon converti de H trouvé (ΔR)	1019			
		Vrai photon non-converti de H trouvé (ΔR)	1850			
		Pas de vrai photon de H trouvé	4			
	6475 avec vraie TrackParticle associée	614 non associées à une vraie conversion	Vrai photon converti de H trouvé (ΔR)	137		
			Vrai photon non-converti de H trouvé (ΔR)	477		
			Pas de vrai photon de H trouvé	0		
		5861 associées à une vraie conversion	Mère du photon Higgs	5178	Vrai photon converti de H trouvé (ΔR)	5170
					Vrai photon non-converti de H trouvé (ΔR)	4
					Pas de vrai photon de H trouvé	4
			Mère du photon e^+ ou e^- (dont venant indirectement du H)	225 (201)	Vrai photon converti de H trouvé (ΔR)	206
					Vrai photon non-converti de H trouvé (ΔR)	19
					Pas de vrai photon de H trouvé	0
			Mère du photon autre (dont venant indirectement du H)	458 (0)	Vrai photon converti de H trouvé (ΔR)	132
					Vrai photon non-converti de H trouvé (ΔR)	323
					Pas de vrai photon de H trouvé	3

Tab. 4.10: Association reconstruction-vérité pour les électrons dont la trace associée est une trace TRT standalone en utilisant deux méthodes différentes : l'association géométrique et l'association en utilisant les vraies particules (vraies TrackParticles) associées aux traces reconstruites lorsqu'elles existent - En partant de 48721 événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulés.

On arrive à récupérer une grande partie des photons se trouvant reconstruits comme des objets électrons en utilisant ces méthodes, cependant un problème demeure : parmi les objets électrons dont la trace associée est une trace TRT standalone, $\approx 70\%$ correspondent à des vraies photons convertis mais $\approx 30\%$ correspondent à des vrais photons non convertis (tab. 4.9) pour lesquels une calibration en énergie de type électron est appliquée au lieu de la calibration de type photon.

4.7.3 Discrimination multivariable

Il est assez difficile de séparer ces deux catégories d'objets électrons : objets électrons avec trace TRT standalone correspondant à un vrai photon converti et objets électrons avec trace TRT standalone correspondant à un vrai photon non converti. Cependant on sait qu'un photon converti n'a pas exactement la même forme de gerbe électromagnétique qu'un photon non converti. On sait également qu'un électron et un photon ne donnent pas la même réponse dans le détecteur TRT. On peut donc utiliser ces informations pour développer un outil multi-variable qui permet de séparer les deux catégories d'électrons.

Boosted Decision Tree

L'analyse multivariable qui a été effectuée utilise l'outil TMVA (Toolkit for Multivariate Data Analysis, [17]). Plusieurs méthodes de discrimination ont été testées, mais celle qui semble la plus puissante est l'utilisation d'un BDT (Boosted Decision Tree).

Un "Decision Tree" est un outil de classification utilisant un arbre de décisions binaires (comme représenté sur la fig. 4.61). Des décisions binaires sont prises de façon répétée en regardant les variables une à une jusqu'à ce que le critère de séparation final soit atteint. Le "boosting" optimise les performances d'un arbre de décision : Plusieurs arbres de décision sont dérivés à partir du même échantillon initial et combinés après pondération selon leur puissance de discrimination pour former un unique arbre de décision (on peut lire [18] pour plus de détails).

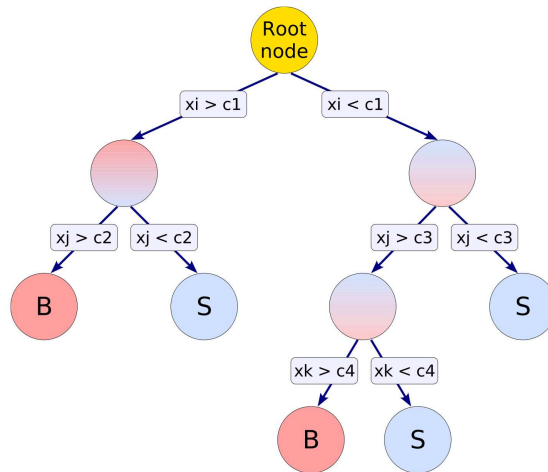


Fig. 4.61: Schéma d'un arbre de décision

Les variables utilisées par le BDT sont :

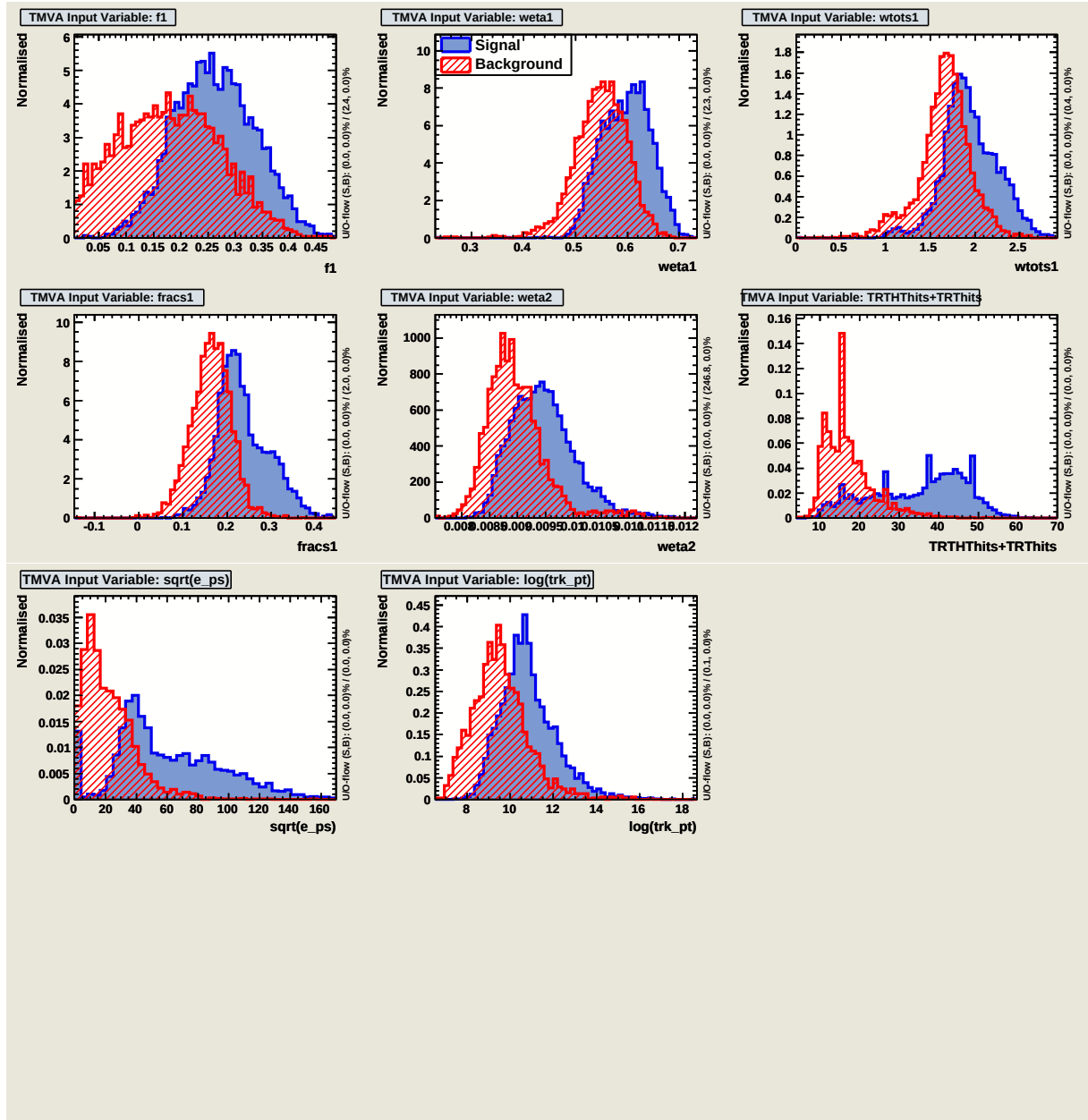


Fig. 4.62: Variables utilisées pour séparer les objets électron reconstruits provenant de photons convertis ou de photons non convertis

- weta1 : Largeur de la gerbe obtenue en utilisant 3 strips autour de la strip la plus énergétique : $w_{3 \text{ strips}} = \sqrt{\frac{\sum E_i \times (i - i_{\max})^2}{\sum E_i}}$, où i est le nombre de strips et $i_{\max}$ l'indice de la strip la plus énergétique,
- weta2 : Largeur de la gerbe calculée dans une fenêtre de 3×5 cellules, en pondérant chaque cellule par la fraction d'énergie totale déposée : $w_{\eta_2} = \sqrt{\frac{\sum E_i \times \eta_i^2}{\sum E_i} - \left(\frac{\sum E_i \times \eta_i}{\sum E_i} \right)^2}$, où E_i est l'énergie déposée dans la cellule i et η_i est la position de la cellule correspondant au centre de la cellule. Une correction en fonction du point d'impact dans la cellule est appliquée pour réduire le biais lié à la taille finie des cellules,
- wtots1 : Similaire à weta1 mais utilise 20 strips au lieu de 3 - Largeur de la gerbe dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0625 \times \approx 0.2$, correspondant typiquement à 40 strips en η (5 cellules dans le second compartiment) : $w_{\text{tot } 1} = \sqrt{\frac{\sum E_i (i - i_{\max})^2}{\sum E_i}}$, où i est l'indice de la strip et $i_{\max}$ l'indice de la strip la plus énergétique,
- f1 : $f_1 = E_1/E$ - fraction de l'énergie reconstruite dans le premier compartiment où E_1 est l'énergie reconstruite dans toutes les strips appartenant au cluster et E l'énergie totale reconstruite dans le cluster électromagnétique,
- fracs1 : Fraction d'énergie déposée en dehors du coeur de la gerbe : $\frac{E(\pm 3) - E(\pm 1)}{E(\pm 1)}$, où $E(\pm n)$ est l'énergie déposée dans les $\pm n$ strips autour de la strip la plus énergétique,
- TRTHit+TRThits : Somme des hits TRT et des hits TRT High Threshold,
- e_ps : énergie déposée dans le pre-sampler,
- trk_pt : impulsion transverse de la trace associée à l'objet électron.

On entraîne le BDT avec deux échantillons d'objets électrons ayant une TRT standalone comme trace associée :

- pour lesquels une correspondance avec un vrai photon converti peut être établie : on nommera cet échantillon "signal",
- pour lesquels une correspondance avec un vrai photon non converti peut être établie : on nommera cet échantillon "bruit de fond".

Les distributions des variables que l'on utilise dans le BDT sont données pour ces deux échantillons sur la figure 4.62. L'utilisation d'un BDT permet une relativement bonne séparation des deux catégories d'événements. En effet si l'on teste cette méthode sur des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$, 88% des électrons ayant une trace TRT standalone et donnés comme non-convertis par l'utilisation du BDT le sont réellement et 96% de ceux donnés comme convertis le sont réellement (tableau 4.11). Ces résultats sont obtenus avec une coupure sur la valeur du BDT à -0.1 . Cette coupure a été choisie en regardant la distribution de la valeur de BDT pour les deux catégories d'événements "objets électrons avec trace TRT standalone pouvant être associés à un vrai photon converti" et "objets électrons avec trace TRT standalone pouvant être associés à un vrai photon non converti" (fig. 4.63) mais peut être améliorée de façon à ce que l'on

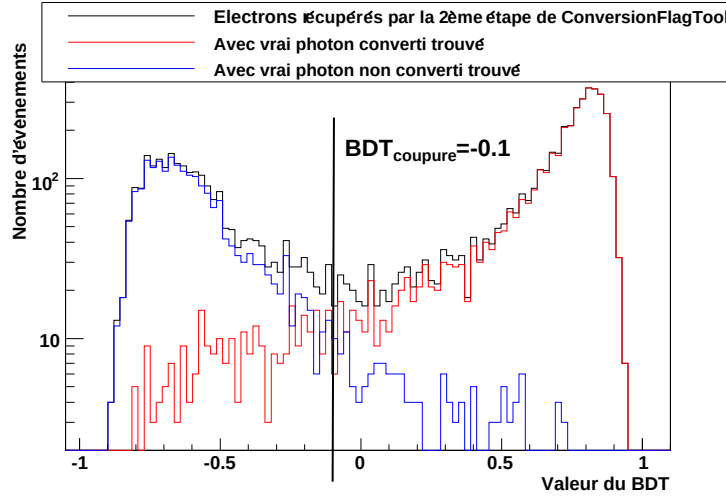


Fig. 4.63: Distribution de la valeur donnée par le BDT pour des “objets électrons avec trace TRT standalone pouvant être associés à un vrai photon converti” en rouge et pour des “objets électrons avec trace TRT standalone pouvant être associés à un vrai photon non converti” en bleu

privilégie la catégorie la plus importante (pour la calibration par exemple).

Cette méthode de séparation des photons convertis et non-convertis est cependant “grossière” car elle utilise un seul bin en η et un seul bin en p_T alors que les formes de gerbes dépendent de ces deux variables. On pourrait améliorer cette méthode en utilisant plusieurs bins en η et p_T mais il semble plus important d’améliorer d’abord la séparation en amont, c’est à dire dans l’outil qui crée les conversions à une seule trace, ce qui n’a pas été fait pour le moment.

4.7.4 Un outil de classement des conversions : ConversionFlagTool

Un outil de classement des objets électrons a été élaboré dans le cadre de l’analyse du $H \rightarrow \gamma\gamma$ et donne pour chaque objet électron une valeur (flag) selon la catégorie supposée de l’électron. Cet outil est appelé ConversionFlagTool et suit 2 étapes principales :

- 1^{ère} étape :
 - On prend toutes les traces dans un cône de $\Delta R = 0.2$ autour du cluster (pour les traces TRT standalone, $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2}$) et à partir desquelles on dérive une nouvelle collection de vertex de conversion à une ou deux traces.
 - On extrapole la ou les traces de chaque conversion vers le second compartiment du calorimètre électromagnétique (dans le cas où la conversion possède deux traces, on extrapole un objet neutre formé à partir de ces deux traces) et l’on teste leur correspondance avec le cluster électromagnétique (on utilise les critères schématisés sur la figure 4.64). Si plusieurs conversions sont trouvées, on garde celle dont le rayon de conversion est le plus petit.

– 2^{ème} étape :

Si l'étape précédente n'a pas permis d'associer une conversion à l'électron, on regarde si la trace associée à cet électron est une trace TRT standalone, si oui et si l'on demande l'utilisation du BDT, on donne le flag 20 ou 21 à l'objet électron selon la valeur du BDT retournée (c'est à dire si le photon semble être non-converti ou converti, respectivement). Si on n'utilise pas le BDT, on donne le flag 21 à l'électron (on ne distingue pas les deux catégories de photons).

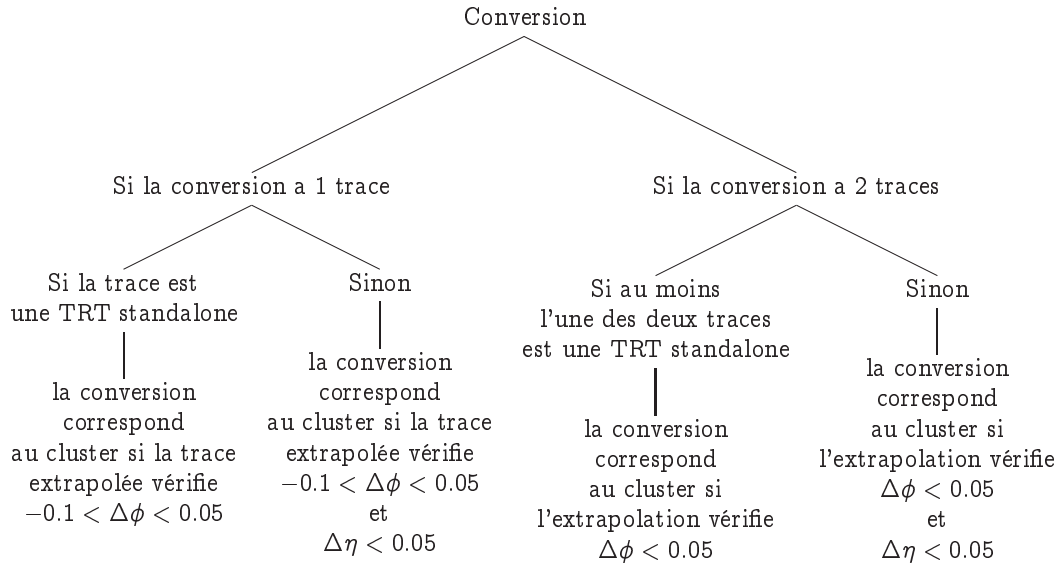


Fig. 4.64: Schéma des coupures utilisées pour l'association des conversions aux clusters électromagnétique dans la première étape de l'algorithme *ConversionFlagTool*

Les résultats finaux obtenus en utilisant cet outils sont présentés dans le tableau 4.11 en utilisant des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulés. Les distributions de masse invariante des deux photons sont présentées sur la figure 4.65 et les résultats d'un fit gaussien asymétrique sur ces distributions sont détaillés dans le tableau 4.12.

On peut remarquer que l'effet du clustering décrit pour la version 12 intervient toujours pour les conversions à deux traces même si la calibration paraît meilleure. En effet, on a :

$$\langle m_{\gamma\gamma} \rangle_{\text{conversions à 2 traces}} = 119.5 \text{ GeV} < \langle m_{\gamma\gamma} \rangle_{\text{photons non convertis}} = 120.0 \text{ GeV} \quad (4.23)$$

Cependant ce que l'observation faite pour les conversions à une seule trace dans la version 12 n'est plus valide en version 14, la valeur moyenne de la masse invariante des deux photons dans le cas des événements ayant au moins un photon converti à une trace est supérieure à celle obtenue pour des événements où les deux photons sont non-convertis.

Si l'on distingue les différents types d'événements avec au moins un photon converti à une seule trace en deux catégories : ceux dont le photon converti à une trace provient d'électrons dont la trace associée est une trace TRT standalone et les autres et que l'on regarde la distribution de masse invariante pour ces deux catégories (fig. 4.66), on remarque que le déplacement en énergie vers les grandes masses est dû aux événements avec TRT standalone. En effet la valeur moyenne de la masse invariante des deux

Objets électrons	Flag==11	3268	Vrais photons convertis	2823	} une seule catégorie si BDT non utilisé
			Vrais photons non-convertis	443	
			Pas de vrai photon	2	
	Flag==12	889	Vrais photons convertis	879	
			Vrais photons non-convertis	8	
			Pas de vrai photon	2	
	Flag==20	2336	Vrais photons convertis	276	
			Vrais photons non-convertis	2057	
			Pas de vrai photon	3	
	Flag==21	4167	Vrais photons convertis	3996	
			Vrais photons non-convertis	165	
			Pas de vrai photon	6	
	Flag==1 (objets perdus)	307	Vrais photons convertis	300	
			Vrais photons non-convertis	1	
			Pas de vrai photon	0	
	Total	10961	Vrais photons convertis	8274 (96.3% récupérés)	
			Vrais photons non-convertis	2674 (100% récupérés)	
			Pas de vrai photon	13	

Tab. 4.11: Répartition des objets électrons reconstruits selon le type de conversion qui leur est associé par l'outil *ConversionFlagTool* et en partant de 48721 événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulés, et en choisissant des objets reconstruits avec une impulsion transverse $p_T > 25$ GeV, en appliquant l'isolation des traces et une identification de type photon.

	Photons non-convertis	≥ 1 photon avec conversion à 1 trace	≥ 1 photon avec conversion à 2 traces	Total événements
σ (GeV)	1.19	1.57	1.60	1.40
$\langle m_{\gamma\gamma} \rangle$ (GeV)	120.0	120.2	119.5	120.0
Intervalle du fit (GeV)	[118, 122]	[117.5, 123]	[117.5, 123]	[117.5, 122.5]

Tab. 4.12: Résultats d'un fit gaussien asymétrique sur les distributions de mass invariantes des deux photons, pour les différentes catégories d'événements

photons est de 119.8 GeV dans le cas où le photon converti n'est pas reconstruit à partir d'une TRT standalone alors qu'elle est de 120.3 GeV dans le cas contraire (tab. 4.13).

Le type de calibration appliqué pour ces photons convertis provenant d'objets électrons avec trace TRT standalone associe surestime légèrement l'énergie reconstruite. Dans la version 12 ces photons n'étaient pas reconstruits comme objets électrons et étaient calibrés comme des photons. On ne peut pas comparer directement la calibration entre les deux versions car son implémentation a été modifiée,

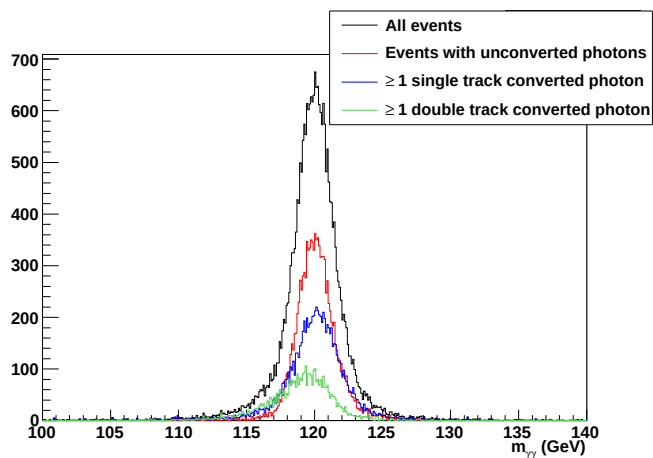


Fig. 4.65: *Distribution de masse invariante des deux photons, pour tous les candidats en noir, pour les événements avec des photons non-convertis en rouge, pour les événements avec au moins une conversion à une trace en bleu et pour les événements avec au moins une conversion à deux trace en vert - En utilisant le BDT avec une coupure à -0.1 et partant de 48721 événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulés.*

cependant on peut penser que des photons qui se convertissent tardivement se comportent de façon similaire aux photons non-convertis.

Du travail reste encore à faire pour calibrer correctement les photons convertis tardivement ou non et ne fera pas l'objet de cette thèse.

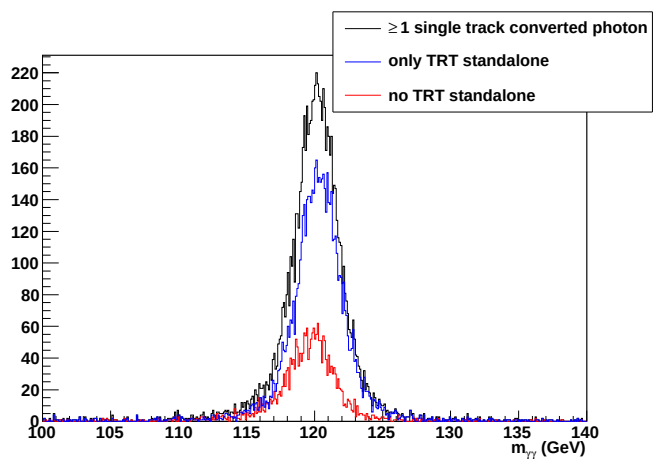


Fig. 4.66: *Distribution de masse invariante des deux photons pour les événements avec au moins une conversion à une trace avec (bleu) ou sans (rouge) TRT standalone - En utilisant le BDT avec une coupure à -0.1 et partant de 48721 événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulés.*

	≥ 1 photon avec conversion à 1 trace total	≥ 1 photon avec conversion à 1 trace TRT standalone	≥ 1 photon avec conversion à 1 trace non TRT standalone
σ (GeV)	1.57	1.55	1.54
$\langle m_{\gamma\gamma} \rangle$ (GeV)	120.2	120.3	119.8
Intervalle du fit (GeV)	[117.5, 123]	[117.5, 123]	[117.5, 123]

Tab. 4.13: Résultats d'un fit gaussien asymétrique sur les distributions de mass invariantes des deux photons pour les événements ayant au moins un photon converti à une trace, TRT standalone ou non

4.8 Conclusion

Les photons convertis ont une importance particulière dans l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ étant donné que 57% des événements ont au moins un photon converti pouvant être reconstruit par le détecteur interne ($R_{\text{conv}} < 800\text{mm}$). Le travail effectué dans la version 12 du software d'ATLAS a montré que la perte principale d'efficacité de reconstruction des conversions est due au fait qu'une seule des deux traces de la conversion n'est reconstruite dans $\approx 40\%$ des cas et qu'il est par conséquent nécessaire de reconstruire les conversions à une trace. Une méthode de reconstruction des conversions à une trace a été développée dans le cadre de l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ et a permis d'augmenter le nombre d'événements reconstruits de 6.5%.

A partir de la version 14 du software, les conversions à une trace sont reconstruites par défaut par un algorithme dédié. La reconstruction des traces a également évolué et permet la reconstruction des conversions tardives grâce à l'utilisation du backtracking.

Dans cette version 14, les objets électromagnétiques pouvant être associés à des traces issues de conversions de photons sont reconstruits comme des objets photons. Cependant on a pu mettre en évidence qu'une fraction importante de photons convertis ou non convertis sont reconstruits comme des objets électrons, conduisant à une perte d'environ 20% d'événements reconstruits. Une méthode de "récupération" de ces électrons a été développée et est maintenant intégrée au code de reconstruction des photons.

Comme on a pu le voir, la calibration en énergie appliquée aux photons convertis doit être optimisée.

Bibliographie

- [1] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, "PYTHIA 6.4 physics and manual," *JHEP* **05** (2006) 026, arXiv :hep-ph/0603175.
- [2] T. Cornelissen, M. Elsing, S. Fleischmann, W. Liebig, E. Moyse, and A. Salzburger, "Concepts, Design and Implementation of the ATLAS New Tracking (NEWT)," Tech. Rep. ATL-SOFT-PUB-2007-007. ATL-COM-SOFT-2007-002, CERN, Geneva, Mar, 2007.
- [3] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch, H. Ma, S. Menke, S. Rajagopalan, D. Rousseau, S. Snyder, and G. Unal, "Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance," Tech. Rep. ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr, 2008.
- [4] J. Marriner, "Secondary vertex fit with mass and pointing constrains (CTVMFT)," *CDF internal note* **2724** (1994) .
- [5] H. Bethe and W. Heitler, "On the Stopping of fast particles and on the creation of positive electrons," *Proc. Roy. Soc. Lond.* **A146** (1934) 83–112.
- [6] H. A. Bethe and L. C. Maximon, "Theory of Bremsstrahlung and Pair Production. 1. Differential Cross Section," *Phys. Rev.* **93** (1954) 768–784.
- [7] H. Davies, H. A. Bethe, and L. C. Maximon, "Theory of Bremsstrahlung and Pair Production. 2. Integral Cross Section for Pair Production," *Phys. Rev.* **93** (1954) 788–795.
- [8] B. Rossi and K. Greisen, "Cosmic-ray theory," *Rev. Mod. Phys.* **13** (1941) 240–309.
- [9] H. Hirayama, Y. Namito, A. F. Bielajew, S. J. Wilderman, and W. R. Nelson, "The EGS5 code system,". SLAC-R-730.
- [10] J. C. Butcher and H. Messel, "Electron Number Distribution in Electron-Photon Showers," *Phys. Rev.* **112** (Dec, 1958) 2096–2106.
- [11] J. W. Motz, H. A. Olsen, and H. W. Koch, "Pair production by photons," *Rev. Mod. Phys.* **41** (1969) 581–639.
- [12] B. B. Rossi, *High-energy particles / Bruno Rossi*. Prentice-Hall, New York :, 1952.
- [13] M. Maire, "Geant4 Physics Reference Manual - Gamma conversion into an electron-positron pair,". <http://geant4.cern.ch/support/userdocuments.shtml>.
- [14] L. D. Landau and I. Pomeranchuk, "Limits of applicability of the theory of bremsstrahlung electrons and pair production at high-energies," *Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz.* **92** (1953) 535–536.
- [15] L. D. Landau and I. Pomeranchuk, "Electron cascade process at very high-energies," *Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz.* **92** (1953) 735–738.
- [16] A. B. Migdal, "Bremsstrahlung and pair production in condensed media at high-energies," *Phys. Rev.* **103** (1956) 1811–1820.
- [17] TMVA, "Toolkit for Multivariate Data Analysis,". <http://tmva.sourceforge.net/>.
- [18] A. Hocker et al., "TMVA : Toolkit for multivariate data analysis," *PoS ACAT* (2007) 040, arXiv :physics/0703039.

Chapitre 5

Recherche du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$

5.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présenterons les différentes contributions au signal et au bruit de fond puis les méthodes utilisées pour identifier les photons et rejeter les jets qui constituent le bruit de fond dominant. Nous montrerons également comment la réjection des jets peut être améliorée grâce à l'utilisation des photons convertis. Nous présenterons ensuite les corrections que l'on apporte sur la direction des photons et leur impact sur la résolution en masse du boson de Higgs avant de présenter les résultats obtenus par l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ ainsi que les résultats d'un fit multivariables.

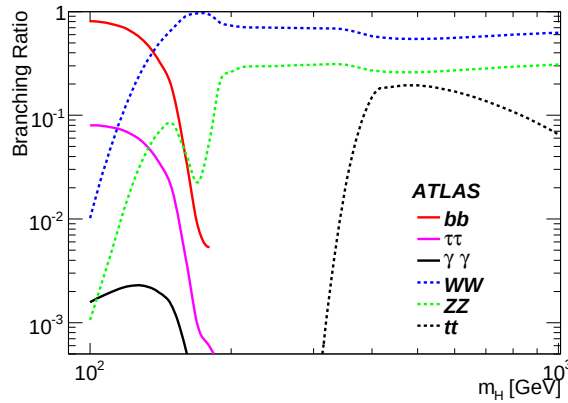


Fig. 5.1: Rapports d'embranchement en fonction de la masse du boson de Higgs pour différents canaux de désintégration [1]

Ce canal de désintégration, bien qu'ayant un rapport d'embranchement beaucoup plus petit que les autres canaux de désintégration dans la même fenêtre de masse (de l'ordre de $2.2 \cdot 10^{-3}$ pour $m_H = 120$ GeV, fig. 5.1) présente l'avantage d'avoir une signature dont les paramètres cinématiques peuvent être obtenus avec précision grâce à l'excellente reconstruction par le calorimètre électromagnétique. Ce canal présente un pic de masse étroit au dessus d'un continuum de bruit de fond. Par ajustement sur le

bruit de fond et soustraction de celui-ci, il est alors possible de reconstruire la masse du Higgs.

5.2 Signal et bruit de fond

5.2.1 Signal

Le boson de Higgs se désintègre en deux photons par l'intermédiaire de boucles de bosons W ou de quarks top. Les diagrammes de Feynman du premier ordre sont représentés sur la figure ci-dessous (figure 5.2).

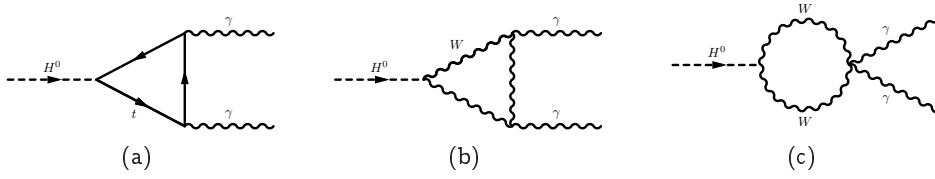


Fig. 5.2: Diagrammes de Feynman de désintégration du boson de Higgs en 2 photons

5.2.2 Bruit de fond

Les principaux bruits de fond dans ce canal de désintégration sont la production directe de photons, constituant le bruit de fond irréductible, et la production de “particules” faussement identifiées comme des photons (comme les jets), constituant le bruit de fond réductible.

Le bruit de fond irréductible

Les trois processus principaux qui contribuent au bruit de fond irréductible sont (figure 5.3) :

- Le **processus de Born**, correspondant à l'annihilation d'une paire quark-antiquark, d'ordre α_{QED}^2 : $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$.
- Le **processus de la boîte** (ou box), correspondant à la fusion de gluons en photons par l'intermédiaire d'une boucle de quarks : $gg \rightarrow \gamma\gamma$. Ce processus est d'ordre $\alpha_s^2 \alpha_{QED}^2$. Bien que ce processus soit d'ordre supérieur à celui du processus de Born, la densité de gluon dans le proton est bien plus grande que celle des quarks aux énergies du LHC, de sorte que les sections efficaces de ces deux processus sont du même ordre.
- Le **processus de Bremsstrahlung**, processus de rayonnement de photons dans l'interaction d'un quark et d'un gluon : $qg \rightarrow q\gamma\gamma$. Ce processus constitue une correction d'ordre supérieur aux processus précédents, mais cet ordre est aussi compensé par l'effet cité précédemment (densité de gluon $\gg$ densité de quarks).

Les processus de Born et de la boîte sont purement irréductibles vu que des vrais photons sont présents dans l'état final.

Le processus de Bremsstrahlung est classé comme processus irréductible bien qu'il y ait aussi émission de deux photons car l'un des deux photons est colinéaire au jet, ce qui empêche l'isolement du photon dans la plupart des cas. Ce processus n'est donc pas purement irréductible.

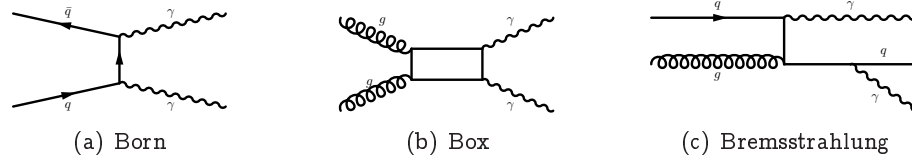


Fig. 5.3: Diagrammes de Feynman des processus constituant le bruit de fond irréductible

Le bruit de fond réductible

Le bruit de fond réductible provient d'événements avec au moins un faux photon (comme par exemple un jet identifié comme photon).

Le tableau 5.1 présente les sections efficaces des différents bruits de fond réductibles et irréductibles.

Processus	Coupures	σ (en pb)
$q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma x$	$80 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV $p_T^\gamma > 25$ GeV, $ \eta < 2.5$	20.9
$gg \rightarrow \gamma\gamma$	$80 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV $p_T^\gamma > 25$ GeV, $ \eta < 2.5$	8.0
γj	$p_T^\gamma > 25$ GeV	180×10^3
$j j$	$p_T^\gamma > 25$ GeV	477×10^6

Tab. 5.1: Sections efficaces des bruits de fond contribuant à l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ [1]

5.3 Identification des photons

Comme on l'a déjà vu, les photons sont reconstruits en partant de clusters électromagnétiques (voir le chapitre 3 pour plus de détails sur la construction des clusters). La plus grande source de bruit de fond provient des jets qui peuvent contenir des photons issus de la désintégration de pions neutres $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (nous y reviendrons un peu plus loin 5.3.3). L'identification des photons et la réjection des jets constituent donc des enjeux importants pour la recherche du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$.

5.3.1 Identification calorimétrique

Afin de séparer les photons réels des jets identifiés comme photons plusieurs variables discriminantes sont définies en utilisant les informations provenant des calorimètres. Des valeurs de coupures sur ces variables [2] sont déterminées afin de maintenir une bonne efficacité pour les photons même en présence de bruit d'empilement résultant de la superposition des événements de minimum bias (due à la haute luminosité du LHC).

Dans le calorimètre électromagnétique, les photons sont des objets dont l'extension est assez réduite et qui sont relativement bien contenus alors que des jets identifiés comme photons ont tendance à avoir des gerbes plus larges et peuvent déposer une fraction importante de leur énergie dans le calorimètre hadronique. Par conséquent, les informations sur les formes longitudinales et transverses des gerbes et sur la fuite hadronique peuvent être utilisées pour rejeter les jets :

- **Fuite hadronique** : La fuite hadronique est définie comme le rapport de l'énergie transverse déposée dans le premier compartiment du calorimètre hadronique dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.24 \times 0.24$ sur l'énergie transverse du cluster. Les photons sont des objets purement électromagnétiques et déposent donc leur énergie essentiellement dans le calorimètre électromagnétique. Les jets identifiés comme photons contiennent des hadrons qui pénètrent plus profondément dans le calorimètre et déposent donc une quantité d'énergie plus importante au-delà du calorimètre électromagnétique.
- **Variables utilisant le second compartiment du calorimètre électromagnétique** : Les gerbes électromagnétiques déposent la plus grande fraction de leur énergie dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique. Pour cette raison, plusieurs variables mesurant la forme de la gerbe sont disponibles :
 - Les vrais photons déposent la plus grande fraction de leur énergie dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ (en unité de cellules du second compartiment). Les variables de forme de gerbe latérales, R_η et R_ϕ sont définies respectivement comme le rapport de l'énergie reconstruite dans 3×7 cellules du second compartiment sur l'énergie reconstruite dans 7×7 cellules du même compartiment et comme le rapport de l'énergie reconstruites dans 3×3 cellules du second compartiment sur l'énergie reconstruite dans 3×7 cellules du même compartiment. Comme le champ magnétique augmente la largeur des photons convertis dans la direction ϕ , la variable R_ϕ est moins discriminante que la variable R_η .
 - La largeur de la gerbe en η (w_2 ou weta2) est calculée en sommant les énergies de toutes les cellules dans une fenêtre de 3×5 cellules et en pondérant chaque cellule par la fraction d'énergie totale déposée : $w_2 = \sqrt{\frac{\sum E_i \times \eta_i^2}{\sum E_i} - \left(\frac{\sum E_i \times \eta_i}{\sum E_i}\right)^2}$, où E_i est l'énergie déposée dans la cellule i et η_i est la position de la cellule correspondant au centre de la cellule. Une correction en fonction du point d'impact dans la cellule est appliquée pour réduire le biais lié à la taille finie des cellules,
- **Variables utilisant le premier compartiment du calorimètre électromagnétique** : Les coupures sur les variables utilisant le calorimètre hadronique et le second compartiment du calorimètre électromagnétique permettent de rejeter les jets qui contiennent des hadrons de haute énergie qui engendrent des gerbes larges. Les jets qui contiennent un ou plusieurs hadrons neutres comme des η ou des π^0 représentent la plus importante partie des faux photons. Le premier compartiment du calorimètre électromagnétique est très finement segmenté en pseudo-rapacité : l'information donnée par ce compartiment peut être utilisée pour identifier des sous-structures dans les gerbes et ainsi distinguer efficacement un photon isolé provenant de l'interaction initiale de photons provenant de la désintégration de π^0 . La forme latérale de la gerbe dans les strips est exploitée dans la région $|\eta| < 2.35$ où la granularité est suffisamment fine.
- Comme le dépôt d'énergie laissé par les π^0 possède souvent 2 maxima de part et d'autre de sa désintégration

$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, on scrute les gerbes dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.2$ autour de la cellule d'énergie transverse maximale afin de chercher un second maximum. Si plus de deux maxima sont trouvés, les deux premiers maxima sont considérés. Les deux variables suivantes sont construites en utilisant les informations sur le deuxième maxima identifié :

- ◊ $\Delta E_s = E_{\max 2} - E_{\min}$: Différence entre l'énergie associée au second maximum $E_{\max 2}$ et l'énergie reconstruite dans la strip la moins énergétique située entre les deux maxima, $E_{\min}$.
- ◊ $R_{\max 2} = \frac{E_{\max 2}}{1 + 9 \cdot 10^{-3} E_T}$ (toutes les énergies sont en GeV), où E_T est l'énergie transverse du cluster électromagnétique. La valeur du second maxima d'énergie déposée est corrigée en fonction de l'énergie transverse du cluster pour minimiser sa sensibilité aux fluctuations.
- ◊ $F_{\text{side}} = \frac{E(\pm 3) - E(\pm 1)}{E(\pm 1)}$, la fraction d'énergie déposée en dehors du coeur de la gerbe d'une taille de trois strips. La variable $E(\pm n)$ correspond à l'énergie déposée dans $\pm n$ strips autour de la strip la plus énergétique.
- ◊ $w_{3\text{strips}} = \sqrt{\frac{\sum E_i \times (i - i_{\max})^2}{\sum E_i}}$, la largeur de la gerbe dans un rayon de trois strips autour de la strip la plus énergétique (aussi appelée weta1), où i est l'indice de la strip considérée, $i_{\max}$ l'indice de la strip la plus énergétique.
- ◊ $w_{\text{tot strips}}$, similaire à $w_{3\text{strips}}$ mais utilise 20 strips au lieu de 3 - Largeur de la gerbe dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times \approx 0.2$, correspondant typiquement à 40 strips en η (5 cellules dans le second compartiment) : $w_{\text{tot } 1} = \sqrt{\frac{\sum E_i (i - i_{\max})^2}{\sum E_i}}$, où i est l'indice de la strip et $i_{\max}$ l'indice de la strip la plus énergétique,

Les valeurs de coupures sont déterminées séparément dans six intervalles de pseudo-rapacité différents dans la région $|\eta| < 2.37$ du fait de leur dépendance en pseudo-rapacité. Les sous-intervalles de pseudo-rapacité sont dictés par la granularité du calorimètre électromagnétique et par la matière en amont de celui-ci.

Les variables utilisant les strips ne peuvent être utilisées que dans les régions $|\eta| < 1.37$ et $1.52 < |\eta| < 2.37$ car il n'y a pas de strips dans la région du crack ($1.37 < |\eta| < 1.52$) ni au-delà de $|\eta| > 2.37$.

De plus, les valeurs de coupures sont calculées dans huit intervalles d'énergie transverse. La figure 5.4 montre les distributions des variables discriminantes pour tous les objets électromagnétiques (objets photons et objets électrons) avant coupures obtenues dans le premier intervalle en pseudo-rapacité et pour l'un des intervalles d'énergie transverse.

Pour l'instant les mêmes coupures sont appliquées pour les photons convertis et les photons non-convertis. Des études sur la séparation γ/π^0 ont montré que si les conversions peuvent être identifiées efficacement alors des coupures différentes peuvent être appliquées permettant d'augmenter la réjection de 10 – 20% avec la même efficacité d'identification des photons.

Les valeurs de coupures ont été optimisées en utilisant des événements simulés avec une géométrie

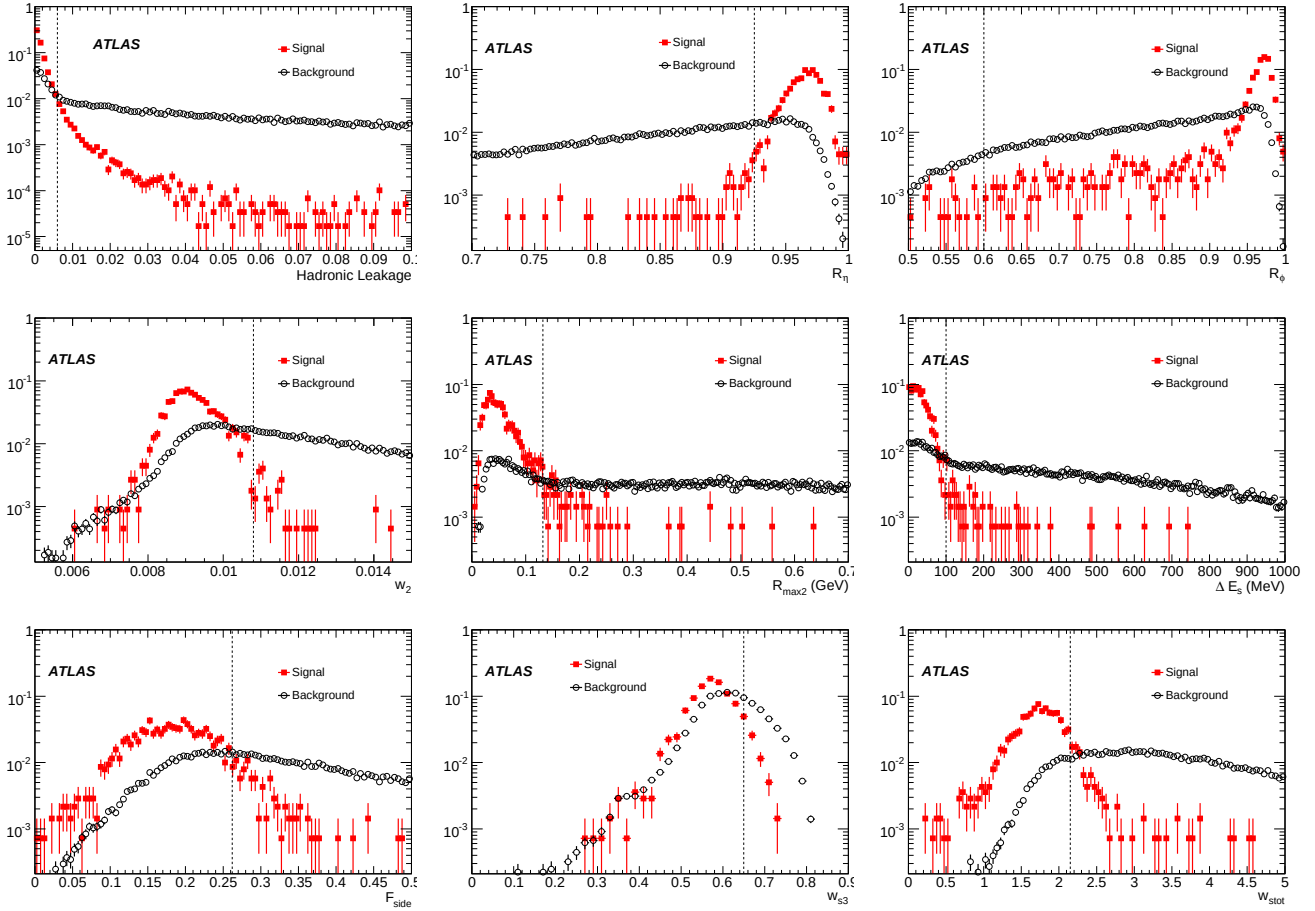


Fig. 5.4: Distributions normalisées des variables discriminantes utilisées pour l'identification des photons, pour $\eta < 0.7$ pour les vrais et faux photons (avant coupures) avec $20 < E_T < 30$ GeV et en utilisant des données simulées avec une géométrie réaliste (déformée) du détecteur [1]

réaliste (déformée) du détecteur. Ces valeurs sont choisies en comparant des photons venant de la désintégration du Higgs selon $H \rightarrow \gamma\gamma$ et des jets inclusifs. Une marge d'amélioration de l'optimisation est possible aux plus grandes valeurs d'énergie transverse, en particulier pour la fuite hadronique. Les valeurs d'efficacité/réjection présentées ici sont estimées avec un lot statistiquement indépendant de celui utilisé pour l'optimisation des coupures (et en utilisant la version 12 du software d'ATLAS, voir le chapitre 4).

5.3.2 Isolation des traces

Le bruit de fond restant après les coupures d'identification calorimétrique est dominé par des jets de faible multiplicité qui contiennent des π^0 de grande impulsion transverse.

Une méthode d'isolation des photons a été développée [3]. Basée sur l'information donnée par le détecteur interne, cette isolation se fait par l'intermédiaire d'une variable définie comme la somme des impulsions transverses de toutes les traces d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV dans un cône $\Delta R < 0.3$ autour du cluster électromagnétique.

Afin de ne pas inclure les traces issues de conversions de photons dans cette somme, des critères de sélection supplémentaires sont appliqués aux traces se trouvant dans un cône $\Delta R < 0.1$ autour du cluster électromagnétique :

- Le paramètre d'impact de la trace doit être inférieur à 0.01 cm
- Les impulsions transverses des traces ajoutées doivent être inférieures à 15 GeV (afin d'éliminer les traces venant de conversions très asymétriques)
- La trace ne doit pas faire partie d'une conversion reconstruite
- La trace doit avoir un hit dans la première couche de pixels

La figure 5.5 montre la distribution de la variable d'isolation des traces pour des photons et des jets ayant passé les coupures d'identification calorimétrique. Une réjection de 1.5 à 2 supplémentaire est possible avec une perte d'efficacité relativement faible. La figure de droite montre cette même distribution pour des photons convertis tôt ("early conversions", $R < 400\text{mm}$) et tard ($R > 400\text{mm}$) : La différence entre les deux distributions est relativement faible, ce qui montre que les traces issues des conversions ont été efficacement éliminées. La coupure appliquée sur cette variable d'isolation est fixée à 4 GeV : Le photon est dit isolé si $\sum p_{T\text{traces}} < 4\text{ GeV}$.

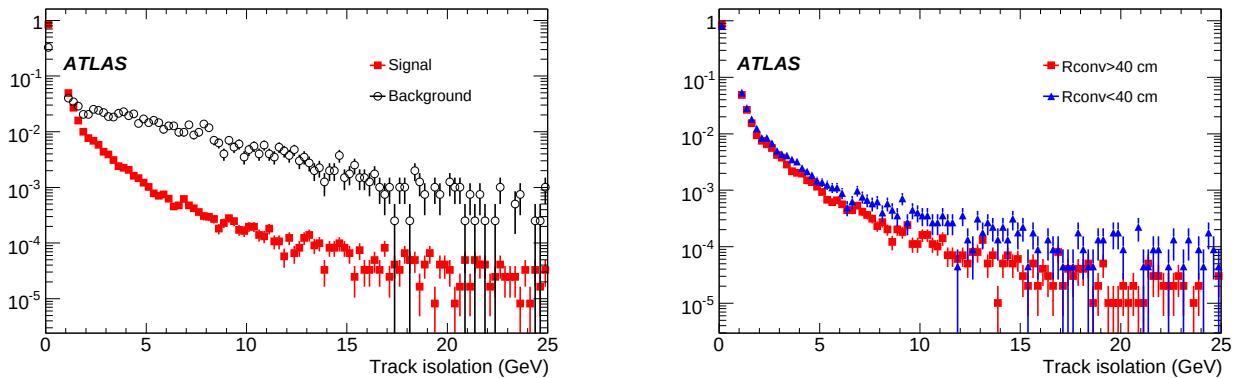


Fig. 5.5: Distribution de la variable d'isolation des traces $\sum p_{T\text{traces}}$ pour des photons et des jets (à gauche) et pour des photons convertis tôt ($R < 400\text{mm}$) et tard ($R > 400\text{mm}$) (à droite) ayant passé les coupures d'identification calorimétrique [1]

5.3.3 Efficacité de l'identification et réjection des jets

Efficacité de l'identification

L'efficacité est définie comme :

$$\epsilon = \frac{N_{\gamma}^{\text{reconstruits}}}{N_{\gamma}^{\text{vrais}}} \quad (5.1)$$

L'efficacité de l'identification basée sur des coupures calorimétriques est présentée sur la figure 5.6 pour des photons d'énergie transverse $E_T > 25\text{ GeV}$ venant de la désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ en fonction

de la pseudo-rapidité et de l'énergie transverse et en présence de pile-up (correspondant à une luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). L'optimisation des coupures sur le signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ conduit à une efficacité uniforme pour $E_T > 40 \text{ GeV}$ et qui décroît substantiellement en-dessous de 40 GeV à cause du fort taux de jets identifiés comme photons attendu dans cette région d'énergie transverse. Le tableau 5.2 donne les efficacités moyennes de l'identification calorimétrique et de l'isolation des traces.

Géométrie du détecteur	Identification	Isolation des traces
Idéale, sans pile-up	$(87.6 \pm 0.2)\%$	$(99.0 \pm 0.1)\%$
Idéale, avec pile-up	$(86.6 \pm 0.5)\%$	$(98.0 \pm 0.2)\%$
Déformée, avec pile-up	$(83.6 \pm 0.2)\%$	$(98.1 \pm 0.1)\%$

Tab. 5.2: Efficacité moyenne de l'identification des photons et de l'isolation des traces, pour des photons issus de $H \rightarrow \gamma\gamma$ - Le pile-up considéré correspond à une luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [1]

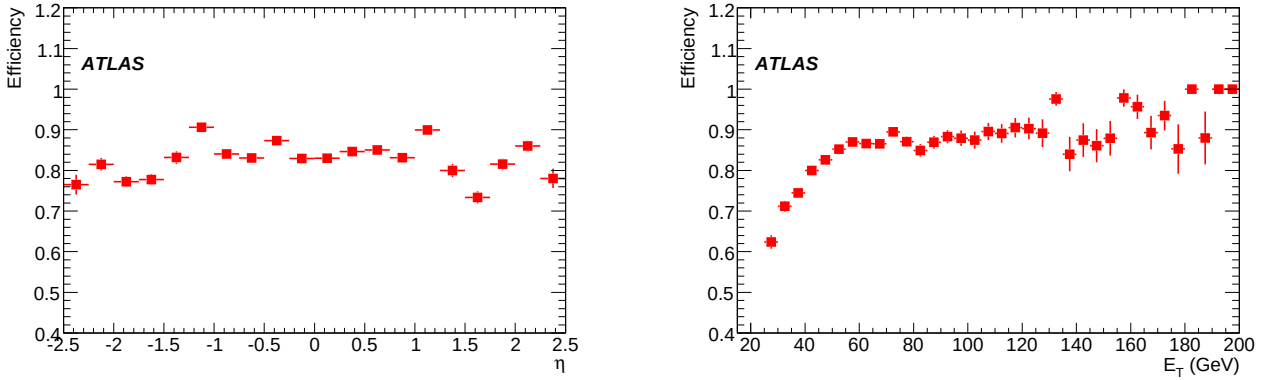


Fig. 5.6: Efficacité de l'identification calorimétrique des photons en fonction de la pseudo-rapidité (à gauche) et de l'énergie transverse (à droite) pour une géométrie déformée et en présence de pile-up (correspondant à une luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) [1]

Réjection des jets

Les études de réjection sont réalisées en utilisant un échantillon de jets pré-filtrés contenant les processus QCD pertinents pour des impulsions transverses $p_T > 15 \text{ GeV}$. Un filtre est appliqué au niveau du générateur : La somme des énergies transverses de toutes les particules stables (exceptés muons et neutrinos) dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.12 \times 0.12$ doit être supérieure à 17 GeV . Un échantillon d'environ 3 000 000 de tels événements jet/jet a été utilisé pour les études de réjection.

La réjection des jets pré-filtrés est définie comme :

$$R = \frac{N_{\text{jet}}}{N_{\text{faux photons}}} \frac{N_1}{N_2} \frac{1}{\epsilon_{\text{filtre}}} \quad (5.2)$$

où N_{jet} est le nombre total de jets reconstruits dans l'échantillon de normalisation (généré de la même façon que l'échantillon reconstruit mais sans appliquer de filtre) en utilisant les particules hadroniques au niveau du générateur dans un cône de taille $\Delta R = 0.4$, $N_2 = 400\,000$ est le nombre d'événements utilisés dans cet échantillon de normalisation, $N_{\text{faux photons}}$ est le nombre de faux photons dans l'échantillon reconstruit (filtré) (les candidats photons qui correspondent à des vrais photons issus de l'interaction

primaire ou de Bremsstrahlung de quark sont éliminés), $N_1 = 3\,095\,900$ est le nombre d'évènements analysés dans l'échantillon de reconstruction et $\epsilon_{\text{filtre}} = 0.082$ est l'efficacité du filtre appliqué au niveau du générateur pour l'échantillon de jets.

Le quark ou le gluon qui initie le jet est choisi comme étant celui de plus grande énergie transverse parmi tous les quarks et gluons vrais dans un cône de $\Delta R = 0.4$ autour du jet reconstruit. Les résultats obtenus pour la réjection sont présentés dans le tableau 5.3 dans le cas où l'on applique une coupure sur l'énergie transverse $E_T > 25$ GeV sur les photons et jets reconstruits et dans le tableau 5.4 dans le cas où cette coupure est $E_T > 40$ GeV.

		Tous	Quark-jets	Gluon-jets
Avant isolation	$N_{\text{faux photons}}/N_1$	$(5.43 \pm 0.13) \cdot 10^{-4}$	$(3.87 \pm 0.11) \cdot 10^{-4}$	$(1.44 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}$
	Réjection	5070 ± 120	1770 ± 50	15000 ± 700
Après isolation	$N_{\text{faux photons}}/N_1$	$(3.38 \pm 0.10) \cdot 10^{-4}$	$(2.47 \pm 0.08) \cdot 10^{-4}$	$(0.78 \pm 0.49) \cdot 10^{-4}$
	Réjection	8160 ± 250	2760 ± 100	27500 ± 2000

Tab. 5.3: Facteurs de réjection mesurés en utilisant des jets inclusifs reconstruits avec $E_T > 25$ GeV - Pour $|\eta| < 1.37$ et $1.52 < |\eta| < 2.37$, $N_{\text{jet}}/N_2 = 0.226$ [1]

		Tous	Quark-jets	Gluon-jets
Avant isolation	$N_{\text{faux photons}}/N_1$	$(1.16 \pm 0.06) \cdot 10^{-4}$	$(8.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$	$(2.8 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$
	Réjection	4400 ± 230	1610 ± 100	15000 ± 1600
Après isolation	$N_{\text{faux photons}}/N_1$	$(6.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$	$(4.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$	$(1.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$
	Réjection	7800 ± 540	2900 ± 240	28000 ± 4000

Tab. 5.4: Facteurs de réjection mesurés en utilisant des jets inclusifs reconstruits avec $E_T > 40$ GeV - Pour $|\eta| < 1.37$ et $1.52 < |\eta| < 2.37$, $N_{\text{jet}}/N_2 = 0.042$ [1]

Le taux de faux photons (fake rate), défini comme l'inverse du facteur de réjection, est représenté sur la figure 5.7 en fonction de la pseudo-rapacité pour des jets d'énergie transverse $E_T > 25$ GeV. On peut voir une légère augmentation de ce taux en fonction de η due à l'augmentation de la matière en amont du calorimètre électromagnétique qui impose des coupures moins sévères pour conserver une efficacité constante.

La figure 5.8 montre la distribution de l'énergie transverse des jets et des jets identifiés comme photons avant et après les coupures d'isolation des traces. On voit que dans le cas où l'on utilise une normalisation basée sur des jets non corrigés simulés par ATLFAST (simulation rapide, on y reviendra dans le chapitre 6), comme cela était fait dans les études précédentes, la réjection est environ 30% plus faible pour $E_T = 25$ GeV.

π^0 et jets

La figure 5.9 montre la fraction de π^0 contenus dans les jets identifiés comme photons dans trois niveaux de coupures différents : Dans le cas où aucune coupure n'est appliquée (tous les objets élec-

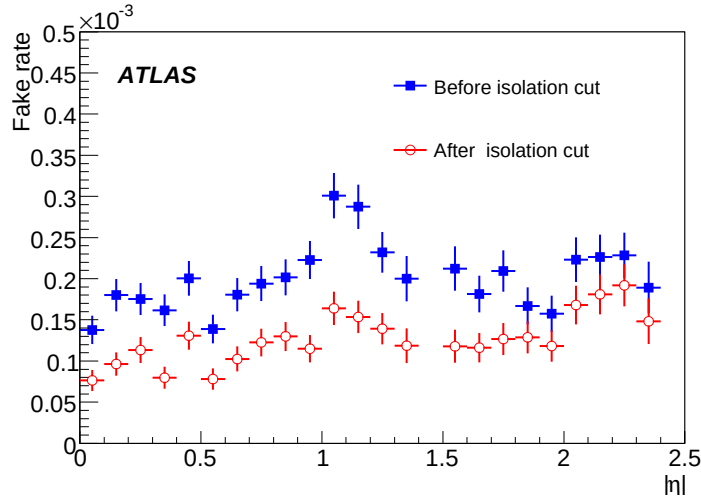


Fig. 5.7: Taux de mauvaises identifications de jets en fonction de la pseudo-rapidité pour des jets de $E_T > 25$ GeV [1]

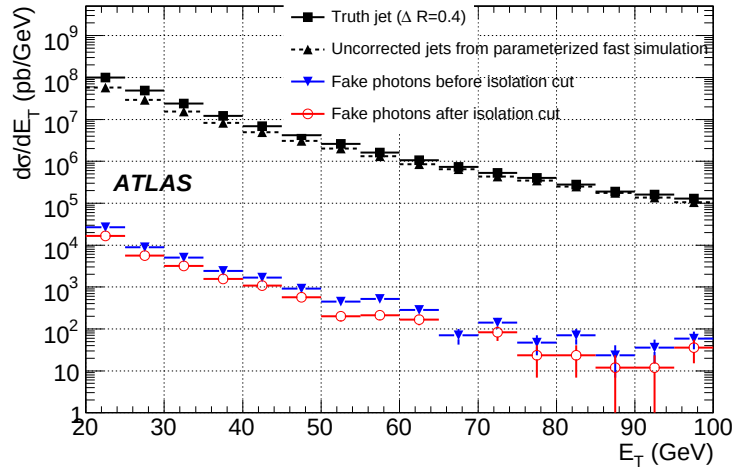


Fig. 5.8: Distribution de l'énergie transverse pour les jets générés (carrés pour la simulation complète et triangles pour la simulation rapide non corrigée) et pour les jets identifiés comme photons avant (triangles inversés) et après (cercles) les coupures d'isolation des traces [1]

tromagnétiques reconstruits sont considérés : objets photons et objets électrons), dans le cas où l'on applique la coupure sur les fuites hadroniques et sur le second compartiment du calorimètre électromagnétique (Had+S2) et dans le cas où l'on applique toutes les coupures d'identification calorimétrique (Had+S2+S1). On dit qu'un faux photon provient d'un π^0 si l'énergie du vrai π^0 le plus énergétique dans un cône de $\Delta R = 0.2$ autour du cluster électromagnétique a une énergie supérieure à 80% de l'énergie du cluster électromagnétique. La figure montre que la contribution dominante au bruit de fond provient des π^0 . Après avoir appliqué toutes les coupures d'identification, les π^0 représentent environ 70% des faux candidats photons.

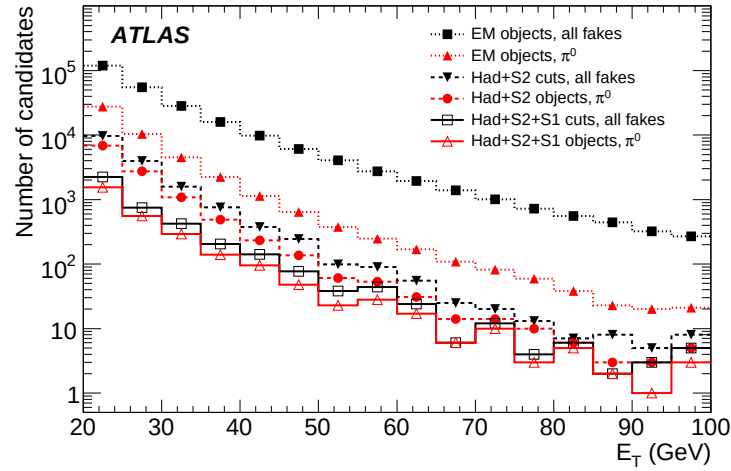


Fig. 5.9: Distribution de l'énergie transverse des faux candidats photons dans les jets pour différents niveaux de coupures. La contribution provenant des π^0 est également montrée [1]

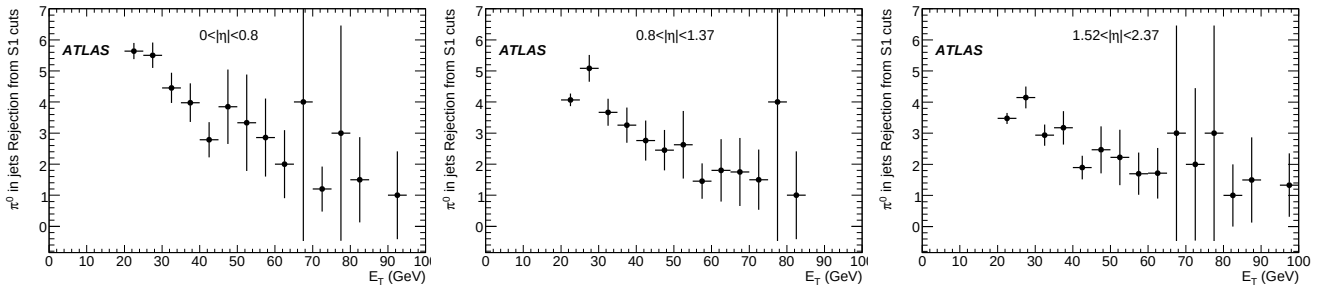


Fig. 5.10: Distributions du facteur de réjection des coupures sur les variables utilisant le premier compartiment du calorimètre électromagnétique (strips) pour des candidats venant de π^0 et passant les coupures sur les fuites hadroniques et les coupures utilisant le second compartiment du calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie transverse pour différentes régions en η [1]

La figure 5.10 montre le facteur de réjection des coupures sur les variables utilisant le premier compartiment du calorimètre électromagnétique (strips) pour des candidats venant de π^0 et passant les coupures sur les fuites hadroniques et les coupures utilisant le second compartiment du calorimètre électromagnétique. Le pouvoir de réjection diminue quand l'énergie augmente, ce qui était attendu étant donné que l'angle d'ouverture entre les deux photons issus de la désintégration du π^0 diminue quand l'énergie augmente. On peut aussi remarquer que la réjection est meilleure dans la partie centrale du tonneau puisque la quantité de matière en amont du calorimètre est plus petite qu'à plus grande pseudo-rapacité et puisque l'angle d'ouverture entre les deux photons est plus important dans la partie tonneau que dans la partie bouchon pour une même impulsion transverse du π^0 . On peut vérifier cela en comparant la distribution de l'efficacité des coupures d'identification calorimétrique en fonction de la pseudo-rapacité pour des singles photons et des singles π^0 de $E_T = 40$ GeV (fig. 5.11) : On voit que pour la partie centrale du tonneau la réjection est légèrement supérieure à 3, ce qui est en accord avec les résultats précédents [4] et les mesures en faisceau test (fig. 5.12) où une réjection moyenne de 3.54 ± 0.12 a été mesurée [5].

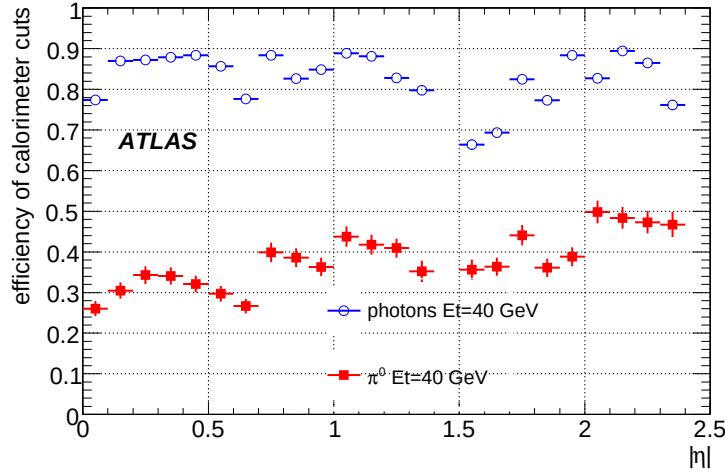


Fig. 5.11: Efficacité des coupures d'identification calorimétrique en fonction de la pseudo-rapidity pour des single photons et des single π^0 d'énergie transverse $E_T = 40$ GeV sans pile-up mais avec une géométrie déformée [1]

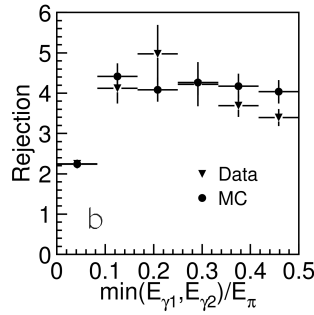


Fig. 5.12: Réjection des π^0 mesurée en bin de $\min(E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2})/E_{\pi^0}$ pour les données du test en faisceau et la simulation Monte Carlo [5]

5.3.4 Réjection utilisant les conversions

On peut avoir une réjection supplémentaire entre vrais photons reconstruits et jets reconstruits comme photons en utilisant l'information sur les conversions de photons reconstruites dans le détecteur interne. Comme on l'a dit précédemment, après l'application des coupures d'identification, les π^0 correspondent à 70% des jets identifiés comme photons or un π^0 se désintègre principalement en deux photons. On peut donc comparer le signal laissé dans le détecteur par un photon et celui laissé par un $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ dans le cas où les photons se convertissent.

Désintégration des pions neutres

Les pions neutres se désintègrent majoritairement en deux photons : $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Supposons que le pion se propage le long de l'axe Oz et que la désintégration se fasse dans plan xOz. Alors on peut écrire

les quadri-impulsions des deux photons comme :

$$\begin{cases} p_1 = (E_1, -E_1 \sin \theta_1, 0, E_1 \cos \theta_1) \\ p_2 = (E_2, E_2 \sin \theta_2, 0, E_2 \cos \theta_2) \end{cases} \quad (5.3)$$

On peut donc écrire :

$$(p_1 + p_2)^2 = m_{\pi^0}^2 = 4E_1 E_2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (5.4)$$

L'angle minimal de désintégration est obtenu pour $E_1 = E_2 = \frac{E_{\pi^0}}{2}$ ce qui conduit donc à :

$$\theta_{\min} = 2 \arcsin \frac{m_{\pi^0}}{E_{\pi^0}} \quad (5.5)$$

Plus l'énergie du π^0 est importante, plus l'angle minimal de désintégration est petit (fig. 5.14). Pour un π^0 de 40 GeV on a par exemple $\theta_{\min} = 6.75 \cdot 10^{-3}$.

On peut également calculer la distribution de $\frac{E_{max} - E_{min}}{E_{max}}$, où E_{max} est l'énergie du photon le plus énergétique et E_{min} l'énergie du photon le moins énergétique, en fonction de l'angle d'ouverture des deux photons :

$$\frac{\Delta E}{E_{max}} = \frac{2E_{max} - E_{\pi^0}}{E_{max}} \quad (5.6)$$

avec

$$E_{max} = \frac{E_{\pi^0} \sin^2 \frac{\theta}{2} + \sqrt{(E_{\pi^0}^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} - m_{\pi^0}^2) \sin^2 \frac{\theta}{2}}}{2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad (5.7)$$

La figure 5.13 montre les distributions de $\frac{\Delta E}{E_{max}}$ en fonction de l'angle θ d'ouverture des deux photons pour des π^0 de différentes énergies. On voit que les deux photons émis sont très proches l'un de l'autre et d'autant plus proches que l'énergie du π^0 est élevée. Les deux photons sont suffisamment proches pour être contenus dans le même cluster, même si l'un des deux photons emporte la plus grande fraction de l'énergie du π^0 .

Si au moins l'un des deux photons se convertit et si au moins une conversion est reconstruite et associée au cluster électromagnétique, on pourra se servir de la variable p/E où p est la somme des impulsions des deux traces de la conversion et E est l'énergie du cluster électromagnétique.

La somme des impulsions des deux traces de la conversion dépend de la fraction d'énergie emportée par le photon issu de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ dont la conversion est reconstruite.

La distribution de la différence des impulsions des deux photons issus de la désintégration du π^0 sur l'impulsion du photon d'énergie maximale, $\Delta p/p_{max}$, est piquée à 1 (fig. 5.15 pour des π^0 d'énergie transverse $E_T = 40$ GeV), de sorte qu'il est plus probable qu'un photon emporte la plus grande fraction de l'énergie du π^0 .

La distribution de p/E obtenue pour des π^0 d'énergie transverse $E_T = 40$ GeV en utilisant l'information du Monte Carlo pour les traces (courbe noire de la fig. 5.16) est en effet piquée à 1, mais avec une grande queue vers les petites valeurs de p/E : si les deux photons issus de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ emportent la même énergie, on devrait avoir $p/E \approx 0.5$, si l'un des deux photons emporte toute l'énergie on devrait avoir $p/E \approx 1$ et dans les cas intermédiaires où les deux photons emportent des fractions d'énergie différentes, $p/E < 0.5$ si la conversion reconstruite et associée au cluster provient du photon le moins

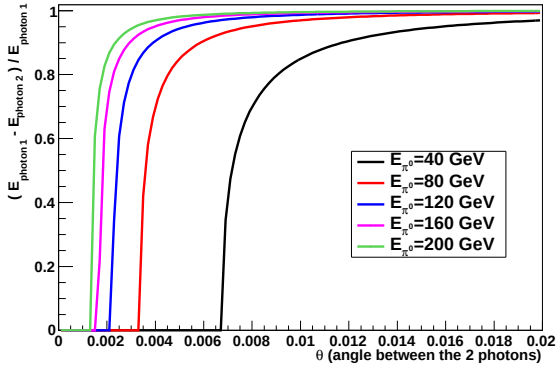


Fig. 5.13: Distributions de la différence des énergies des deux photons issus de la désintégration du π^0 sur l'énergie du photon le plus énergétique en fonction de l'angle d'ouverture des deux photons

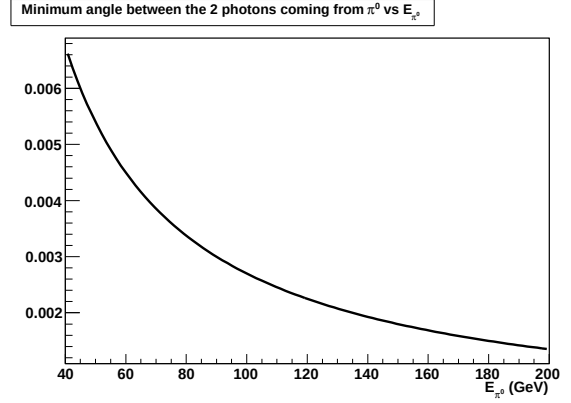


Fig. 5.14: Distribution de l'angle minimal d'ouverture des deux photons issus de la désintégration du π^0 (en radians) en fonction de l'énergie de ce dernier

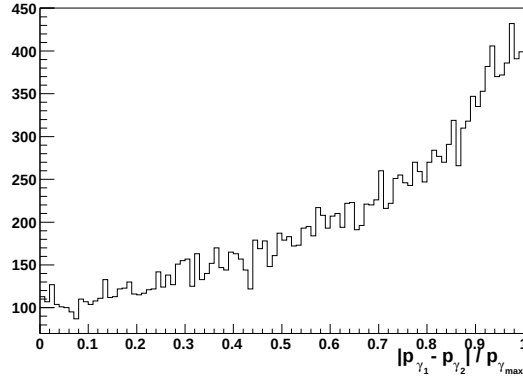


Fig. 5.15: Distribution de la différence des impulsions des deux photons issus de la désintégration du π^0 sur l'impulsion du photon le plus énergétique : $\Delta p / p_{\max}$

énergétique et $p/E > 0.5$ si la conversion reconstruite et associée au cluster provient du photon le plus énergétique.

La distribution de p/E tracée en utilisant les impulsions des traces reconstruites diffère de la distribution vraie (courbe rouge de la fig. 5.16) : Les paires d'électrons/positrons provenant de la conversion rayonnent des photons par Bremsstrahlung et leur énergie est donc diminuée, ce qui explique que la distribution soit décalée vers les petites valeurs de p/E .

Utilisation de p/E

On va maintenant voir comment l'on peut utiliser la variable p/E pour séparer les photons de pions neutres et ainsi augmenter le pouvoir de réjection des jets.

- Un photon simple qui se convertit donne deux traces dans le détecteur interne et un cluster électro-

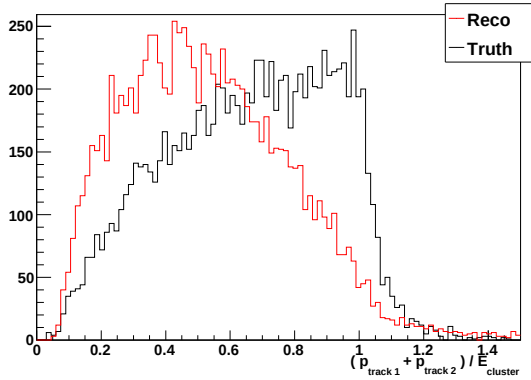


Fig. 5.16: Distribution de la somme des impulsions des deux traces de la conversion (reconstruites en rouge et vraies en noir) sur l'énergie du cluster électromagnétique pour des π^0 avec $E_T = 40$ GeV

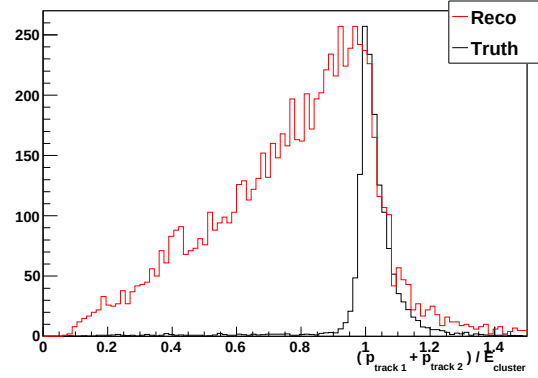


Fig. 5.17: Distribution de la somme des impulsions des deux traces de la conversion (reconstruites en rouge et vraies en noir) sur l'énergie du cluster électromagnétique pour des photons avec $E_T = 40$ GeV (Normalisé au maximum)

magnétique dont l'énergie est environ égale à la somme des énergies de l'électron et du positron. En effet les conversions reconstruites à deux traces sont relativement symétriques et les deux particules issues de la conversion de photon sont généralement contenues dans le même cluster (voir le chapitre 4 sur les conversions pour plus de détails), de sorte que la somme des impulsions des deux traces est environ égale à l'énergie du cluster. On aura donc $p/E \approx 1$ (fig. 5.17).

- Un photon converti provenant de la désintégration de π^0 donne également deux traces dans le détecteur interne et un cluster électromagnétique. Cependant ce cluster électromagnétique contient aussi la contribution du deuxième photon issu de la désintégration du π^0 de sorte que la somme des impulsions des deux traces de la conversion n'est plus égale à l'énergie du cluster mais dépend de la fraction d'énergie emportée par le photon issu de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ dont la conversion est reconstruite. Par exemple, si les deux photons issus de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ emportent la même énergie, on devrait avoir $p/E \approx 0.5$ (fig. 5.16).

On peut donc utiliser la variable p/E , où p est la somme des impulsions des deux traces, comme variable discriminante entre vrais photons reconstruits et jets reconstruits comme photons.

Les distributions de p/E sont données sur la figure 5.18 pour les objets photons convertis à deux traces issus d'événements γ/jet avant et après l'application des coupures d'identification et d'isolation des traces : La courbe noire correspond aux vrais photons reconstruits, la courbe rouge correspond aux jets reconstruits comme photons et la courbe bleue correspond aux π^0 simples contenus dans les jets et emportant aux moins 80% de l'énergie du cluster électromagnétique. La figure 5.19 donne les mêmes distributions pour des événements photons simples et π^0 simples générés avec une énergie transverse fixe de $E_T = 40$ GeV à titre de comparaison.

Les distributions sont bien différentes pour les photons et les jets. La distribution de p/E est piquée à 1 pour les photons et possède une longue queue vers les faibles p/E alors qu'elle est décalée vers les faibles valeurs de p/E pour les jets mais n'est cependant pas plate : les faibles valeurs de p/E sont favorisées. Ce décalage ainsi que la queue à bas p/E est dû au fait que les électrons de conversion perdent

une fraction de leur énergie par bremsstrahlung : L'impulsion des électrons est alors diminuée, cependant les photons rayonnés sont en général contenus dans le cluster électromagnétique, ce qui entraîne que l'énergie de ce cluster reste environ constante de sorte que p/E diminue.

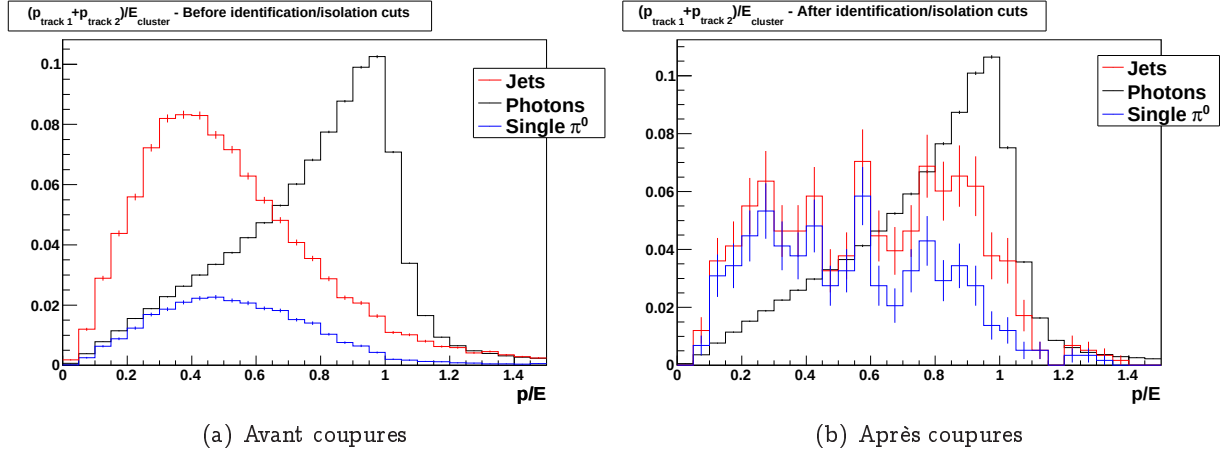


Fig. 5.18: Distribution de la variable p/E pour les objets photons convertis à deux traces, où p est la somme des impulsions de chacune des deux traces de la conversion et E est l'énergie du cluster électromagnétique (une coupure sur l'énergie transverse du cluster $E_T > 25$ GeV est appliquée). En noir pour les vrais photons reconstruits, en rouge pour les jets reconstruits comme photons et en bleu pour les π^0 emportant au moins 80% de l'énergie du cluster. Les distributions sont normalisées à une aire unité (sauf les distributions pour les π^0 qui ont la même normalisation que les jets) et sont données avant et après l'application des coupures d'identification et d'isolation des traces

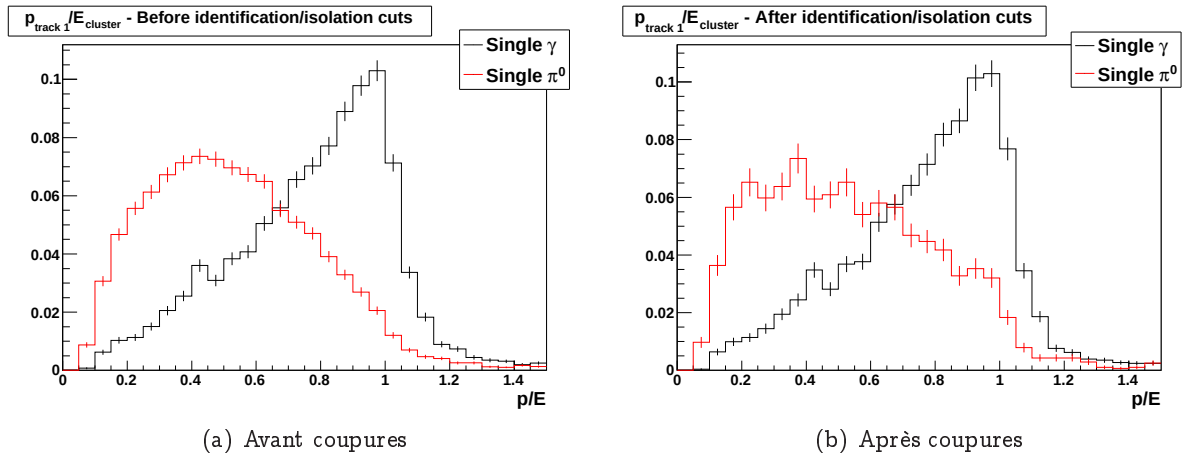


Fig. 5.19: Distribution de la variable p/E pour les objets photons convertis à deux traces, où p est la somme des impulsions de chacune des deux traces de la conversion et E est l'énergie du cluster électromagnétique (une coupure sur l'énergie transverse du cluster $E_T > 25$ GeV est appliquée). En noir pour les single photons avec $E_T = 40$ GeV, en rouge pour les π^0 avec $E_T = 40$ GeV. Les distributions sont normalisées à une aire unité et sont données avant et après l'application des coupures d'identification et d'isolation des traces

Effet des coupures d'identification

On remarque que l'application des coupures d'identification et d'isolation modifie les distributions de la variable p/E : Les valeurs intermédiaires de p/E sont défavorisées. Pour comprendre cet effet, nous avons généré et reconstruit des événements π^0 simples à énergie fixe de 60 GeV et 200 GeV, pour découpler les deux effets d'augmentation de l'énergie du pion et d'augmentation de la matière en amont du calorimètre, tous les deux augmentant avec la pseudo-rapidité.

Si l'on regarde tout d'abord la distribution de la variable p/E pour ces deux échantillons de pions neutres avant l'application des coupures d'identification (fig. 5.20), on voit qu'elle n'est pas tout à fait la même : La distribution est maximale vers $p/E \approx 0.5$ pour des π^0 de 60 GeV et vers $p/E \approx 0.3$ pour des π^0 de 200 GeV.

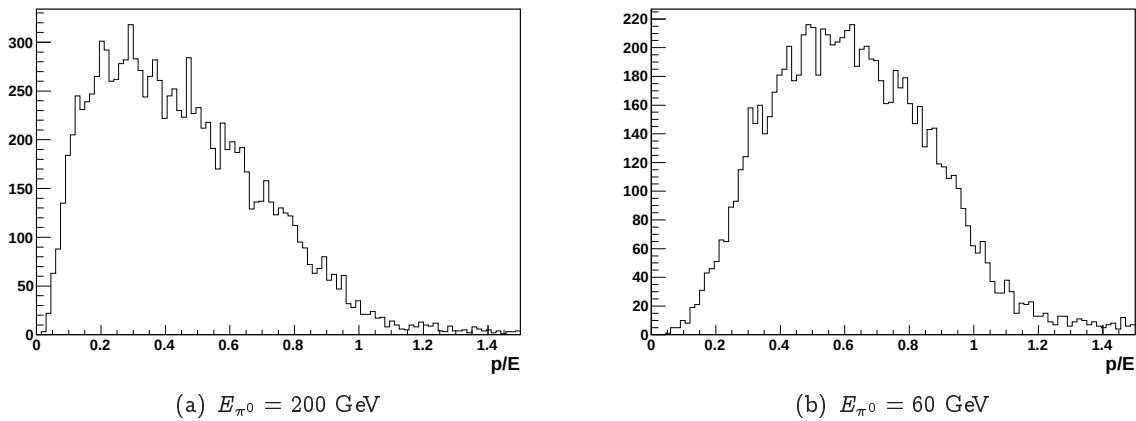


Fig. 5.20: Distribution de p/E pour les photons convertis à deux traces et pour les deux échantillons de π^0

Pour comprendre ceci, on peut noter que la distribution de la somme des impulsions des deux traces des conversions reconstruites et associées à des conversions vraies de photons issus de désintégration de π^0 (fig. 5.21, courbes noires) est maximale pour des valeurs $p_{\text{trace } 1} + p_{\text{trace } 2} \approx 20$ GeV avec des longues queues pour les valeurs supérieures, dû aux pertes d'énergie par bremsstrahlung, et une décroissance rapide pour les valeurs inférieures, liée au fait qu'il est plus difficile de reconstruire des conversions de faible énergie (fig. 5.23).

Si on regarde maintenant la distribution de cette même variable $p_{\text{trace } 1} + p_{\text{trace } 2}$ pour des conversions reconstruites et associées à des clusters électromagnétiques (c'est à dire si l'on regarde des objets photons convertis), on peut remarquer (fig. 5.22) que les distributions de $p_{\text{trace } 1} + p_{\text{trace } 2}$ sont déformées par rapport au cas précédent (où l'on ne regardait pas si la conversion reconstruite était associée à un cluster électromagnétique). Ceci est dû au fait que l'association conversion-cluster fait intervenir des coupures angulaires dans la direction ϕ entre le cluster électromagnétique et l'extrapolation du photon obtenu en combinant les deux traces de la conversion ($\Delta\phi < 0.05$). En effet, moins le photon converti est énergétique, plus la paire e^+e^- s'ouvre dans la direction ϕ , moins la direction obtenue en combinant les deux traces est précise et plus la probabilité que la direction donnée par l'extrapolation s'éloigne de la direction du cluster est grande (fig. 5.24) : Les photons convertis de faible énergie sont moins facilement associés aux clusters électromagnétiques.

On constate donc que la forme de la distribution de p/E après application des coupures d'identification

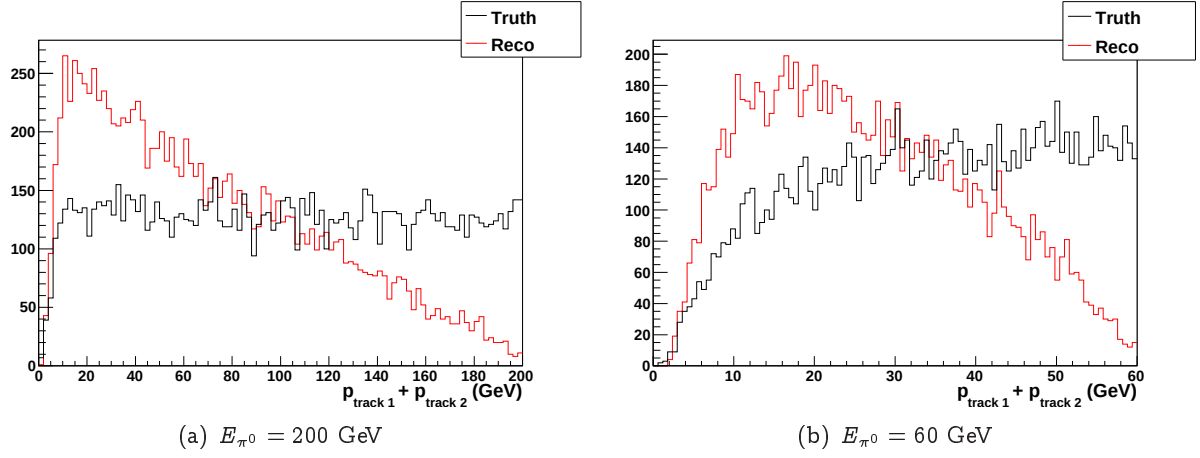


Fig. 5.21: Distribution de la somme des impulsions des deux traces pour des conversions associées à des conversions vraies de photons issus de désintégration de π^0 , en utilisant les impulsions des traces reconstruites en rouge et vraies en noir

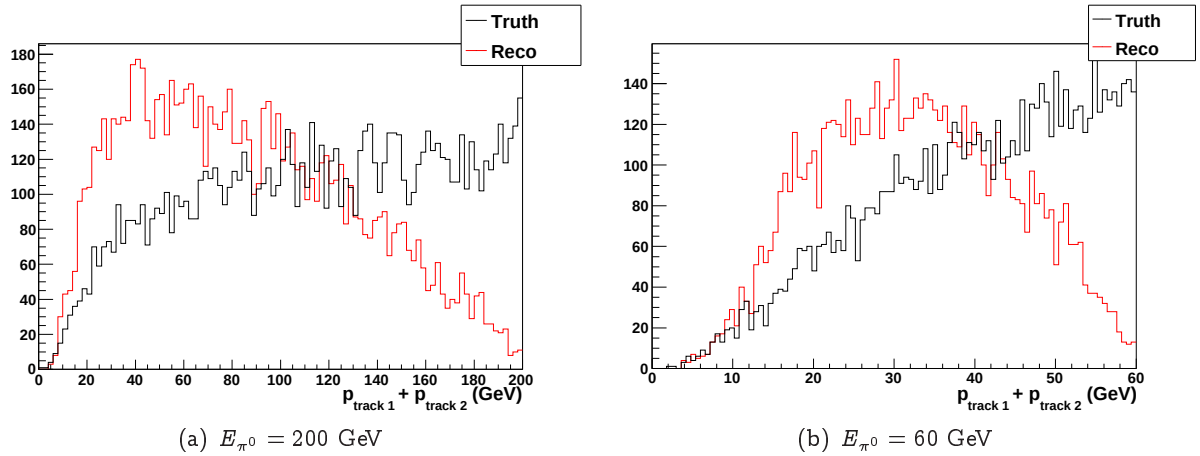


Fig. 5.22: Distribution de la somme des impulsions des deux traces pour des conversions associées à des conversions vraies de photons issus de désintégration de π^0 , en utilisant les impulsions des traces reconstruites en rouge et vraies en noir. On ne regarde ici que les conversions associées à des clusters électromagnétiques

est plus proche de celle obtenue pour des π^0 de 200 GeV que celle obtenue pour des π^0 de 60 GeV. Les coupures d'identification coupent d'avantage les π^0 de basse énergie que les π^0 de grande énergie car ils conduisent à des gerbes plus larges car leur ouverture angulaire est plus grande. On peut mettre ceci en évidence en regardant par exemple la variable `frac1` utilisée dans les coupures d'identification. La figure 5.25 montre l'évolution de cette variable en fonction de η pour les deux échantillons de π^0 : On constate que `frac1` augmente avec η car la matière augmente avec η , mais on remarque aussi que `frac1` est plus grand pour des π^0 de plus faible énergie car ils conduisent à des gerbes plus larges. La figure 5.26 montre l'évolution de cette variable en fonction de l'énergie du photon qui se convertit : On remarque que pour des π^0 d'énergie $E = 200$ GeV, `frac1` est environ constante et ne diminue que légèrement lorsque le photon est d'énergie minimale ou maximale, c'est à dire lorsque le π^0 se désintègre asymétriquement (la

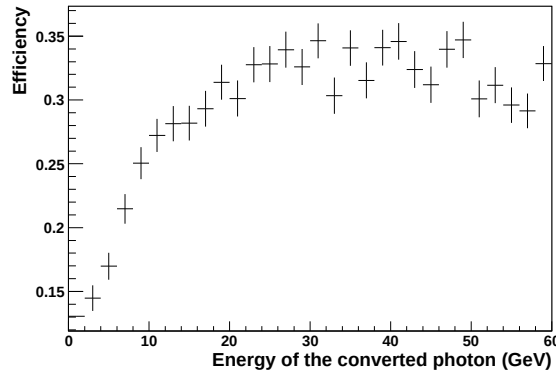


Fig. 5.23: Efficacité de reconstruction des conversions à deux traces en fonction de l'énergie du photon converti pour des photons venant de π^0 , pour des π^0 avec $E = 60$ GeV

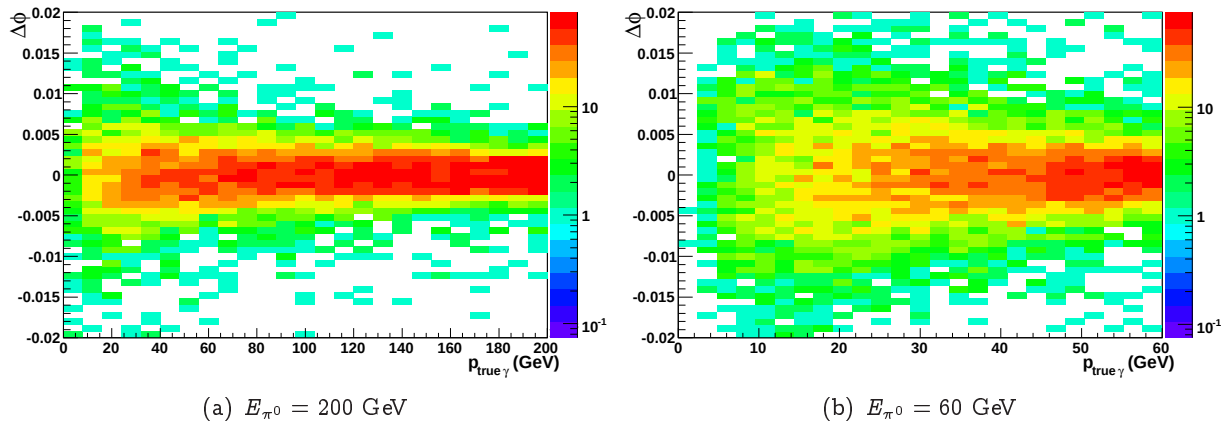


Fig. 5.24: Distribution de la différence en ϕ entre l'extrapolation, dans le second compartiment du calorimètre EM, de la combinaison des deux traces reconstruites de la conversion et la direction du π^0 généré en fonction de l'impulsion vraie du photon converti

conversion reconstruite et associée au photon peut indifféremment venir du photon le plus ou le moins énergétique). L'un des deux photons emporte alors toute l'énergie du π^0 et conduit à une gerbe plus fine. Pour des π^0 d'énergie $E = 60$ GeV, on voit clairement que la largeur de la gerbe est maximale lorsque le π^0 se désintègre symétriquement en deux photons (chaque photon emporte la moitié de l'énergie du π^0).

On peut finalement vérifier que les coupures d'identification coupent d'avantage les π^0 de faible énergie que ceux de grande énergie et donc expliquer la déformation de la distribution de p/E lorsque l'on applique ces coupures. la figure 5.27 montre la distribution de p/E pour chaque échantillon de π^0 avant et après l'application des coupures d'identification.

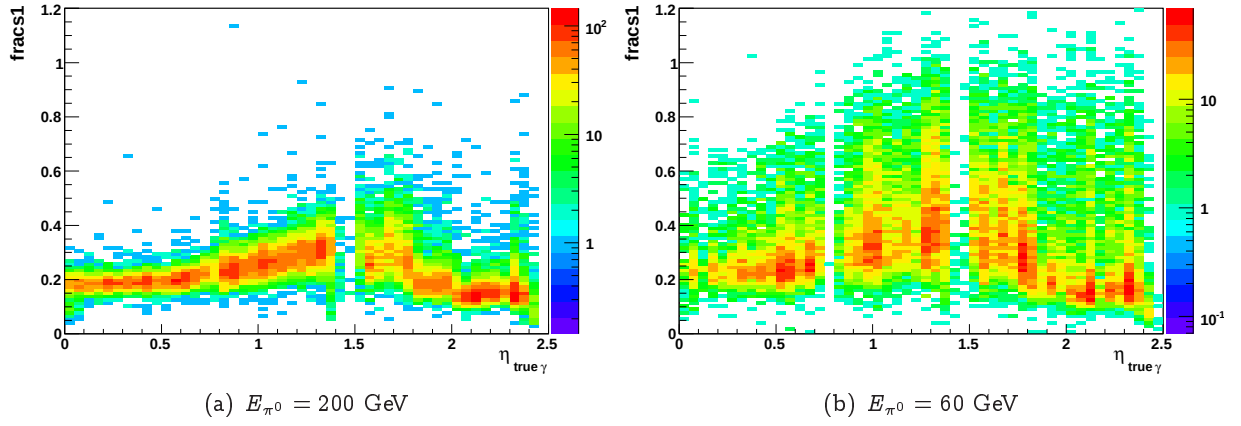


Fig. 5.25: Distribution de la variable frac1 en fonction de η du photon converti venant du vrai π^0 pour les deux échantillons de π^0

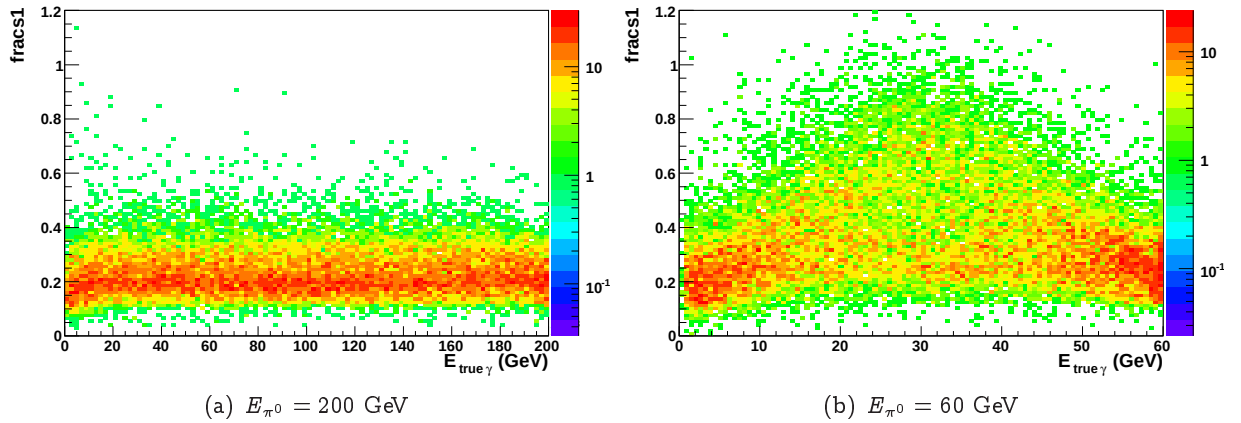


Fig. 5.26: Distribution de la variable frac1 en fonction de l'énergie du photon converti venant du vrai π^0 pour les deux échantillons de π^0

Origine du pic $p/E \approx 1$

On peut également remarquer la présence d'un pic vers $p/E = 0.8 - 0.9$ dans la distribution de p/E pour les jets reconstruits comme des photons après application des coupures d'identification et d'isolation (fig. 5.18 (b)). Si l'on regarde la distribution de p/E en utilisant les traces vraies et après application des coupures d'isolation (fig. 5.28), on voit que ce pic est très marqué à $p/E = 1$. Ce pic est principalement dû à des photons de grande énergie émis par rayonnement de bremsstrahlung de quarks de jets. En effet, 80% des événements avec $p/E > 0.9$ sont des photons provenant de quarks, les 20% restant sont des photons venant de désintégration de η , η' et ω .

Avec les méthodes d'identification calorimétrique et d'isolation des traces utilisées pour l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ et décrites ici, l'efficacité d'identification est de 83.6% pour une géométrie déformée et en présence de pile-up. L'isolation des traces permet une réjection de 1.5-2 supplémentaire avec une perte

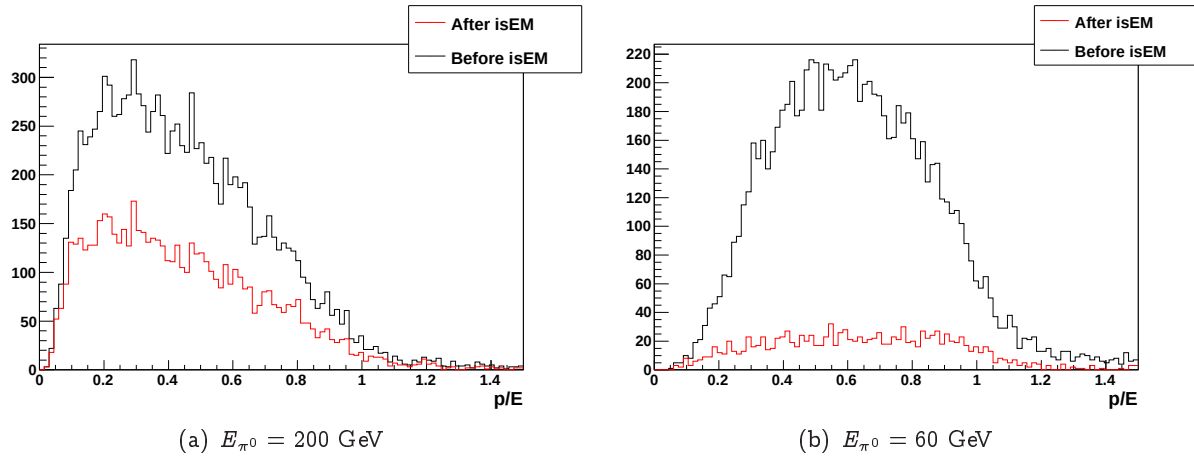


Fig. 5.27: Distribution de p/E pour les conversions à deux traces associées aux photons reconstruits avant et après les coupures d'identification

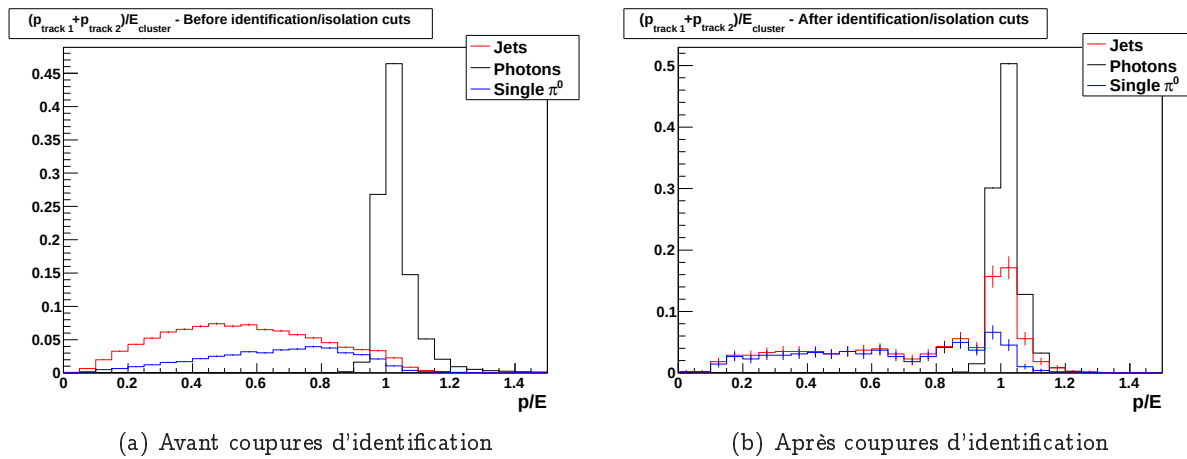


Fig. 5.28: Distribution de la variable p/E pour les objets photons convertis à deux traces, où p est la somme des impulsions de chacune des deux traces vraies de la conversion et E est l'énergie du cluster électromagnétique (une coupure sur l'énergie transverse du cluster $E_T > 25 \text{ GeV}$ est appliquée). En noir pour les vrais photons reconstruits, en rouge pour les jets reconstruits comme photons et en bleu pour les π^0 emportant au moins 80% de l'énergie du cluster. Les distributions sont normalisées à une aire unité et sont données avant et après l'application des coupures d'identification et d'isolation des traces

d'efficacité faible.

L'information sur les conversions de photons peut aussi être utilisée pour améliorer la réjection γ/π^0 . En effet, la variable p/E permet de discriminer les photons des pions neutres et peut être utilisée par des méthodes d'identification/réjection multivariées.

5.4 Correction de la direction des photons

5.4.1 Fit itératif

Une mesure précise de la direction des photons est très importante pour améliorer la résolution en masse du boson de Higgs : Une méthode itérative est utilisée pour cela. On réalise un fit linéaire (schématisé sur la figure 5.29) utilisant : La structure multi-couche du calorimètre électromagnétique, la position du vertex de conversion selon certains critères et la position du vertex primaire reconstruit par le tracker et choisi parmi les vertex à haute luminosité. Trois étapes successives sont réalisées :

- 1^{ère} étape : On réalise tout d'abord un fit linéaire utilisant le vertex primaire nominal (avec une incertitude de 56mm) le presampler et les deux premiers compartiments du calorimètre électromagnétique utilisant la position en η et le barycentre radial de la gerbe du photon dans chacun des compartiments pour chacun des deux photons. Ces profondeurs de gerbes ont été déterminées à partir de la simulation et paramétrées par les fonctions polynômiales suivantes :

$$\begin{aligned} \text{Profondeur}_{\text{Presampler}} &= 144.3 \quad \text{si } |\eta| < 1.475 \\ \text{Profondeur}_{\text{Presampler}} &= \frac{362.5 \cdot \eta/|\eta|}{\sinh \eta} \quad \text{si } 1.475 < |\eta| < 1.8 \\ \text{Profondeur}_{\text{strips}} &= a_s + b_s \cdot \eta + c_s \cdot \eta^2 \\ \text{Profondeur}_{2^{\text{nd}} \text{ compartiment}} &= a_m + b_m \cdot \eta + c_m \cdot \eta^2 \end{aligned} \tag{5.8}$$

où les coefficients a_s , b_s , c_s , a_m , b_m et c_m sont donnés dans le tableau 5.5.

	Tonneau		Bouchons
	$ \eta < 0.8$	$ \eta > 0.8$	
a_s	1567.8	1503.2	3760
b_s	-18.975	71.716	0
c_s	-17.668	-41.008	0
a_m	1697.1	1739.1	3880
b_m	-15.311	-75.648	0
c_m	-64.153	-18.501	0

Tab. 5.5: Valeurs des coefficients utilisés pour la paramétrisation des profondeurs de gerbes dans le premier compartiment (strips) et le second compartiment du calorimètre électromagnétique. Les profondeurs sont alors mesurées en mm

La position du vertex de conversion est aussi utilisée dans certains cas que l'on va décrire un peu plus loin.

Une fois ce premier fit réalisé pour chacun des deux photons, on obtient deux valeurs de position du vertex primaire que l'on combine puis on refit chaque photon séparément en utilisant cette nouvelle position de vertex primaire.

- 2^{ème} étape : On sélectionne le vertex primaire reconstruit par le détecteur interne parmi les vertex à haute luminosité [7] puis on réalise de nouveau l'étape 1 en remplaçant le vertex nominal par ce vertex primaire reconstruit.

- 3^{ème} étape : On recommence l'étape 1 en remplaçant le vertex nominal par la position du vertex obtenue par l'étape 2.

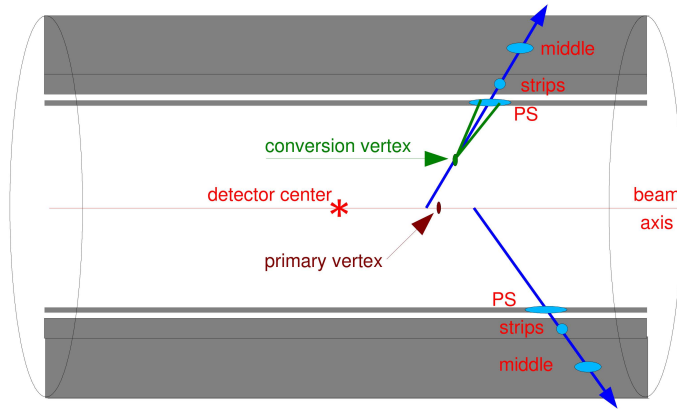


Fig. 5.29: Schéma du fit utilisé pour mesurer la direction des photons

L'utilisation du vertex primaire donne la meilleure résolution sur la position du boson de Higgs (fig. 5.30). Si l'on n'utilise pas le vertex primaire la distribution de la différence entre position reconstruite et position vraie de ce vertex primaire montre un pic étroit, dû à l'utilisation de l'information des conversions, superposé à une gaussienne d'une largeur d'environ 8mm, alors que cette distribution devient une gaussienne d'une largeur d'environ 0.07mm lorsque le vertex primaire est utilisé dans le fit. On remarque que l'ajout de pileup n'affecte pas la résolution sur cette position mais a un impact sur le nombre d'événements que l'on peut reconstruire (tab. 5.6) : La probabilité de reconstruire un mauvais vertex primaire augmente avec le pileup.

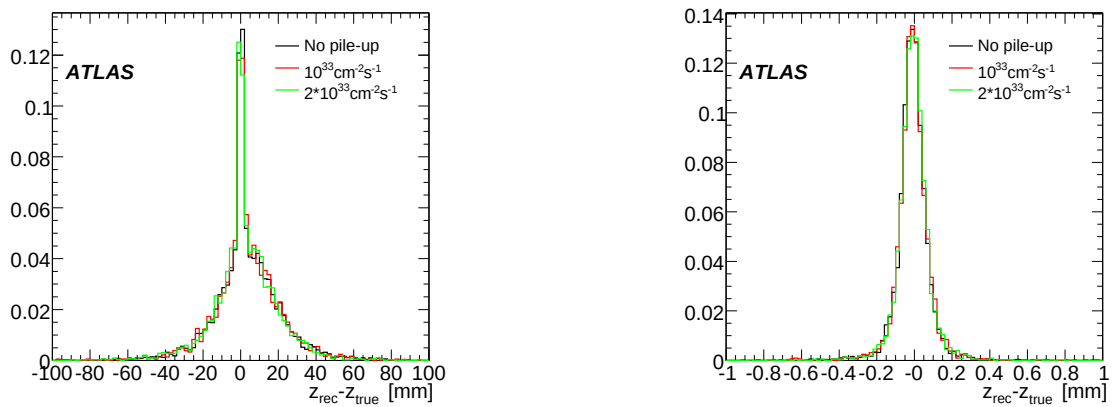


Fig. 5.30: Distribution de la différence entre position reconstruite et position vraie du vertex primaire obtenue par pointing en utilisant le calorimètre électromagnétique et l'information sur les conversions lorsque c'est possible avec l'utilisation du vertex primaire à droite et sans à gauche et pour des événements simulés sans pileup (en noir), avec pileup correspondant à une luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (en rouge) et de $2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (en vert) [1]

Luminosité	$z_H^{\text{calo}} - z_H^{\text{vrai}}$ (mm)			$z_H^{\text{calo} + \text{vertex}} - z_H^{\text{vrai}}$ (mm)		
	$\langle \rangle$	RMS	Queues (%)	$\langle \rangle$	RMS	Queues (%)
Pas de pileup	2.3	17.3	0.09	-0.008	0.10	1.2
10^{33}	3.3	17.4	0.09	-0.010	0.10	13.0
2×10^{33}	2.4	17.1	0.18	-0.007	0.10	18.3

Tab. 5.6: Performances de la reconstruction du vertex primaire dans la direction z en utilisant uniquement le calorimètre électromagnétique (pointing) et en utilisant aussi la position du vertex primaire reconstruit. La valeur moyenne $\langle \rangle$ et le RMS sont présentés ainsi que le pourcentage d'événements en dehors d'une fenêtre de $\pm 100\text{mm}$ dans le cas où seul le calorimètre est utilisé et de $\pm 1\text{mm}$ quand la position du vertex primaire reconstruit est aussi utilisée [1]

5.4.2 Utilisation de l'information donnée par les conversions

On va distinguer ici deux versions de software d'ATLAS différentes, étant donné que la reconstruction des conversions est très différente entre les deux (voir le chapitre 4 dédié aux conversions).

Version 12

Dans la version 12 (et donc pour l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ complète présentée plus loin) le fit itératif décrit précédemment utilise la position du vertex de conversion uniquement pour les photons convertis à deux traces. Dans le cas où le photon reconstruit est un photon reconstruit à une seule trace, on utilise la valeur en z du péricée de cette trace par rapport au vertex primaire.

Version 14

Dans la version 14, la présence des traces TRT standalone nécessite quelques modifications : Utiliser l'information associée à ce type de traces pourrait causer une perte de précision étant donné que l'association entre la trace et le cluster électromagnétique ne se fait, pour ce type de traces, qu'en utilisant la direction ϕ .

Plusieurs combinaisons sont possibles : On peut réaliser le fit itératif en utilisant les trois compartiments du calorimètre électromagnétique, le vertex primaire et en ajoutant la valeur en z du péricée par rapport au vertex primaire de la trace la plus proche du cluster électromagnétique (trouvée avec EMTrackMatchBuilder, voir le chap. 4) ou la position du vertex de conversion. Dans ce dernier cas, l'on sélectionne certains types de vertex de conversion : On n'utilise la position de la conversion seulement pour les photons convertis à deux traces et pour les photons convertis à une seule trace si et seulement si la trace associée à la conversion n'est pas une trace TRT standalone. On utilise les trois compartiments du calorimètre électromagnétique dans les autres cas.

Le tableau 5.7 résume les résultats obtenus par différentes méthodes : L'utilisation d'un fit itératif utilisant les trois compartiments du calorimètre électromagnétique conduit à une résolution sur la masse du boson de Higgs environ 26% meilleure que si l'on ne corrige pas la direction des photons. L'ajout de la position du vertex de conversion donne la meilleure résolution 8.5% meilleure que si l'on n'utilise que l'information calorimétrique. Cette méthode est équivalente au cas où l'on utilise en plus la position de la conversion (les conversions à une seule trace TRT standalone ne sont pas utilisées) : ceci est dû au fait que la simulation utilisée ne comporte pas de bruit d'empilement. En présence de pile-up, dans les cas

où la détermination du vertex primaire échoue, la meilleure résolution devrait être obtenue en utilisant les directions des photons corrigées en tenant compte des informations du calorimètre et de la position de la conversion.

	σ (en GeV)
Aucune correction	2.08
Calorimètre uniquement	1.53
Calorimètre et vertex primaire	1.40
Calorimètre et vertex de conversion sans vertex primaire	1.51
Calorimètre, vertex de conversion et vertex primaire	1.40

Tab. 5.7: Résolution obtenue par un fit gaussien dans l'intervalle $[-2\sigma, +3\sigma]$ autour de la valeur moyenne de la masse invariante, en n'appliquant aucune correction ou en utilisant un fit itératif pour quatre méthodes différentes : en utilisant les informations du calorimètre électromagnétique uniquement avec ou sans l'information sur la position du vertex primaire ou en utilisant les informations du calorimètre et celle de la position de la conversion avec ou sans l'information sur le vertex primaire (pour les conversions à une trace TRT standalone, la position de la conversion n'est pas utilisée)

5.5 Masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ et résolution

La masse invariante des deux photons du signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ est reconstruite en utilisant la simulation complète du détecteur avec ou sans pile-up, avec une géométrie idéale ou une géométrie déformée pour le détecteur et pour différentes valeurs de la masse du boson de Higgs. Les événements ayant au moins deux photons reconstruits d'impulsions transverses supérieures à 40 GeV et 25 GeV sont sélectionnés. Ces deux photons doivent être dans la région $0 < |\eta| < 1.37$ ou $1.52 < |\eta| < 2.37$ et doivent passer les coupures d'identification et d'isolation que l'on a détaillé précédemment. Enfin, les événements doivent aussi passer le trigger 2g20i que nous décrivons un peu plus loin.

La valeur moyenne de la masse invariante des deux photons ainsi que la résolution en masse sont obtenues en appliquant un fit Gaussien asymétrique $[m_H - 2\sigma, m_H + 3\sigma]$ au pic de masse invariante afin de réduire l'impact des queues de petite $m_{\gamma\gamma}$. La figure 5.31 présente les distributions de masse invariante obtenues en utilisant une géométrie idéale et une géométrie déformée du détecteur. Comme les coefficients utilisés pour la calibration en énergie sont calculés en utilisant la géométrie idéale, la présence de matière inerte supplémentaire en amont du calorimètre dans la géométrie déformée affecte la valeur du pic de masse invariante en la réduisant d'environ 0.2%. La résolution est quant à elle détériorée d'environ 3%. En effet, les queues augmentent sensiblement à basse énergie : Le pourcentage d'événements dont la masse invariante est à plus de 3σ de la valeur moyenne est de 3.5% si l'on utilise la géométrie idéale et de 6.8% si l'on utilise la géométrie déformée.

Le tableau 5.8 donne les valeurs de la masse invariante et de la résolution obtenues en utilisant la géométrie déformée avec ou sans pile-up correspondant à une luminosité de $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ et pour différentes valeurs de masse du boson de Higgs. La résolution relative en masse σ_m/m est proche de 1.2% en l'absence de pileup et elle est dégradée d'environ 4% lorsque le pileup est ajouté.

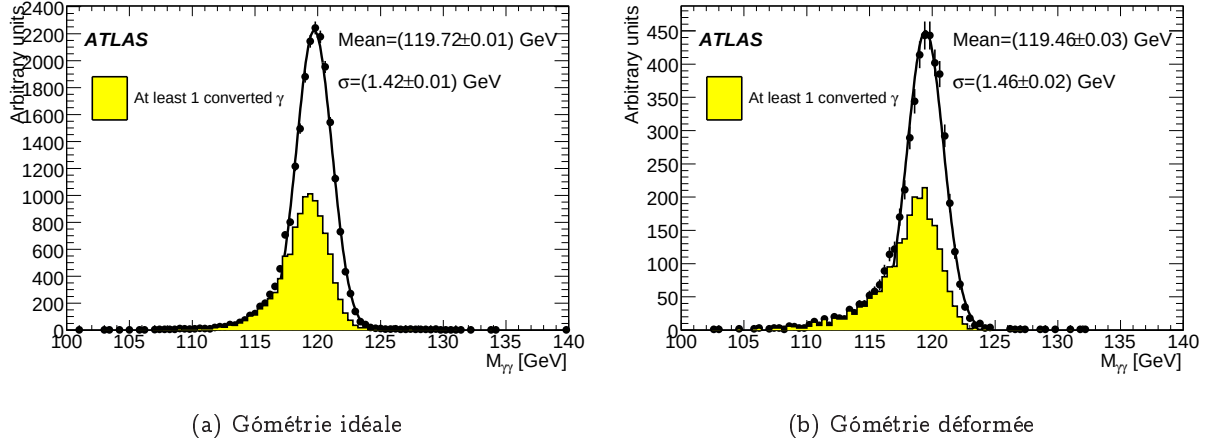


Fig. 5.31: Distributions de la masse invariante des deux photons pour un boson de Higgs généré avec une masse $m_H = 120$ GeV après l'application des coupures d'identification, isolation et en appliquant le trigger. La courbe jaune montre la proportion d'événements ayant au moins un vrai photon converti avec un rayon de conversion $R < 80$ cm [1]

	$m_H = 120$ GeV		$m_H = 130$ GeV		$m_H = 140$ GeV	
	Sans pileup	Avec pileup	Sans pileup	Avec pileup	Sans pileup	Avec pileup
L1	0.66	0.64	0.69	0.65	0.68	0.66
L2	0.54	0.52	0.55	0.52	0.56	0.53
EF	0.50	0.47	0.52	0.49	0.52	0.49
Coupures d'analyses	0.36	0.32	0.38	0.35	0.39	0.36
Intervalle de masse	0.26	0.24	0.28	0.26	0.29	0.27
$\langle m_{\gamma\gamma} \rangle$ (GeV)	119.46	119.47	129.47	129.41	139.41	139.41
$\sigma_{m_{\gamma\gamma}}$ (GeV)	1.46	1.52	1.54	1.62	1.66	1.69

Tab. 5.8: Efficacités des coupures du trigger, des coupures d'analyse inclusive et pourcentage d'événements dans l'intervalle de masse utilisé pour le fit. Masse invariante moyenne et résolution en masse déterminés par le fit Gaussien asymétrique. Les résultats sont donnés avec ou sans pileup (correspondant à une luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) et pour différentes masses de boson de Higgs [1]

5.6 Trigger

5.6.1 Premier niveau de déclenchement : L1

Au niveau de déclenchement L1, les informations issues des calorimètres électromagnétique et hadronique sont utilisées par l'intermédiaire de "tours de trigger" (trigger towers). La taille d'une tour de trigger est de $\Delta\phi \times \Delta\eta \approx 0.1 \times 0.1$: toutes les cellules contenues dans la tour sont additionnées sur toute la profondeur du calorimètre électromagnétique ou hadronique. L'algorithme de sélection de clusters électromagnétiques utilisé au niveau L1 déplace une fenêtre de 4×4 tours de trigger pour chercher un maxima local [8].

On suppose que l'objet alors considéré contient un candidat électron ou photon si :

- Le coeur du cluster constitué de 2×2 tours de trigger électromagnétiques et hadroniques doit

être un maximum local d'énergie transverse, afin d'éviter un double comptage de clusters dû au chevauchement de fenêtres.

- La plus énergétique des quatre combinaisons de deux tours électromagnétiques voisines doit passer un certain seuil.

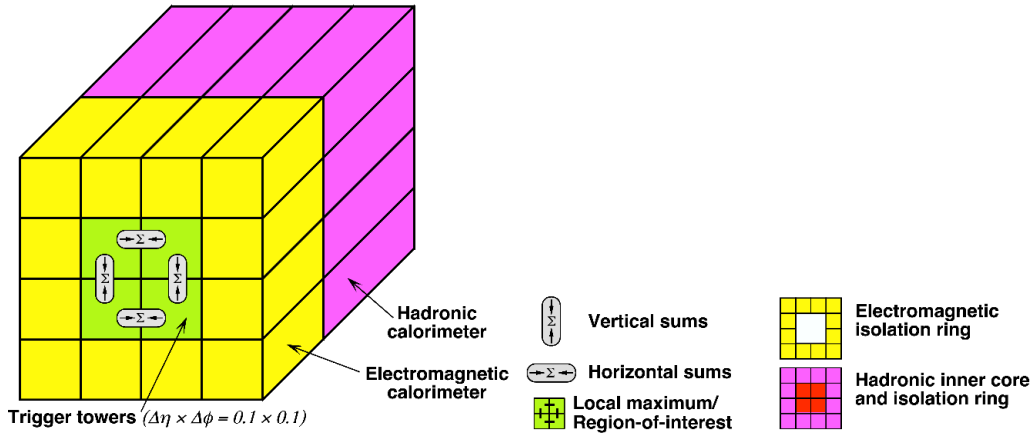


Fig. 5.32: Schéma de la fenêtre de tours de trigger utilisée pour la recherche des candidats clusters électromagnétiques au premier niveau de déclenchement L1

La figure 5.32 représente les tours de trigger qui servent au calcul des variables utilisées pour la sélection de niveau L1. On peut aussi demander en plus des critères d'isolation reposant sur les variables suivantes :

- $E_{\text{isol}}^{\text{EM}}$ L'énergie transverse totale des 12 tours électromagnétiques entourant le coeur (constitué de 2×2 tours) doit être inférieure au seuil d'isolation électromagnétique.
- $E_{\text{core}}^{\text{HAD}}$ L'énergie transverse totale des 4 tours hadroniques situées à l'arrière du coeur doit être inférieure au seuil d'isolation hadronique pour le coeur.
- $E_{\text{isol}}^{\text{HAD}}$ L'énergie transverse totale des 12 tours hadroniques entourant le coeur doit être inférieure au seuil d'isolation hadronique.

5.6.2 Second niveau de déclenchement : L2

Le niveau L2 est basé sur la région fournie par le premier niveau. Ce niveau accède à un sous-échantillon des données autour de la position de la région d'intérêt fournie par le niveau L1 (toutes les cellules sont récupérées dans une fenêtre de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.4 \times 0.4$) et lui applique des algorithmes de reconstruction spécifiques, rapides et robustes. Un algorithme de reconstruction de cluster cherche la cellule d'énergie transverse maximale dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique puis construit un cluster d'une taille de 0.075×0.175 en $\eta \times \phi$ autour de cette cellule (ce qui correspond à un cluster de 3×7 en terme de cellules). L'énergie transverse du cluster et plusieurs variables de forme de gerbe sont calculées dans les différents compartiments du calorimètre afin d'identifier les candidats photons et électrons (la sélection des électrons utilise en plus les informations du détecteur interne) :

- E_T^{had} : L'énergie transverse dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique
- R_η et R_ϕ : Les rapports des énergies dans 3×7 sur 7×7 et 3×3 sur 3×7 cellules du second compartiment respectivement.

- Le premier compartiment du calorimètre électromagnétique est aussi utilisé : Un algorithme recherche des maxima d'énergie de la gerbe dans la direction η et dans une fenêtre de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.2$. Le rapport de la différence entre l'énergie déposée dans la strip la plus énergétique et de la seconde plus énergétique sur la somme de ces deux énergies est calculé : $R_{\text{strips}} = \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2}$. Ce rapport tend vers 1 pour des électrons ou photons isolés et tend vers 0 pour des photons venant par exemple de désintégration de π^0 .

5.6.3 Dernier niveau de déclenchement : EF

Dans ce dernier niveau de déclenchement (EF) les algorithmes de reconstruction offline (hors ligne) sont utilisés. Cependant la grande différence avec la reconstruction offline provient du fait que le niveau EF utilise une reconstruction partie par partie pour chaque région d'intérêt fournie par le niveau L2, contrairement à la reconstruction offline qui utilise tout le détecteur.

Pour l'instant, seule l'information du calorimètre est utilisée pour une sélection de type photon. Un algorithme cherche et construit des clusters dans chaque région d'intérêt (de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.4 \times 0.4$). Ces clusters doivent avoir une énergie supérieure à un certain seuil. Leurs tailles sont identiques pour les photons et les électrons : 0.125×0.125 en $\eta \times \phi$. Les paramètres des clusters (position, énergie...) sont ensuite calculés et corrigés.

Le niveau EF utilise des variables de gerbes supplémentaires par rapport au niveau L1 pour identifier les photons et les électrons de sorte que l'identification de l'EF est très proche de l'identification offline.

5.6.4 Le menu 2g20i

Le menu de niveau EF 2g20i utilisé dans cette analyse est basé sur un menu 2EM15l au premier de trigger. Les coupures appliquées pour le trigger 2EM15l sont les suivantes : La plus énergétique des combinaisons de deux tours électromagnétiques voisines doit être telle que $E_T > 11$ GeV, $E_{\text{isol}}^{\text{EM}} > 3$ GeV, $E_{\text{core}}^{\text{HAD}} > 2$ GeV et $E_{\text{isol}}^{\text{HAD}} > 2$ GeV (Un seuil supplémentaire de 20 GeV est appliqué au niveau L2).

5.7 Résultats de l'analyse

Nous allons ici décrire comment est réalisée la sélection des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ pour différentes analyses ainsi que les résultats obtenus. Comme on l'a vu, le boson de Higgs peut être produit en association avec des jets hadroniques de grande impulsion transverse : Les processus de rayonnement de gluons et de quarks dans les processus $gg \rightarrow H$ et $qq \rightarrow qqH$ sont les contributions majoritaires. La recherche d'un boson de Higgs en association avec un ou deux jets, en plus d'une analyse inclusive, est possible [9–13] et sera aussi détaillée ici. La production associée du boson de Higgs avec un W , un Z ou des paires $t\bar{t}$ peut également servir de complément à l'analyse inclusive et à l'analyse H + jets et sera elle aussi présentée ici. Pour ce mode de production, on cherchera la présence d'énergie transverse manquante avec ou sans leptons chargé (électron ou muon) [14, 15].

5.7.1 Analyse inclusive

L'analyse inclusive se rapporte à la recherche d'une résonnance dans des événements di-photons passant des critères de qualité [16–18]. Les coupures utilisées sont les suivantes :

1. On demande au moins deux candidats photons (deux objets photons reconstruits) dans la région du détecteur définie par $|\eta| < 2.37$ et excluant les régions de transition ($1.37 < |\eta| < 1.52$) entre partie tonneau et partie bouchon du calorimètre. Ces coupures sont motivées par l'efficacité d'identification des photons et par le taux de reconstruction de faux photons.
2. Les impulsions transverses des deux photons les plus énergétiques doivent être supérieures à 40 et 25 GeV. Ces coupures sont obtenues par des études d'optimisation [16, 17].

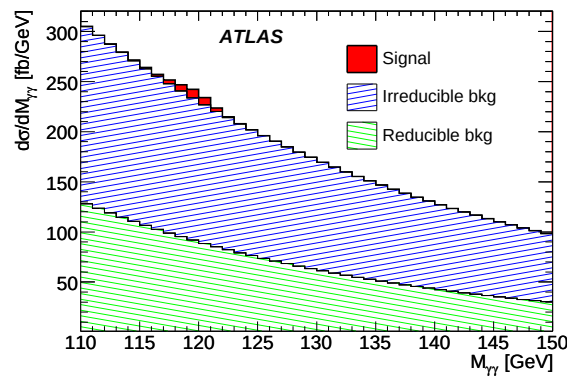


Fig. 5.33: Distribution de la masse invariante des deux photons après application des coupures d'analyse inclusive. Les résultats sont présentés en terme de section efficace (en fb) et montrent les contributions du signal et du bruit de fond réductible et irréductible [1]

La distribution attendue en terme de masse invariante des deux photons est présentée sur la figure 5.33 et les sections efficaces attendues (en fb) pour le signal et le bruit de fond sont présentées dans le tableau 5.9 pour une fenêtre de masse $[m_H - 1.4\sigma, m_H + 1.4\sigma]$ où m_H est la valeur moyenne de la masse invariante des deux photons et σ la résolution en masse dans le cas où l'on n'a pas de pile-up. On peut constater que les événements ayant au moins un faux photon constituent 39% du bruit de fond total, soit deux fois supérieur à celui évalué avec les versions précédentes du logiciel d'ATLAS [18] pour trois raisons principales : Une méthode différente de paramétrisation du bruit de fond est maintenant utilisée, la quantité de matière inerte en avant du calorimètre électromagnétique a augmenté et la contribution de la fragmentation dans le processus γ/jet a été ajoutée.

5.7.2 Analyse $H + 1 \text{ jet}$

Cette analyse exploite le fait que le mode de radiation du gluon dans les deux principaux modes de production du boson de Higgs est très différent de celui attendu pour les bruit de fond réductible et irréductibles : Le jet de plus grande énergie dans les processus $gg \rightarrow H\text{jet}$ et VBF a tendance à être plus dur et mieux séparé des deux photons que dans les processus participant au bruit de fond. La masse invariante du système constitué par les deux photons et le jet permet de discriminer signal et bruit de fond (fig. 5.34).

Signal	Section efficace (fb)	Bruit de fond	Section efficace (fb)
$gg \rightarrow H$	21	$\gamma\gamma$	562
H VBF	2.7	Réductible : γ/jet	318
$t\bar{t}H$	0.35	Réductible : jet/jet	49
WH et ZH	1.3	$Z \rightarrow e^+e^-$	18

Tab. 5.9: Sections efficaces attendues après les coupures d'analyse inclusive pour différents processus de signal (avec une masse de boson de Higgs $m_H = 120$ GeV) et de bruit de fond dans une fenêtre de masse de 1.4σ autour de la valeur moyenne de la masse invariante des deux photons. σ étant la résolution en masse sans pile-up [1]

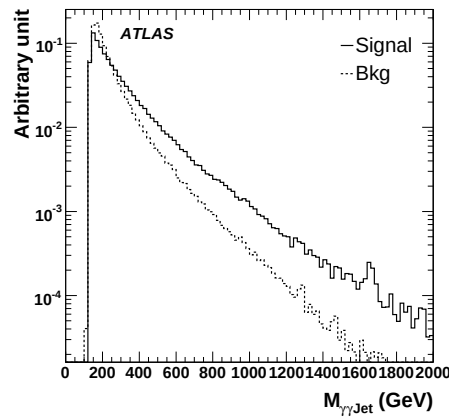


Fig. 5.34: Masse invariante du système constitué par les deux photons et le jet pour le signal et le bruit de fond [1]

Les coupures utilisées pour la sélection de tels événements sont :

1. On demande au moins deux candidats photons (deux objets photons reconstruits) dans la région du détecteur définie par $|\eta| < 2.37$ et excluant les régions de transition ($1.37 < |\eta| < 1.52$) entre partie tonneau et partie bouchon du calorimètre, comme pour l'analyse inclusive.
2. Les impulsions transverses des deux photons les plus énergétiques doivent être supérieures à 45 et 25 GeV.
3. On demande la présence d'au moins un jet hadronique d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV dans la région $|\eta| < 5$. Cette valeur est imposée par la capacité de calibrer les jets hadroniques dans ATLAS [1] : la grande activité hadronique due aux événements sous-jacents (underlying events), les interactions proton-proton multiples attendues au LHC et la quantité de matière en avant du calorimètre limitent les possibilités de réduction de ce seuil.
4. Une coupure sur la masse invariante des deux photons et du jet est appliquée : $m_{\gamma\gamma j} > 350$ GeV.

La distribution attendue en terme de masse invariante des deux photons est présentée sur la figure

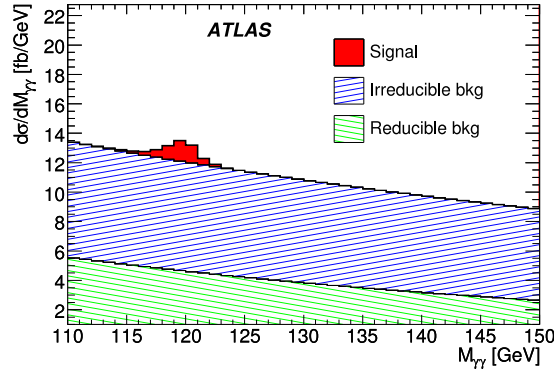


Fig. 5.35: Distribution de la masse invariante des deux photons après application des coupures d'analyse $H + 1$ jet. Les résultats sont présentés en terme de section efficace (en fb) et montrent les contributions du signal et du bruit de fond réductible et irréductible [1]

5.35 et les sections efficaces attendues (en fb) pour le signal et le bruit de fond sont présentées dans les tableaux 5.10 et 5.11 pour $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV et dans une fenêtre de masse de ± 2 GeV autour de 120 GeV. Le processus de production de Higgs dominant le signal reste le processus $gg \rightarrow H j$ après l'application des coupures d'analyse $H + 1$ jet et est suivi de près par le processus VBF.

Coupure	$\sigma(gg \rightarrow H)$ (en fb)	$\sigma(H \text{ VBF})$ (en fb)	$\sigma(ZH, WH)$ (en fb)	$\sigma(t\bar{t}H)$ (en fb)	$\sigma(\text{Total})$ (en fb)
1 et 2	28	3.6	1.7	0.49	34
3	13	3.5	1.5	0.49	19
4	3.2	1.9	0.22	0.17	5.5
Fenêtre de masse	2.3	1.4	0.17	0.13	4.0

Tab. 5.10: Sections efficaces attendues après les coupures d'analyse $H + 1$ jet pour différents processus de signal (avec une masse de boson de Higgs $m_H = 120$ GeV) pour $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV et dans une fenêtre de masse de ± 2 GeV autour de $m_{\gamma\gamma} = 120$ GeV (pour la dernière ligne) [1]

Coupure	$\sigma(\gamma\gamma)$ (en fb)	$\sigma(\gamma j)$ (en fb)	$\sigma(jj)$ (en fb)	$\sigma(\gamma\gamma jj EW)$ (en fb)	$\sigma(\text{Total})$ (en fb)
1 et 2	9698	8498	937	99	19233
3	4786	4438	444	99	9768
4	501	824	89	71	1485
Fenêtre de masse	28	17	2.0	1.5	49

Tab. 5.11: Sections efficaces attendues après les coupures d'analyse $H + 1$ jet pour différents processus de bruit de fond pour $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV et dans une fenêtre de masse de ± 2 GeV autour de $m_{\gamma\gamma} = 120$ GeV (pour la dernière ligne) [1]

5.7.3 Analyse $H + 2$ jets

La processus VBF de production du boson de Higgs produit, au LO, deux jets de grandes impulsions transverses relativement vers l'avant du détecteur et dans les hémisphères opposés. L'intervalle de pseudo-rapidité entre ces deux jets ainsi que leur masse invariante ont tendance à être plus grands pour le signal que ceux attendus pour le bruit de fond (fig. 5.36, 5.37). La description NLO du processus VBF entraîne peu de modifications.

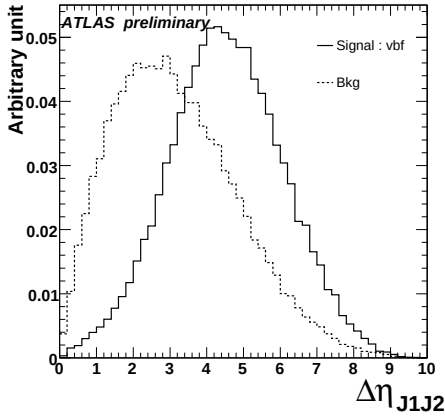


Fig. 5.36: Distribution de l'intervalle de pseudo-rapidité entre les deux jets de plus grande énergie, pour le signal et le bruit de fond [1]

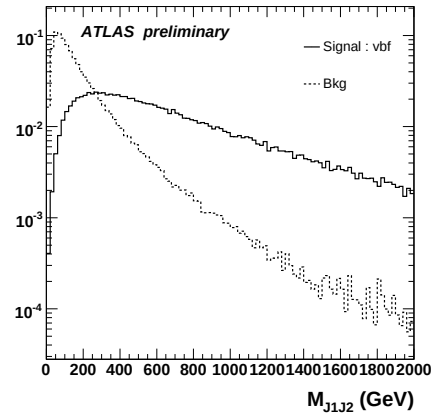


Fig. 5.37: Distribution de la masse invariante des deux jets, pour le signal et le bruit de fond [1]

Les coupures utilisées pour cette analyse $H + 2$ jets sont optimisées après l'application des coupures en pseudo-rapidité et sont les suivantes :

1. On demande au moins deux candidats photons (deux objets photons reconstruits) dans la région du détecteur définie par $|\eta| < 2.37$ et excluant les régions de transition ($1.37 < |\eta| < 1.52$) entre partie tonneau et partie bouchon du calorimètre, comme pour l'analyse inclusive.
2. Les impulsions transverses des deux photons les plus énergétiques doivent être supérieures à 50 et 25 GeV.
3. On demande la présence d'au moins deux jets hadroniques d'impulsions transverses supérieures à 40 et 20 GeV dans la région $|\eta| < 5$.
4. Les jets doivent être dans des hémisphères opposés : $\eta_{j_1} \cdot \eta_{j_2} < 0$ où η_{j_1} et η_{j_2} sont les pseudo-rapidités du jet de plus grande énergie et du second jet de plus grande énergie respectivement.
5. L'intervalle de pseudo-rapidité entre les deux jets doit être : $\Delta\eta_{jj} > 3.6$
6. Les photons doivent être entre les deux jets (en pseudo-rapidité)
7. La masse invariante des deux jets doit être supérieure à 500 GeV

8. Un veto sur un éventuel troisième jet est appliqué : Il doit être d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV et dans la région $|\eta| < 3.2$

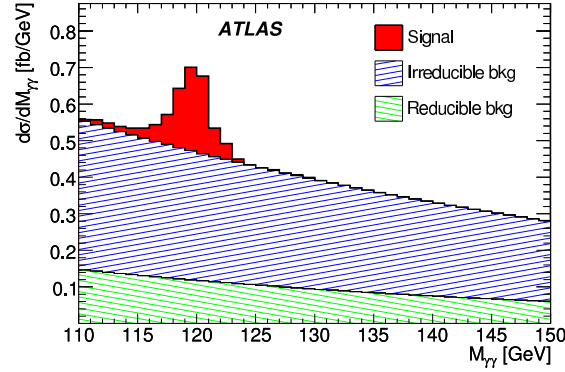


Fig. 5.38: Distribution de la masse invariante des deux photons après application des coupures d'analyse $H + 2$ jets. Les résultats sont présentés en terme de section efficace (en fb) et montrent les contributions du signal et du bruit de fond réductible et irréductible [1]

La distribution attendue en terme de masse invariante des deux photons est présentée sur la figure 5.38 et les sections efficaces attendues (en fb) pour le signal et le bruit de fond sont présentées dans les tableaux 5.12 et 5.13 pour $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV et dans une fenêtre de masse de ± 2 GeV autour de 120 GeV. Comme on peut le voir dans le tableau 5.13, le processus de production du boson de Higgs dominant après les coupures d'analyse $H + 2$ jets est la processus VBF. Malheureusement, les corrections QCD d'ordre supérieur (NLO) pour les bruits de fond dominants ne sont pas connues et les résultats possèdent donc de grandes incertitudes théoriques.

Coupure	$\sigma(gg \rightarrow H)$ (en fb)	$\sigma(H \text{ VBF})$ (en fb)	$\sigma(ZH, WH)$ (en fb)	$\sigma(t\bar{t}H)$ (en fb)	$\sigma(\text{Total})$ (en fb)
1 et 2	26.40	3.53	1.68	0.50	32.11
3,4 et 5	0.63	1.44	0.02	0.01	2.10
6	0.55	1.39	0.01	0.01	1.96
7	0.32	1.16	0.01	0.00	1.49
8	0.25	1.03	0.00	0.00	1.28
Fenêtre de masse	0.18	0.79	0.00	0.00	0.97

Tab. 5.12: Sections efficaces attendues après les coupures d'analyse $H + 2$ jets pour différents processus de signal (avec une masse de boson de Higgs $m_H = 120$ GeV) pour $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV et dans une fenêtre de masse de ± 2 GeV autour de $m_{\gamma\gamma} = 120$ GeV (pour la dernière ligne) [1]

5.7.4 Analyse $H + E_T^{\text{miss}}$ et leptons isolés

Les processus de production du boson de Higgs qui contribuent le plus aux évènements avec deux photons, de l'énergie manquante (E_T^{miss}) et des leptons isolés sont les processus $WH \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$ et $t\bar{t}H$.

Coupure	$\sigma(\gamma\gamma)$ (en fb)	$\sigma(\gamma j)$ (en fb)	$\sigma(jj)$ (en fb)	$\sigma(\gamma\gamma jj EW)$ (en fb)	$\sigma(\text{Total})$ (en fb)
1 et 2	7417	6355	710	92	14574
3,4 et 5	94	97	13	45	249
6	70	69	9.9	41	189
7	33	34	5.6	38	111
8	17	17	2.5	26	63
Fenêtre de masse	0.86	0.42	0.06	0.59	1.95

Tab. 5.13: Sections efficaces attendues après les coupures d'analyse $H + 2$ jets pour différents processus de bruit de fond pour $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV et dans une fenêtre de masse de ± 2 GeV autour de $m_{\gamma\gamma} = 120$ GeV (pour la dernière ligne) [1]

Les bruits de fond principaux sont $t\bar{t}\gamma\gamma$, $W\gamma\gamma$ (où le W se désintègre en $\ell\nu$) et $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$ où le second photon provient du rayonnement de Bremsstrahlung de l'électron ou d'un jet reconstruit comme photon. Un autre bruit de fond important est $\gamma\gamma$ ou γj avec un photon mal reconstruit comme électron ou muon. Les coupures appliquées pour sélectionner ces événements sont les suivantes :

1. Les impulsions transverses des deux photons les plus énergétiques doivent être supérieures à 60 et 30 GeV. Les événements pour lesquels l'un des deux photons est reconstruit dans la région de transition entre partie tonneau et partie bouchon du calorimètre sont éliminés.
2. L'impulsion transverse du lepton isolé le plus énergétique (électron ou muon) doit être supérieure à 30 GeV. Cette coupure a pour but de réduire le bruit de fond di-photons et $W\gamma$. Seuls les électrons passant les coupures d'identification les plus strictes sont sélectionnés
3. L'énergie manquante transverse doit être supérieure à 30 GeV afin de réduire encore le bruit de fond di-photon.
4. Lorsqu'un électron est reconstruit, la masse invariante des deux photons et de l'électron ne doit pas être proche de la masse du Z : On demande que cette masse invariante ne soit pas dans l'intervalle $[80, 100 \text{ GeV}]$. Cette coupure élimine les événements $(Z/\gamma^*) + \gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$ où un électron est mal reconstruit comme photon.

La distribution attendue en terme de masse invariante des deux photons est présentée sur la figure 5.39 et les sections efficaces attendues (en fb) pour les contributions principales au signal et au bruit de fond sont présentées dans le tableau 5.14. Les incertitudes sur le bruit de fond, dues uniquement à la statistique utilisée, sont de l'ordre de 10%.

5.7.5 Analyse $H + E_T^{miss}$

Cette analyse a pour objectif de sélectionner principalement les événements $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$. Pour que cette analyse soit indépendante de l'analyse précédente, seuls les événements n'ayant pas de lepton

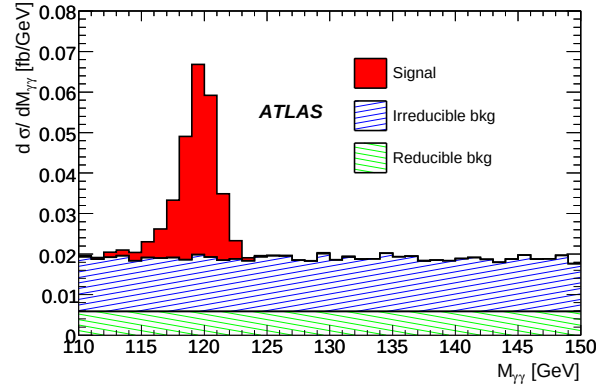


Fig. 5.39: Distribution de la masse invariante des deux photons après application des coupures d'analyse $H + E_T^{miss} + \ell$. Les résultats sont présentés en terme de section efficace (en fb) et montrent les contributions du signal et du bruit de fond réductible et irréductible [1]

Coupure	$W^\pm H \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$ σ (fb)	$t\bar{t}H \rightarrow x\gamma\gamma$ σ (fb)	$W^\pm\gamma\gamma \rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$ σ (fb)	$t\bar{t}\gamma\gamma$ σ (fb)	$b\bar{b}\gamma\gamma$ σ (fb)	$W^\pm\gamma \rightarrow \ell\nu\gamma$ σ (fb)	$(Z/\gamma^*) + \gamma \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ σ (fb)	$\gamma\gamma$ σ (fb)
1	0.328	0.467	0.509	2.53	3.78	18.0	10.28	25578
2	0.122	0.103	0.149	0.582	0.0098	0.406	2.60	0.644
3	0.091	0.086	0.097	0.474	0	0.263	0.076	0.091
4	0.084	0.077	0.090	0.419	0	0.143	0	0.091
Fenêtre de masse	0.064	0.062	0.0092	0.042	0	0.014	0	0.010

Tab. 5.14: Sections efficaces attendues après les coupures d'analyse $H + E_T^{miss} + \ell$ pour différents processus de bruit de fond pour $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV et dans une fenêtre de masse de ± 2 GeV autour de $m_{\gamma\gamma} = 120$ GeV (pour la dernière ligne) [1]

reconstruit avec une impulsion transverse supérieure à 30 GeV sont considérés. Les événements ayant un lepton de faible impulsion transverse ou ne passant pas les coupures strictes d'identification sont considérés dans cette analyse. Les événements WH y participent donc significativement. Les bruits de fond dominants pour cette analyse sont les bruits de fond $t\bar{t}\gamma\gamma$, $Z\gamma\gamma$ et le canal $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$ pour lequel soit l'électron est mal reconstruit comme photon soit le second photon sélectionné provient du rayonnement de l'électron ou est un faux photon. Les coupures de sélection appliquées sont :

1. Les impulsions transverses des deux photons les plus énergétiques doivent être supérieures à 60 et 30 GeV. Les événements pour lesquels l'un des deux photons est reconstruit dans la région de transition entre partie tonneau et partie bouchon du calorimètre sont éliminés.
2. L'énergie transverse manquante doit être supérieure à 80 GeV, ce qui supprime presque complètement le bruit de fond $\gamma\gamma$, abaisse le bruit de fond $W\gamma$ d'un facteur 20 et le signal $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$ d'un facteur 2.
3. Les événements ayant au moins un photon converti sont éliminés. Cette coupure a pour but de

réduire le bruit de fond $W\gamma$ dont l'électron est souvent reconstruit comme photon converti.

4. La somme scalaire des impulsions transverses des jets de l'évènement doit être supérieure à 150 GeV afin de réduire le bruit de fond QCD. Cette coupure réduit la contribution des bruits de fond $t\bar{t}\gamma\gamma$ et $b\bar{b}\gamma\gamma$ ainsi que le signal $t\bar{t}H$.

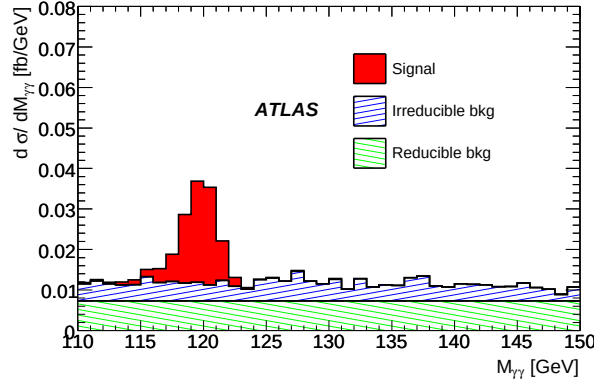


Fig. 5.40: Distribution de la masse invariante des deux photons après application des coupures d'analyse $H + E_T^{miss}$. Les résultats sont présentés en terme de section efficace (en fb) et montrent les contributions du signal et du bruit de fond réductible et irréductible [1]

La distribution attendue en terme de masse invariante des deux photons est présentée sur la figure 5.40 et les sections efficaces attendues (en fb) pour les contributions principales au signal et au bruit de fond sont présentées dans le tableau 5.15. Les incertitudes sur le bruit de fond, dues uniquement à la statistique utilisée, sont de l'ordre de 15%.

Coupure	ZH $\rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$ σ (fb)	WH $\rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$ σ (fb)	$t\bar{t}H$ $\rightarrow x\gamma\gamma$ σ (fb)	$Z\gamma\gamma$ $\rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$ σ (fb)	$W^\pm H$ $\rightarrow \ell\nu\gamma\gamma$ σ (fb)	$t\bar{t}\gamma\gamma$ σ (fb)	$b\bar{b}\gamma\gamma$ σ (fb)	$W^\pm\gamma$ $\rightarrow e\nu\gamma$ σ (fb)	$\gamma\gamma$ σ (fb)
1	0.115	0.207	0.364	0.325	0.360	1.95	3.77	17.55	2558
2	0.058	0.062	0.080	0.126	0.071	0.461	0.010	0.789	0.211
3	0.046	0.049	0.064	0.096	0.056	0.377	0.010	0.191	0.141
4	0.042	0.042	0.006	0.093	0.050	0.021	0.005	0.120	0.073
Fenêtre de masse	0.034	0.033	0.0056	0.009	0.006	0.002	0.0005	0.012	0.007

Tab. 5.15: Sections efficaces attendues après les coupures d'analyse $H + E_T^{miss}$ pour différents processus de bruit de fond pour $110 < m_{\gamma\gamma} < 150$ GeV et dans une fenêtre de masse de ± 2 GeV autour de $m_{\gamma\gamma} = 120$ GeV (pour la dernière ligne) [1]

Nous avons présenté dans cette section cinq analyses différentes : L'analyse inclusive, l'analyse $H + 1$ jet, $H + 2$ jets et l'analyse du Higgs en association avec de l'énergie transverse manquante avec ou sans lepton isolé. On résume les sections efficaces obtenues pour le signal et le bruit de fond dans le tableau 5.16 : On constate que les sections efficaces attendues pour le signal diminuent en fonction de l'analyse

considérée, dans l'ordre dans lequel elles ont été détaillées précédemment, mais le rapport signal sur bruit de fond suit une évolution inverse. Ce rapport signal sur bruit de fond n'est que de 0.02 pour l'analyse inclusive alors qu'il atteint 2.0 pour l'analyse $H + E_T^{\text{miss}}$.

Analyse	Inclusive	$H + 1 \text{ jet}$	$H + 2 \text{ jets}$	$H + E_T^{\text{miss}} + \ell$	$H + E_T^{\text{miss}}$
$\sigma(\text{signal})$	25.4 fb	4.0 fb	0.97 fb	0.126 fb	0.073 fb
$\sigma(\text{bruit de fond})$	947 fb	49 fb	1.95 fb	0.075 fb	0.037 fb
Rapport S/B	0.02	0.08	0.5	1.7	2.0

Tab. 5.16: Sections efficaces attendues après application des coupures d'analyse pour chaque type d'analyse et pour le signal et le bruit de fond. On donne également le rapport signal sur bruit de fond.

5.8 Fit multivariable

La distribution de la masse invariante des deux photons du signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ forme un pic gaussien avec des queues pour les petites valeurs de $m_{\gamma\gamma}$ dues aux effets de pertes d'énergie liée à la matière en amont du calorimètre électromagnétique. Cette distribution est bien décrite par la fonction "Crystal Ball" [20] :

$$p_H(m_{\gamma\gamma}) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(\frac{-t^2}{2}\right) & \text{si } t > -\alpha \\ \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(\frac{-|\alpha|^2}{2}\right) \cdot \left(\frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| - t\right)^{-n} & \text{sinon} \end{cases} \quad (5.9)$$

avec

$$t = \frac{m_{\gamma\gamma} - m_H - \delta_{m_H}}{\sigma(m_{\gamma\gamma})} \quad (5.10)$$

et où N est un paramètre de normalisation, m_H est la masse du boson de Higgs, δ_{m_H} est un paramètre dépendant de la catégorie considérée (on reviendra plus loin sur cette notion de catégorie), $\sigma(m_{\gamma\gamma})$ est la résolution en masse de la masse invariante des deux photons. n et α paramètrent les queues non Gaussiennes.

Une fonction Gaussienne supplémentaire est ajoutée à la fonction 5.8 mais n'est utile que pour les événements se trouvant dans la mauvaise catégorie de $m_{\gamma\gamma}$ (définie un peu plus loin).

Pour le bruit de fond, la distribution de masse invariante des deux photons est simplement décrite par une fonction exponentielle.

Grâce à la grande statistique disponible pour le signal, les incertitudes sur la paramétrisation de la distribution sont négligeables. Pour le bruit de fond, les fonctions de densité de probabilité doivent reproduire très précisément la forme observée étant donné que la plupart des événements sont du bruit de fond.

Un fit multivariable du maximum de likelihood a été développé pour l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$. Il utilise les informations discriminantes des propriétés cinématiques et topologiques des événements $H \rightarrow \gamma\gamma$.

On catégorise les événements pour séparer les données en plusieurs sous-parties : On sépare des sous-populations d'événements avec des propriétés différentes, les différentes catégories peuvent avoir des valeurs de fonction de densité de probabilité (ou PDF, pour Probability Density Function) différentes.

Cette catégorisation donne une description fine des données, réduit les biais liés à la corrélation entre variables et augmente finalement la précision du modèle de Likelihood.

Le likelihood utilisé est donné par la relation :

$$L = \prod_{c=1}^{n_{\text{cat}}} e^{-\overline{N}^c} \prod_{i=1}^{N^c} P_i^c \quad (5.11)$$

où P_i^c est la fonction de densité de probabilité (PDF) pour un évènement i dans la catégorie c . Cette fonction est la somme pondérée des densités de probabilité de tous les composants :

$$P_i^c = N_H f_H^c P_{H,i}^c + \sum_{j=1}^{n_{\text{bdf}}} N_{B_j}^c P_{B_j,i}^c \quad (5.12)$$

avec

$$P_{U_j,i}^c = \prod_{k=1}^{n_{\text{var}}} p_U^c(x_{k,i}) \quad \text{où} \quad U = H, B_j \quad (5.13)$$

et

- N_H est le nombre total d'évènements de signal $H \rightarrow \gamma\gamma$ déterminé par le fit
- c sont les catégories de propriétés distinctes ($c = 1, \dots, n_{\text{cat}}$)
- f_H^c est la fraction d'évènements de signal dans la catégorie c , déterminée par la simulation
- $N_{B_j}^c$ est le nombre d'évènements de bruit de fond de type j dans la catégorie c , déterminé par le fit
- $\overline{N}^c$ est le nombre total d'évènements attendus dans la catégorie c
- N^c est le nombre total d'évènements observés dans la catégorie c
- n_{bdf} est le nombre de types de bruits de fond : γ/jet , $2\gamma+\text{jet}$, di-jet...
- $p_U^c(x_{k,i})$ est la densité de probabilité pour l'évènement i de type U (où $U = H, B_j$, H pour le signal et B pour le bruit de fond) dans la catégorie c pour la variable discriminante x_k

5.8.1 Variables du fit

Les variables utilisées sont la masse invariante de la paire de photons, l'impulsion transverse du boson de Higgs et $|\cos \theta^*|$ où θ^* est l'angle de désintégration du boson de Higgs (fig. 5.41).

La distribution de $|\cos \theta^*|$ est uniforme pour un boson de Higgs scalaire mais des effets d'acceptance, et en particulier les effets des coupures sur l'impulsion transverse des photons, entraînent une perte d'évènements pour $|\cos \theta^*| \approx 1$ (fig. 5.8.1). Cette valeur de $|\cos \theta^*|$ correspond aux cas où les photons sont colinéaires à la direction du boson de Higgs dans le référentiel d'ATLAS. La forme de la distribution

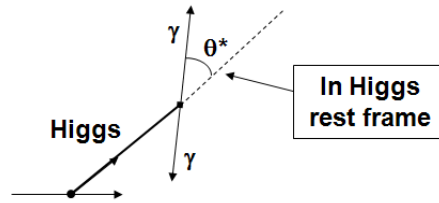


Fig. 5.41: Angle de désintégration du boson de Higgs θ^* dans le référentiel du boson de Higgs au repos par rapport à la direction du boson de Higgs dans le référentiel lié à ATLAS

est paramétrée par une double fonction gaussienne. Pour le bruit de fond, les photons ont une plus grande probabilité d'être colinéaires à la direction du système constitué par les deux photons dans le référentiel d'ATLAS et donc la distribution de $|\cos\theta^*|$ augmente pour les grandes valeurs de $|\cos\theta^*|$ (fig. 5.8.1). Cependant, la distribution de $|\cos\theta^*|$ pour le bruit de fond souffre des mêmes effets d'acceptance que la distribution du signal, de sorte que le pouvoir discriminant de cette variable est diminué. Pour le bruit de fond, la forme de la distribution est paramétrée par la somme d'un polynôme du troisième degré et de deux fonctions Gaussiennes.

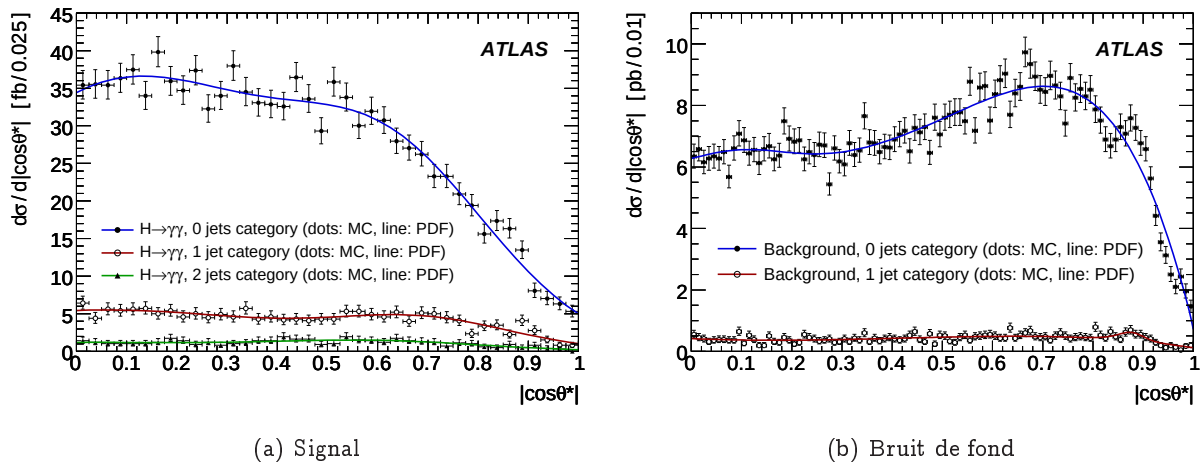


Fig. 5.42: Distribution de $|\cos\theta^*|$ pour le signal et le bruit de fond. La courbe bleue correspond à la catégorie $H + 0$ jet, la courbe rouge à $H + 1$ jet et la courbe verte à $H + 2$ jets [1]

La distribution de l'impulsion transverse du boson de Higgs (système constitué par les deux photons) est piquée pour les basses valeurs de p_T et présente une longue queue exponentielle vers les grandes valeurs de p_T . La distribution est paramétrée par une somme de deux Gaussiennes asymétriques (de largeurs différentes pour chaque côté du maximum) et d'une Gaussienne symétrique. Pour le bruit de fond, la distribution est piquée à des valeurs plus petites d'impulsions transverses et est décrite par la somme de trois polynômes exponentiels. La figure 5.43 présente ces distributions.

5.8.2 Catégories du fit

Les catégories utilisées pour le fit sont les suivantes : On utilise trois catégories en pseudo-rapidité, deux catégories selon que les photons sont convertis ou non-convertis et trois catégories de production

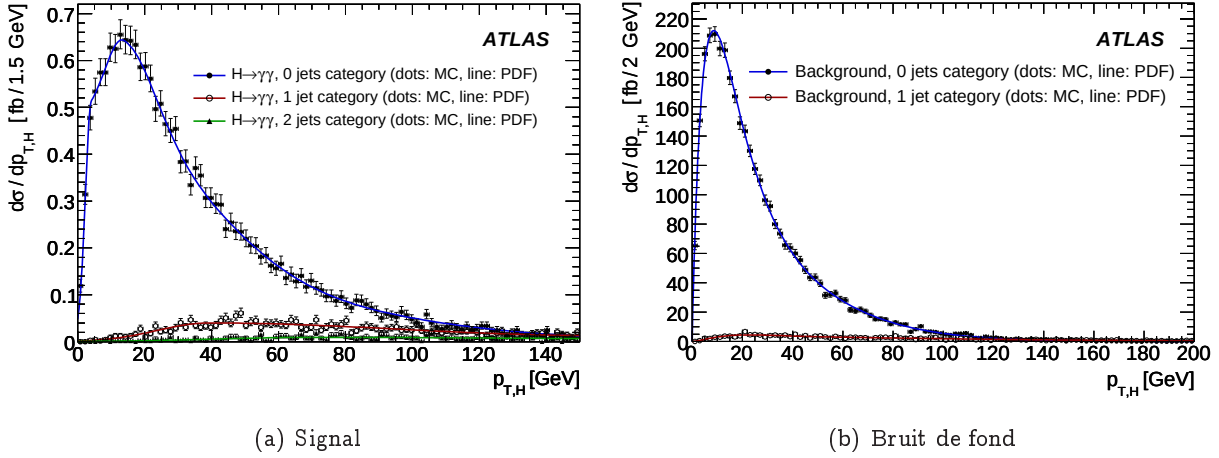


Fig. 5.43: Distribution de l'impulsion transverse du système constitué par les deux photons pour le signal et le bruit de fond. La courbe bleue correspond à la catégorie $H + 0$ jet, la courbe rouge à $H + 1$ jet et la courbe verte à $H + 2$ jets [1]

du boson de Higgs : $H + 0, 1, 2$ jets.

Catégories en η

Comme on peut le voir sur la figure 5.44, huit régions de pseudo-rapidité sont définies. Ces régions sont choisies de telle sorte qu'elles sont symétriques par l'échange des deux photons, en excluant la région de transition entre la partie tonneau et la partie bouchon du calorimètre électromagnétique. Les résolutions en masse sont indiquées sur la figure 5.44 et varient de 1.3 GeV dans la partie centrale du détecteur et pour les grandes pseudo-rapidité (ou la matière en amont du calorimètre est la moins importante) à 3.1 GeV dans les régions proches des zones de transition. Ces huit régions sont regroupées en trois catégories : une catégorie "bonne" représentant 24% des événements de signal, une catégorie "moyenne" contenant 60% des événements et une catégorie "mauvaise" contenant 15% des événements.

Catégories photons non-convertis – photons convertis

Les photons convertis et non-convertis sont séparés en deux catégories différentes car la résolution en masse est moins bonne pour les photons convertis comme on a pu le voir dans le chapitre dédié aux conversions. Pour l'instant, on ne distingue pas les photons convertis à une trace des photons convertis à deux traces reconstruites.

Catégories de production du boson de Higgs

On sépare également en trois catégories selon que le boson de Higgs est produit en association avec 0, 1 ou 2 jets. Pour l'instant, on ne distingue pas non plus les cas où le boson de Higgs est produit en association avec des bosons W , Z ou des paires $t\bar{t}$. Effectuer cette séparation rendrait le fit plus performant mais augmenterait aussi sa complexité.

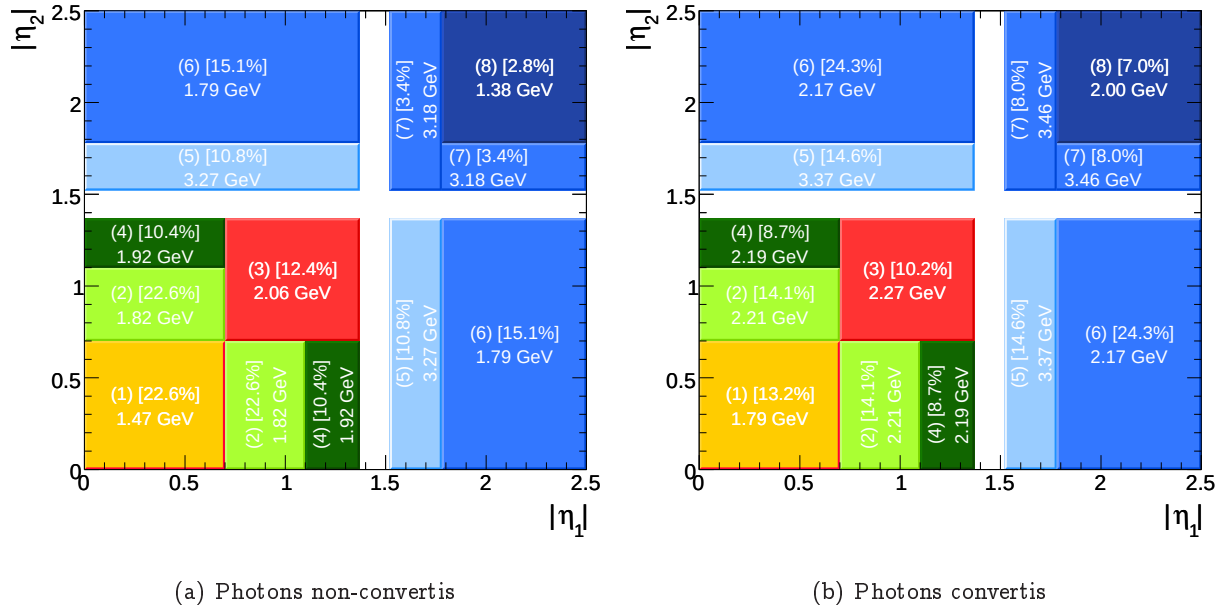


Fig. 5.44: Répartition des différentes régions en η avec la résolution en masse obtenue et le pourcentage d'événements de signal contenus. À gauche pour les photons non-convertis et à droite pour les photons convertis. La catégorie "bonne" correspond au regroupement des régions 1 et 8, la catégorie "moyenne" à celui des régions 2, 3, 4 et 6 et la catégorie "mauvaise" à celui des catégories 5 et 7

5.8.3 Résultats du fit

Les résultats du fit sont présentés dans le tableau 5.17 dans les cas où la masse du boson de Higgs est un paramètre fixé et dans le cas où elle est un paramètre laissé libre. Pour tester les performances du fit, on réalise de nombreux échantillons simulés par des toys MC et pour chaque toy, deux fits sont réalisés : l'un en laissant la fraction de signal libre, l'autre sans signal pour tester l'hypothèse où l'on aurait que du bruit de fond. La différence de log-likelihood, $\Delta \ln \mathcal{L}$ entre ces deux fits donne une estimation de la probabilité de fausse découverte (p-value). Les valeurs de $\langle \Delta \ln \mathcal{L} \rangle$ données dans le tableau 5.17 sont obtenues par un fit Gaussien sur la distribution de $\Delta \ln \mathcal{L}$.

Lorsque l'on fixe la masse du boson de Higgs dans le fit, la signification statistique peut être approximée par la quantité $\sqrt{-2\Delta \ln \mathcal{L}}$. Lorsque la masse du boson de Higgs est laissée libre, cette signification est réduite du fait du degré de liberté supplémentaire dans le fit et la p-value doit être évaluée par simulation d'échantillons de bruit de fond uniquement par des toys MC.

Le tableau 5.18 résume les différentes significations statistiques obtenues par simple comptage d'événements. Celles-ci peuvent être comparées aux études précédentes [12, 13, 16–18, 21]. On voit que l'analyse inclusive est la plus sensible. L'analyse inclusive prend en compte les corrections QCD pour les événements de signal et de bruit de fond (les K-facteurs appliqués sont de 2.1 pour le bruit de fond $\gamma\gamma$ et de 1.3 pour le bruit de fond jj), ce qui n'est pas le cas des analyse $H + 1$ et $H + 2$ jets. Le potentiel de découverte de l'analyse $H + 1$ jet pourrait être amélioré si l'on appliquait des corrections QCD d'ordre supérieur [22, 23].

Enfin, le tableau 5.19 présente les résultats obtenus en utilisant un fit de maximum de likelihood avec différentes combinaisons :

Variables du fit	Catégories	Masse du Higgs fixée		Masse du Higgs flottante	
		$\langle \Delta \ln \mathcal{L} \rangle$	σ	$\langle \Delta \ln \mathcal{L} \rangle$	σ
$m_{\gamma\gamma}$	—	2.67 ± 0.04	2.31 ± 0.02	3.54 ± 0.05	1.44 ± 0.02
$m_{\gamma\gamma}$	η	3.18 ± 0.05	2.52 ± 0.02	—	—
$m_{\gamma\gamma}$	η , Conversions	3.32 ± 0.05	2.58 ± 0.02	—	—
$m_{\gamma\gamma}$	η , Conversions, Jets	5.99 ± 0.07	3.46 ± 0.02	6.66 ± 0.07	2.64 ± 0.02
$m_{\gamma\gamma}, \cos \theta^* $	η , Conversions, Jets	7.33 ± 0.08	3.83 ± 0.02	—	—
$m_{\gamma\gamma}, p_{TH}$	η , Conversions, Jets	7.03 ± 0.08	3.75 ± 0.02	—	—
$m_{\gamma\gamma}, p_{TH}, \cos \theta^* $	η , Conversions, Jets	8.49 ± 0.08	4.12 ± 0.02	9.25 ± 0.09	—

Tab. 5.17: Potentiel de découverte du boson de Higgs pour une masse de 120 GeV en utilisant différentes variables et différentes catégories dans le fit et correspondant à une luminosité intégrée de 10fb^{-1} . Les résultats sont donnés dans le cas où la masse du boson de Higgs est fixée et dans le cas où elle est laissée libre dans l'intervalle $[112, 128 \text{ GeV}]$. Certains résultats manquent à cause du nombre important de toys MC nécessaires [1]

		Inclusive (avec K-facteur)	$H + 1$ jet (sans K-facteur)	$H + 2$ jets (sans K-facteur)	Combinaison de $H + 0, 1, 2$ jets
m_H (GeV)	120	2.6	1.8	1.9	3.3
	130	2.8	2.0	2.1	3.5
	140	2.5	1.8	1.7	3.0

Tab. 5.18: Significations statistiques obtenues par comptage d'évènements en fonction de la masse du boson de Higgs et le type d'analyse considérée. Ces résultats correspondent à une luminosité intégrée de 10fb^{-1} . Les K-facteurs appliqués sont de 2.1 pour le bruit de fond $\gamma\gamma$ et de 1.3 pour le bruit de fond jj [1]

- En utilisant seulement la masse invariante des deux photons comme variable du fit et en laissant libre ou non la masse du boson de Higgs : Les significations statistiques obtenues sont notées $\sigma_{1D}^{\text{fixe}}$ et $\sigma_{1D}^{\text{flottante}}$
- En utilisant les trois variables $m_{\gamma\gamma}$, p_{TH} et $|\cos \theta^*|$ dans le fit et en utilisant seulement la catégorisation en η (sans faire la distinction entre photons convertis et photons non-convertis) : Les significations statistiques obtenues sont notées $\sigma_{C1\ 3D}^{\text{fixe}}$ et $\sigma_{C1\ 3D}^{\text{flottante}}$
- En utilisant les trois variables $m_{\gamma\gamma}$, p_{TH} et $|\cos \theta^*|$ dans le fit et en utilisant à la fois les catégories en η et les catégories de production du boson de Higgs. La catégorie $H + 2$ jets n'est pas séparée en catégories d' η et l'on ne distingue pas les photons convertis des non-convertis. Les significations statistiques obtenues sont notées $\sigma_{C2\ 3D}^{\text{fixe}}$ et $\sigma_{C2\ 3D}^{\text{flottante}}$

Ces résultats ainsi que ceux obtenus par simple comptage d'évènements sont représentés sur la figure 5.45.

Pour finir on peut noter que l'analyse combinée de $H + 0$ jet, $H + 1$ jet et $H + 2$ jets utilisant le comptage d'évènements permet d'augmenter la signification statistique d'environ 25% par rapport à l'analyse inclusive seule. L'utilisation d'un fit du maximum de likelihood permet d'augmenter encore cette

m_H (GeV)	σ_{1D}^{fixe}	$\sigma_{1D}^{flottante}$	$\sigma_{C_1\ 3D}^{fixe}$	$\sigma_{C_1\ 3D}^{flottante}$	$\sigma_{C_2\ 3D}^{fixe}$	$\sigma_{C_2\ 3D}^{flottante}$
120	2.4	1.5	3.1	2.1	3.6	2.8
130	2.7	1.8	3.4	2.4	4.2	3.4
140	2.2	1.3	3.2	2.2	4.0	3.2

Tab. 5.19: Significations statistiques obtenues en utilisant différentes combinaisons pour le fit en fonction de la masse du boson de Higgs et pour une luminosité intégrée de 10fb^{-1} [1]

signification statistique : Son utilisation conduit à une signification statistique environ 40% plus élevée qu'en utilisant seulement l'analyse inclusive et le comptage d'évènements.

On peut préciser que les résultats obtenus avec les analyses $H + E_T^{\text{miss}} + \ell$ et $H + E_T^{\text{miss}}$ ne sont pas rapportés car ils souffrent de grandes incertitudes sur la normalisation du bruit de fond liées à la statistique disponible.

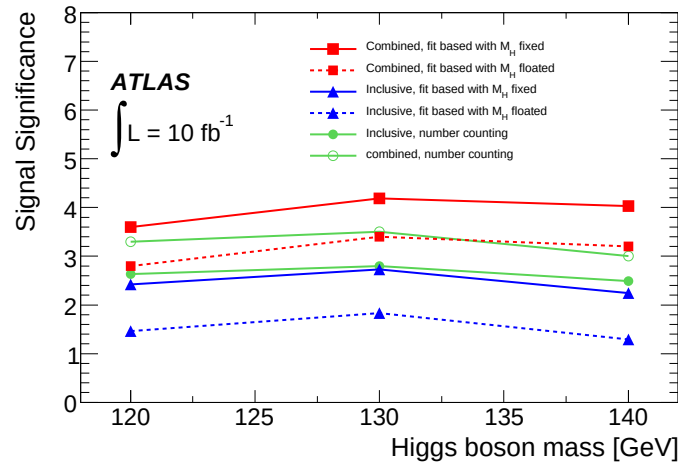


Fig. 5.45: Signification statistique attendue pour une luminosité intégrée de 10fb^{-1} en fonction de la masse du boson de Higgs. La ligne continue rouge correspond à la notation $\sigma_{C_2\ 3D}^{fixe}$, les pointillés rouges à $\sigma_{C_2\ 3D}^{flottante}$. La ligne bleue donne les résultats d'un fit utilisant seulement la masse invariante des deux photons comme variable, la ligne continue correspondant au cas où la masse du boson de Higgs est fixe et les pointillés au cas où la masse est libre. Les lignes vertes correspondent aux résultats obtenus par comptage d'évènements : les cercles pleins correspondent à l'analyse inclusive et les cercles vides à l'analyse combinée [1]

5.9 Conclusion

Différents aspects liés à l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ ont été présentés, comme l'identification des photons et la réjection du bruit de fond, la correction de la direction des photons (permettant d'améliorer la résolution en masse du boson de Higgs), mais aussi les différentes analyses que l'on peut mener (analyse inclusive, $H + 0, 1, 2\text{jets}$ et $H + E_T^{\text{miss}}(+\ell)$) et combiner afin d'augmenter la signification statistique. Finalement nous avons présenté un fit multivariable du maximum de Likelihood combinant les différentes analyses et séparant les données en plusieurs catégories pour permettre une description fine des données et réduire

les biais liés à la corrélation entre variables. L'utilisation de ce fit permet d'augmenter le potentiel de découverte du boson de Higgs de 40% par rapport à l'analyse inclusive seule.

On peut par ailleurs constater l'importance des conversions de photons dans l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$: Leur utilisation permet non seulement d'augmenter le nombre d'événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ reconstruits (comme on l'a vu dans le chapitre 4) mais aussi d'augmenter le potentiel de réjection des jets et d'améliorer la résolution en masse du boson de Higgs. De plus, une reconstruction efficace des photons convertis permet d'augmenter le potentiel de découverte grâce à la séparation en catégories réalisée dans le fit multivariable.

Bibliographie

- [1] **The ATLAS Collaboration**, . G. Aad *et al.*, “Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics,” arXiv :0901.0512 [hep-ex].
- [2] M. Wieler, “Photon Identification with the ATLAS Detector,” Tech. Rep. ATL-PHYS-99-016, CERN, Geneva, Mar, 1999.
- [3] M. Escalier, F. Derue, L. Fayard, M. Kado, B. Laforge, C. Reifen, and G. Unal, “Photon/jet separation with DC1 data,” Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2005-018. ATL-COM-PHYS-2005-048. CERN-ATL-PHYS-PUB-2005-018, CERN, Geneva, 2005.
- [4] C. Reifen, F. Derue, M. Escalier, L. Fayard, M. Kado, B. Laforge, and G. Unal, “ γ/π^0 separation in the 1st compartment of the ATLAS EM calorimeter with DC2 data,” Tech. Rep. ATL-PHYS-INT-2005-005. ATL-COM-PHYS-2005-053. CERN-ATL-COM-PHYS-2005-053, CERN, Geneva, 2005.
- [5] **ATLAS Liquid Argon Calorimeter Collaboration**, J. Colas *et al.*, “Position resolution and particle identification with the ATLAS EM calorimeter,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **550** (2005) 96–115, arXiv :physics/0505127.
- [6] L. Fayard and G. Unal, “Photon identification in gamma-jet events with Roée layout simulation and background to $H \rightarrow \gamma\gamma$,” Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2006-025. ATL-COM-PHYS-2006-024, CERN, Geneva, Apr, 2006.
- [7] I. Koletsou, *Recherche du boson de Higgs dans le canal diphoton au LHC avec le detecteur ATLAS*. PhD thesis, Orsay, Paris 11, Orsay, 2008. CERN-THESIS-2008-047, LAL-08-38, Presented on 02 Apr 2008.
- [8] J. Garvey *et al.*, “Use of an FPGA to identify electromagnetic clusters and isolated hadrons in the ATLAS level-1 calorimeter trigger,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **512** (2003) 506–516.
- [9] S. Abdullin *et al.*, “Higgs boson discovery potential of LHC in the channel $p p \rightarrow \gamma\gamma + \text{jet}$,” *Phys. Lett. B* **431** (1998) 410–419, arXiv :hep-ph/9805341.
- [10] D. L. Rainwater and D. Zeppenfeld, “Searching for $H \rightarrow \gamma\gamma$ in weak boson fusion at the LHC,” *JHEP* **12** (1997) 005, arXiv :hep-ph/9712271.
- [11] D. L. Rainwater, “Intermediate-mass Higgs searches in weak boson fusion,” arXiv :hep-ph/9908378.
- [12] K. Cranmer, B. Mellado, W. Quayle, and S. L. Wu, “Search for Higgs Bosons Decay $H \rightarrow \gamma\gamma$ Using Vector Boson Fusion,” Tech. Rep. ATL-PHYS-2003-006, CERN, Geneva, Jan, 2004. arXiv :hep-ph/0401088.
- [13] V. V. Zmushko, “Search for $H \rightarrow \gamma\gamma$ in association with one jet,” Tech. Rep. ATL-PHYS-2002-020, CERN, Geneva, May, 2002. revised version number 1 submitted on 2002-09-12 09 :34 :36.
- [14] P. H. Beauchemin and G. Azuelos, “Search for the SM Higgs boson in the $\gamma\gamma + E_T^{miss}$ channel,” Tech. Rep. ATL-PHYS-2004-028. ATL-COM-PHYS-2004-056. CERN-ATL-COM-PHYS-2004-056, CERN, Geneva, 2004.

- [15] G. Eynard, "Study of associated Higgs boson production HW , $Ht\bar{t}$, $HZ \rightarrow \gamma\gamma + e^\pm/\mu^\pm + X$ with the ATLAS detector at LHC," CERN-THESIS-2000-036.
- [16] The ATLAS Collaboration, *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999.
- [17] The ATLAS Collaboration, *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 2*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999.
- [18] M. Bettinelli, L. Carminati, M. Consonni, F. Tartarelli, L. Fayard, M. Kado, I. Koletsou, C. Reifen, M. Escalier, F. Derue, B. Laforge, and G. Unal, "Search for a SM Higgs decaying to two photons with the ATLAS detector," Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2007-013. ATL-COM-PHYS-2007-011, CERN, Geneva, Mar, 2007.
- [19] B. Brelief, *Etude de la production associée ZH/WH , $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec le détecteur ATLAS*. PhD thesis, Univ. Joseph Fourier, Grenoble, Grenoble/France, 2008. CERN-THESIS-2009-016.
- [20] J. Gaiser, *Charmonium spectroscopy from radiative decays of the J/ψ and ψ'* . PhD thesis, 1982. SLAC-0255.
- [21] L. Fayard and G. Unal, "Search for Higgs decay into photons with EAGLE," Tech. Rep. ATL-PHYS-92-001, CERN, Geneva, Dec, 1992.
- [22] D. de Florian, M. Grazzini, and Z. Kunszt, "Higgs production with large transverse momentum in hadronic collisions at next-to-leading order," *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 5209–5212, arXiv :hep-ph/9902483.
- [23] V. Del Duca, F. Maltoni, Z. Nagy, and Z. Trocsanyi, "QCD radiative corrections to prompt diphoton production in association with a jet at hadron colliders," *JHEP* **04** (2003) 059, arXiv :hep-ph/0303012.

Chapitre 6

Simulation des événements

En physique des particules, le but principal de la simulation Monte Carlo des détecteurs est de permettre une comparaison des données réelles prises dans le détecteur avec les données attendues produites par des phénomènes physiques connus (ou non connus, mais attendus). Pour cela, on doit disposer de suffisamment de statistique, ce qui pose de réels problèmes comme on va le voir plus loin. Pendant la phase de construction du détecteur, la simulation est également cruciale afin d'évaluer l'impact de la conception du détecteur et pour préparer les analyses physiques qui auront lieu pendant la phase de prise de données. Dans ce chapitre, le travail de validation de la simulation "rapide" d'ATLAS est présenté.

6.1 Simulation complète

L'approche la plus précise consiste à simuler la propagation et les interactions de toutes les particules issues d'un événement généré par Monte Carlo en utilisant une modélisation détaillée du détecteur, incluant une simulation des processus de mesure de l'énergie et de l'électronique utilisée pour la lecture. ATLAS utilise un modèle de simulation basé sur Geant 4 [1] que l'on appelle simulation complète. La figure 6.1 présente de façon schématique la chaîne complète utilisée pour la production Monte Carlo dans ATLAS. Une description très détaillée de la géométrie du détecteur, des différents matériaux utilisés et de la granularité de chaque sous-détecteur est utilisée, conduisant à une modélisation réaliste du détecteur. Les tests en faisceaux ont permis de montrer le bon accord de la simulation Monte Carlo avec les données : Par exemple, les énergies moyennes reconstruites dans le presampler et dans les compartiments avant et milieu du calorimètre électromagnétique obtenues en faisceau test d'électrons sont en accord à $\pm 2\%$ avec la simulation Monte Carlo [2].

L'inconvénient de la simulation complète est que le temps moyen de simulation d'un seul événement dans le détecteur ATLAS prend plusieurs minutes (variable selon le type d'événement simulé et allant jusqu'à 30 min), la plus grande partie du temps étant consacrée à la simulation des gerbes dans le calorimètre. La puissance de calcul dont nous disposons est limitée et nous ne devrions pas être capables de simuler plus de 10-20% de la statistique correspondant aux données réelles.

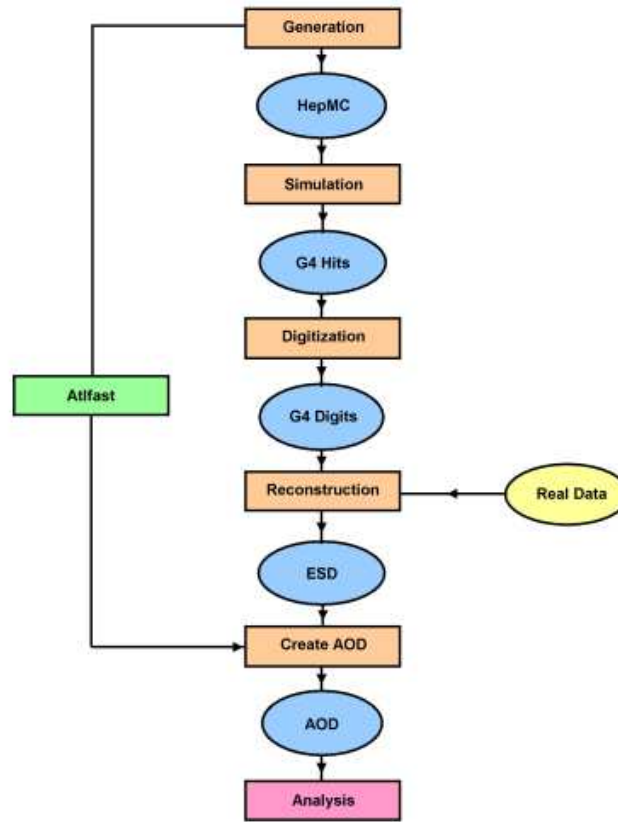


Fig. 6.1: Représentation schématique de la chaîne complète de production Monte Carlo dans ATLAS

6.2 Simulation rapide avec ATLFast-II

ATLFAST [3] suit une stratégie très différente : Au lieu de simuler le détecteur, il simule les objets physiques finals après l'étape de reconstruction. Ceci est réalisé en utilisant l'information donnée par le générateur Monte Carlo (fig. 6.1) sur laquelle on applique un "smearing" : des paramétrisations par des fonctions de résolution.

L'inconvénient de cette approche est que les efficacités et les facteurs de réjection peuvent avoir une forte dépendance sur les types d'événements considérés, ce qui ne peut pas être paramétré de façon simple. De plus des analyses dépendantes d'informations sous-jacentes à la reconstruction (comme la variable $p/\bar{E}$ pour les photons convertis) ne peuvent pas être conduites puisque de telles informations ne sont pas définies par ATLFAST. Cependant, comme aucune simulation ni reconstruction n'est réalisée par ATLFAST, chaque événement met 10-20 fois moins de temps pour être produit qu'en simulation complète.

6.2.1 ATLFAST-II

ATLFAST-II a été développé pour pallier ces inconvénients : Il est conçu comme un outil de simulation rapide du détecteur ATLAS qui permet d'utiliser la plupart des codes de reconstruction standard d'ATLAS

et fournit des données du même format que les données reconstruites en simulation complète.

ATLFAST-II est une combinaison de simulation complète et de simulation rapide. En effet la simulation complète (basée sur une simulation avec Geant 4) est utilisée pour le détecteur interne alors que les calorimètres électromagnétique et hadronique sont simulés en utilisant FastCaloSim [4], un outil de simulation rapide. Le détecteur de muons peut quant à lui être simulé de deux façons différentes :

- Soit en utilisant la simulation complète
- Soit en utilisant la même paramétrisation des muons qu'ATLFAST-I

ATLFAST-II est toujours en développement : On montrera dans cette section le travail effectué pour la validation des photons.

6.2.2 Corrections “AOD to AOD”

Les données simulées ne sont pas parfaites, on devra optimiser et corriger les paramètres simulés de façon à avoir le meilleur accord possible avec les données réelles. Des corrections “AOD to AOD”, appliquées sur le format de données AOD (pour Analysis Object Data) qui sera utilisé pour l'analyse et dont le format de sortie est identique (un nouvel AOD) ont été implémentées dans ce but.

Pour l'instant, et pour la partie qui concerne directement la validation présentée ici, des corrections sont implémentées pour les efficacités d'identification, la résolution et la calibration en énergie des photons et électrons. Le but est (en attendant les premières données) de s'approcher le plus possible des résultats obtenus par la simulation complète.

6.2.3 Comparaison de la simulation complète avec ATLFAST-II - $H \rightarrow \gamma\gamma$

La validation d'ATLFAST-II présentée ici a été effectuée dans le cadre d'un effort commun de plusieurs groupes différents sur des types d'objets différents : Nous présenterons le travail de validation des objets photons réalisé dans le cadre de l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$. Les données simulées sont reconstruites avec la version 13.0.40 du software d'ATLAS, proche de la version 12 car le backtracking n'est pas utilisé (voir le chapitre 4). La simulation complète et la simulation avec ATLFAST-II sont réalisées sur les mêmes événements afin de permettre une comparaison simple. Les corrections AOD to AOD sont ensuite appliquées sur les données simulées avec ATLFAST-II.

ATLFAST-II utilise la simulation complète pour le détecteur interne, ce qui entraîne que l'on trouve exactement les mêmes traces et les mêmes conversions reconstruites en simulation complète et avec ATLFAST-II. La proportion de photons convertis et non-convertis dans les événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ est semblable entre les deux types de simulation (tab. 6.1). Les petites différences observées sont dues au fait que l'on regarde des objets photons et photons convertis formés en partant de clusters électromagnétiques : Ces objets étant différents entre simulation complète et simulation rapide, l'association conversion-cluster réalisée ne peut pas conduire à des résultats strictement identiques.

Comme on l'a mentionné plus haut, la simulation du calorimètre utilise FastCaloSim et non pas la simulation complète pour la simulation des gerbes électromagnétiques et hadroniques : Il convient donc de vérifier que la forme des gerbes simulées par ATLFAST-II se rapproche de celle des gerbes en simulation complète puisque ce sont ces formes de gerbes qui sont utilisées dans la méthode d'identification calorimétrique des photons que l'on a décrit précédemment.

	Simulation complète	ATLFAST-II	ATLFAST-II + corrections
C0-C0	75.1%	71.9%	71.9%
C0-C2	16.8%	18.6%	18.6%
C0-C1	6.3%	7.1%	7.1%
C1-C2	0.7%	1.0%	1.0%
C1-C1	0.2%	0.3%	0.3%
C2-C2	0.9%	1.1%	1.1%

Tab. 6.1: Proportion de conversions dans les événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ selon que les photons sont convertis à une trace (C1), à deux traces (C2) ou non convertis (C0). On présente ici les résultats obtenus par la simulation complète et par la simulation rapide avec ATLFAST-II avec ou sans correction - Toutes les coupures d'analyse sont appliquées : η , p_T , identification et isolation

On peut dans un premier temps vérifier que les paramètres cinématiques associés aux objets électrons et photons sont semblables pour la simulation complète et ATLFAST-II (fig. 6.2 et 6.3), cependant le nombre d'objets électrons reconstruits est environ 5% plus élevé en simulation rapide. Si l'on regarde les distributions des variables de forme de gerbe utilisées pour l'identification calorimétrique des photons, on observe des différences en particulier pour les variables de largeur de gerbe ($w_{\eta 1}$, $w_{\eta 2}$ et w_{tots}) et pour la variable "frac1" aussi appelée F_{side} et qui correspond à la fraction d'énergie déposée en dehors du coeur de la gerbe d'une taille de trois strips (fig. 6.7). Ce qui conduit à penser que les gerbes des photons sont un peu différentes en simulation rapide et en simulation complète. Pour les objets électrons, les formes de gerbes souffrent des mêmes effets légèrement accentués (fig. 6.8). On peut de plus remarquer que la distribution de la variable "deltae" (voir la section consacrée à l'identification des photons 5) pour les objets électrons est plus étroite en simulation rapide et son maximum est plus petit.

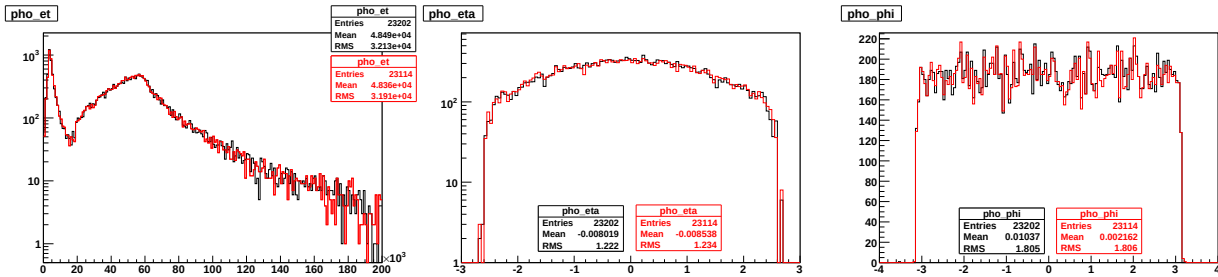


Fig. 6.2: Distribution de l'énergie transverse, de la pseudo-rapidité η et de l'angle ϕ pour des objets photons reconstruits en utilisant la simulation complète (en noir) et ATLFAST-II (en rouge)

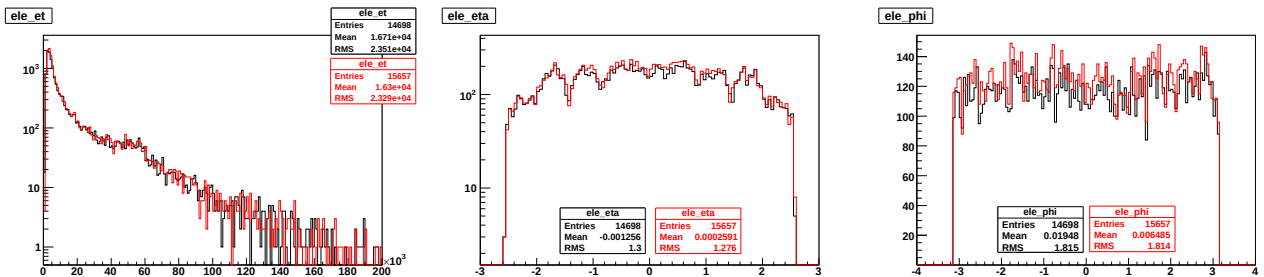


Fig. 6.3: Distribution de l'énergie transverse, de la pseudo-rapidité η et de l'angle ϕ pour des objets électrons reconstruits en utilisant la simulation complète (en noir) et ATLFAST-II (en rouge)

Deux effets différents permettent d'expliquer les différences de forme de gerbe observées pour les objets photons et les objets électrons entre simulation complète et simulation rapide : Tout d'abord la paramétrisation utilisée a été extraite des données reconstruites avec une ancienne version du software d'ATLAS (version 10) dans laquelle la quantité de matière était moins importante que maintenant. De plus, dans ATLFAST-II, les électrons sont paramétrés de la même façon que les photons : La paramétrisation de type photon est appliquée aux deux types de particules électrons et positrons. Ceci n'est pas tout à fait correct car les électrons émettent beaucoup de photons par Bremsstrahlung dans le détecteur interne, ce qui implique que leurs gerbes sont plus larges dans le calorimètre électromagnétique que celles des photons. Ceci affecte aussi les photons convertis qui ont alors tendance à avoir des gerbes plus étroites en simulation rapide qu'en simulation complète et seront donc moins sensibles aux coupures d'identification (fig. 6.4).

En effet, pour les photons convertis on voit sur la figure 6.4 que la variable `frac1`, qui correspond à la fraction d'énergie déposée en dehors du coeur de la gerbe dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique (strips), et la largeur de la gerbe en η (`MiddleWidth` sur la figure et aussi appelée `weta2`) dans le second compartiment sont moins discriminantes pour la simulation rapide que pour la simulation complète.

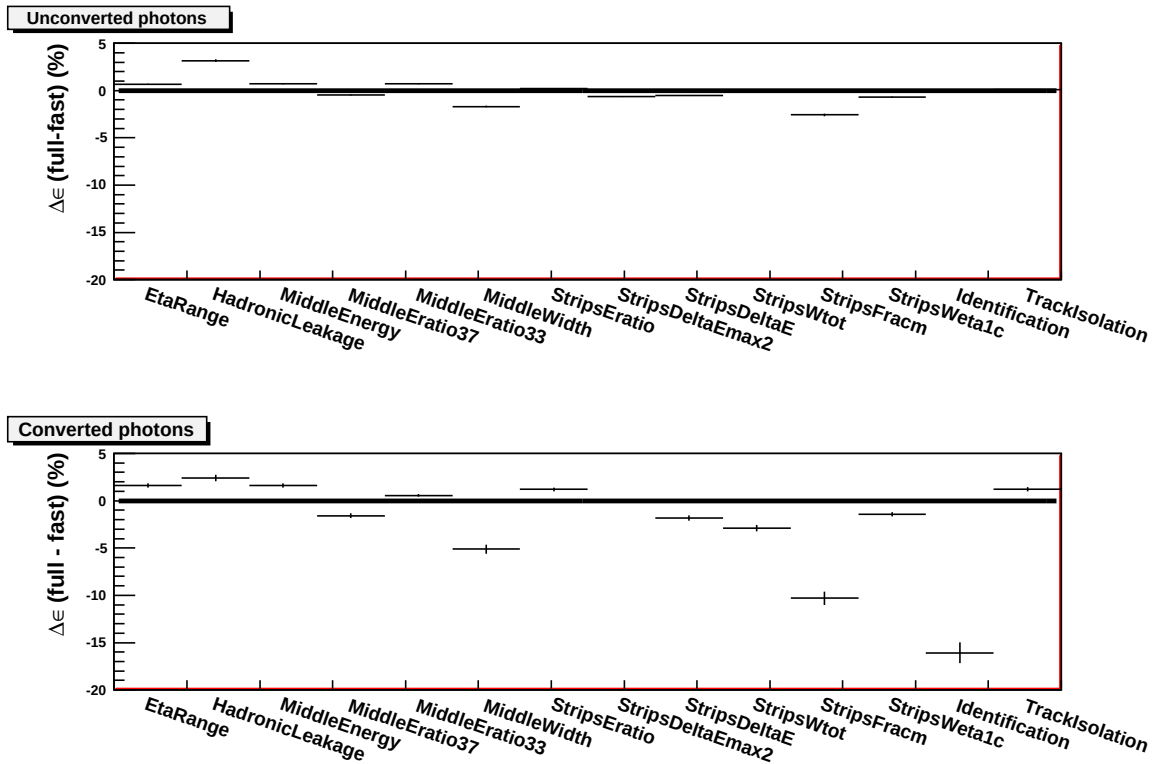


Fig. 6.4: Différence entre l'efficacité obtenue avec la simulation complète et celle obtenue avec la simulation rapide pour chaque coupure utilisée dans la méthode d'identification calorimétrique : $\epsilon_{\text{simulation complète}} - \epsilon_{\text{ATLFAST-II} + \text{corrections}}$ - Les photons convertis à une trace ne sont pas intégrés dans ce tableau

Comme on peut le voir sur la figure 6.4 ou sur les figures 6.9(a) et 6.9(b) et comme on l'a déjà mentionné, ces effets ont un impact sur l'identification calorimétrique : Si l'on regarde l'effet sur le

nombre d'événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ reconstruits (fig. 6.5), on voit que l'on obtient environ 6% d'événements en plus avec ATLFast-II qu'avec la simulation complète.

En distinguant les différentes catégories d'événements (si les photons sont convertis ou non) on voit que la différence vient principalement de la contribution des photons convertis (fig. 6.6) : En effet, pour les événements ayant deux photons convertis, la simulation rapide conduit à seulement $\frac{3984-3911}{3911} \approx 1.9\%$ d'événements de plus que la simulation rapide alors que pour les événements ayant au moins un photon converti à deux traces on trouve $\frac{468-374}{374} \approx 25\%$ d'événements en plus avec la simulation ATLFast-II et pour les événements ayant au moins un photon converti à une trace on trouve $\frac{1088-925}{925} \approx 18\%$ d'événements en plus avec la simulation ATLFast-II.

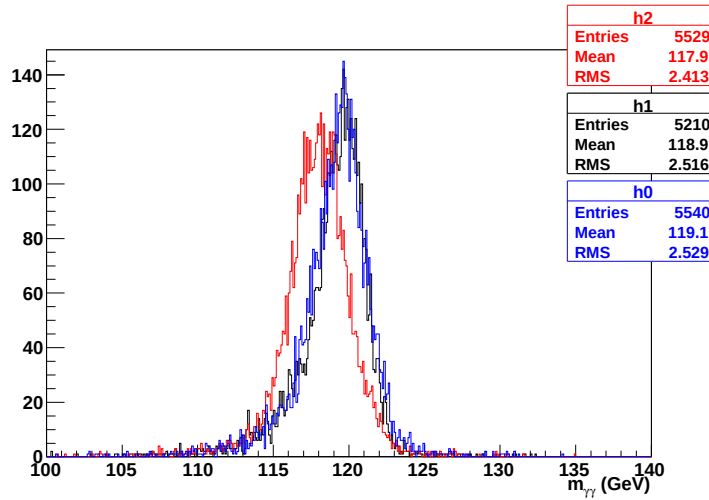


Fig. 6.5: Distribution de la masse invariante des deux photons pour la simulation complète (en noir), pour la simulation rapide avec ATLFast-II sans application des corrections (en rouge) et avec application des corrections (en bleu)

6.2.4 Effet des corrections AOD to AOD

On peut comparer les résultats obtenus en simulation complète et ceux obtenus en simulation rapide avec ATLFast-II en appliquant ou non les corrections AOD to AOD. Ces corrections sont implémentées dans le programme MonteCarloReact (Monte Carlo Resolution and Efficiency Adjustment and Correction Tools) pour l'efficacité d'identification des photons et des électrons, leur résolution et leur calibration en énergie.

Ces corrections sont calculées par intervalles d'impulsion transverse et de pseudo-rapacité en comparant les données en simulation complète et les données en simulation rapide ATLFast-II (sans correction). Pour cela des événements single photons et single électrons d'énergies transverses fixes sont utilisés ($E_T = 20, 40, 60, 120$ et 500 GeV pour les photons et $E_T = 10, 15, 20, 25, 40, 60, 120$ et 500 GeV pour les électrons). Même si la validation présentée ici porte principalement sur les objets photons, les objets électrons sont aussi utilisés puisque les photons convertis sont reconstruits comme des objets électrons dans la release 13 (comme dans la version 12, voir le chapitre 4 dédié aux conversions).

La figure 6.9 montre l'efficacité d'identification des photons en fonction de la pseudo-rapacité et de l'impulsion transverse : L'accord entre simulation rapide et complète est très bon pour les photons

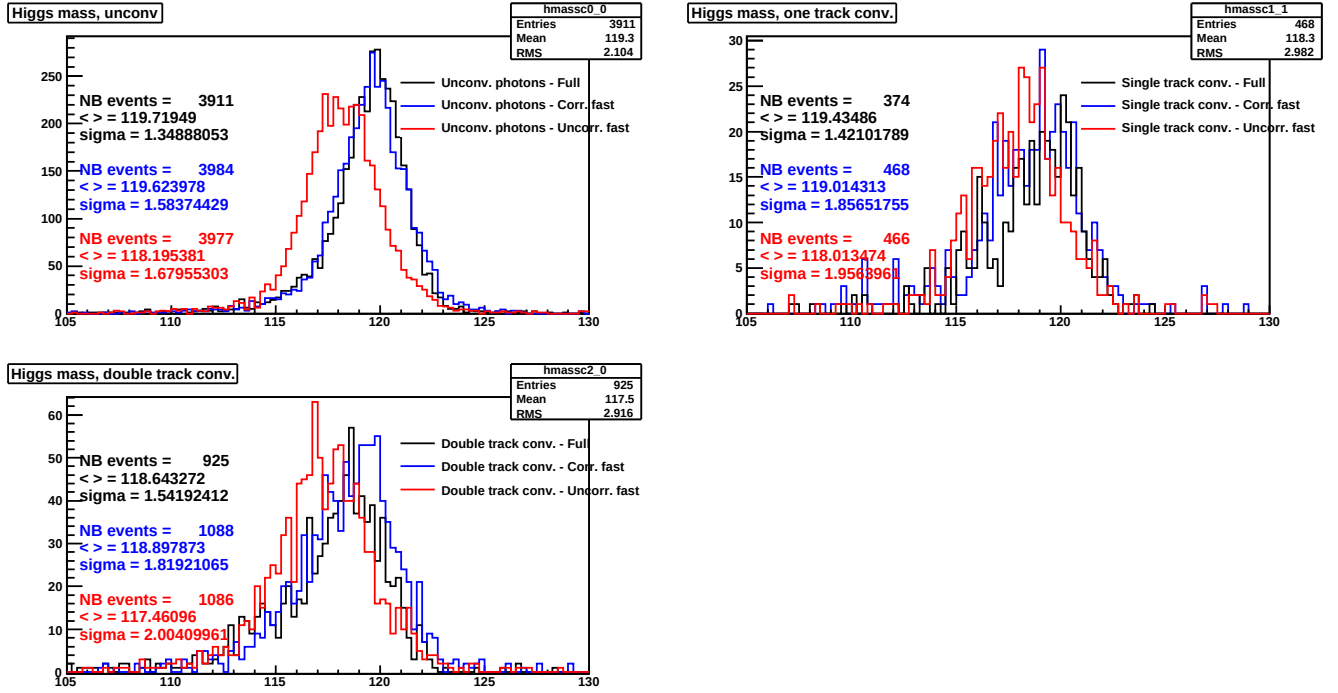


Fig. 6.6: Distribution de la masse invariante des deux photons pour la simulation complète (en noir) et pour la simulation rapide avec ATLFAST-II avec application des corrections (en bleu) ou sans correction (en rouge) pour les événements avec deux photons non-convertis (en haut à gauche), pour les événements avec au moins un photon converti à une trace (en haut à droite) et pour les événements avec au moins un photon converti à deux traces (en bas à gauche)

convertis alors que l'efficacité d'identification est surestimée pour les photons convertis, en particulier pour $|\eta| > 0.5$, région où la quantité de matière est plus importante. Pour l'instant, seule une correction globale pour les photons convertis et non-convertis est implémentée, ce qui explique pourquoi les corrections n'ont que peu d'effet, en particulier sur les photons convertis.

La figure 6.10 montre la calibration en énergie des photons, c'est à dire la distribution de $E_{\gamma \text{ reconstruit}} / E_{\gamma \text{ vrai}}$ en fonction de la pseudo-rapidité et de l'impulsion transverse : L'application des corrections AOD to AOD corrige bien les différences entre simulation complète et simulation rapide, ce qui est également mis en évidence sur la figure 6.5. En effet, les corrections AOD to AOD corrigent bien la valeur de la masse invariante des deux photons. On peut cependant remarquer que l'énergie des photons convertis est surestimée pour les régions $|\eta| > 0.5$ pour lesquelles la matière est plus importante. Cet effet est également mis en évidence par la distribution de masse invariante obtenue pour les événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ ayant au moins un photon converti à deux traces : la masse invariante des deux photons est légèrement décalée vers les grande valeurs de $m_{\gamma\gamma}$ pour la simulation ATLFAST-II avec corrections par rapport à la simulation complète (fig. 6.6). Ceci devrait être résolu en utilisant des corrections différentes pour les photons convertis et les photons non convertis.

Les figures 6.11 et 6.12 montrent respectivement la linéarité en fonction de l'impulsion transverse et en fonction de la pseudo-rapidité. La linéarité est définie comme la valeur moyenne du rapport de la différence entre l'énergie vraie et l'énergie reconstruite sur l'énergie vraie : $\langle \frac{E_{\gamma \text{ reconstruit}} - E_{\gamma \text{ vrai}}}{E_{\gamma \text{ vrai}}} \rangle$. L'accord entre simulation complète et ATLFAST-II avec corrections est assez bon.

Coupeure appliquée	Simulation complète ①	ATLFAST-II + corrections ②	$\frac{① - ②}{①}$
Seulement les 2 candidats photons les plus énergétiques	8765	8795	$-0.3 \pm 0.6\%$
$\begin{cases} p_{T\gamma}^1 > 40 GeV \\ p_{T\gamma}^2 > 25 GeV \end{cases}$	7973	8004	$-0.4 \pm 0.7\%$
Seulement les coupures d'identification	5741	6204	$-8.1 \pm 3.9\%$
Coupeure d'identification + isolation des traces	5537	5970	$-7.8 \pm 3.9\%$
$\begin{cases} p_{T\gamma}^1 > 40 GeV \\ p_{T\gamma}^2 > 25 GeV \end{cases}$ + coupures d'identification	5351	5717	$-6.8 \pm 3.7\%$
$\begin{cases} p_{T\gamma}^1 > 40 GeV \\ p_{T\gamma}^2 > 25 GeV \end{cases}$ + coupures d'identification + isolation des traces	5161	5504	$-6.6 \pm 3.7\%$

Tab. 6.2: Nombre d'événements passant les différentes coupures successives utilisées pour l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ dans la fenêtre de masse $100 < m_{\gamma\gamma} < 140 GeV$

Les figures 6.13 et 6.14 montrent respectivement la résolution en énergie en fonction l'impulsion transverse et de la pseudo-rapidité. Cette résolution est définie comme étant la résolution du rapport de la différence entre l'énergie vraie et l'énergie reconstruite sur l'énergie vraie : $\sigma\left(\frac{E_{\gamma \text{ reconstruit}} - E_{\gamma \text{ vrai}}}{E_{\gamma \text{ vrai}}}\right)$. L'effet de la correction AOD to AOD est ici moins important et souffre sans doute de la méthode utilisée pour l'interpolation des coefficients calculés avec les événements de particules simples. En effet les corrections sont calculées pour certains intervalles d'impulsion transverse pour lesquels les particules simples sont générées puis sont interpolées pour les autres intervalles d'impulsion transverse.

Malgré certaines différences, la simulation rapide avec ATLFAST-II est assez proche de la simulation complète lorsque les corrections AOD to AOD sont appliquées. Finalement, on peut regarder le résultat de chaque coupeure utilisée dans l'analyse sur le nombre d'événements sélectionnés (tab. 6.2) : L'accord entre ATLFAST-II et simulation complète reste très bon jusqu'à l'application des coupures d'identification qui souffrent de la paramétrisation de type photon utilisée pour les électrons.

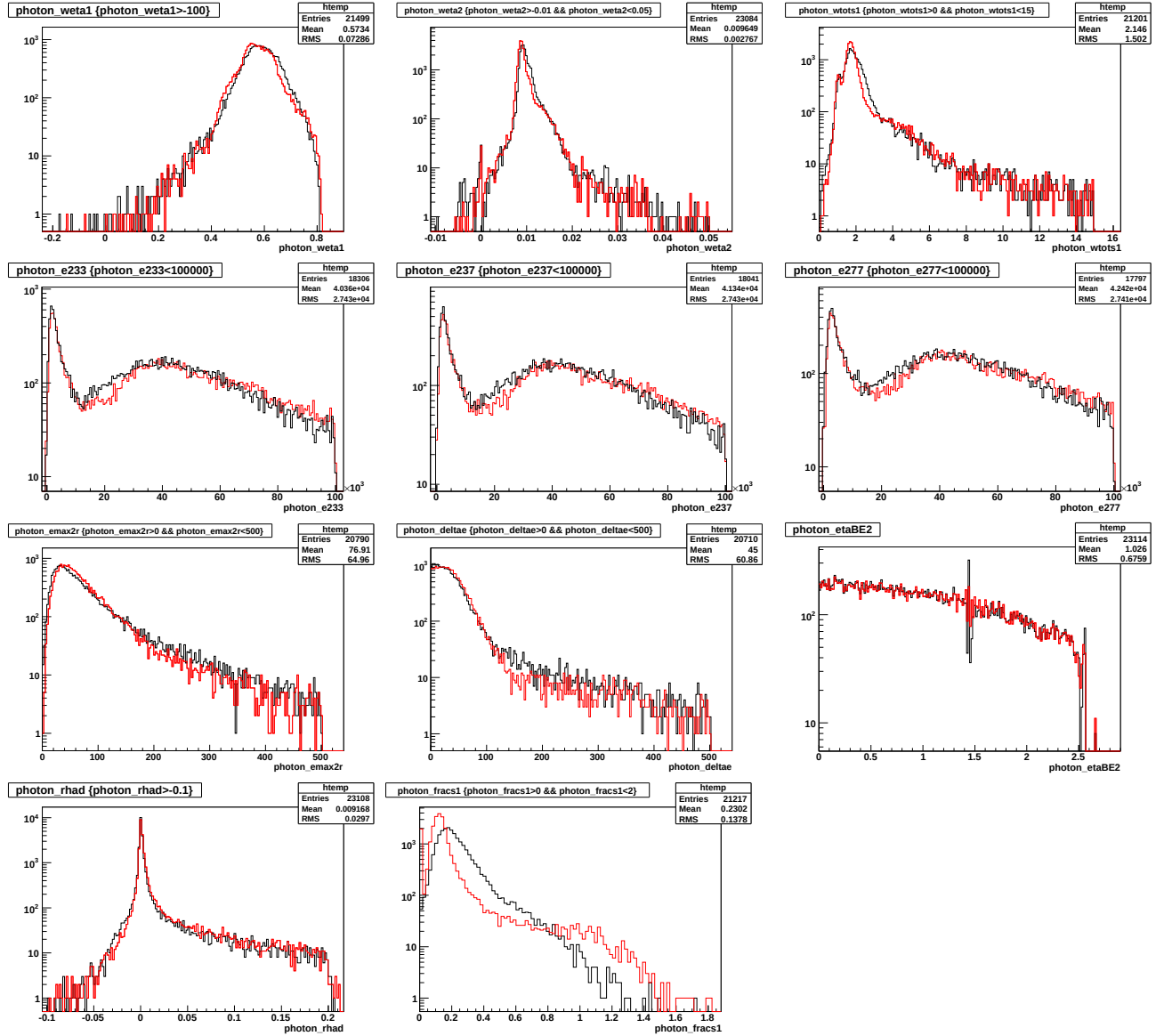


Fig. 6.7: Distributions des variables de forme de gerbe utilisées pour l'identification calorimétrique des photons - Pour des objets photons reconstruits issus d'événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ en utilisant la simulation complète (en noir) et ATLFAST-II (en rouge). De gauche à droite et de bas en haut : weta1, weta2, wtots1, e233, e237, e277, emax2r, deltae, etaBE2 (valeur de η dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique), rhad et frags1

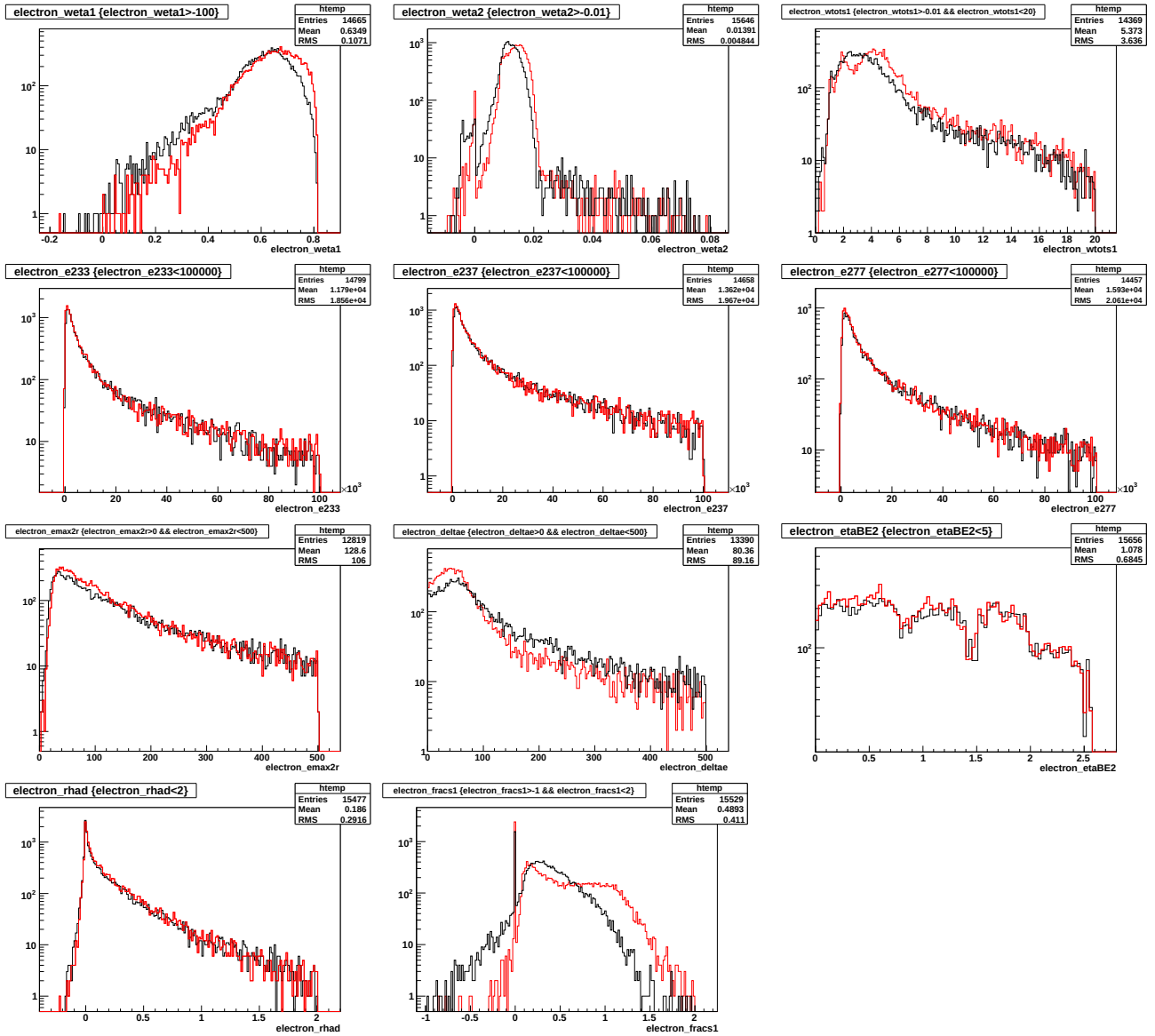
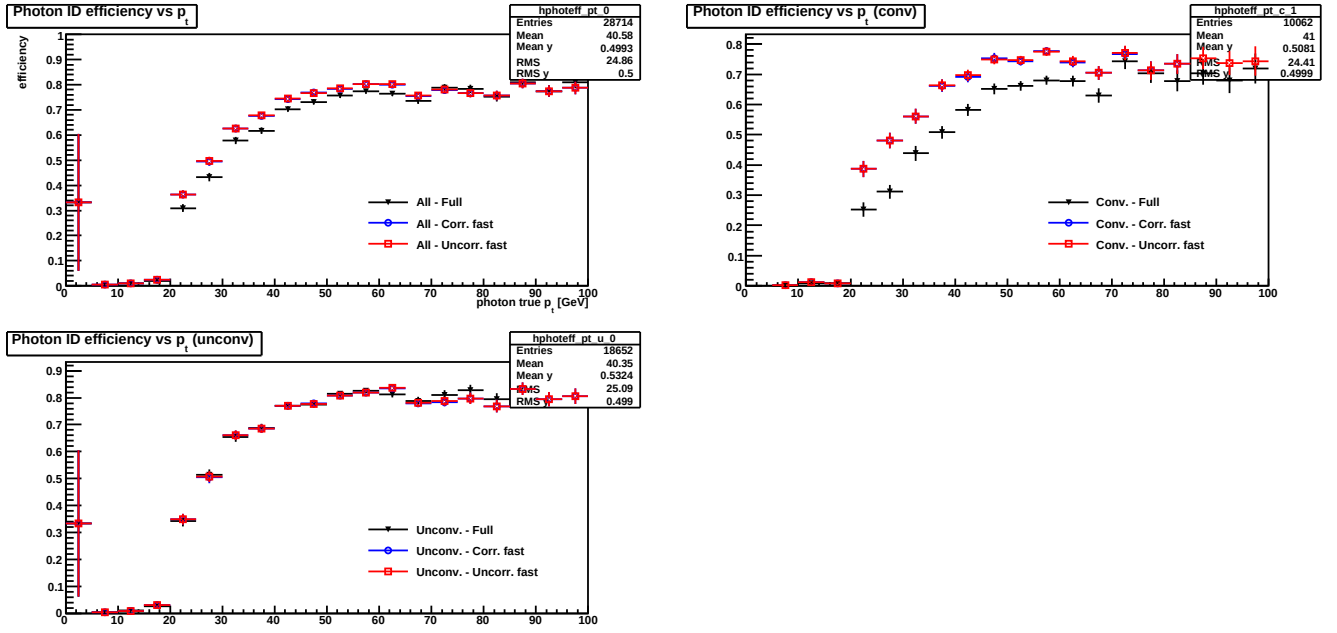
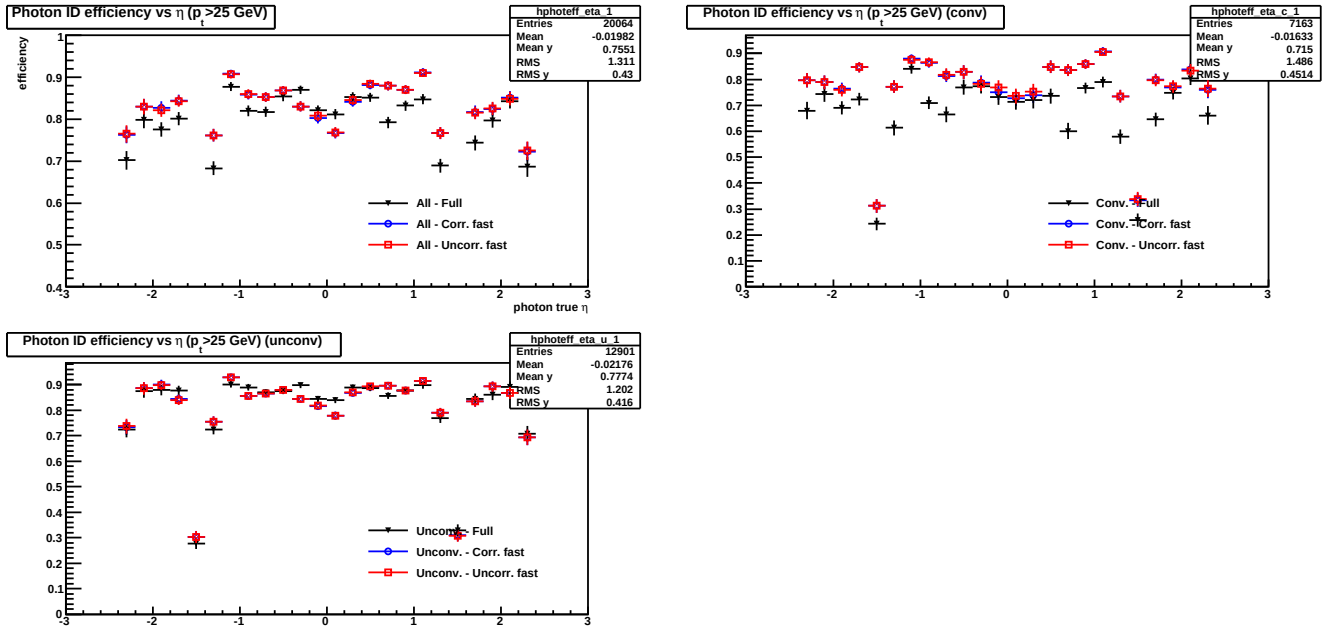


Fig. 6.8: Distributions des variables de forme de gerbe utilisées pour l'identification calorimétrique des électrons - Pour des objets électrons reconstruits issus d'évènements $H \rightarrow \gamma\gamma$ en utilisant la simulation complète (en noir) et ATLAS-II (en rouge). De gauche à droite et de bas en haut : $weta1$, $weta2$, $wtots1$, $e233$, $e237$, $e277$, $emax2r$, $deltae$, $etaBE2$ (valeur de η dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique), $rhad$ et $fracs1$

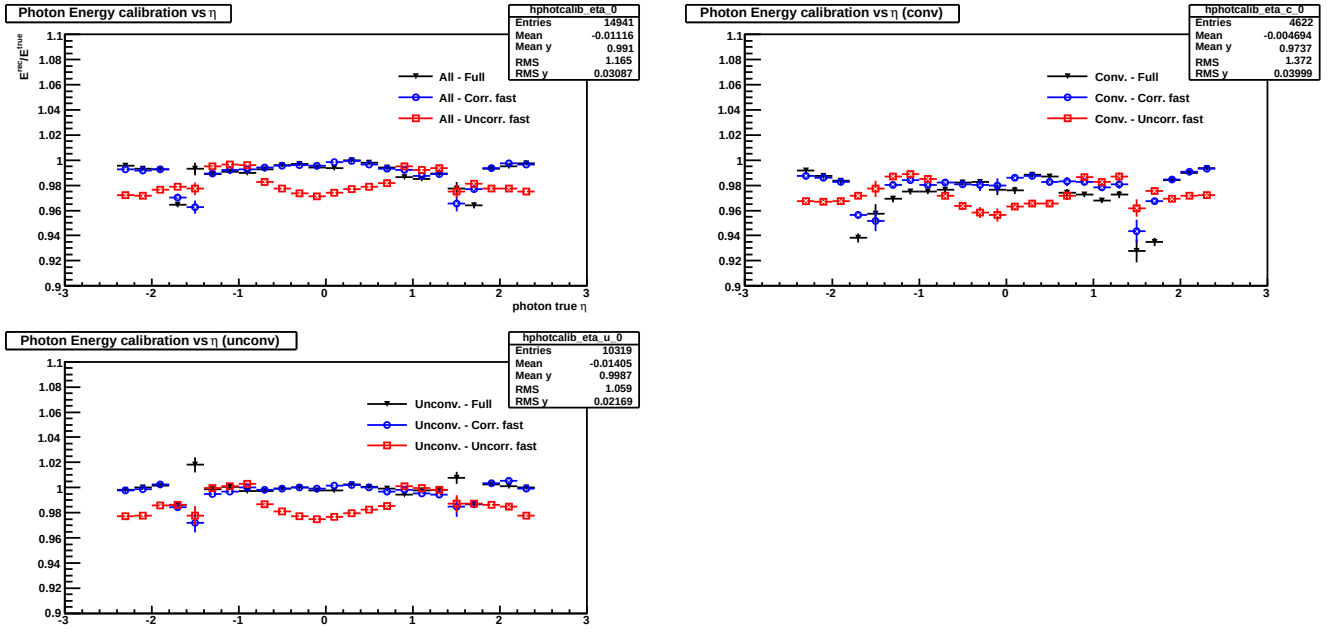


(a)

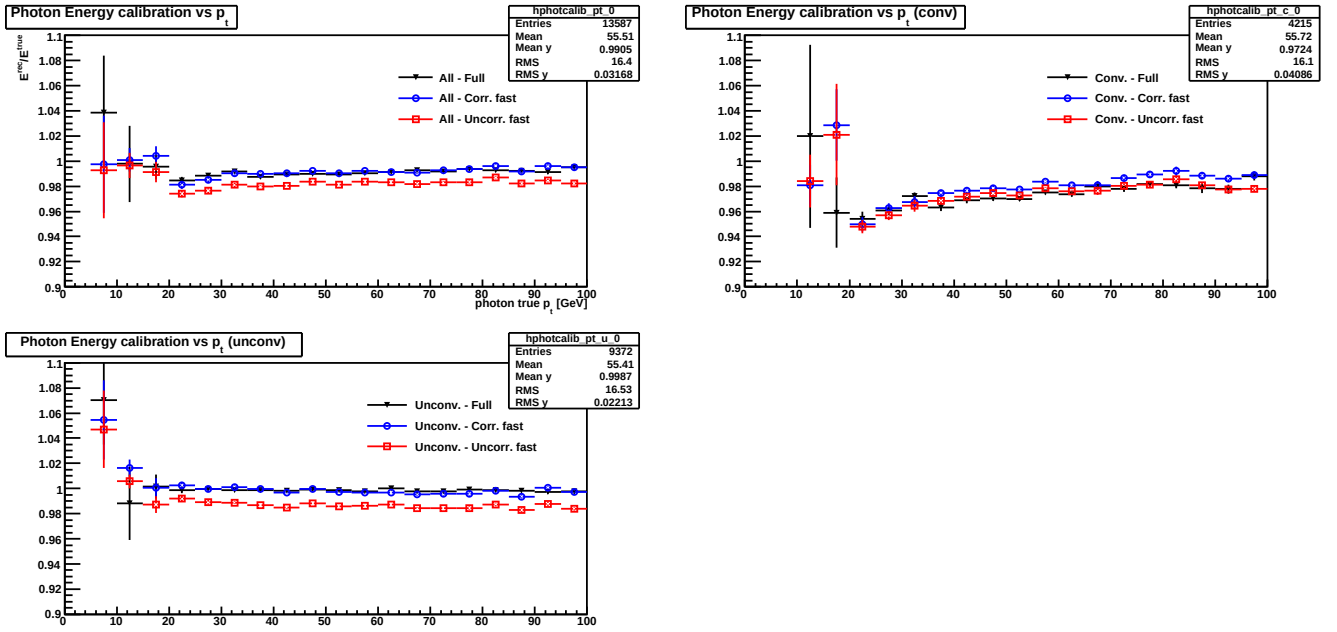


(b)

Fig. 6.9: Efficacité des coupures d'identification calorimétriques en fonction de l'impulsion transverse (a) et de la pseudo-rapacité (b) pour la simulation complète (en noir) et la simulation rapide avec ATLFast-II sans correction (en rouge) et avec corrections (en bleu) dans le cas où l'on considère tous les photons (en haut à gauche), les photons non-convertis (en bas à gauche) ou les photons convertis (en haut à droite)



(a)



(b)

Fig. 6.10: Calibration en énergie des photons en fonction de η (a) et de l'impulsion transverse (b), dans le cas où l'on considère tous les photons en haut à gauche, les photons non-convertis en bas à gauche ou les photons convertis en haut à droite, pour la simulation complète (en noir) et la simulation rapide avec ATLFast-II sans correction (en rouge) et avec corrections (en bleu).

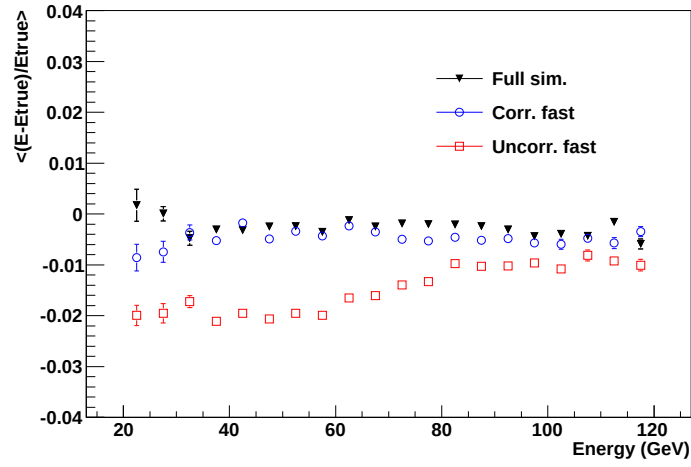


Fig. 6.11: Linéarité obtenue pour tous les photons reconstruits en fonction de l'impulsion transverse (en noir pour la simulation complète, en rouge pour ATLFAST-II sans correction et en bleu pour ATLFAST-II avec corrections)

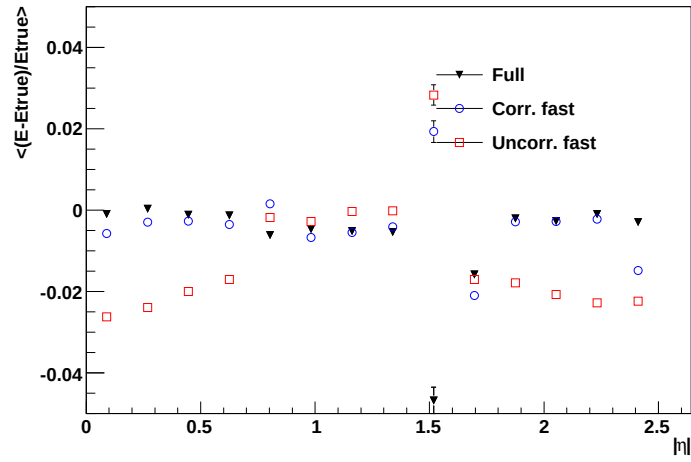


Fig. 6.12: Uniformité obtenue pour tous les photons reconstruits en fonction de la pseudo-rapacité (en noir pour la simulation complète, en rouge pour ATLFAST-II sans correction et en bleu pour ATLFAST-II avec corrections)

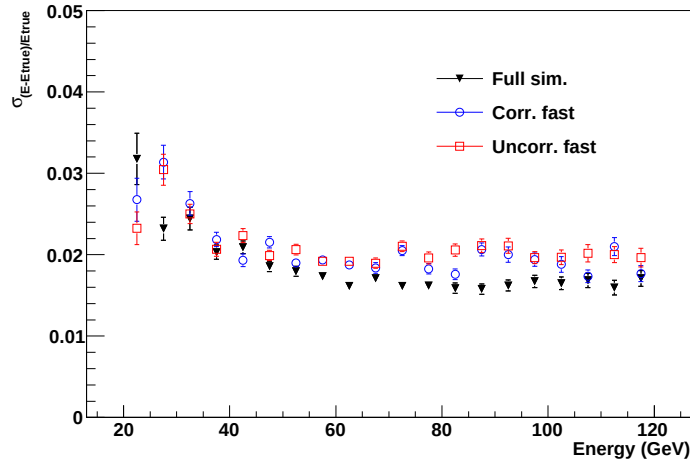


Fig. 6.13: Résolution obtenue pour tous les photons reconstruits en fonction de l'impulsion transverse (en noir pour la simulation complète, en rouge pour ATLFast-II sans correction et en bleu pour ATLFast-II avec corrections)

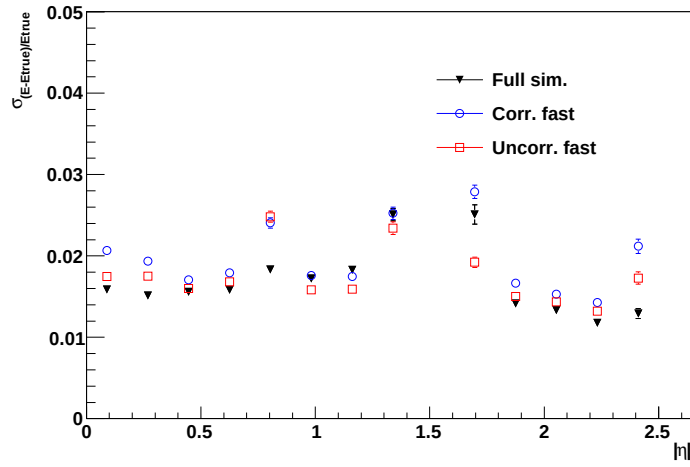


Fig. 6.14: Résolution obtenue pour tous les photons reconstruits en fonction de la pseudo-rapacité (en noir pour la simulation complète, en rouge pour ATLFast-II sans correction et en bleu pour ATLFast-II avec corrections)

6.2.5 Comparaison de la simulation complète avec ATLFAST-II - γ/jet

Grâce à la simulation complète du détecteur interne, ATLFAST-II doit permettre de faire des études relativement “fines” par rapport à ATLFAST-I comme par exemple l’étude de la variable p/E pour la réjection γ/jet (voir la partie consacrée à l’identification des photons dans le chapitre 5). De plus, le gain de temps permis par l’utilisation d’ATLFAST-II autorise la production d’un plus grand nombre d’évènements Monte Carlo, ce qui est particulièrement intéressant pour des études portant sur le bruit de fond.

Dans cette section, on va s’intéresser aux différences entre simulation complète et simulation rapide avec ATLFAST-II pour le bruit de fond réductible γ/jet qui est l’un des bruits de fond les plus important dans l’analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$. Nous utilisons ici 540000 évènements γ/jet .

Si l’on regarde dans un premier temps le nombre de candidats photons et électrons, on s’aperçoit qu’il y a environ 6% d’objets électrons en plus en simulation rapide qu’en simulation complète : Cette différence apparaît uniquement dans la partie tonneau du calorimètre électromagnétique (distribution de la pseudo-rapidité sur la figure 6.17). On peut aussi remarquer qu’il y a environ 1% d’objets photons en moins en simulation rapide et cette différence apparaît toujours dans la partie tonneau du calorimètre. Cet effet était déjà présent dans les évènements $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulés.

Le nombre total d’évènements qui passent toutes les coupures d’analyse (coupure sur l’impulsion transverse, identification des photons et isolation des traces) est 17.4% plus élevé en simulation rapide avec ATLFAST-II qu’en simulation complète (tab. 6.3 et fig. 6.15) et largement affecté par les coupures d’identification comme on peut le voir sur le tableau 6.3. Ces différences sont encore une fois liées à celles des formes de gerbes électromagnétiques entre simulation complète et simulation rapide (fig. 6.16 et 6.17). Cependant la faible statistique disponible ne permet pas une compréhension fine.

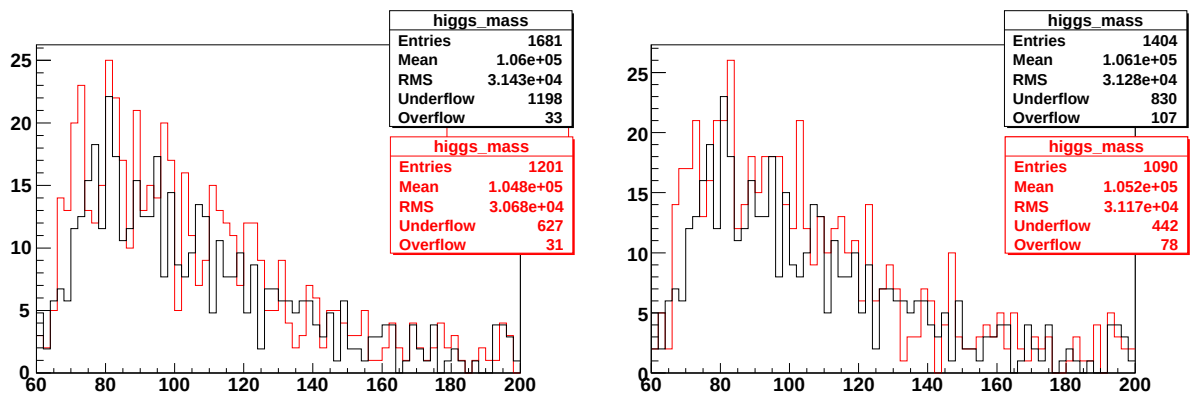


Fig. 6.15: Distribution de la masse invariante des deux photons pour des évènements γ/jet en simulation complète (en noir) et en simulation rapide avec ATLFAST-II (en rouge)

Malgré ces différences sur le nombre d’évènements finals obtenus après les coupures d’analyse, la forme de la distribution de masse invariante est similaire à celle obtenue en simulation complète et il est facile d’appliquer un facteur correctif à la simulation rapide pour qu’elle se rapproche d’avantage de la simulation complète. De plus, du travail est en cours pour obtenir des corrections AOD to AOD

différentes pour les photons convertis et les photons non convertis et pourraient corriger une partie des différences observées entre simulation rapide et simulation complète.

Coupure appliquée	Simulation complète ①	ATLFAST-II sans correction ②	$\frac{① - ②}{①}$
Seulement les 2 candidats photons les plus énergétiques	16057	16862	$-5.0 \pm 1.8\%$
$\begin{cases} p_{T\gamma}^1 > 40 GeV \\ p_{T\gamma}^2 > 25 GeV \end{cases}$	8875	9484	$-6.9 \pm 2.9\%$
Seulement les coupures d'identification	389	496	$-27.5 \pm 3.0\%$
Coupure d'identification + isolation des traces	277	341	$-23.1 \pm 3.2\%$
$\begin{cases} p_{T\gamma}^1 > 40 GeV \\ p_{T\gamma}^2 > 25 GeV \end{cases}$ + coupures d'identification	230	273	$-18.7 \pm 3.1\%$
$\begin{cases} p_{T\gamma}^1 > 40 GeV \\ p_{T\gamma}^2 > 25 GeV \end{cases}$ + coupures d'identification + isolation des traces	149	175	$-17.4 \pm 3.7\%$

Tab. 6.3: Nombre d'événements passant les différentes coupures successives utilisées pour l'analyse γ/jet dans la fenêtre de masse $100 < m_{\gamma\gamma} < 140 GeV$

6.3 Conclusion

ATLFAST-II permet de gagner un facteur 10-20 dans le temps de production des données Monte Carlo par rapport à la simulation complète, ce qui est particulièrement intéressant pour générer des quantités importantes d'événements de bruits de fond. Pour ce qui concerne l'étude des photons, l'utilisation d'ATLFAST-II est beaucoup plus avantageuse que celle d'ATLFAST-I grâce à la simulation complète du détecteur interne qui permet des études sur les photons convertis.

Cependant, on a pu voir qu'il existe des différences entre la simulation complète et ATLFAST-II, en particulier sur la forme des gerbes électromagnétiques : une paramétrisation de type photon est utilisée à la fois pour les photons et pour les électrons, ce qui entraîne que ces derniers ont des gerbes électromagnétiques plus étroites en simulation rapide. Ces différences affectent l'identification des photons et par conséquent le nombre d'événements sélectionnés. La solution la plus "propre" pour corriger cet effet serait d'appliquer des paramétrisations différentes pour les photons et les électrons mais nécessiterait sans doute une quantité importante de travail. Une autre solution consiste à appliquer des corrections (AOD to AOD) différentes pour les photons convertis et les photons non convertis (les différences venant principalement des photons convertis dont les gerbes sont plus étroites en simulation rapide) : Cette possibilité est en cours d'élaboration et sera testée prochainement.

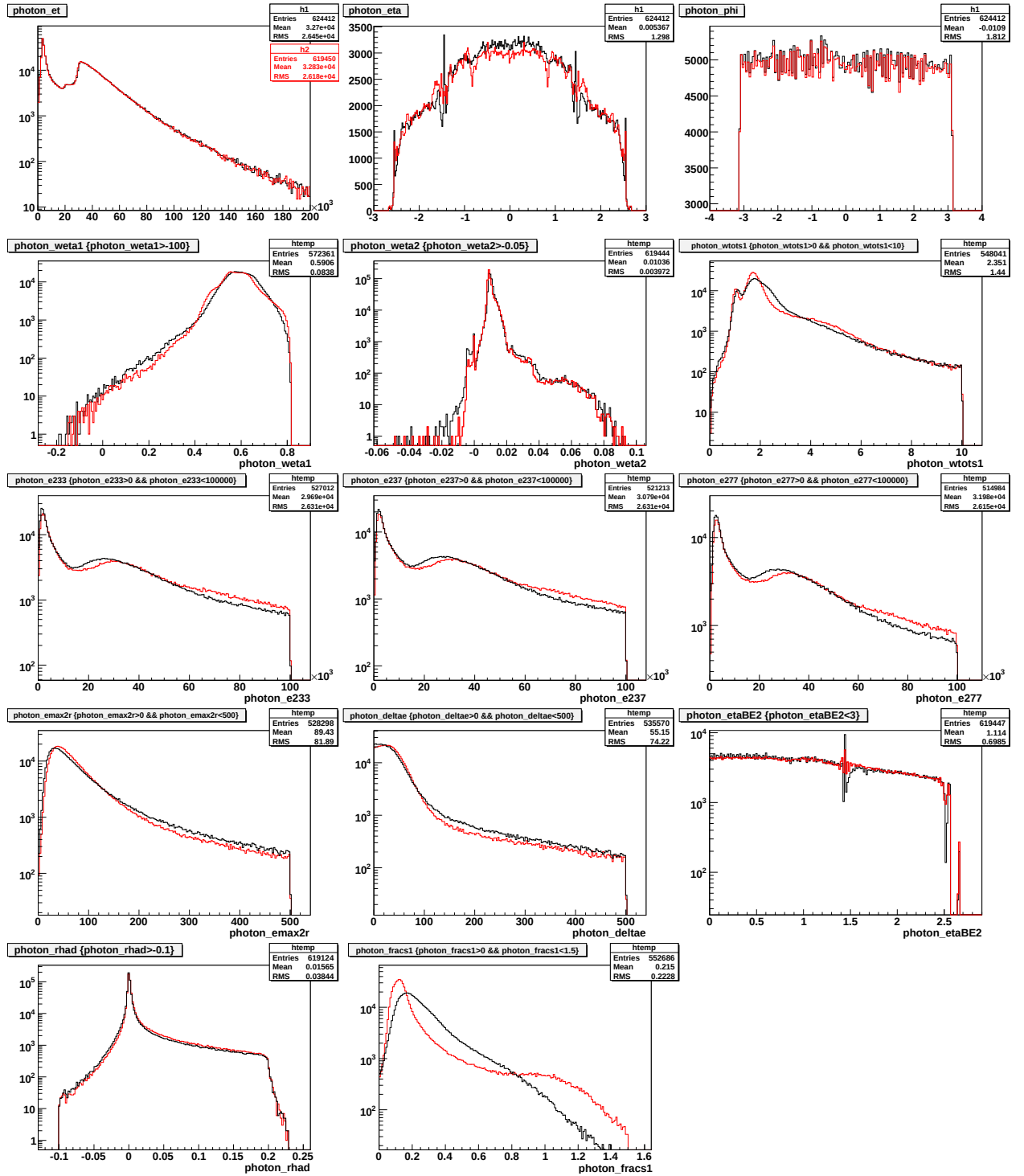


Fig. 6.16: Distributions des variables de forme de gerbe utilisées pour l'identification calorimétrique des photons - Pour des objets électrons reconstruits issus d'événements γ /jets en utilisant la simulation complète (en noir) et ATLFast-II (en rouge). De gauche à droite et de bas en haut : weta1, weta2, wtots1, e233, e237, e277, emax2r, deltae, etaBE2 (valeur de η dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique), rhad et frags1

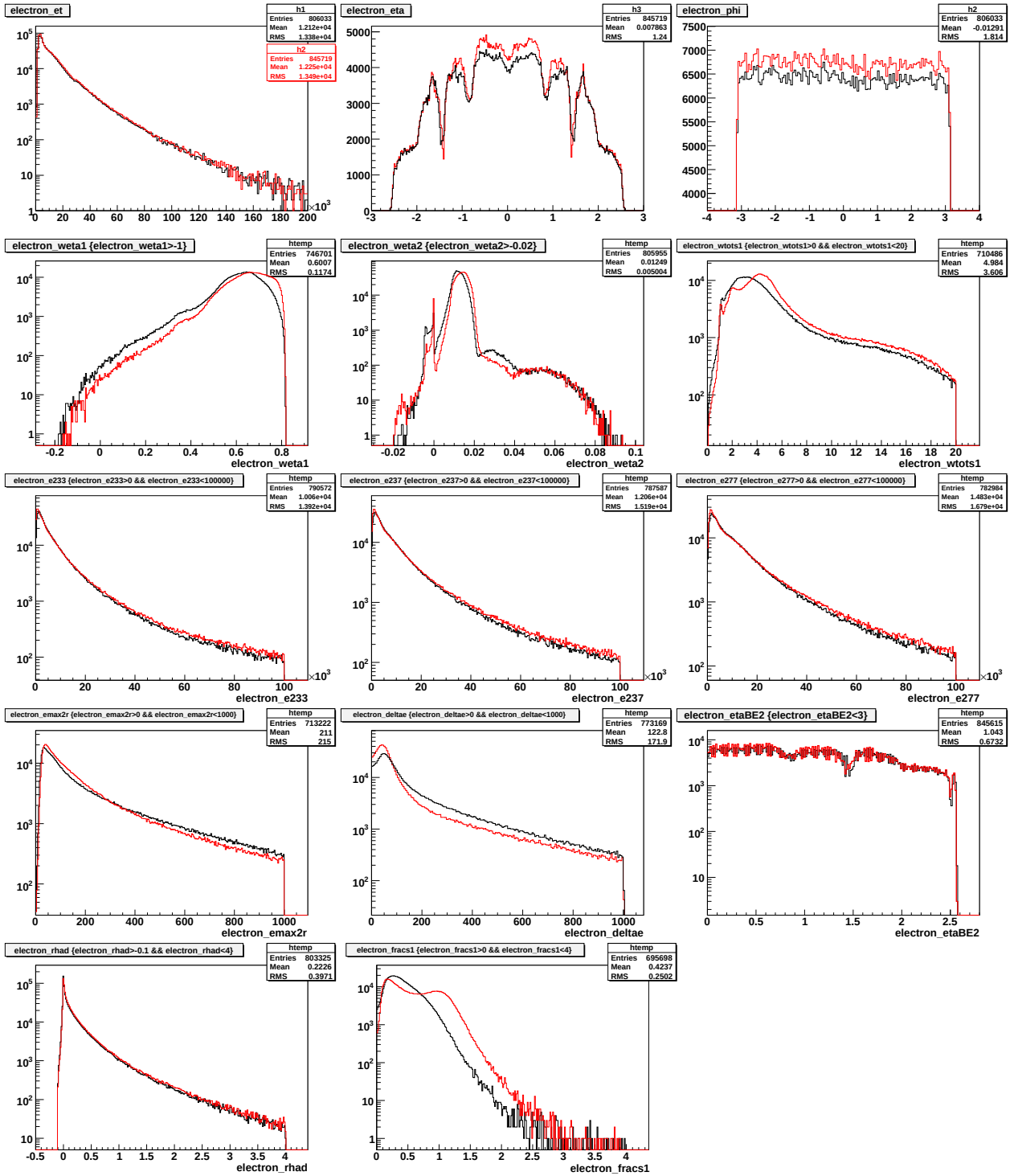


Fig. 6.17: Distributions des variables de forme de gerbe utilisées pour l'identification calorimétrique des électrons - Pour des objets électrons reconstruits issus d'évènements γ /jets en utilisant la simulation complète (en noir) et ATLAS-II (en rouge). De gauche à droite et de bas en haut : $weta1$, $weta2$, $wtots1$, $e233$, $e237$, $e277$, $emax2r$, $deltae$, $etaBE2$ (valeur de η dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique), $rhad$ et $fracs1$

Bibliographie

- [1] **GEANT4** Collaboration, S. Agostinelli *et al.*, “GEANT4 : A simulation toolkit,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A506** (2003) 250–303.
- [2] **ATLAS Electromagnetic Barrel Calorimeter** Collaboration, M. Aharrouche *et al.*, “Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test- beam,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A568** (2006) 601–623, [arXiv :physics/0608012](#).
- [3] D. Cavalli, D. Costanzo, S. Dean, M. Dührssen, S. Hassani, M. Heldmann, K. Jakobs, A. Nairz, A. Phillips, S. Resconi, E. Richter-Was, P. Sherwood, L. Vacavant, I. Vivarelli, J. B. De Vivie de Régie, and I. Wingerter-Seez, “Performance of the ATLAS fast simulation ATLFAST,” Tech. Rep. ATL-PHYS-INT-2007-005. ATL-COM-PHYS-2007-012, CERN, Geneva, Jan, 2007.
- [4] M. Dührssen, “The fast calorimeter simulation FastCaloSim,” Tech. Rep. ATL-PHYS-INT-2008-043. ATL-COM-PHYS-2008-093, CERN, Geneva, Jul, 2008.
- [5] The ATLFAST-II benchmark group, “Benchmark test of ATLFAST-II,”. To be published.

Annexe A

La calorimétrie électromagnétique

A.1 Interaction des électrons, positrons et photons avec la matière

A.1.1 Perte d'énergie des électrons et positrons

A basse énergie, les électrons et positrons perdent leur énergie principalement par ionisation, mais aussi dans une moindre mesure par bremsstrahlung (ou rayonnement de freinage), par diffusion Møller ($e^-e^- \rightarrow e^-e^-$), par diffusion Bhabha ($e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$) et annihilation e^+e^- (figure A.1).

La perte d'énergie par bremsstrahlung devient le processus dominant pour des énergies supérieures à 10 MeV pour le cas du plomb.

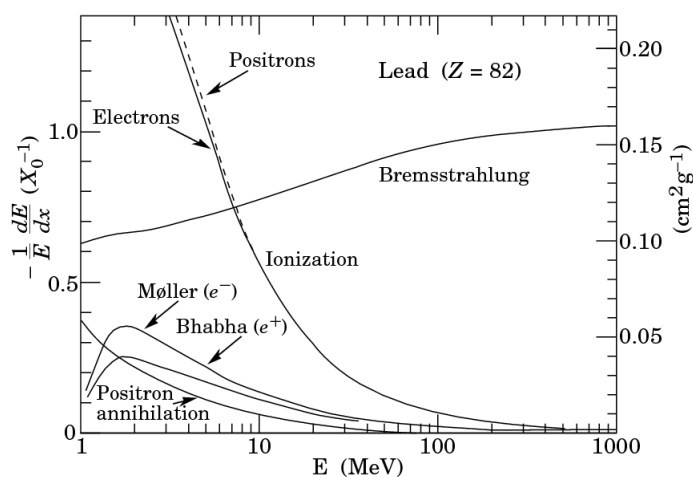


Fig. A.1: Perte d'énergie des électrons et positrons dans le plomb selon les différents processus en fonction de l'énergie de l' e^- ou de l' e^+

A.1.2 Perte d'énergie des photons

Dans le cas des photons, l'effet photo-électrique (absorption par un électron d'une couche interne, dominant à basse énergie) est remplacé principalement, pour des énergies supérieures à 100 MeV environ,

par la création de paires e^+e^- par interaction avec le champ électromagnétique du noyau et dans une moindre mesure avec celui des électrons (figure A.2).

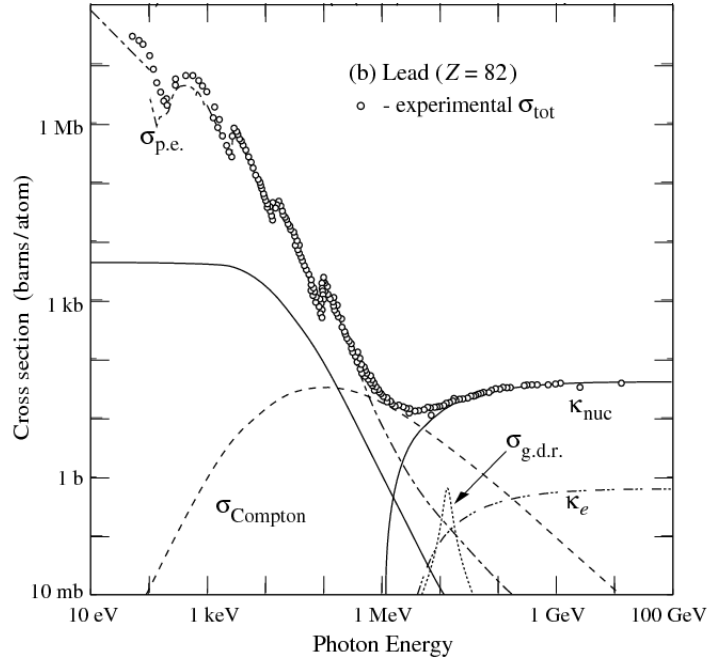


Fig. A.2: Section efficace d'interaction des photons avec le plomb où $\sigma_{p.e.}$ = Effet photoélectrique, $\sigma_{g.d.r.}$ = Interactions photonucléaires, κ_{nuc} = Production de paires par interaction avec le champ électromagnétique du noyau, κ_e = Production de paires par interaction avec le champ électromagnétique des électrons, $\sigma_{Rayleigh}$ = Diffusion Rayleigh et $\sigma_{Compton}$ = Diffusion Compton

A.2 Le développement de la gerbe électromagnétique

Lorsqu'un électron, un positron ou un photon de haute énergie entre dans un calorimètre électromagnétique, il donne naissance à une multitude de particules secondaire par rayonnement de freinage (également appelé bremsstrahlung) et création de paires e^+e^- : il apparaît ainsi une gerbe électromagnétique.

Cette cascade de particules s'achève lorsque l'énergie des particules devient trop faible et que le processus de perte d'énergie dominant n'est plus le rayonnement de freinage mais l'ionisation.

L'énergie pour laquelle la contribution des deux processus à la perte d'énergie est égale est appelée énergie critique. Elle est donnée par :

$$E_c = \frac{610 \text{ MeV}}{Z+1,24} \quad \text{pour les solides et les liquides} \quad (\text{A.1})$$

$$E_c = \frac{710 \text{ MeV}}{Z+0,92} \quad \text{pour les gaz} \quad (\text{A.2})$$

A.2.1 Le développement longitudinal de la gerbe électromagnétique

Le développement longitudinal de la gerbe électromagnétique est caractérisé par la longueur de radiation X_0 qui représente à la fois la distance moyenne parcourue par un électron incident avant de perdre 63% de son énergie ($1 - \frac{1}{e}$) et les $\frac{7}{9}$ de la distance moyenne de conversion du photon de haute énergie (création de paires e^+e^-). On peut alors noter que le chemin parcouru par un photon avant d'interagir est d'environ 30% supérieur à celui d'un électron.

Cette longueur de radiation dépend évidemment du milieu puisque la distance moyenne parcourue par une particule incidente est d'autant plus petite que le milieu est dense. Elle peut être approximée par la relation suivante :

$$X_0 = \frac{716,4 A}{Z(Z+1)\ln(\frac{287}{\sqrt{Z}})} \quad \text{en } g.cm^{-2} \text{ et à 5\% près} \quad (A.3)$$

Pour le plomb, la longueur de radiation vaut $X_0 = 5,6 mm$ alors que pour l'argon liquide elle vaut $X_0 = 14 cm$. Le choix d'un matériau dense tel que le plomb permet donc de limiter les dimensions du détecteur.

L'extension longitudinale (en longueur de radiation) de la gerbe électromagnétique est raisonnablement bien décrite par la formule empirique :

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^a e^{-bt}}{\Gamma(a+1)} \quad \text{où} \quad \begin{array}{l} E_0 \text{ est l'énergie de la particule incidente} \\ a \approx b \ln ZE_0 \\ b \approx 0,5 \\ t = \frac{x}{X_0} \end{array} \quad (A.4)$$

La profondeur à laquelle la gerbe contient le maximum de particules est :

$$t_{max} = \frac{a-1}{b} = \ln y + C_j \quad \text{où} \quad j = e, \gamma \quad (A.5)$$

avec $C_e = -0,5$ pour les cascades induites par un électron ou un positron,
 $C_\gamma = +0,5$ pour les cascades induites par un photon).

Cette dépendance logarithmique en énergie de la profondeur de la gerbe permet aux calorimètres, et par extension aux détecteurs, de garder des dimensions raisonnables, même aux énergies atteintes par le LHC.

A une énergie de l'ordre de 100 GeV, $t_{max} \approx 10 X_0$.

On peut fixer la taille du calorimètre électromagnétique sachant que 98% de la gerbe électromagnétique est contenue dans une longueur de $2,5 t_{max}$, soit environ $25 X_0$.

A.2.2 Le développement latéral de la gerbe électromagnétique

L'extension latérale de la gerbe électromagnétique est due principalement aux électrons et positrons subissant des diffusions avec la matière et aux grandes longueurs de vol des photons de quelques MeV.

Cette extension latérale est caractérisée par le rayon de Molière :

$$R_M = \frac{21,2}{E_c [MeV]} X_0 [g.cm^{-2}] \quad (A.6)$$

90% de l'énergie est contenue dans $1 R_M$, 95% dans $2 R_M$ et 99% dans $3,5 R_M$, ce qui permet de fixer la taille des cellules du calorimètre. Il est de plus possible de limiter les problèmes d'empilement des évènements si la granularité est de l'ordre de grandeur de l'extension latérale de la gerbe.

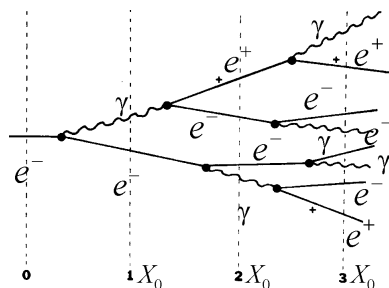


Fig. A.3: Schéma de principe de développement de la gerbe électromagnétique

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Isabelle Wingerter-Seez d'avoir encadré mon travail de thèse durant ces trois années. Je remercie également Louis Fayard et Pascal Vanlaer d'avoir accepté d'être les rapporteurs ainsi que Marie-Claude Cousinou, Fabiola Gianotti et Yannis Karyotakis d'avoir accepté de faire partie du jury.

Je remercie également François Montanet de m'avoir accueilli dans le master 2 de Physique Subatomique et Astroparticules de l'Université Joseph Fourier de Grenoble. Merci aussi aux directeurs successifs du LAPP, Jacques Colas et Marie-Noëlle Minard puis Yannis Karyotakis et Jean-Pierre Lees pour leur accueil dans le laboratoire.

Je tiens encore une fois à remercier Louis Fayard pour ses conseils, ses suggestions et les nombreux échanges que nous avons eu durant ces trois années de thèse ainsi que pour son soutien. Un grand merci aussi à Guillaume Unal pour les nombreuses discussions que nous avons eu et pour son aide précieuse.

Merci aux conveners du groupe Higgs en deux photons, Leonardo Carminati et Bruce Mellado, puis Marumi Kado. Merci aussi à tous les membres du groupe Higgs en deux photons avec qui j'ai travaillé durant ma thèse et plus particulièrement à Henso Abreu, Marc Escalier, Marcello Fanti, Andreas Hoecker, Iro Koletsou et Francesco Polci. Merci aux membres du groupe egamma et en particulier à Daniel Froidevaux et Thomas Koffas. Merci aussi aux membres du groupe Argon liquide et en particulier à Martin Aleksa, Marco Delmastro et Laurent Serin.

Merci à tous les membres du groupe ATLAS du LAPP. Merci en particulier à Nicolas Berger. Merci aussi aux anciens doctorants du groupe ATLAS du LAPP, Fabien Tarrade, Mohamed Aharrouche et Michele Consonni pour leur aide précieuse dans mes premiers pas dans la collaboration ATLAS.

Je voudrai enfin remercier de tout coeur Anne-Sophie, Antoine et ma famille pour leur soutien durant ces trois années de thèse.

Résumé

Le programme de physique de l'expérience ATLAS auprès de l'accélérateur LHC au CERN couvre un vaste domaine allant de la physique du Modèle Standard, avec la recherche d'un boson de Higgs, à la recherche de nouvelle physique (comme la recherche de super-symétrie ou de dimensions supplémentaires). Cette thèse s'oriente selon deux axes principaux. Elle présente premièrement des études liées à l'électronique de calibration et d'acquisition des signaux issus du calorimètre électromagnétique à argon liquide du détecteur ATLAS. Deuxièmement, elle présente des études menées dans le cadre de la recherche d'un boson de Higgs du Modèle Standard dans sa désintégration en deux photons : l'un des canaux de recherche les plus importants dans la région de basse masse favorisée par des mesures de précision et des prédictions théoriques. Ces études portent en particulier sur la reconstruction et l'utilisation des photons convertis en paires électron-positron dans le but d'améliorer le potentiel de découverte du boson de Higgs dans ce canal de désintégration. D'autres aspects liés à la validation du code de simulation rapide du détecteur ATLAS y sont également décrits, concernant ses performances sur la simulation et la reconstruction des photons convertis et non-convertis mais aussi sur le signal de physique $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Abstract

The physics program of the ATLAS experiment at the Large Hadron Collider (CERN) covers a wide area going from the search for a Standard Model Higgs boson to the search for new physics (supersymmetry, extra-dimensions...). This thesis focuses on two main axes : First, some studies on the liquid argon calorimeter electronics are presented. Studies related to the search for the Standard Model Higgs boson in the $H \rightarrow \gamma\gamma$ decay channel (which is one of the most promising discovery channels in the low mass region, between the LEP limit $m_H > 144.4$ GeV and 150 GeV) are also detailed. In particular the reconstruction of photons and the use of photons conversion into electron-positron pair are detailed. The aim of these studies is to increase the discovery potential of the Higgs boson. Aspects related to the validation of the fast simulation package of the ATLAS experiment are also discussed : The performances of the photon reconstruction (for both unconverted and converted photons) as well as the ability to reproduce full simulation results are emphasized.

