

Potentiel de mesure des couplages du boson de Higgs avec une expérience Électron-Positron. Étude de calorimètre à haute granularité

Abdennacer Hamdi

▶ **To cite this version:**

Abdennacer Hamdi. Potentiel de mesure des couplages du boson de Higgs avec une expérience Électron-Positron. Étude de calorimètre à haute granularité. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. 2015. dumas-01228238

HAL Id: dumas-01228238

https://dumas.ccsd.cnrs.fr/dumas-01228238

Submitted on 12 Nov 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0 International License

UFR Sciences et Technologies

Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand

MASTER SCIENCES DE LA MATIERE
DEUXIÈME ANNÉE

SPÉCIALITÉ : Physique des Particules

RAPPORT DE STAGE

Potentiel de mesure des couplages du boson de Higgs avec une expérience Electron - Positron. Etude de calorimètre à haute granularité.

par

Abdennacer HAMDI

Responsable(s) de stage : **Djamel Boumediene**

IN2P3 Les deux infinis

Juin 2015

Table des matières

Remerciements **3**

Introduction **5**

1 Le Modèle Standard **6**

1.1 Les fermions 6

1.2 Les bosons 7

1.3 Le mécanisme de Higgs 8

2 Les Collisions positron (e^+) - électron (e^-) **10**

2.1 Description des collisions e^+e^- 10

2.2 La physique étudiée dans les collisions e^+e^- 11

2.3 Les signatures principales dans les collisions e^+e^- (benchmarks) 12

3 Potentiel de mesure du processus $t\bar{t}H$ **14**

3.1 Les différentes configuration du signal 14

3.2 Le choix de la signature discriminante 15

3.3 Principaux bruits de fond à la signature $l^{\pm}l^{\pm}$ 15

3.4 Estimation de la précision avec une signature $l^{\pm}l^{\pm}$ 16

4 Les outils expérimentaux **19**

4.1 Les collisions e^+e^- 19

4.2 Le détecteur ILD (International Large Detector) 19

4.3 Le Particle Flow Algorithm (PFA) 20

4.4 Le calorimètre hadronique semi-digital (SDHCAL) 22

5 Analyse des données du faisceau test avec SDHCAL **24**

5.1 La proportionnalité du nombre moyen de *Hits* et de l'énergie du faisceau 24

5.2 Correction de l'effet de saturation 26

5.3 L'avantage des seuils de déclenchement dans le SDHCAL 28

6 Simulation **29**

Conclusions et Perspectives **32**

Références **33**

Résumé **35**

Remerciements

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à toutes les personnes qui m'ont aidées et soutenues tout au long de ce Stage.

Mes remerciements chaleureux iront à mon encadrant Mr. Djamel Boumediene, et je tiens à lui transmettre toute ma gratitude pour sa patience, sa disponibilité et son aide précieux tout au long de ce stage. Je lui en suis très reconnaissant.

Je suis particulièrement redevable à Mr. Stéphane MONTEIL pour avoir accépter ma candidature à la branche de science de la matière et puis à la spécialité physique des particules de Clermont-Ferrand, et d'être toujours présent pour nous aider.

J'aimerais aussi remercier l'équipe ATLAS du LPC qui m'on agréablement accueilli, et notamment Mr. Dominique PALLIN pour ses encouragements.

Enfin je remercie également Mr. Alain FALVARD le directeur du LPC qui m'a permis de faire le stage au sein de son laboratoire.

Introduction

Le Modèle Standard de la physique des particules est l'ensemble de théories intégrant toutes les connaissances actuelles sur les particules et les forces fondamentales. Ce modèle a été couronné de succès depuis plus de 30 ans sur le plans expérimental notamment avec la découverte d'une nouvelle particule de masse 125 GeV dont les caractéristiques s'apparentent à celle du boson de Higgs standard par les expériences ATLAS et CMS.

Dans le Modèle Standard les couplages des fermions au boson de Higgs (couplages de Yukawa) sont proportionnels à la masse des fermions. Le quark top étant le fermion le plus lourd, son couplage de Yukawa doit être étudié précisément afin de comprendre le mécanisme de brisure de la symétrie électro-faible, responsable de la génération des masses des particules, ou une nouvelle physique pouvant se manifester par des couplages différents de ceux prédits.

Pour cela des collisionneurs électrons-positons avec leurs détecteurs sont en cours d'élaborations. La nature ponctuelle des particules initiales (électrons et positrons) ainsi que le contrôle des bruits de fond en font l'instrument idéal pour mesurer avec précision les propriétés du boson de Higgs. La collaboration CALICE propose des calorimètres optimisés pour les collisionneurs leptoniques. Ces calorimètres se caractérisent par une forte granularité.

C'est dans ce cadre que s'inscrit ce stage dont la thématique est le potentiel de mesure de couplage du boson de $Higgs$ au quark top avec une expérience e^+e^-, ainsi que l'étude de calorimètre à haute granularité.

Dans un premier temps, on va commencé par une brève description du Modèle Standard et la motivation dérière l'étude du couplage de boson de $Higgs$ au quark top, puis une déscription des collisions e^+e^-, la physique étudier et les signatures principales (benchmarks) dans ces collisions, après cela on abord l'analyse du processus $t\bar{t}H$.
Dans un second temps, on décrit brievement les outils èxperimentaux dont : les collisionneurs e^+e^-, le détecteur ILD (International Large Detector), le Particle Flow Algorithme (PFA) et le calorimètre hadronique semi-digital (SDHCAL). Puis on va analyser les données récoltées auprès des faisceaux tests au CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire) dont le but détudier la réponse du détecteur SDHCAL aux gerbes hadroniques, et ensuite, on abordera la simulation Toy Monte Carlo pour etudier la possibilité de séparer les particules à l'aide de leurs temps de vol dans le détecteur. Finalement, on terminera avec des conclusions et perspectives.

1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules est la théorie couramment acceptée pour décrire les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions électromagnétique, faible et forte.

C'est une théorie quantique et relativiste des champs développée dans le cadre du formalisme lagrangien, regroupement la Théorie Quantique électrofaible qui fournit une description unifiée des interactions électromagnétique et faible, et de la Théorie de la Chromodynamique Quantique *QCD* (Quantum Chromo-Dynamics) qui fournit une description de l'interaction forte.

C'est également une théorie de jauge qui s'appuie sur des principes d'invariance (sous des transformations de jauges locales et de Lorentz) du lagrangien construit à partir des constituants de la matière, les fermions (leptons et quarks) et bosons.

1.1 Les fermions

Les champs de matière sont des fermions de spin demi-entier, classifiés selon 3 générations et selon des propriétés communes (leurs nombres quantiques) en doublets de chiralité gauche "L" et singulets de chiralité droite "R" du groupe de symétrie de l'isospin faible $SU(2)_L$, et du groupe de l'hypercharge faible $U(1)_Y$

1^{ere} génération : $(\nu_e, e^-)_L, e_R^-, (u,d)_L, u_R, d_R$

2^{eme} génération : $(\nu_\mu, \mu^-)_L, \mu_R^-, (c,s)_L, c_R, s_R$

3^{eme} génération : $(\nu_\tau, \tau^-)_L, \tau_R^-, (t,b)_L, t_R, b_R$

Les neutrinos n'existent que dans l'état de chiralité gauche comme composante du doublet, leur contrepartie singulet droit n'existant pas, contrairement au secteur des quarks.

Cette description des propriétés des constituants correspondant à l'interaction électrofaible est complétée dans le secteur des quarks par le nombre quantique de couleur et son groupe de symétrie $SU(3)_c$ correspondant à l'interaction forte décrite par la Théorie de la Chromodynamique Quantique.

Expérimentalement, 6 saveurs différentes de quarks ont été observées $up(u)$, $down(d)$, $strange(s)$, $charme(c)$, $botom(b)$, $top(t)$ de charges électriques $Q = \frac{2e}{3}, \frac{-e}{3}, \frac{-e}{3}, \frac{2e}{3}, \frac{-e}{3}$ et $\frac{2e}{3}$ respectivement, chacune d'elles apparaissant sous trois couleurs *rouge*, *bleu* et *vert*. Les leptons n'en portent pas et de ce fait ne participent pas à l'interaction forte, ils sont six : l'électron (e^-), le $muon(\mu^-)$, le $tau(\tau^-)$ de charges électriques $Q = -e$ et trois neutrinos associées : ν_e, ν_μ et ν_τ de charges électriques $Q = 0$ (Tableau 1.)

Fermions	1^{ere} Famille		2^{eme} Famille		3^{eme} Famille		Charge
	Nom	Masse (GeV)	Nom	Masse (GeV)	Nom	Masse(GeV)	
Quarks	**u**	$(1.55-3.3)\times10^{-3}$	**c**	1.27	**t**	173.2	$\frac{2}{3}$
	d	$(3-6)\times10^{-3}$	**s**	$(70-130)\times10^{-3}$	**b**	$4.2-4.7$	$\frac{-1}{3}$
Leptons	e^-	3.3×10^{-3}	μ^-	105.7×10^{-3}	τ^-	1.77	-1
	ν_e	$<2\times10^{-9}$	ν_μ	$<0.19\times10^{-6}$	ν_τ	$<18.2\times10^{-6}$	0

TAB. 1 – Organisation des fermions en trois familles avec leurs masses et charges respectives. L'antiparticule associée à chaque fermion possède une charge opposée. [1]

1.2 Les bosons

Le lagrangien de départ des fermions libres à masses nulles ne contient que les termes cinétiques. Pour satisfaire son invariance sous les transformations locales de jauge des groupes de symétrie, il est nécessaire d'introduire des champs vectoriels et de remplacer les dérivées des termes cinétiques par des dérivées covariantes telles que le nouveau lagrangien soit invariant. L'invariance impose également les lois de transformation de ces champs supplémentaires.

L'apparition de ces nouveaux champs vectoriels entraîne l'adjonction d'autres termes cinétiques dans le lagrangien, analogues au terme du champ électromagnétique en QED, au changement près de la dérivée covariante dans la définition du tenseur des champs.

À ce stade, les fermions et les bosons, particules à masses nulles, avec des interactions et des couplages imposés via les termes cinétiques des fermions du lagrangien, et il apparaît également des interactions entre bosons vecteurs via leurs tenseurs de champs.

Les groupes de symétrie $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ contiennent respectivement 3 et 1 générateurs :

- $W_\mu^i (i = 1,2,3)$ avec une constante de couplage g pour $SU(2)_L$

- B_μ avec une constante de couplage g' pour $U(1)_Y$

à chacun de ces générateurs est associé un boson de jauge, champ vectoriel de spin $\hbar$, les bosons W^+ et W^- obtenus par mélanges des bosons W^1 et W^2, le boson Z et le photon γ obtenus par mélange des bosons de jauge W^3 et B.

Le groupe $SU(3)_c$ contient 8 générateurs, chacun d'eux associé à un gluon $(g_\alpha, \alpha = 1,...,8)$ et de constante de couplage g_s (Tableau 2.)

L'observation du spectre physique des fermions et des bosons nous indique qu'ils sont massifs et que la symétrie électrofaible est brisée. Cette brisure spontanée de la symétrie électrofaible est appelée mécanisme de Higgs qui permet de générer la masse des bosons et des fermions à travers l'intéraction avec un champ scalaire fondamental, le champ de Higgs. Ce mécanisme prévoit l'éxistence d'une particule scalaire appelée boson de Higgs d'une masse de 125.9 ± 0.4 GeV [1] et de spin 0.

Finalement, les interactions forte, faible et électromagnétique vont être introduites par les transformations locales du groupe de symétrie réunion des groupes pour les différentes interactions traitées et sous la condition d'invariance du lagrangien sous ces transformations :

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

Boson		Interaction	Charge
Nom	Masse(GeV)		
photon γ	0	Electromagnétique	0
$W^\pm$, Z^o	80.403, 91.188	Faible	$\pm 1, 0$
8 gluons **g**	0	Forte	0
Higgs **H**	125.7	Mécanisme de Higgs	0

TAB. 2 – Les bosons associés aux trois interactions ainsi que le boson de Higgs avec leurs masses et charges respectives. [1]

1.3 Le mécanisme de Higgs

L'interaction faible est transportée par un boson vectoriel massif chargé. Une masse est en effet indispensable aux particules de jauge pour décrire les forces à courte portée. Si l'on souhaite donner une masse aux particules de jauge, il est nécessaire de passer par la construction d'une théorie utilisant une brisure (spontanée) de symétrie. Lorsqu'une symétrie continue est spontanément brisée, il apparaît des particules de masse nulle appelées bosons de Goldstone. Un champs de jauge de masse nulle acquiert une masse en se propageant dans le vide des champs scalaires, appelés champs de Higgs. Le phénomène de Higgs permet aux bosons de jauge d'acquérir une masse, tout en préservant la renormalisabilité :

$$M_{W^{\pm}} = \frac{g\nu}{2}$$

$$M_Z = \frac{1}{2}\nu\sqrt{g^2 + g'^2}$$

$$M_\gamma = 0$$

où :
- g et g' sont respectivement les constantes de couplage des interactions faible et électromagnétique
- ν est un paramètre libre positif

Il permet même d'attribuer une masse pour les autres particules du modèle standard :

$$M_{fermion} = \frac{1}{\sqrt{2}} g_{fermion}\nu$$

$$M_H = \sqrt{2\lambda}\nu$$

où :
- $g_{fermion}$ est une constante de couplage de Yukawa
- λ est un paramètre libre positif

Comme la masse du fermion est proportionnel à la constante de couplage du boson de Higgs au fermion ($g_{fermion}$), alors le couplage avec le fermion le plus massif du modèle standard qui est le quark top ($M_t = 173.21\ GeV$ [1]) est le plus important.

Une autre motivation à la mesure de précision du couplage du boson de Higgs au quark top est l'information qu'elle fournit sur l'état de stabilité du vide. En effet, à partir du diagramme de phases du vide qui est présenté dans la figure 1. On remarque que les valeurs privilégiées par les mesures expérimentales se trouvent dans la région critique du diagramme de phase, entre la zone de stabilité absolue et la zone d'instabilité, or nous vivons dans un univers dans lequel le vide est visiblement stable. Les mesures actuelle ne permette pas de l'affirmer de facon définitve, c'est pour cela qu'il faut améliorer la précision sur la mesure du couplage Yukawa au quark top, pour plus de détail voir [4], [5].

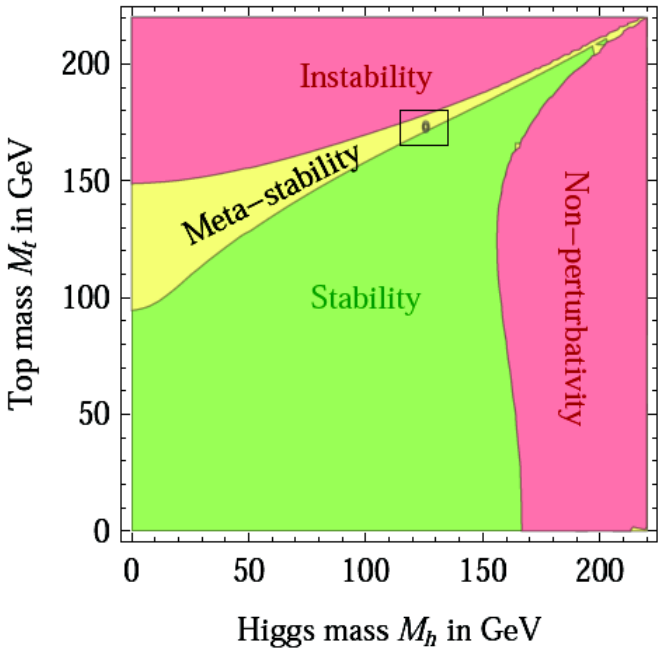


FIG. 1 – Diagramme de phases du vide électrofaible dans le plan (m_{top}-m_H), masse du quark top et du boson de Higgs. Le point indique la valeur centrale priviléegiée par les observations expérimentales. [3]

Le boson de Higgs se désintègre soit en une paire de fermion-antifermion soit en une paire de bosons. sa largeur de désintégration en une paire de fermion est proportionnelle au carré de la masse du fermion final. Pour des masses du boson du higgs supérieurs au seuil de production de paire de bosons $W^{\pm}$ et Z, il va se désintégre préférentiellement en paire $b\bar{b}$, sinon dans le cas inverse, il va se désintégrer en paire de bosons faible (voir la figure 2.)

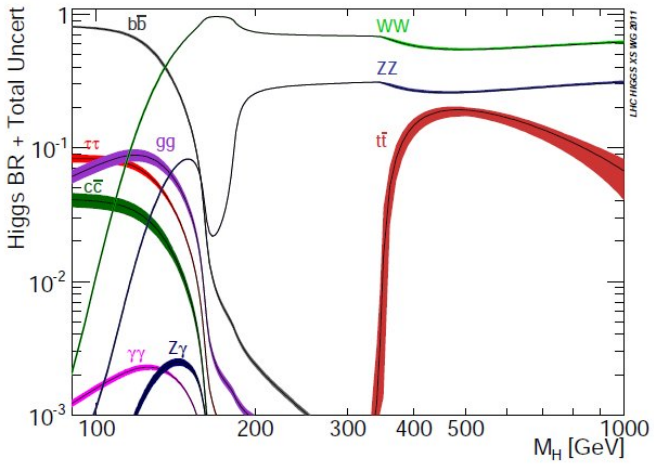


FIG. 2 – Les différents rapports de branchement avec leurs incertitudes des modes de désintégrations du boson de higgs du modèle standard. [2]

2 Les Collisions positron (e^+) - électron (e^-)

2.1 Description des collisions e^+e^-

L'unification des interactions électromagnétique et faible voit le jour en 1967 grâce au travail de Glashow, Weinberg et Salam, et l'existence de deux nouveaux bosons vecteurs de l'interaction électrofaible, le Z et le W, sont postulés. Il a fallu attendre 1983 pour qu'ils soient découverts par les expériences UA1 et UA2 auprès du collisionneur proton-antiproton du CERN. Cependant, des mesures de précision voisine de 0.1% sur l'ensemble des paramètres du Z et W mais aussi des précisions sur les masses du top, $Higgs$ et de leurs couplages manquent cruellement pour affirmer que le Modèle Standard est une théorie cohérente pour les particules et leurs interactions. Cette précision de 0.1% est nécessaire pour vérifier la cohérence interne du Modèle Standard, les prédictions de la mécanique quantique sur laquelle il est fondé, et celles du mécanisme de Higgs. Pour cela, des collisions e^+e^- sont étudiées avec une grande attention en physique des particules, à la fois pour l'étude des aspects électrofaibles et ainsi que pour la recherche d'évènements de nouvelles physique.

Les collisions e^+e^- possèdent de nombreux avantages. En particulier :

– Comme les particules de l'état initiales (e^+, e^-) sont élémentaires, cela permet une connaissance précise de l'énergie et l'impulsion des particules initiales et, par conservation du quadri-impulsion, de l'état final. Dans les collisions pp où le $proton$ est une particule composite ($partons$), on ne peut pas accéder à l'énegie-impulsion des particules élémentaires, seulement la distributions de l'énergie-impulsion entre les $partons$ (PDF : Parton Distribution Function).

– La forte dépendance de la section efficace en fonction de l'énergie de collision, permet de choisir la physique à étudier, par exemple : seuil de production $t\bar{t}$ pour étudier le quark top, mass du Z pour des mesures électrofaibles...etc . Alors que dans collisions pp, la seul information est que la section efficace d'interaction augmente avec l'énergie de collision.

– Des calculs limités à l'electrodynamique quantique (QED :Quantum ElectroDynamics) dans le premier ordre, ce qui permet des calculs simples de sections efficaces avec des incertitudes à quelque pourcents alors que dans les caculs QCD il faut faire des calculs très compliqués jusqu'au second-second ordre pour obtenir des incertitudes inférieur à 10%.

– Enfin les conditions expérimentales où le phénomène d'empilement est limité (pileup), ce qui permet une bonne identification des particules. En revanche dans les collisions pp à cause du taux élevé d'interaction, plusieurs particules vont être produites simultanément (dans la fenêtre des mesures), ce qui va engendrer des erreurs sur le dénombrement et l'identification de l'origine des particules secondaires.

Ces différences entre les collisions e^+e^- et pp sont listé dans le tableau 3.

Néanmoins, la montée en énergie dans ces collisions est techniquement limitée , de même le taux d'évènements est faible dû aux faibles sections efficaces de collisions e^+e^-.

Collision	e^+e^-	pp
Quadri-impulsion	connaissance totale	accès sur la composante transversale
Dépendance de la section efficace de l'énergie de collision	Effet de seuil	faible
Section efficace totale (mb)	0.00005	110
Section efficace de production $t\bar{t}H$ (fb)	1.9 @ $\sqrt{s} = 1$TeV	300 @ $\sqrt{s} = 14$TeV
calculs de sections efficaces dans le 1^{er} ordre	QED	QCD, QED

TAB. 3 – Comparaison entre les collisions e^+e^- et pp en terme de quadri-impulsion, de la distribution de section efficace en fonction de l'énergie de collision dans le centre de masse, de la section efficace totale, de la la section efficace de production de $t\bar{t}H$ et des calculs de section efficaces dans le premier ordre.

2.2 La physique étudiée dans les collisions e^+e^-

La découverte par les expériences ATLAS et CMS d'une nouvelle particule de masse 125 GeV dont les caractéristiques s'apparentent à celle du boson de Higgs standard, ouvre une opportunité pour identifier l'origine de la brisure spontannée de la symètrie électrofaible. Des collisions e^+e^- dans le centre de masse entre 91 GeV et 1 TeV est un instrument idéal pour une étude de précision inégalée sur les paramètres électrofaibles et le boson de Higgs.
Ce programme d'étude est classé selon les énergies de collisions e^+e^- dans le centre de masse ($\sqrt{s}$) en [8] :

- 91 GeV$\leq\sqrt{s}\leq$160 GeV, production résonante de Z et de paire de W^+W^-, ce qui permettra des mesures de précisions sur le couplage et l'asymétrie du Z et sur la masse du W.

- $\sqrt{s} = 250$ GeV, près du pick de section efficace de production du processus $e^+e^-\rightarrow ZH$. Le Tagging du boson Z permet une mesure direct des taux de branchements du Higgs, et ainsi identifier ses différents modes de désintégrations : Jets ($b\bar{b}, c\bar{c}$ et gg), invisible ($\nu\bar{\nu}$) ou rare ($\gamma\gamma, \mu^-\mu^+$,particule exotiques) dans l'état finale, aussi permet une détermination précise de la masse du Higgs.

- 350 GeV$\leq\sqrt{s}\leq$400 GeV, en plus d'augmenter la précision de mesure des paramètres précédants, il y a la possibilité de produire une paire de quark top-antitop, qui permettra une mesure de précision sur la masse du top de l'ordre du 100 MeV et de mettre des contraintes sur les paramètres de brisure de la symétrie électrofaible.

- $\sqrt{s} = 500$ GeV, en plus d'augmenter la précision de mesure des paramètres précédants, permet une mesure de précision de la largeur total de désintégration du Higgs indépandement du modèle, des mesures de couplges du boson de Higgs au top ($t\bar{t}$) et du l'auto-couplage du Higgs (HHZ), dont ce dernier permettra de déterminer le potentiel du Higgs.

- $\sqrt{s} = 1$ TeV, accès à tous les modes de production du boson de Higgs avec une meilleur précision de mesure sur les couplage de Yukawa au fermions ou bosons et auto-couplage du Higgs, ce qui permettra de mettre des contraintes sur les modèle du Higgs et sur les particules exotiques.

Les processus majeurs étudiés auprès des collisionneurs e^+e^- avec les énergies de collisions correspan-

dantes dans le centre de masse et les objectifs physique sont représentées dans le tableau 4.

Energie(GeV)	Processus	Objectifs physique
91	$e^+e^- \to Z$	ultra-précision sur les paramètres électrofaibles
160	$e^+e^- \to W^+W^-$	ultra-précision sur la masse du W
250	$e^+e^- \to ZH$	précision sur la largeur totale et les couplages du Higgs
	$e^+e^- \to t\bar{t}$	masse du quark top et son couplage
$350-400$	$e^+e^- \to W^+W^-$	précision sur le couplage du W
	$e^+e^- \to \nu\bar{\nu}H$	précision sur le couplage du Higgs
500	$e^+e^- \to t\bar{t}H$	précision sur le couplage du Higgs au top
	$e^+e^- \to ZHH$	mesure de Self-coupling du Higgs
	$e^+e^- \to \nu\bar{\nu}HH$	mesure de Self-coupling du Higgs
$700-1000$	$e^+e^- \to \tilde{t}\tilde{t}^*$	recherche de particules supersymétriques

TAB. 4 – les processus physiques étudier dans les collisions e^+e^-, avec les plage d'énergie de collision dans le centre de masse et le but physique réalisé. [8]

2.3 Les signatures principales dans les collisions e^+e^- (benchmarks)

Des signatures importantes (benchmarks) ont été définies dans les collisions e^+e^- pour optimiser les performances des détecteurs. Elles constituent des mesures phares pour lesquelles l'instrument (accélérateur, détecteurs et algorithmes) doit être optimisé. Ces signatures sont caractèrisées par le fait qu'elles recouvrent la majorité des scénarios en physique des particules, contiennent les processus les plus importants qui justifie le développement de nouveaux accélerateurs et détecteurs.

Les performances des sous-détecteurs (détecteur de Vertex, Tracker, Calorimètre) étudiés dans les collisions e^+e^- sont [7] :

- haute résolution en énergie des Jets reconstruits et sur la masse invariante des di-Jets, pour atteindre cet objectif des calorimètres et algorithmes de reconstruction (PFA : Particle Flow Algorithm) spécifiques ont étés developpés .
- Une haute granularité des calorimètres electromagnétique et hadronique est motivée par la nécessité de séparer les traces des particules chargées et neutres (photon et hadron neutres).
- la résolutoin sur l'impulsion des traces chargées dans le Tracker est guidée par la signature $e^+e^- \to ZH \to l^+l^-X$, où la reconstruction du Higgs est associée au canal leptonique du Z.
- L'efficacité du Tagging des vertex déplacés associés aux quark b et c et au lepton τ dans le Tracker, est testée dans les signatures $e^+e^- \to ZH, H \to b\bar{b}/c\bar{c}/\tau^+\tau^-$.

Les Benchmarks principaux dans les collision e^+e^- avec les paramètres des détecteurs testés pour chaque signature sont résumés dans le tableau 5.

Sous-détecteur	Vertex	Tracker		Calorimètre	
Paramètre pertinent	paramètre d'impacte	résolution sur l'impulsion ($\frac{\delta p}{p^2}$)	Efficacité (ε)	résolution sur l'énergie (δE)	rsolution sur la position ($\delta\theta$, $\delta\phi$)
$e^+e^-\to ZH\to l^+l^-X$		x			
$e^+e^-\to ZH\to jjb\bar{b}$	x	x	x		
$e^+e^-\to ZH, H\to b\bar{b}/c\bar{c}/\tau^+\tau^-$	x		x		
$e^+e^-\to ZH, H\to W^+W^-$	x		x		x
$e^+e^-\to ZH, H\to \mu^+\mu^-$	x	x			
$e^+e^-\to ZH, H\to \gamma\gamma$				x	x
$e^+e^-\to ZH, H\to invisible$			x		
$e^+e^-\to \nu\bar{\nu}H$	x	x	x	x	
$e^+e^-\to t\bar{t}H$	x	x	x	x	x
$e^+e^-\to ZHH,\ \nu\bar{\nu}HH$	x	x	x	x	x

TAB. 5 – Principaux Benchmarks dans les collision e^+e^- avec les paramètres des détecteurs pertinents pour chaque signature. [7]

3 Potentiel de mesure du processus $t\bar{t}H$

3.1 Les différentes configuration du signal

Un des processus les plus importants qui apparaît à partir de l'énergie de collision dans le centre de masse de $500GeV$ est le processus $e^+e^-\rightarrow t\bar{t}H$. Le quark top, étant le fermion le plus massif du Modèle Standard, a le plus important couplage au boson du Higgs, sa mesure est cruciale pour la compréhension du mécanisme de génération de la masse des fermions.

La signature qui retient particulièrement notre attention dans cette étude est celle d'une production de paire de quark top (t),anti-top ($\bar{t}$) accompagnée d'une radiation de boson de higgs (H) à partir d'une collision d'electron (e^-) et de positron (e^+) représenté dans le diagramme de Feynman (figure : 3).

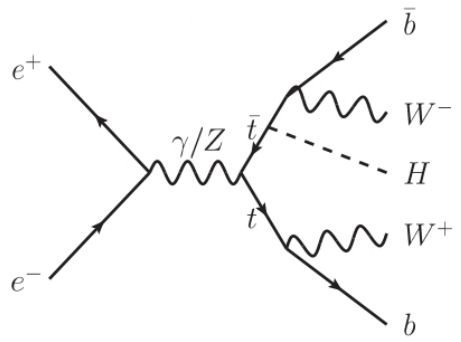


FIG. 3 – diagramme de feynman de premier ordre pour le proccessus $e^+e^-\rightarrow t\bar{t}H$.

Le quark $t(\bar{t})$ se désintègre principalement en quark $b(\bar{b})$ et boson $W^+(W^-)$, le boson du Higgs lui se désintègre principalement en $b\bar{b}$, W^+W^- et $\tau^+\tau^-$ [1]. Le boson $W^+(W^-)$ ce désintègre à son tour soit de manière hadronique en une paire de quark $q\bar{q}$, où $q(\bar{q}) = u(\bar{d}), c(\bar{s})$ dans 45.7% des cas, soit de manière leptonique en lepton et neutrino ($l^+(l^-)\nu(\bar{\nu})$ où $l^+(l^-) = e^{\pm}, \mu^{\pm}, \tau^{\pm}$ dans 10.5% des cas, soit de manière semi-leptonique en $q\bar{q}l^+\nu$ ($q\bar{q}l^-\bar{\nu}$), dans 43.8% des cas. Les configurations principales obtenues dans l'état finale sont listée dans le tableau 6.

Etat final	Configuration	Taux de branchement(%)
2γ	$2\gamma\ 2b\ 2l$	0.01
	$2\gamma\ 2b\ 1l\ 1j$	0.08
$H \to \gamma\gamma$	$2\gamma\ 2b\ 2j$	0.1
$4b$	$4b\ 2l$	3.6
	$4b\ 2l\ 1j$	19.5
$H \to b\bar{b}$	$4b\ 2j$	25.9
$multileptons$	$2b\ l^{\pm}l^{\pm}$	1.8
	$2b\ 3l$	1.3
$H \to WW, ZZ, \tau\tau$	$2b\ 4l$	0.2

TAB. 6 – Les principales signatures de l'état final $t\bar{t}H$.

3.2 Le choix de la signature discriminante

La sélection permet de distinguer le signal recherché des bruits de fond. On distingue trois catégories de signatures :

- 2γ+X : Le *Higgs* se désintègre en deux photons. Le taux de branchement est faible mais la signature est singulière (2 *photons* avec resonance a la masse du *Higgs*, 2 quarks *b*). Cette signature est utilisée sur collisionneur hadronique pour son pouvoir discriminant afin de mettre en evidence l'existence du signal. Néanmoins, le faible taux de branchement la défavorise pour une mesure de section efficace.

- $4b$: Le *Higgs* se desintègre en 2 quark *b*. Le fort taux de branchement de cette signature en fait le canal le plus etudié à la fois sur collisionneur hadronique et leptonique. Neanmoins, le bruit de fond principal est le $t\bar{t}$ avec radiation de *gluon* et conversion en $b\bar{b}$ ($t\bar{t}b\bar{b}$). La modelisation de ce processus necessitera des refinements afin de pouvoir realiser une mesure de couplage.

- Signatures leptoniques : 3 leptons, 4 leptons, 2 leptons de même charge, etc, où le lepton (noté *l* par la suite) est un éléctron ou muon. Les signatures leptoniques permettent de s'affranchir de nombreux de bruits de fond. Dans ce chapitre nous nous interessons aux 2 leptons de même charge afin d'estimer la precision qu'on peut attendre d'une telle signature. Deux leptons de même charge sont obtenus lorsque le Higgs se désintègre en paire de bosons W, produisant 1 leptons, un neutrinos et deux quark, et lorsque la paire de quark top produit un lepton un neutrino, deux quarks legers et deux quarks *b*. L'etat final est donc constitué de deux leptons pouvant être de même signe, deux neutrinos, 2 quark *b* et 4 quarks legers.

3.3 Principaux bruits de fond à la signature $l^{\pm}l^{\pm}$

Les principaux bruits de fond associés à cette signature sont :

- $e^+e^- \to t\bar{t}$

- $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}Z$
- $e^+e^- \rightarrow HZ$

Ces processus ne peuvent pas produire de paires de leptons de mêmes signes au premier ordre.
Trois mécanismes instrumentaux sont a l'origine d'une signature $l^\pm l^\pm$ du bruit de fond :

- **Acceptance sur les leptons :** à cause de l'acceptance instrumentale ainsi que celle des algorithmes de reconstruction, une fraction des leptons ne sera pas selectionnée. Un état final à 3 leptons ($l^\pm l^\mp l^\pm$) peut être vu comme un état final $l^\pm l^\pm$. Cette fraction, ε_{rec}, est de l'ordre de quelques pourcents. Le principal processus produisant un état final a 3 leptons (et quarks b) est le $t\bar{t}Z$.

- **Efficacité de reconstruction de la charge des éléctrons :** La charge de léléctron est reconstruite dans le détecteur gràce à son rayon de courbure. Cette charge peut être erronée si l'impulsion de l'électron est trop élevée ou en cas de radiation de photon avec conversion. La fraction typique d'électron dont la charge est mal reconstruite, ε_{charge}, est de l'ordre de $0,5\%$ dans une expérience telle que ATLAS. Cet effet est négligeable pour les muons qui bénificent des mesures d'un spectromètre dédié. Ce méchanisme concerne principalement les événements $t\bar{t}$ avec désintégration en $e^\pm e^\pm$ et $e^\pm \mu^\pm$.

– **Les leptons secondaires :** Les leptons reconstruits dans le détecteurs et qui forment la signature $l^\pm l^\pm$ sont des leptons dits primaires (*prompts*), provenant de la désintégration d'un boson W ou Z, par opposition aux leptons secondaires (*non-prompts*) provenant de particules à temps de vie long et principalement produite dans les jets de quarks b.
Un événement ayant pour signature un lepton prompt et des quarks b peut être vu comme un événement $l^\pm l^\pm$ si au lepton prompt s'ajoute un lepton secondaire passant les critères de sélection. La fraction de leptons secondaires passant la sélection prompt est faible (de l'ordre du pour mille) et dépend fortement de la résolution sur le paramètre d'impact, ainsi que des performances de la reconstruction des particules voisines (isolation vis-à-vis des jets). Ce méchanisme concerne principalement les événements $t\bar{t}$ avec désintégration en un lepton.

Une fraction plus petite de ces processus peut produire des paires réélles de leptons de même signe via des désintégrations de leptons τ (Par exemple : $t\bar{t}Z \rightarrow l^\pm \nu bbqq\tau\tau$ avec $\tau \rightarrow l^\pm \nu\nu$ et un τ hadronique).

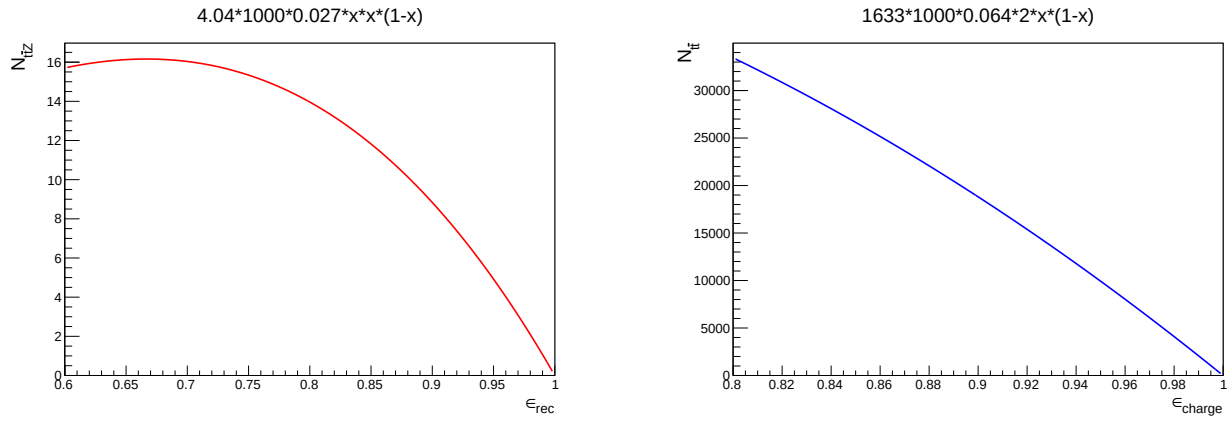
3.4 Estimation de la précision avec une signature $l^\pm l^\pm$

Le nombre d'évènements dans les états finaux $t\bar{t}Z$ ($N_{t\bar{t}Z}$) et $t\bar{t}$ ($N_{t\bar{t}}$) sont exprimés en fonction de l'efficacité de reconstruction (ε_{rec}) des leptons et d'identification de charge (ε_{charge}) des électrons dans le détecteur par les relations (1) et (2) respectivement. Ces relations sont représentées dans les figures 4.(a) et (b) respectivements.

$$N_{t\bar{t}Z} = (1-\varepsilon_{rec}) \times \varepsilon_{rec}^2 \times BR_{(t\bar{t}Z \rightarrow l^+ \nu \bar{b} q \bar{q} b l^+ l^-)} \times \sigma_{t\bar{t}Z} \times \mathscr{L} \tag{1}$$

$$N_{t\bar{t}} = 2 \times (1-\varepsilon_{charge}) \times \varepsilon_{charge} \times BR_{(t\bar{t} \rightarrow l^+ \nu \bar{b} l^- \bar{\nu} \bar{b})} \times \sigma_{t\bar{t}} \times \mathscr{L} \tag{2}$$

où nous avons considéré une luminosité intégrée $\mathscr{L} = 1000$ fb^{-1}, les sections efficaces $\sigma_{t\bar{t}Z} = 4.04$ fb, $\sigma_{t\bar{t}} = 1633$ fb et les taux de branchements $BR_{(t\bar{t}Z \to l^+\nu\bar{b}q\bar{q}bl^+l^-)} \simeq 2.7\%$ et $BR_{(t\bar{t} \to l^+\nu\bar{b}l^-\bar{\nu}\bar{b})} \simeq 6.4\%$.



(a) (b)

FIG. 4 – (a)- Nombre d'évènements $t\bar{t}Z$ ($N_{t\bar{t}Z}$) en fonction de l'efficacité de reconstruction des leptons (ε_{rec}) et (b)- Nombre d'évènements $t\bar{t}$ ($N_{t\bar{t}}$) en fonction de l'efficacité d'identification de charge (ε_{charge}) des électrons dans le détecteur.

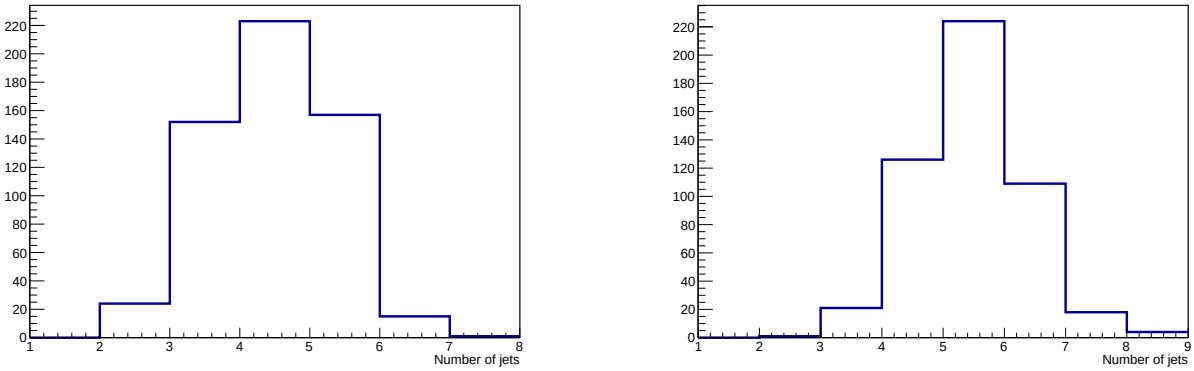
Les configurations finales du signal et des bruits de fond contiennent : 6 jets dans $t\bar{t}H$, 4 jets dans $t\bar{t}Z$ et 2 ou 4 jets dans $t\bar{t}$. Avec un bruit de fond plus important qui provient de la mauvaise identification de charge et des leptons secondaires dans $t\bar{t}$.

Le tableau 7 résume les sections efficaces (σ), le nombre d'évènements du signal et des bruits de fond, ainsi que le type des bruits de fond pour une énergie de collision dans le centre de masse de 500 GeV.

signal et bruits de fond	σ(fb)	Nombre d'évènements ($\times 1000$ fb^{-1})	Type de Bruit de fond
$e^+e^- \to t\bar{t}H$	1.07	19.26	
$e^+e^- \to t\bar{t}Z$	4.04	10	irréductible
		14.76	Acceptance de lepton
$e^+e^- \to t\bar{t}$	1633	529.41	mauvaise Reconstruction de charge
		88.83	Lepton secondaire
$e^+e^- \to HZ$	24.8	7.86	mauvaise Reconstruction de charge

TAB. 7 – les sections efficaces [6] et le nombre d'évènements du signal et des bruits de fond, ainsi que le type des bruits de fond pour une énergie de collision dans le centre de masse de 500 GeV.

L'utilisation de la signature leptonique a permis de réaliser une première sélection, enrichie en signal. Le bruit de fond dominant est le bruit de fond $t\bar{t}$. La multiplicité typique de ces événements est de 2 ou 4 jets tandis que celle du signal est de 6 jets. Le nombre de jets dans ces événement représente une variable discriminante supplémentaire comme illustré sur les figures 5.(a) et 5.(b). (obtenus avec une simulation complète d'évènements $t\bar{t} \to \mu\nu b\bar{b}q\bar{q}$ et $t\bar{t}H \to l\nu b\bar{b}q\bar{q}W^+W^-$ ($\tau^+\tau^-, ZZ$) avec le détecteur ILD) .



(a) (b)

FIG. 5 – (a)- Nombre de jets dans les d'évènements (a)- $t\bar{t}$ et (b)- $t\bar{t}H$.

La section efficace du signal (σ) lors d'une mesure par comptage ainsi que son incertitude statistique sont données par les relations (3) et (4) respectivements :

$$\sigma = \frac{N_{Data} - b}{\varepsilon_{t\bar{t}H}.\mathscr{L}} \tag{3}$$

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{1}{\delta} \tag{4}$$

où N_{Data} est le nombre total d'évènements observé sur données après sélection, b est le nombre d'évènements de bruit de fond estimé après sélection et $\varepsilon_{t\bar{t}H}$ l'éfficacité de signal calculée sur Monte Carlo. La significance (δ) est donnée par la relation (5) :

$$\delta = \frac{s}{\sqrt{s+b}} \tag{5}$$

où s est le nombre d'évènement du signal.

L'utilisation de la signature $l^{\pm}l^{\pm}$ permet d'atteindre une significance de 0.74, soit une incertitude statistique sur la section efficace $t\bar{t}H$ de 135%.
L'utilisation de la multiplicité des jets (≥ 5 *jets*) permet de réduire la contamination en $t\bar{t}$ d'un facteur 5 (mauvaise identification de charge) ou 3.3 (lepton secondaire) pour une perte en signal de 30%. La significance est alors de 7.4 (incertitude statistique de 13%).
Le pouvoir de réjection du bruit de fond de cette signature a été estimé avec une paramétrisation des leptons, et devra être rafiné avec une simulation complète et une reconstruction des leptons optimisée.
L'utilisation des jets ne devra pas se limiter à leurs multiplicités, mais aussi inclure des reconstruction de masse. La résolution sur les jets, en particulier dans l'environement à 6 jets, sera alors essentielle.

4 Les outils expérimentaux

4.1 Les collisions e^+e^-

Les Collisionneurs e^+e^- sont en deux catégorie : Circulaires et Linéaires.
Dans les Collisionneurs circulaires en retrouvent le **LEP** (Large Electron Positron collider) qui utilisait un faisceau d'électrons et de positrons jusqu'à 200 GeV dans les derniers mois de son fonctionnement en 2000, et le **FCC** (Futur Circular Collider) de l'ordre de 100 km de circonférence fournissant des faisceaux à des énergies de 45 GeV à 175 GeV (pour comparaison, le LEP2 était, au maximum, à 104 GeV par faisceau). Dans ces accélérateurs circulaires, les cavités accélératrices sont utilisées de nombreuses fois pour chaque particule ce qui en fait des machines à priori plus économiques. Malheureusement les électrons et les positrons (du fait de leur faible masse) sont très sensibles à l'effet de rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) limitant l'énergie d'un accélérateur circulaire e^+e^-.
Des accélérateurs linéaires ont été considérés. Ils utilisent des cavités supraconductrices à haut gradient, tel que **CLIC** (Collisionneur linéaire compact), qui cible une énergie de collision de 0,5 à 3 TeV et une luminosité de $2\times10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ sur une distance de 15 à 50 km, il s'appuie sur un concept novateur d'accélération à deux faisceaux à la fréquence de 12 GHz avec un gradient accélérateur élevé de 100 MV/m. L'**ILC** (International Linear Collider), est un projet de collisionneur linéaire e^+e^- délivrant une énergie de 90 GeV jusqu'au TeV avec une luminosité attendu de $2\times10^{34}cm^{-2}s^{-2}$.

Les Collisionneurs e^+e^- ne permettront pas d'atteindre les énergies du LHC (7 TeV - 14 TeV) mais seront un outil de précision. Etant donnée la nature leptonique des faisceaux, l'énergie de la collision sera connue avec une bonne précision ($\leq 1\%$) et les événements seront nettement plus facile à analyser. Dans un tel environnement, il est possible de suivre les particules chargées avec une grande précision et de reconstruire les énergies dans les calorimètres avec une grande résolution. Autrement dit les résolutions qui y seront atteintes sont sans précédent.
Leurs but principal sera de produire et d'étudier le boson de Higgs potentiellement découvert au LHC en mesurant sa masse et ses propriétés avec plus de précision. Les autres études seront d'une part des mesures de précision pour la QCD (constante de couplage fort α_s) et la masse du quark top et d'autre part la recherche de nouvelle physique (matière noire et particules supersymétrique légères).

Dans cette étude, on s'intéresse à l'un des collisionneurs e^+e^-, qui est l'ILC. Au point d'interaction, deux différents détecteurs, l'ILD (International Large Detector) et SiD (Silicon Detector) seraient installés sur plate-forme mobile afin de pouvoir les inter-changer.
Au niveau de la calorimétrie, les deux détecteurs serait équipés de calorimètres électromagnétiques et hadroniques différents. Le calorimètre hadronique SDHCAL développé à L'IPNL, est un des deux concepts de calorimètre proposé pour le détecteur ILD. Sa portabilité vers d'autre collisionneurs e^+e^- est en cours d'étude.

4.2 Le détecteur ILD (International Large Detector)

L'ILD est un détecteur générique 4π avec une structure standard en physique des particules dite en couche d'oignons. La figure 6 montre une vue en coupe du détecteur ILD. Au plus proche de la ligne de faisceau se trouve un détecteur à pixel pour tracker les particules chargées finement. Il permet de reconstruire les vertex de désintégrations des particules à courte durée de vie comme les mésons B^0. La couche suivante du détecteur, le trajectomètre, reconstruit lui aussi les trajectoire des particules chargées mais sur

une grande distance. Un aimant supra-conducteur situé après les calorimètres permet de courber les trajectoire des particules chargées. La courbure des particules chargées est directement reliée à l'impulsion via la relation :

$$p = 300BR \tag{6}$$

où

- p est l'impulsion de la particule (MeV/c).
- B est le champ magnétique ($Tesla$).
- R est le rayon de courbure de la trajectoire de la particule (m).

Ainsi, le trajectomètre apporte l'information de l'impulsion. Après le trajectomètre se trouve un calorimètre électromagnétique (ECAL) suivi d'un calorimètre hadronique (HCAL). Le premier permet d'arrêter et de mesurer l'énergie des particule de type électromagnétique, c'est à dire les photons, les électrons et les positrons ; le deuxième, les Jets produit par hadronisation des quarks et gluons. Les deux sont des calorimètres à échantillonnage c'est à dire une alternance de couches d'absorbeur, qui favorisent l'interaction des particules et de couches de milieu actif qui détectent une partie des particules produites. Les calorimètres permettent de mesurer l'énergie des particules. Après les calorimètres se trouve l'aimant supra-conducteur qui permet de courber la trajectoire des particules chargées. La dernière couche est constitué de chambres à muons afin de reconstruire les traces de ces derniers. En combinant la mesure de l'impulsion dans le trajectomètre et la mesure de l'énergie dans les calorimètres pour une particule, on peut alors reconstruire son quadri-vecteur impulsion pour remonter à la cinématique de l'évènement.

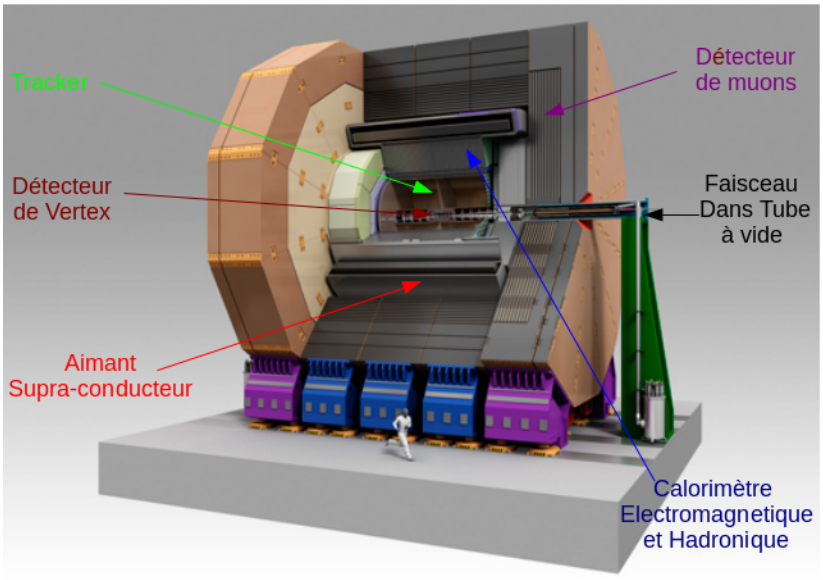


FIG. 6 – Vue en coupe du détecteur ILD et de ses sous-détecteurs.

4.3 Le Particle Flow Algorithm (PFA)

Afin de pouvoir exploiter pleinement le potentiel de l'accélérateur, le détecteur devra être performant, c'est-à-dire permettre la reconstruction des évènements de la manièère la plus exacte possible. Pour remplir cette condition une façon originale de reconstruire les évènements sera utilisée pour l'ILD : le "Particle Flow Algorithm". Les collisions générées dans l'ILC produiront des jets hadroniques en grande quantité.

Par exemple les bosons vecteurs, très importants pour le programme de physique, se désintègrent principalement en quarks. Dans un détecteur de particules les jets sont les objets les moins bien mesurés après évidemment les neutrinos qui échappent à toute détection directe. Les jets sont constitués par un ensemble de particules issues d'un quark ou d'un gluon qui s'hadronise.

L'énergie des jets provient en moyenne à 65% des particules chargées, à 26% des photons et à 9% des neutrons et des hadrons neutres. Il parait naturel d'utiliser le trajectographe pour estimer l'énergie des traces chargées. En effet celui-ci permet d'atteindre une grande précision sur la mesure de l'impulsion. Les calorimètres sont alors dédiés aux particules neutres et doivent être capables de séparer les contributions dues aux particules neutres de celles provenant des particules chargées. Dans cette méthode chacune des particules est reconstruite individuellement comme dans une chambre à bulles qui est la meilleure reconstruction que l'on puisse imaginer. Cette méthode est appelée "Particle Flow".

L'erreur sur la mesure de l'énergie d'un jet peut être décomposée en plusieurs termes :

$$\sigma^2_{jet} = \sigma^2_{particules\ chargées} + \sigma^2_{\gamma} + \sigma^2_{hadrons\ neutres} + \sigma^2_{confusion} + \sigma^2_{seuil} + \sigma^2_{pertes} \tag{7}$$

Les termes $\sigma^2_{particules\ chargées}$, σ^2_{γ} et $\sigma^2_{hadrons\ neutres}$ représentent respectivement la réesolution sur les particules chargées, les photons et les particules neutres. Les autres termes prennent en compte la dégradation de la résolution due :

– aux zones de confusion ($\sigma_{confusion}$, chevauchement des dépôts d'énergie dans les calorimètres),

– aux effets de seuil (σ_{seuil}, rejet des particules de faible énergie),

– aux pertes (σ_{pertes}, inefficacité de détection).

En prenant en compte des performances déjà obtenues sur des expériences antérieures, on obtient pour chacun des sous-détecteurs une résolution intrinsèque :

- $\Delta P/P \simeq 10^{-5}$ pour les particules chargées mesurées dans le trajectographe,
- $\Delta E/E \simeq 12\%$ pour les photons mesurés par le calorimètre électromagnétique,
- $\Delta E/E \simeq 45\%$ pour les hadrons neutres mesurés dans le calorimètre hadronique.

Cela conduit pour un détecteur idéal ($\sigma_{confusion} = \sigma_{seuil} = \sigma_{pertes} = 0$) à une résolution des jets de $\sigma_{jet} = \frac{14{,}2\%}{\sqrt{E(GeV)}}$. Cette résolution est à comparer avec celle du LEP qui était d'environ 60%. Ce résultat montre le potentiel d'un détecteur qui minimisera les termes de confusion, de seuil et de pertes. Le passage de la résolution des jets de 60% (comme c'était le cas pour le LEP) à 30% a été étudié pour différents canaux. Il a été par exemple montré qu'une résolution de 30% permet de séparer les bosons Z des W provenant de la production bien connue d'événements donnant ensuite 4 jets : $W^+W^-\nu\bar{\nu}$ et $ZZ\nu\bar{\nu}$. La fgure 7. met en évidence cette séparation après reconstruction de leur masse invariante pour les deux résolutions considérées. La séparation qui améliore la qualité des résultats est équivalente à une augmentation de la luminosité de 60%.

En pratique cette méthode impose des contraintes fortes sur la conception des différents sous-détecteurs. les calorimètres électromagnétiques et hadroniques devront être finement segmentés afin de pouvoir distinguer les différentes contributions des particules venant s'y déposer et le trajectomètre devra avoir le plus long rayon externe possible afin de mieux reconstruire les traces des particules chargées et de mieux identifer les points d'entrées de ces traces dans le calorimètre électromagnétique.

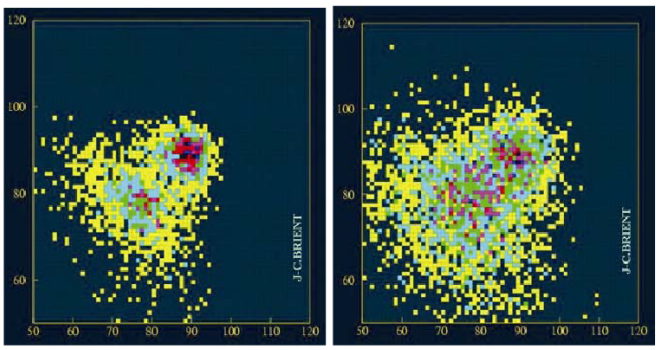
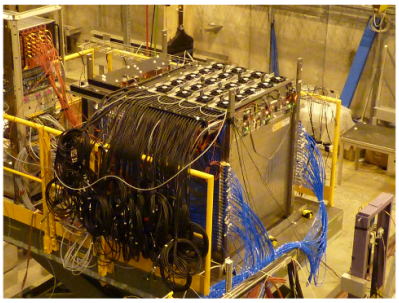


FIG. 7 – Reconstruction des masses invariantes des boson Z et W provenant des évènements $W^+W^-\nu\bar{\nu}$ et $ZZ\nu\bar{\nu}$ donnant 4 jets pour une résolution des jets de $\frac{30\%}{\sqrt{E(GeV)}}$ à gauche et $\frac{60\%}{\sqrt{E(GeV)}}$ à droite.

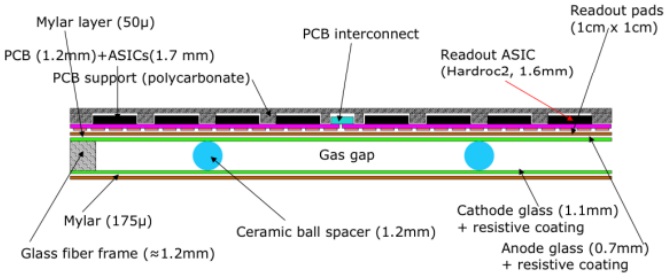
4.4 Le calorimètre hadronique semi-digital (SDHCAL)

Un prototype de calorimètre hadronique à haute granularité a été développé dans le cadre de la collaboration CALICE (figure 8.(a)). C'est un calorimètre à échantillonnage constitué de 48 chambres à plaques de verres résistif (GRPC) espacées d'absorbeurs d'acier (longueur d'interaction nucléaire $\lambda_I = 16.76cm$ et une longueur de radiation $X_0 = 1.77cm$) de $15mm$ d'épaisseur. Les chambres GRPC sont insérées dans des cassettes en acier de 5 mm d'épaisseur formant ainsi une barrière totale d'acier de 20 mm entre chaque zone active. Les 48 couches d'acier représentent au total environ 6 longueurs d'interaction soit une épaisseur théoriquement suffisante pour arrêter la plupart des gerbes hadroniques qui atteindront le HCAL dans l'ILD.

Les chambres à plaque de verre résistif (GRPC) sont des détecteurs gazeux (voir figure 8.(b)). Lorsqu'une particule chargée traverse la couche de gaz de la chambre, celle-ci va ioniser le gaz pour produire des électrons et des ions. En appliquant une tension de part et d'autre de la couche de gaz, les électrons vont dériver vers l'anode et la charge va être récolter sur les carreaux de cuivre. Si le champs électrique fourni est suffisamment fort dans la GRPC, comme dans notre cas, les électrons qui dérivent vers l'anode produisent à leur tour d'autres électrons, créant ainsi un phénomène d'avalanche électronique. C'est le principe de base d'un détecteur gazeux.
La segmentation du calorimètre est directement relié à la dimension des cellules en cuivre utilisées pour récolter la charge dérivée dans la couche de gaz. Celle-ci est fixée à $1 \times 1cm^2$ et fait partie intégrante de l'électronique d'acquisition.



(a)



(b)

FIG. 8 – le sous détecteur SDHCAL (a) et la chambre GRPC (b).

La quantité de charge électrique générée après le passage d'une particule dans le calorimètre est enregistrée, si elle dépasse un seuil prédifinit et modifiable : nous obtenons alors un *hit*. Le SDHCAL est caractérisé par trois seuils de déclenchement, correspondant a des intervalles de charges définis pour chaque seuil (tableau 8). L'objectif de ces seuils, est d'obtenir une information sur la densité de particules.

Seuil	1	2	3
Intervalle de charge (pC)	$0.114 < c < 5$	$5 < c < 15$	$c > 15$

TAB. 8 – Intervalle de charge des différents seuils

5 Analyse des données du faisceau test avec SDHCAL

5.1 La proportionnalité du nombre moyen de *Hits* et de l'énergie du faisceau

Il est nécessaire de déterminer les performance du SDHCAL. Pour cela nous avons recours aux faisceaux de particules mis à disposition par le CERN aux physiciens de la collaboration CALICE.
Ces faisceaux de particules sont contrôlés par une série d'aimants et de détecteur pour permettre à l'utilisateur de définir : le profil d'impulsion des particules, l'intensité du flux, le positionnement du point de focalisation par rapport à son expérience ainsi que la sélection des particules ($\pi^{\pm}, \mu^{\pm}, e^{\pm}$). Le faisceau est délivré durant un interval de temps appelé *Spill* de quelque secondes. Il y a environ 2 *spill* à la minute.
En sélectionnant des pions chargés dont l'impulsion est connue, on étudie la résolusion en énergie du détecteur. En regardant le nombre moyen de *Hits* enregistré pour chaque *pion* d'énergie : 0, 10, 20, 25, 30, 40, 50, 60 et 70 GeV, la figure 9 illustre le profile de ces *Hits* pour un $\pi^{\pm}$ de 10 GeV dans le SDHCAL.

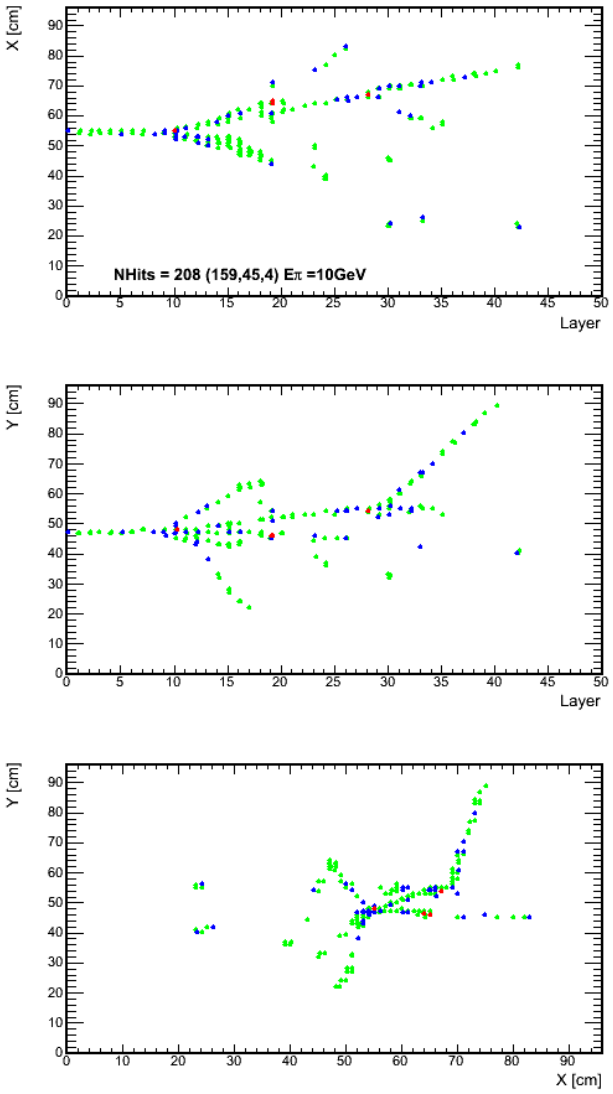


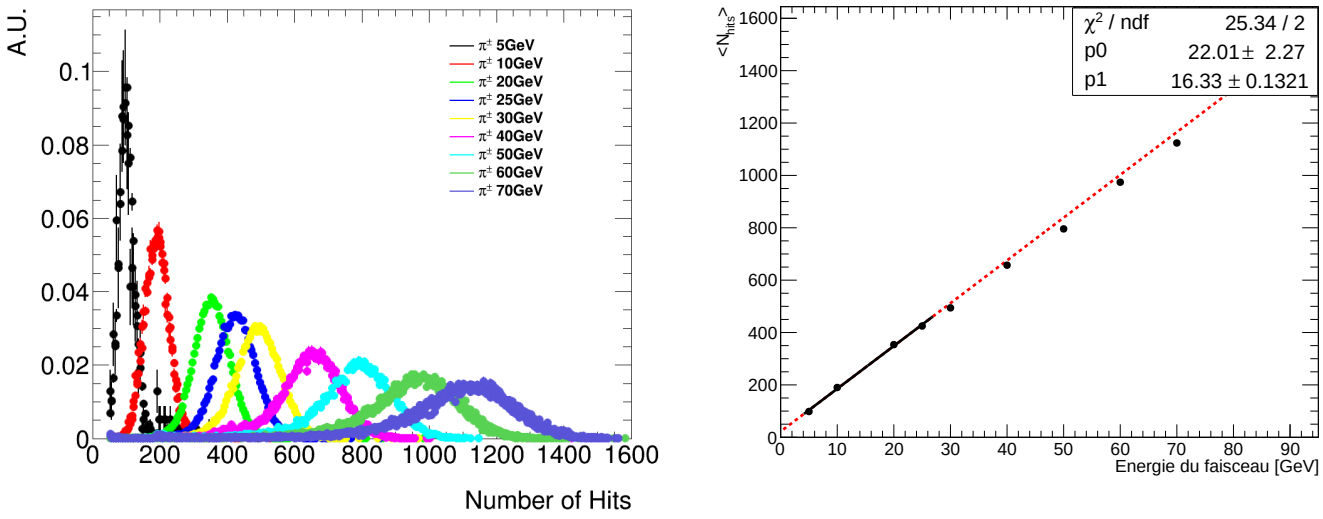
FIG. 9 – le profile des *Hits* pour un $\pi^{\pm}$ de 10 GeV dans le SDHCAL

En faisant un ajustement Gaussian, on remarque un comportement linéaire (figure 10.(a)). Pour quantifier la linéarité de la réponse, on ajuste le nombre de *Hits* enregistré dans le SDHCAL en fonction de l'énergie reconstruite des particules dans le faisceau (figure 10.(b)), par une droite. On voit bien une linéarité, avec une faible déviation à partir d'une impulsion de 50 Gev, qui s'explique par une fuite à haute énergie (Leakage).

Au premier ordre on considère une dépendance linéaire de l'énergie reconstruite par rapport au nombre total de *Hits*, donnée par la relation : (8)

$$E_{reconstruite} = \alpha . N_{Hits} \tag{8}$$

Avec α déterminer par l'ajustement linéaire.



(a) (b)

FIG. 10 – (a) Distribution du nomre de *Hits* produit par des faisceaux de pions de différentes énergie et (b) nombre de *Hits* en fonction des énergies du pion. La ligne continue représente l'ajustement linéaire des 4 premières valeurs du nombre moyen de hits, extrapolé pour le reste des valeurs (ligne discontinue)

La résolution sur l'énergie est éstimée par un ajustement gaussien (seule la composante gaussienne de la distribution est considérée. Celle ci est déterminée de façon itérative) et est illustrée sur la figure 5.1.(a). Le tableau 9 regroupe les résolutions obtenuent à différentes énergies.

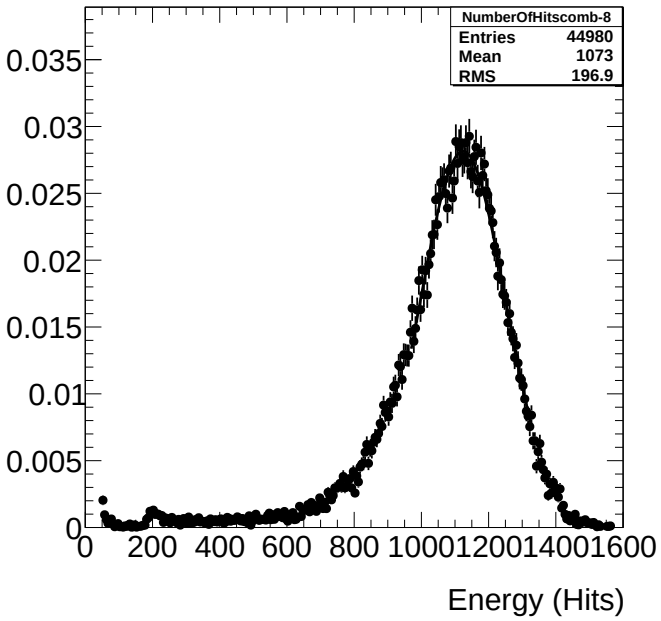


FIG. 11 – Ajustement gaussien du nombre de *Hits* produits avec des faisceaux de pions d'énergies 70 GeV

Energy [GeV]	# Events	Mean	Sigma (σ)	σ/mean [%]
5 GeV	1.207e+04	98.36 ± 0.9266	20.56 ± 1.322	$\mathbf{20.9 \pm 1.344}$
10 GeV	3.323e+04	190.1 ± 0.3735	36.29 ± 0.455	$\mathbf{19.09 \pm 0.2394}$
20 GeV	1.108e+05	353.8 ± 0.2593	52.1 ± 0.3386	$\mathbf{14.72 \pm 0.0957}$
25 GeV	7.606e+04	424.9 ± 0.3626	58.92 ± 0.4575	$\mathbf{13.87 \pm 0.1077}$
30 GeV	3.376e+04	494.2 ± 0.6123	63.93 ± 0.7856	$\mathbf{12.94 \pm 0.159}$
40 GeV	6.22e+04	657.2 ± 0.672	79.79 ± 0.8087	$\mathbf{12.14 \pm 0.1231}$
50 GeV	1.59e+04	795.8 ± 1.214	91.33 ± 1.516	$\mathbf{11.48 \pm 0.1905}$
60 GeV	5.373e+04	974.1 ± 0.895	111.5 ± 1.106	$\mathbf{11.45 \pm 0.1135}$
70 GeV	4.498e+04	1124 ± 1.194	126.2 ± 1.529	$\mathbf{11.23 \pm 0.1361}$

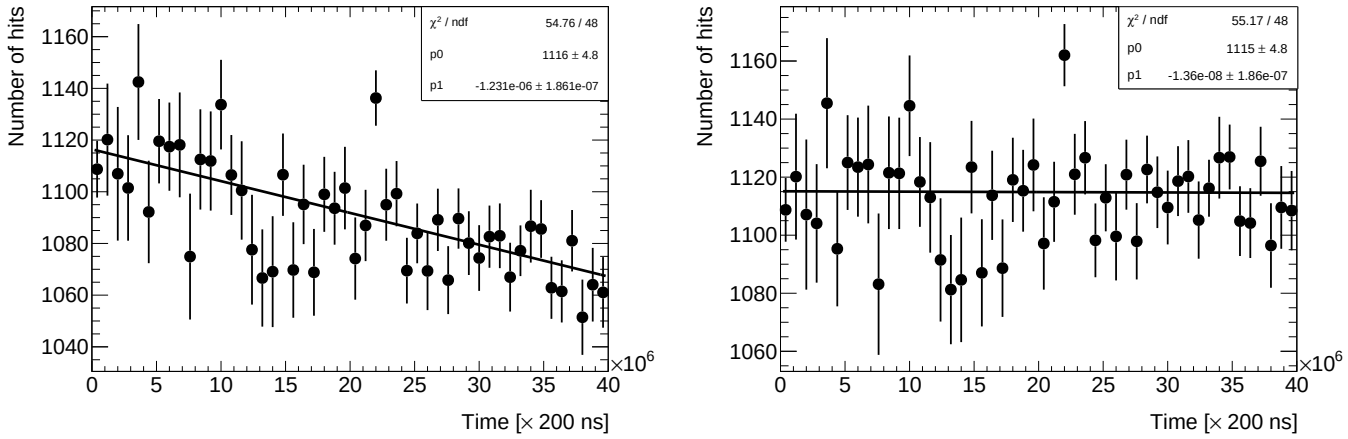
TAB. 9 – Résultats de l'ajustement gaussien de la distribution du nombre de *Hits*

5.2 Correction de l'effet de saturation

L'intensité du faisceau test (100 $\pi^{\pm}$ à la seconde sur $2 \times 2 cm^2$) sur le calorimètre représente une condition extrême comparé à ce qui est attendu dans une expérience e^+e^-. Cela conduit à des pertes en nombre de *Hits* dans le temps ,du à un effet de saturation. Une correction sur le nombre de *Hits* a été ajoutée suivant la relation (9) :

$$N_{corrige} = N_{Hits} - \alpha.T \tag{9}$$

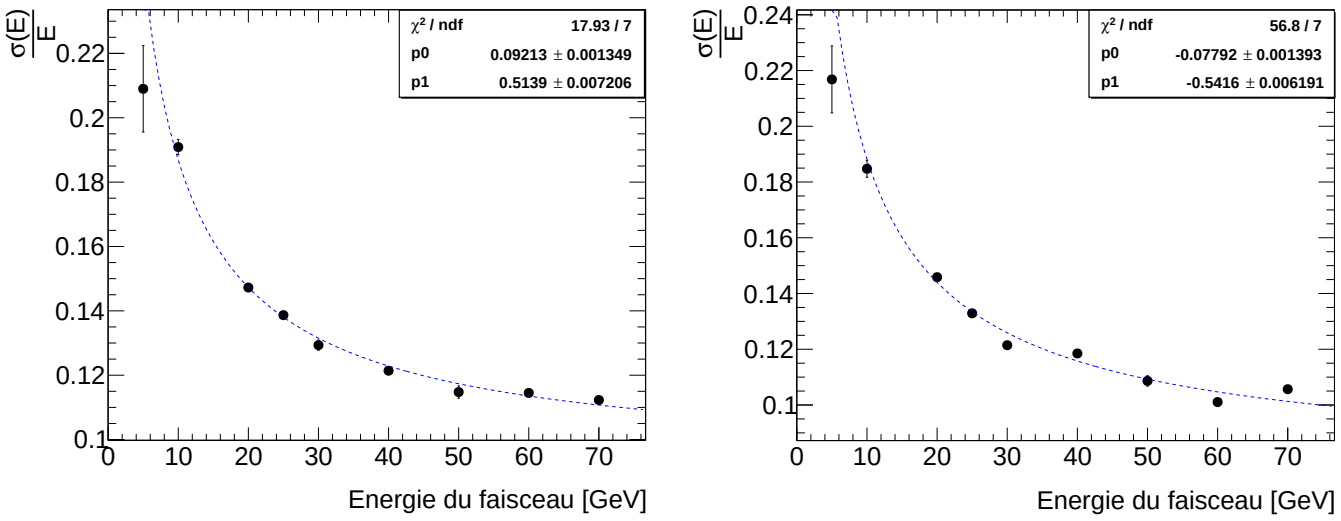
où $N_{corrige}$ et N_{Hits} sont le nombre de Hit après et avant correction respectivement. α est ajustée, run par run [1], et décrit l'évolution du nombre total de $Hits$ dans le temps relatif au début de $spill$ (T) comme illustré sur la figure 12.



(a) Avant correction (b) Après correction

FIG. 12 – Nombre de $Hits$ en fonction du temps, (a) avant et (b) après correction de l'effet de saturation

Cette correction, appliquée $\pi^{\pm}$ par $\pi^{\pm}$, permet d'améliorer la résolution en énergie, estimée par ajustement gaussien (voir 5.1.(b)) , comme illustré par la figure 13 et le tableau 10.



(a) Avant correction (b) Après correction

FIG. 13 – Résolution en énergie du SDHCAL en fonction de l'énergie du faisceau, (a) avant et (b) après correction de l'effet de saturation

[1] un run est un ensemble de données collectées avec des conditions expérimentales identiques (énergie, type de particules, intensité).

Energy [GeV]	# Events	Mean	Sigma (σ)	σ/mean [%]
5 GeV	1.207e+04	98.9 ± 0.8979	21.44 ± 1.188	$\mathbf{21.68 \pm 1.201}$
10 GeV	3.323e+04	189.9 ± 0.4668	35.08 ± 0.5779	$\mathbf{18.47 \pm 0.3043}$
20 GeV	1.108e+05	361.3 ± 0.2396	52.7 ± 0.2775	$\mathbf{14.59 \pm 0.07682}$
25 GeV	7.606e+04	439 ± 0.33	58.34 ± 0.4027	$\mathbf{13.29 \pm 0.09172}$
30 GeV	3.376e+04	520.6 ± 0.5927	63.23 ± 0.7847	$\mathbf{12.15 \pm 0.1507}$
40 GeV	6.22e+04	671.7 ± 0.658	79.59 ± 0.8167	$\mathbf{11.85 \pm 0.1216}$
50 GeV	1.59e+04	820.6 ± 1.202	89.15 ± 1.539	$\mathbf{10.86 \pm 0.1876}$
60 GeV	5.373e+04	1043 ± 0.8149	105.4 ± 0.9863	$\mathbf{10.11 \pm 0.09458}$
70 GeV	4.498e+04	1173 ± 1.155	124 ± 1.439	$\mathbf{10.57 \pm 0.1226}$

TAB. 10 – Résultats de l'ajustement gaussien de la distribution du nombre de $Hits$ après correction

5.3 L'avantage des seuils de déclenchement dans le SDHCAL

Nous avons considéré le SDHCAL dans un mode binaire (nombre total de $Hits$), or on peut exprimer l'énergie reconstruite des *pions* en fonction du nombre de $Hits$ dans le SDHCAL, en prenant en compte les seuils, par la formule (10) :

$$E_{reconstruite} = \alpha(N_{Hits}).N_1 + \gamma(N_{Hits}).N_2 + \beta(N_{Hits}).N_3 \tag{10}$$

où N_{Hits} est le nombre de $Hits$ dans la gerbe hadronique, N_1, N_2, N_3 respectivement le nombre de $Hits$ de seuil 1, 2 et 3 dans la gerbe et les poids (α, β et γ) sont en fonction du nombre total de $Hits$.

$$\alpha = p_1 + p_2 \times N_{Hits} + p_3 \times N_{Hits}^2 \tag{11}$$

$$\beta = p_4 + p_5 \times N_{Hits} + p_6 \times N_{Hits}^2 \tag{12}$$

$$\gamma = p_7 + p_8 \times N_{Hits} + p_9 \times N_{Hits}^2 \tag{13}$$

avec $p_{1,2,3,4,5,6,7,8,9}$ des constantes, utilisées pour obtenir une meilleur résolution en énergie.

Le SDHCAL caractérisé par ces trois seuils, apporte une information sur la concentration en particules qui touchent une cellule et améliore la résolution en énergie d'un ordre de 10% en assignant un poids différent pour chaque seuil lors du calcul de l'énergie [10], [11].

6 Simulation

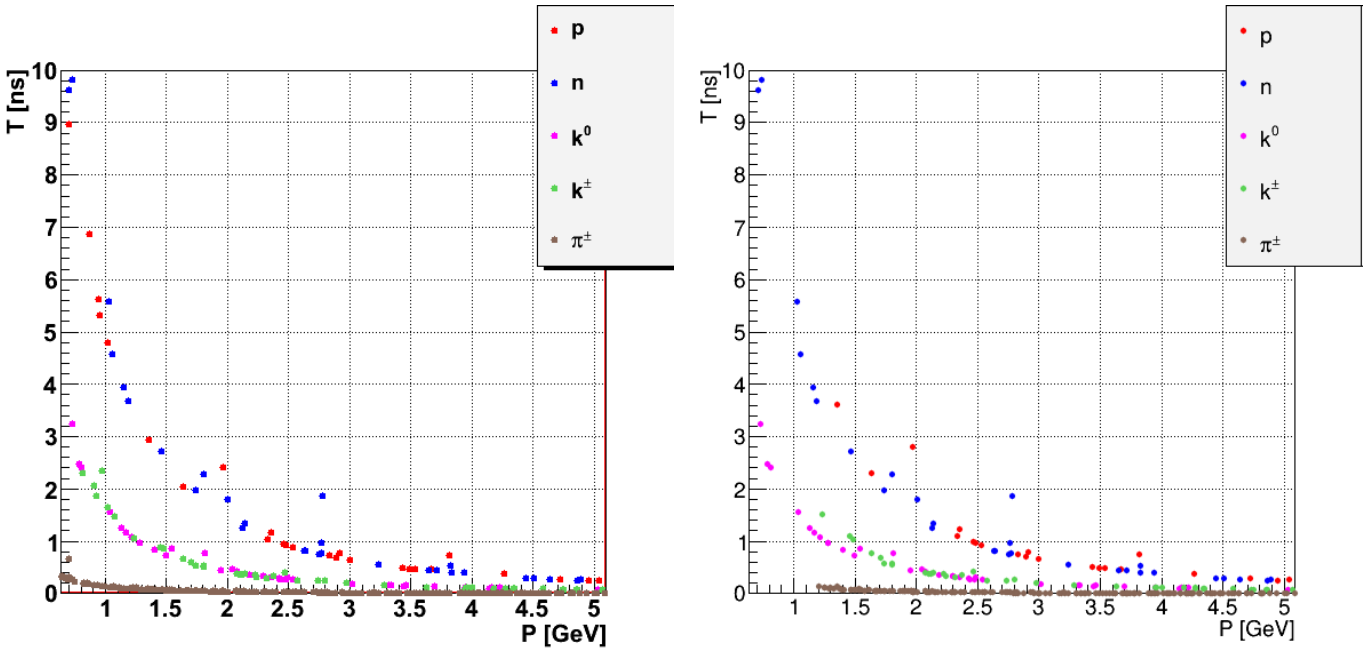
La Séparation des particules dans un jet se base sur la reconstruction spatiale des gerbes, or le SDHCAL peut être équipé de chambres multi-gaps (GRPC) lui conférant une résolution en temps de l'ordre du 100 *ps*. On construit un Toy Monte Carlo afin de démontrer le pouvoir de séparation des particules issus des jets, on utilisant leurs temps de vol dans le SDHCAl. Les paramètres pris en compte sont :

– Temps de vol des : $\pi^{\pm}$ (59.2%), $K^{\pm}$ (14.1%), p (7%), n (8.5%) et K^0 (11.3%) du point d'interaction jusqu'à l'entrée du calorimètre.

– Un champs magnétique de 2 Tesla.

– Différentes distribution de l'impulsion.

Les figures 14.(a) et 14.(b) représente l'evolution du temps de vol en fonction de l'impulsion des particules en absence d'un champ magnétique et avec un champ magnétique de 2 Tesla respectivement. Les particule légères arrivent en premier au calorimètre, en appliquant un champs magnétique les particules de même masse et de différentes charges arrivent averc un temps différé au calorimtre. Les particules chargées de faible impulsion n'atteignent pas le calorimètre, à cause du champ magnétique qui fait dévier les particules avec un rayon de courbure très important, alors elles sont pas détecté.



(a) (b)

FIG. 14 – Evolution du temps de vol en fonction de l'impulsion des particules, (a) sans champ magnétique et (b) avec un champ magnétique de 2 Tesla

Pour estimer le pouvoir de séparation des particules dans le SDHCAl, on compare la différence moyenne du temps de vol des hadron chargés et neutres à la résolusion temporelle du détecteur (figure 6) exprimée en foction de l'impulsion moyenne des constituants du jet. La confusion entre les dépots d'énergie dans le calorimètre provient essentiellement entre les hadrons chargés et neutres ce qui conduit à une dégradation de la résolution du détecteur. On remarque une bonne séparation de 50% des particules d'impulsion inférieur à 4 GeV pour un détecteur de résolusion de 100 ps.

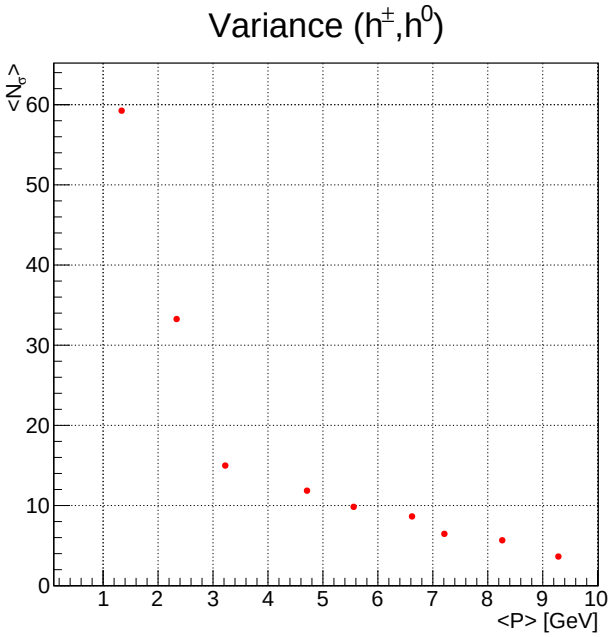
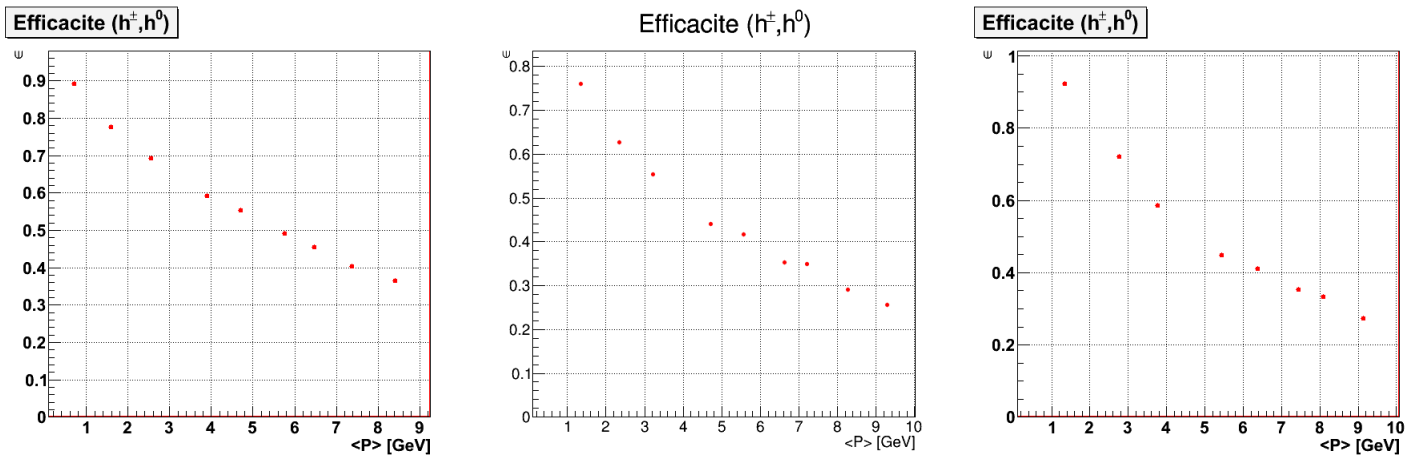


FIG. 15 – Différence de temps entres les particule chargées et neutres en fonction de l'impulsion moyenne des particules en unité de σ (100 ps).

L'efficacité de séparation des hadrons chargés et neutres se dégrade d'un milieu sans champ magnétique et selui avec un champ de 2 Tesla (figure 16.(a) et 16.(b)), car les particules chargées perdent leur temps d'avance sur les particules neutres à cause de la courbure de leur trajectoire.
Pour un champ magnétique intense de 4 Tesla, l'efficacité de séparation s'améliore (figure 16.(b) et 16.(c)), car les particules chargées perdent beaucoup plus de temps (courbure importante), plus que les particules neutres, pour rejoindre le calorimètre.



(a) (b) (c)

FIG. 16 – Efficacité de séparation des hadrons chargés et neutres pour un détecteur de résolution temporelle de 100 ps, (a) sans champ magnétique, (b) avec champs magnétique de 2 Tesla et (c) avec champs magnétique de 4 Tesla.

Néanmoins le champs améliore la séparation dans l'espace en séparant les hadrons chargés et neutres. Nous avons considéré la séparation dans le temps indépendamment de la séparation dans l'espace. Les deux critères doivent être combinés.

Conclusions et Perspectives

L'étude du couplage de boson de *Higgs* au quark *top* est un outil très important pour la validation du Modèle Standard, qui prédit ce couplage, mais pas encore observé. Celui-ci sera observé au LHC pendant le run 2 selon les prédictions du MS. Les collisions e^+e^- seront utilisés pour avoir une meilleure précision sur la mesure de ce couplage. Nous avons testé une signature avec deux leptons de même charge dans l'état final, afin de réduire le plus de bruit de fond possible, qui est dû essentielement au $t\bar{t}$ provenant de la mauvaise reconstruction de la charge et la contamination en leptons secondaires.
La séparation des particules dans le jet est cruciale. Nous avons étudiée les performances du SDHCAL lors de passage d'un faisceaux de $\pi^{\pm}$ de différentes énergies. La linéarité ainsi que la résolution en énergie on été testées.
Un effet de saturation propre aux conditions du faisceau test et qui conduit à une dégradation de la résolution en énergie du détecteur a été corrigé.
Comme le SDHCAL peut avoir une résolution en temps de l'ordre de 100 ps dans sa version multi-gaps, on a construit une simulation pour démontrer la possibilité de séparation des particules dans le jet par leur temps d'arrivée, et cela serait possible pour les impulsions des constituants des jets typiquement attendues dans les collisions e^+e^- (<p> < 4 GeV).

Pour des étude postérieur, on doit compléter la relation de linéarité de l'énergie reconstruite en fonction du nombre de *hits* par un quatrième terme lié à la topologie de la gerbe hadronique.
Des simulations complètes doivent êtres utiliser afin de rafiner le potentiel des mesures en temps dans le SDHCAL. De même, de telles simulations permetteraient de rafiner la précision attendue sur la signature $t\bar{t}H$ en $l^{\pm}l^{\pm}$.

Références

[1] K.A.Olive et al, Particle Data Group, *Particle Physics Booklet*, Chin. Phys. C, 38, 090001, (2014).

[2] A. Denner, S. Heinemeyer, I. Puljak, D. Rebuzzi and M. Spira, *Standard Model Higgs-Boson Branching Ratios with Uncertainties*, (2011) [http://arxiv.org/pdf/1107.5909.pdf].

[3] Giuseppe Degrassi, Stefano Di Vita, Joan Elias-Mirò, José R. Espinosa, Gian F. Giudice, Gino Isidori and Alessandro Strumia, *Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO*, (2013) [http://arxiv.org/pdf/1205.6497.pdf].

[4] PHAM QUANG HUNG, *Vacuum Instability and New Constraints on Fermion Masses*, Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois 60510, (1979) [https://inspirehep.net/record/139989/files/pub-79-014.pdf].

[5] Fedor Bezrukov and Mikhail Shaposhnikov, *Why should we care about the top quark Yukawa coupling ?*, CERN, CH-1211 Genève 23, Switzerland, (2014) [http://arxiv.org/abs/1411.1923v1].

[6] Ryo Yonamine, Katsumasa Ikematsu, Tomohiko Tanabe, Keisuke Fujii, Yuichiro Kiyo, Yukinari Sumino and Hiroshi Yokoya. *Measuring the top Yukawa coupling at the ILC at $\sqrt{s}$ = 500 GeV*, (2011) [http://arxiv.org/abs/1104.5132v1].

[7] M. Battaglia, T. Barklow, M. E. Peskin, Y. Okada, S. Yamashita and, P. Zerwas. *Physics Benchmarks for the ILC Detectors*, (2006) [http://arxiv.org/abs/hep-ex/0603010v1].

[8] The International Linear Collider. *Technical Design Report Volume 2 : Physics* , (2013).

[9] The International Linear Collider. *Technical Design Report Volume 4 : Detectors* , (2013).

[10] Alexey PETRUKHIN, *Energy measurement with the SDHCAL prototype*. CALICE Collaboration, IPNL/CNRS, France, (2014) [http://arxiv.org/abs/1406.7111v1].

[11] Rémi Été. *Séparation de gerbes hadroniques proches dans le Calorimètre Hadronique Semi-Digital SDHCAL pour ILC* , Rapport de Stage de Master II Physique Fondamentale et Astrophysique, Institut de Physique Nucléaire de Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, [http://rete.github.io/reports/M2.pdf].

Résumé

Le Modèle Standard (MS) de la physique des particules à été couronnée de succès depuis plus de 40 ans, notament avec la découverte du boson de *Higgs* en 2012. Une des prédictions de ce modèle est le couplage yukawa du *Higgs* aux fermions. Dans cette étude, on s'intéresse à la mesure du couplage yukawa à la particule la plus massif du MS, le quark *top*, dans les collision e^+e^-.
Pour cela on va mener une anlyse de la signature $t\bar{t}H$ avec un choit de deux leptons de même charge comme signature discriminante.
Cette mesure comme une grande partie de la physique étudié sur collisionneur e^+e^-, fait intervenir des jets. Un calorimètre hadronique est proposé par la colaboration CALICE. On étudie la résolution en énergie d'un prototype, le SDHCAL, grâce à des données collectées en faisceaux test au CERN.
Enfin, on se basant sur un Toy Monte Carlo, on montre qu'il est possible d'utiliser le temps de vol des particules du jet dans le calorimètre affin de les mieux sépareés.

Abstract

The Standard Model (SM) of particle physics has been successful for more than 40 years, especially through the discovery in the summer 2012 of a the Higgs boson. One of the predictions of the SM is the Yukawa coupling of the *Higgs* boson to fermions, in this study, we measure the Yukawa coupling to the heaviest particle of SM, the *top* quark, in e^+e^- collisions.
To do so, we will make an analysis of $t\bar{t}H$ signature, by choosing the same charge dilepton in the final state as a descriminator. This signature is composed mainly of jets at the final state, to do a good separation of particles in the jet, a hadronic calorimeter was proposed by the CALICE collaboration, we will study its energy resolution by $\pi^{\pm}$ coming from test beam at CERN.
To complete this study, we build a Toy Monte Carlo simulation to demonstrate the possibility of separating particles of the jet by thier time of flight in the calorimeter.