

Table des matières

Liste des tableaux	i
Liste des figures	ii
Liste des abréviations	vi
Introduction	1
1 Le collisionneur linéaire en général	3
1.1 Évolution de l'énergie frontière de la Physique des particules.	3
1.2 Le choix du collisionneur linéaire	6
1.2.1 Les avantages techniques	6
1.2.2 Les atouts du collisionneur linéaire	7
1.2.3 La physique dans le collisionneur linéaire e^-e^+	8
1.3 Les deux projets en cours : le CLIC et le ILC	10
1.3.1 Généralités	10
1.3.2 Les parties principales du collisionneur linéaire	11
1.3.3 Le projet CLIC	12
1.3.4 Le projet ILC	17
1.3.5 Les installations d'essais	19
2 Les paramètres du collisionneur linéaire	21
2.1 Les concepts de base du faisceau	21
2.1.1 La luminosité des collisions	21
2.1.2 Les fonctions betatron	22
2.2 Le système de focalisation finale	25
2.2.1 La taille du faisceau	26
2.2.2 La chromaticité	27
2.2.3 La correction de chromaticité	28
2.2.4 Le croisement en «crabe»	31

3	Les différents processus physiques à l'IP	33
3.1	Le rayonnement Synchrotron	33
3.2	Le beamstrahlung	33
3.3	Le rayonnement d'état initial et final	35
3.4	L'effet <i>Pinch</i>	36
3.5	L'effet <i>disruption</i>	36
3.6	L'effet <i>hourglass</i>	37
3.7	L'effet de paire cohérente et incohérente	37
3.8	La diffusion énergétique	40
3.9	Remarque	41
4	Les bruits de fond $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$ au CLIC	42
4.1	Introduction	42
4.2	Les propriétés hadroniques des photons	42
4.3	Les paramétrages de la section efficace totale	43
4.4	Le taux des événements hadroniques	46
4.5	Estimation de la précision de la section efficace du processus $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$	47
4.6	Le bruit de fond hadronique en utilisant le logiciel PYTHIA	49
4.7	Quelques observations avec le logiciel SGV	55
4.8	Discussion	56
5	L'optimisation du paramètre du faisceau	57
5.1	Le pourquoi de l'optimisation	57
5.2	L'enjeu entre la luminosité et le beamstrahlung	57
5.2.1	Beamstrahlung au CLIC	58
5.2.2	Le processus $e^+e^- \rightarrow hZ$ dans le SM	58
5.2.3	Le processus Higgsstrahlung au CLIC	59
5.2.4	L'impact du beamstrahlung sur la reconstruction	62
5.2.5	Beamstrahlung et la luminosité de collision	66
5.3	La stratégie de l'optimisation	70
5.3.1	L'approche directe	73
5.3.2	L'optimisation de l'approche directe	75

5.3.3	L'approche par reconstruction	77
6	Les résultats	83
6.1	Les résultats pour CLIC	83
6.2	L'impact du choix de design	87
6.3	Comparaison des résultats avec ceux du ILC	90
	Conclusion	95
A	Condition sur les énergies de collision des particules	97
B	L'effet du «boost» sur le traçage du boson de Higgs	99
B.0.1	Calcul relativiste de l'impulsion	99
B.0.2	Boost sur le système (e^-, e^+)	100
B.0.3	L'effet du «boost» sur l'angle d'émission du boson de Higgs	101
C	La masse de recul du boson de Higgs	104
	Bibliographie	105

Liste des tableaux

1.1	Comparatif des trois collisionneurs linéaires à haute énergie e^-e^+	11
1.2	Les paramètres nominaux du faisceau au CLIC et au ILC	19
4.1	Le nombre des événements hadroniques par croisement de paquets pour chaque paramétrage de la section efficace totale du processus $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$. L'énergie minimale de photons en collision est de 5 GeV.	47
4.2	Les paramètres d'ajustage de la section efficace totale moyenne.	49
4.3	Statistique des événements à 3 TeV.	54
5.1	Résumé des variables définies dans la Sec. 5.3 qu'on a utilisé pour calculer $\Delta\sigma/\sigma$	79
6.1	Les valeurs optimales de S_x avec la stabilisation de collision	83
6.2	Valeurs optimales de S_x avec la stabilisation de collision	84
6.3	L'incertitude de la section efficace $\Delta\sigma/\sigma$ pour chaque fraction et multiple de S_x pour $R_j = 3,5\%$ et avec la stabilisation de collision	88
6.4	L'incertitude de la section efficace $\Delta\sigma/\sigma$ pour chaque fraction et multiple de S_x pour $R_j = 3,5\%$ et sans la stabilisation de collision	89

Table des figures

1.1	L'unification des forces électrofaible et électromagnétique à hautes énergies.	4
1.2	Diagrammes de Feynman représentatifs de production du boson de Higgs pour le collisionneur e^-e^+	9
1.3	Schéma général du complexe d'accélérateurs CLIC	13
1.4	Schéma du principe de fonctionnement du CLIC.	14
1.5	Schéma du module standard de type T0 du CLIC	15
1.6	Schéma des modules de type T1, T2, T3 et T4 du CLIC	17
1.7	Schéma général du complexe d'accélérateur ILC.	18
2.1	Représentation graphique dans l'espace de phase (x,x') des paramètres twiss.	24
2.2	Schéma illustrant l'aberration chromatique du faisceau par le doublet final	27
2.3	Schéma illustrant la correction de la chromaticité par la combinaison d'un quadrupôle et d'un sextupôle	29
2.4	Schéma optique illustrant la correction locale de la chromaticité basée sur la mise en place d'un autre paire de sextupôle	30
2.5	Schema illustrant le croisement en «crabe»	32
3.1	Diagrammes de Feynman représentatifs de la production d'une paire cohérente	38
3.2	Diagrammes de Feynman représentatifs de production de paires incohérentes à travers trois principaux processus.	39
4.1	Contribution des photons réels et virtuels aux hadrons	43
4.2	L'erreur sur la section efficace totale hadronique : facteur deux en fonction de $s = E_{cm}^2$.	45
4.3	La luminosité du processus $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$ à une énergie nominale de 500 GeV.	48
4.4	La luminosité du processus $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$ à une énergie nominale de 3 TeV.	48
4.5	Le paramétrage moyen de section efficace	49
4.6	Les particules indésirables de la collision des photons.	50

4.7	La distance entre les particules chargées et l'axe du faisceau	51
4.8	Les particules chargées observées dans le détecteur à 500 GeV	51
4.9	Les particules chargées observées dans le détecteur à 3 TeV	52
4.10	L'importance de bruit de fond hadronique à 500 GeV	52
4.11	L'importance de bruit de fond hadronique à 3 TeV	53
4.12	La contribution des particules chargées et des particules neutres dans les événements hadroniques.	53
4.13	L'énergie transversale E_t des particules chargées et neutres à 500 GeV (à gauche) et à 3 TeV (à droite).	54
4.14	Statistique des pions à 3 TeV	55
4.15	Résultat des tirs avec une seule particule du détecteur ILC à l'aide du logiciel de simulation SGV. Chaque point représente un tir.	55
5.1	Événements de signal pour les quatre différentes valeurs de ϵ_x avec $R_j = 3,5\%$	60
5.2	Événements de signal agrandis pour les quatre différentes valeurs de ϵ_x avec $R_j = 3,5\%$	61
5.3	La distribution de l'énergie des électrons et des positrons avec trois régions	63
5.4	Le spectre de luminosité avec trois régions	63
5.5	Distributions des trois différentes énergies de collision	65
5.6	La luminosité intégrée sans la stabilisation de collision, la luminosité intégrée avec la stabilisation de collision, le pic de luminosité et le simple échelonnage	67
5.7	Luminosité intégrée avec la stabilité de collision	68
5.8	Nombre de photons pour chaque valeur de S_x	69
5.9	Section efficace du signal avec l'effet du beamstrahlung pour chaque valeur de S_x et sans la stabilisation de collision	70
5.10	Section efficace du signal avec l'effet du beamstrahlung pour chaque valeur de S_x et avec la stabilisation de collision	71
5.11	Section efficace de production de Higgs pour différentes énergies de centre de masse. Ceci inclut le ISR et non le beamstrahlung.	71

5.12	Section efficace pour le bruit de fond avec l'effet de beamstrahlung et sans la stabilisation de collision pour chaque valeur de S_x	72
5.13	Section efficace pour le bruit de fond avec l'effet de beamstrahlung et avec la stabilisation de collision pour chaque valeur de S_x	73
5.14	La qualité de luminosité	74
5.15	L'incertitude de la section efficace ajustée pour chaque valeur de S_x montrant la valeur optimale pour $R_j = 3,5\%$	75
5.16	Optimisation des limites inférieure et supérieure de la masse de recul du boson de Higgs.	76
5.17	Valeurs optimales obtenues avec les deux types d'intervalle de masse de recul.	77
5.18	Valeurs optimales obtenues avec les deux types d'intervalle de masse de recul et avec la suppression du bruit de fond jusqu'à 5,3 fois plus du nombre des signaux.	77
5.19	Les distributions des quatre variables utilisées par TMVA avec un classificateur BDS pour sélectionner les évènements	79
5.20	Les trois paramètres pertinents en fonction de S_x	80
5.21	La luminosité efficace du signal et du bruit de fond pour chaque valeur de S_x et pour $R_j = 0,0\%$	81
5.22	L'ajustage de l'efficacité du signal et celle du bruit de fond	81
5.23	L'efficacité du signal et celle du bruit de fond pour $R_j = 3,5\%$	82
6.1	L'incertitude de la section efficace agrandie dans la région 2 avec la stabilisation de collision	84
6.2	L'incertitude de la section efficace sans la stabilisation de collision	85
6.3	L'incertitude de la section efficace sans la stabilisation de collision	86
6.4	La luminosité intégrée agrandie dans la <i>région 2</i>	86
6.5	L'incertitude de la section efficace pour chaque valeur de S_x agrandie dans la région 2 et montrant la valeur optimale	87
6.6	Les propriétés de lattice de ILC à l'énergie centre de masse de 350 GeV. D_x est ici la fonction de dispersion.	90
6.7	La comparaison de la luminosité intégrée de CLIC et celle de ILC pour chaque valeur de S_x	91

6.8	La comparaison de la luminosité intégrée de CLIC et celle de ILC pour chaque valeur de S_x	91
6.9	L'efficacité du signal et celle du bruit de fond pour $R_j = 3,5\%$ au ILC . . .	92
6.10	L'incertitude de la section efficace pour ILC et sans la stabilisation de collision	92
6.11	La comparaison de l'optimisation des paramètres de CLIC et de ILC . . .	93
6.12	La comparaison de l'optimisation des paramètres de CLIC et de ILC . . .	93
6.13	La comparaison de l'optimisation de CLIC et de ILC agrandie dans la région 2 et la région 3	94
B.1	L'impulsion du boson de Higgs sans et avec l'effet de «boost»	101
B.2	Le facteur de Lorentz et la vitesse relative en fonction de l'énergie de l'électron et du position	102

Liste des abréviations :

ALICE : A Large Ion Collider Experiment

AS : Accelerating Structures

ATF : Accelerator Test Facility

ATLAS : A Toroidal LHC ApparatuS

BDS : Beam Delivery System

BDSS : Barklow-Dannheim-Sahin-Schulte

BDT : Boosted Decision Tree

CBP : Chen- Barklow-Peskin

CCX : Horizontal Chromaticity Correction Section

CCY : Vertical Chromaticity Correction Section

CFT3 : CLIC Test Facility 3

CKM : Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

CLEX : CLIC Experimental Area

CLIC : Compact Linear Collider

CMS : Compact Muon Solenoid

CP : Charge Parité

FFS : Final Focus Section

FFTB : Final Focus Test Beam

FD : Final Doublet

HERA : Handron-Electron Ring Accelerator

ICFA : International Com- mittee for Future Accelerators

ILC : International Linear Collider

IP : Point d'interaction

ISR : Initial State Radiation

LEP : Large Electron-Positron Collider

LHC : Large Hadron Collider

MAD-X : Methodical Accelerator Design

OPAL : Omni-Purpose Apparatus for LEP

PETS : Power Extraction and Transfer Structures

QCD : Quantum Chromodynamics

QED : Electro-dynamique Quatique

RF : Radio Frequency

RMS : Root-Mean-Square

SGV : Simulation à Grande Vitesse

SLC : Stanford Linear Collider

SM : Modèle Standard

SUSY : Supper Symetry

TMVA : Multivariate Analysis Tool

Introduction

Le collisionneur à électron-positron avec une énergie de l'ordre du TeV s'avère nécessaire pour compléter le collisionneur à hadrons. Il a le potentiel de découvrir les propriétés du boson de Higgs avec une grande précision ainsi que les physiques au delà du Modèle Standard (SM).

En 2012, la découverte du boson de Higgs dans les expériences ATLAS et CMS a marqué un événement important et inoubliable dans le monde de la physique des particules. Ceci est le produit de la collision des protons délivrés par le Grand Collisionneur des Hadrons (LHC) et qui complétait les éléments manquants du SM. Une fois découverte par le LHC, le collisionneur linéaire devrait prendre le relais pour définir avec une grande précision les propriétés de cette nouvelle particule. Pourtant, la collision des particules dans les collectionneurs linéaires est affectée par des forces fortes entre les faisceaux. Ceci entraîne l'amélioration de la luminosité de collision mais aussi l'émission des photons du processus beamstrahlung qui détériore le spectre de la luminosité. La réduction de l'énergie des particules entrant en collision qui en résulte, a des impacts sur l'analyse physique et pourrait être comparée à l'effet d'ISR (Initial State Radiation).

Une haute luminosité de collision est nécessaire pour la précision des mesures physiques. Une façon d'augmenter la luminosité de collision est de réduire la taille horizontale du faisceau. Pourtant, le beamstrahlung et la luminosité de collision sont corrélés de telle manière qu'en réduisant la taille horizontale du faisceau, on amplifie l'effet du beamstrahlung.

Ce travail de thèse vise à trouver un bon compromis entre luminosité de collision et le beamstrahlung à travers un des processus les plus importants, le Higgsstrahlung. Vu que dans l'étude du processus Higgsstrahlung, l'énergie centre de masse est fixée, ce processus est supposé très sensible à l'effet de beamstrahlung. C'est pour cette raison qu'on a choisi le processus Higgsstrahlung pour réaliser l'optimisation des paramètres du faisceau au projet CLIC (Compact Linear Collider). Un paramètre d'échelonnage spécifique est utilisé pour varier la taille du faisceau à travers l'émittance horizontale du faisceau. Une valeur optimale qui correspond à la meilleure précision de la section efficace est obtenue.

Ce travail se subdivise en six chapitres. Le premier chapitre introduit l'exploration

actuelle de plusieurs domaines d'études en Physique des particules ainsi que les avantages et les atouts du collisionneur linéaire par rapport aux collisionneurs circulaires. Il décrit ensuite les deux projets de collisionneur e^-e^+ en cours qui sont le CLIC et le ILC (International Linear Collider).

Le second chapitre concerne les paramètres du collisionneur linéaire. Il définit les paramètres qui jouent des rôles importants dans le collisionneur linéaire et surtout la taille de faisceau qui fait l'objet de l'optimisation.

Dans le troisième chapitre, les processus physiques susceptibles de se produire à l'IP sont développés. Ces processus physiques modifient les propriétés du faisceau et par conséquent la luminosité de collision, celle-ci étant toujours à améliorer si on veut avoir une meilleure statistique lors de l'analyse physique.

Le quatrième chapitre traite le bruit de fond hadronique au CLIC. Ce bruit de fond pourrait nuire la précision de mesure physique. On essaye de trouver un bon paramétrage de la section efficace totale hadronique à implémenter dans le collisionneur linéaire ou bien définir l'erreur commise pour le paramétrage par défaut.

Le cinquième chapitre explique le pourquoi de l'optimisation, l'enjeu entre la luminosité et le beamstrahlung ainsi que la stratégie de l'optimisation. Deux approches ont été introduites : l'approche directe et l'approche par reconstruction. L'approche directe sert à localiser naïvement la valeur optimale et l'approche par reconstruction est utilisée pour trouver la valeur exacte de l'optimum. Les résultats principaux sont basés par cette approche par reconstruction.

Le dernier chapitre montre les résultats de l'optimisation des paramètres de faisceau. Le résultat pour le projet CLIC est montré en premier lieu avant de le comparer avec celui du projet ILC. L'impact de l'optimisation sur le choix de design est aussi discuté. Les précisions de la section efficace pour quelques valeurs de taille de faisceau près de la valeur nominale sont montrées et l'amélioration apportée par chaque taille de faisceau est aussi illustrée. La conclusion synthétise les principaux apports de la thèse : l'erreur de la section efficace totale hadronique de la collision $\gamma\gamma$, la valeur optimale de la taille du faisceau qui n'est pas loin de la valeur nominale. Les paramètres actuels du faisceau au CLIC sont par la suite validés. La précision obtenue par les deux projets de collisionneur linéaire est très similaire.

Le collisionneur linéaire en général

1.1 Évolution de l'énergie frontière de la Physique des particules.

Le SM aide à mieux comprendre la façon dont les douze particules fondamentales, qui constituent l'Univers, interagissent sous la gouvernance des quatre forces fondamentales. L'unification de ces quatre forces qui sont la force forte, la force faible, la force électromagnétique et la force gravitationnelle s'avère comme un objectif ultime des physiciens du XXI-ième siècle. Malgré les deux unifications : l'unification «électrofaible » qui unifie la force faible avec la force électromagnétique, et la «grande unification » qui unifie la force forte avec celles qui sont déjà unifiées, la force gravitationnelle qui ne fait pas partie du SM reste encore un obstacle pour les physiciens pour pouvoir unifier toutes les forces. La meilleure façon de faire cette unification est d'augmenter l'énergie. Par exemple, l'unification électrofaible a été faite à une échelle d'énergie TeV et les autres unifications se feront à une énergie encore plus élevée (voir Figure 1.1).

A partir des années 70 jusqu' à présent, une vingtaine de complexes d'accélérateurs ont été construits partout dans le monde, que ce soit un collisionneur à lepton ou un collisionneur à hadron, avec une énergie de centre de masse allant de quelques GeV jusqu'à 13 TeV [4]. A chaque fois, quand on monte le niveau d'énergie dans l'accélérateur, une nouvelle particule apparaît.

Pour les collisionneurs du XXI-ième siècle, le LHC se présente comme le plus performant en terme de recherche des nouvelles particules pour une énergie élevée. En effet, le LHC est maintenant opérationnel, pas loin de son énergie limite (14 TeV) et permet d'explorer plusieurs domaines d'études en Physique des Particules tels que :

La recherche de Higgs : Le 4 Juillet 2012, lors d'une séminaire au CERN, deux collaborations issues du LHC ont fait une mise à jour de leur statut de recherche du boson de Higgs. Ainsi, l'expérience CMS [5] et l'expérience ATLAS [6] ont toutes les deux annoncé en même temps la découverte d'un nouveau boson très similaire au boson de Higgs. Sa masse est autour de $m_H = 125 \text{ GeV}$ avec un degré de signification statistique $5,8 \pm 1,0\sigma$ pour CMS et $m_H = 126 \text{ GeV}$ avec $5,1\sigma$ pour ATLAS.

En effet, selon le SM, le photon n'a pas de masse alors que les masses des autres particules porteuses de la force électromagnétique, telles que les bosons de jauge W^\pm et Z^0 sont générés par le mécanisme de brisure de symétrie. Ce mécanisme introduit un champ scalaire complexe qui conduit à prédire l'existence d'une particule scalaire qui n'est autre que le boson de Higgs.

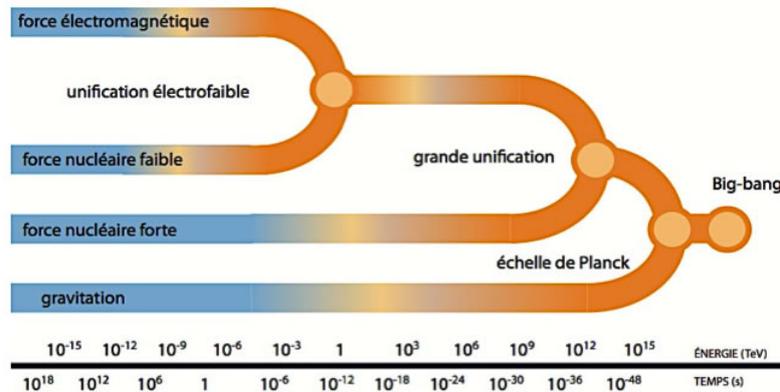


FIGURE 1.1 – L'unification des forces électrofaible et électromagnétique à hautes énergies.

L'étude de la violation CP et des désintégrations rares : L'expérience *Large Hadron Collider Beauty* (LHCb) auprès du LHC permet la réalisation de nombreuses études sur l'asymétrie matière-antimatière à travers la violation CP (Charge Parité) dans des désintégrations des particules «*belle*» (mésons comportant un quark beauté). Elle est dotée particulièrement d'un dispositif très performant pour l'étude de cette asymétrie ainsi que pour la découverte des nouvelles particules à travers des désintégration rares.

Parmi les découvertes récentes au sein de cette expérience, on peut en citer quelques

unes :

- La violation CP de l'oscillation pour les mésons D et B a été mesurée avec 9.1σ conduisant à la découverte de la même violation dans le système Bs. L'angle CKM est connu avec une précision inégalée $\gamma = (70, 9_{-8,5}^{+7,1})$ [7].
- La découverte de deux nouvelles particules de la famille des baryons en 2014 [8]. Ces particules, appelées $\Xi_b'^-$ et Ξ_b^{*-} , avaient été prédites par le modèle des quarks mais n'avaient jamais été observées jusqu'ici. Une particule de la même famille de Ξ_b^{*0} avait été déjà observée en 2012 dans l'expérience CMS. Ces nouvelles particules ont une masse plus de six fois supérieure à celle du proton car elles contiennent toutes les deux des quarks b, des quarks d et des quarks s, les quarks b étant lourds.
- L'observation des pentaquarks exotiques en 2015 [9]. Ceci est le fruit de l'étude de la désintégration d'un baryon appelé Λ_b en trois autres particules : J/Ψ , un proton et un kaon chargé. L'étude du spectre des masses du J/Ψ et du proton a révélé que leur production faisait parfois intervenir des états intermédiaires. Ceux-ci ont été appelés $P_c(4450)^+$ et $P_c(4380)^+$.

L'étude des ion lourds, Plasma quarks et de gluons : le LHC à travers ses trois expériences ALICE, ATLAS et CMS [10], a déjà commencé à reproduire les conditions qui existaient dans l'Univers juste après le Big Bang grâce à la collision des ions lourds pour libérer les quarks. En effet, durant quelques millièmes de seconde, juste après le Big Bang, l'Univers s'est rempli d'une soupe extrêmement dense et chaude, composée principalement de quarks et de gluons, porteurs de la force forte. Dans les tous premiers instants qui ont suivi le Big Bang, à très haute température, les quarks pouvaient se déplacer librement dans ce que l'on appelle le plasma de quarks et de gluons.

Pour recréer des conditions similaires à celles de l'Univers primordial, l'accélérateur comme LHC fait entrer frontalement en collision des ions massifs, par exemple des noyaux d'or ou de plomb. Dans ces collisions d'ions lourds, les centaines de protons et de neutrons présents dans les noyaux en collision se percutent à des énergies très élevées. Une minuscule boule de feu se forme alors, dans laquelle tout fonde pour former un plasma de quarks et de gluons. Grâce à son énergie plus élevée, LHC a donné des résultats plus prometteurs

que ceux des expériences auprès du Collisionneur d'Ions Lourds Relativistes (Relativistic Heavy Ion Collider -RHIC)[11].

Recherche en SUSY et matière noire : CMS a activement contribué à l'étude de la nouvelle super-symétrie SUSY qui est un des principaux candidats pour décrire la physique au delà du SM. Ce SUSY propose l'existence d'un partenaire pour chaque particule connue dans SM . Il pourrait aider à expliquer la nature de la matière noire.

Étant donné que le boson de Higgs est trouvé, un autre problème surgit encore. La masse de Higgs et sa divergence ne sont pas stables lorsque la divergence quantique est considérée [12]. La solution est d'introduire le SUSY qui unifie les bosons et les fermions.

Toutefois, les collisionneurs à hadron sont connus pour être très efficaces pour les mesures dans la phase exploratoire et pour la possibilité de découvrir une nouvelle physique tandis que les collisionneurs à lepton sont bien plus adaptés à la mesure précise des propriétés des particules une fois trouvées.

1.2 Le choix du collisionneur linéaire

1.2.1 Les avantages techniques

Principalement, il n'y a que deux sortes d'accélérateurs : l'accélérateur circulaire et l'accélérateur linéaire. L'accélérateur circulaire permet d'augmenter l'énergie des particules en les faisant tourner plusieurs fois avant de les faire entrer en collision. Toutefois, l'inconvénient majeur de ce type d'accélérateur est le *rayonnement synchrotron*. Quand les particules chargées sont courbées dans des aimants dipôles, elle émettent des photons et perdent de l'énergie. Cette perte d'énergie par tour est donnée par :

$$\Delta E_{tour} = \frac{1}{3c^8} \frac{E^4}{\rho m_0^4} \quad (1.1)$$

où, E est l'énergie du faisceau, c la célérité de la lumière, ρ le rayon de la courbure produite par les aimants, et m_0 est la masse au repos de la particule.

D'après l' Eq. 1.1, plus d'énergie impose plus de rayonnement et les particules légères l'émettent moins par rapport aux particules lourdes. Le seul facteur qui permet de réduire ce rayonnement est le rayon de courbure : soit construire un gigantesque accélérateur qui possède un rayon de courbure très large, soit migrer vers l'accélérateur linéaire avec lequel ce rayon devient infini.

1.2.2 Les atouts du collisionneur linéaire

Depuis la mise en fonction du Collisionneur Linéaire à Stanford (SLC) [13] en 1989, la potentialité physique du collisionneur linéaire a été intensivement étudiée. Parmi les résultats les plus attendus sont les propriétés du boson de Higgs du SM avec une grande précision, les possibilités de faire largement avancer les études en SUSY et les autres théories alternatives.

Actuellement, le LHC tient le record quant à la dimension de son accélérateur circulaire. Si, on compare le collisionneur linéaire avec LHC, son avantage repose sur le fait d'avoir des événements physiques *propres*, c'est-à-dire avec moins de bruit de fond. Ceci vient du fait qu'avec le collisionneur linéaire, très souvent à leptons, les deux particules élémentaires initiales dont on connaît bien leurs propriétés vont donner des états finaux aussi bien connus. Parmi les avantages du collisionneur linéaire à leptons, on peut en citer six [14] [15] :

- Environnement expérimental simple et propre.
- Particules chargées produites démocratiquement avec une section efficace similaire.
- Processus de bruit de fond bien calculés et mesurés.
- Possibilité de faire un balayage systématique en énergie de centre de masse.
- Possibilité d'avoir un haut degré de polarisation pour les électrons et les positrons (limité à ILC).
- Mesures rigoureuses par étiquetage jet/saveur.

Par conséquent, les collisionneurs linéaires à leptons présentent une bonne performance en terme de précision de mesure par rapport aux collisionneurs circulaires à hadrons.

1.2.3 La physique dans le collisionneur linéaire e^-e^+

Le collisionneur linéaire était toujours essentiel pour la détermination des propriétés des nouvelles particules trouvées par LHC. Par exemple, le SM a été confirmé grâce à sa structure de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ et grâce à la mesure des ses propriétés avec précision. Tout ceci est le fruit de combinaison des analyses provenant du Grand Collisionneur Électron-Position (LEP), «Hadron-Electron Ring Accelerator »(HERA), «B-Factories », Tevatron, et du LHC. Les futurs collisionneurs linéaires pourraient compléter davantage la description de la nature des particules élémentaires avec une précision incomparable [16].

Plusieurs domaines d'études en Physique des Hautes Énergies évoquent des motivations pour le collisionneur linéaire e^-e^+ . On peut en citer quelques unes :

La physique du boson de Higgs : les principaux objectifs du programme de la Physique de Higgs comprennent :

- La mesure précise du couplage de Higgs avec les bosons de jauge et les fermions.
- La mesure absolue du couplage de Higgs avec le boson Z indépendamment de ses modes de désintégration.
- La mesure précise de la masse de Higgs, sa largeur de désintégration, son spin et ses propriétés CP.
- La mesure de la tri-linéaire auto-couplage de Higgs qui donnera un accès direct à son potentiel.

Les canaux principaux qui produisent le boson de Higgs pour les collisionneurs linéaires sont : le processus *Higgsstrahlung* et le processus de fusion des bosons vecteurs. A basse énergie, $E_{cm} < 400 GeV$, le processus $e^-e^+ \rightarrow ZH$ domine alors que pour une énergie supérieure le processus $e^-e^+ \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e$ devient de plus en plus intéressant.

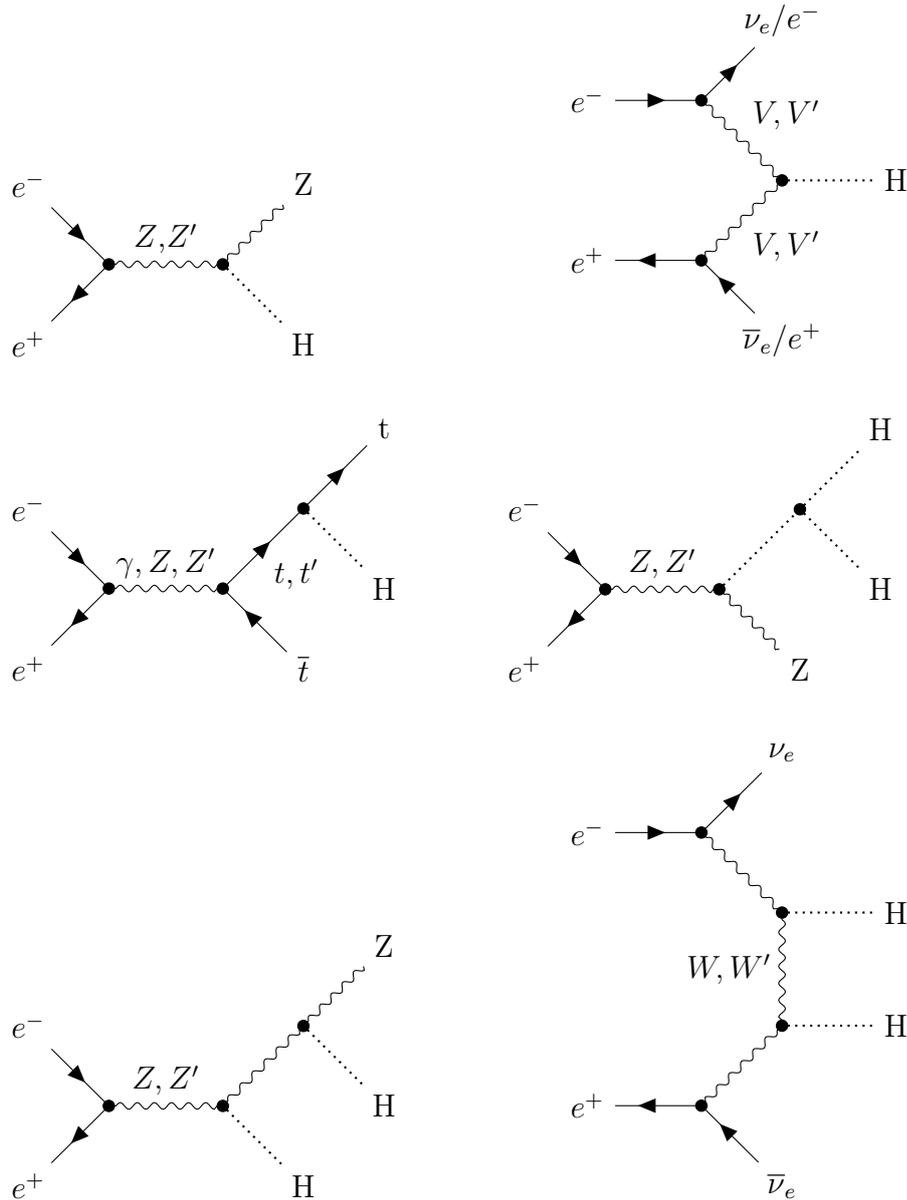


FIGURE 1.2 – Diagrammes de Feynman représentatifs de production du boson de Higgs pour le collisionneur e^-e^+ . V, V' représente Z, Z' et W, W' pour e^-/e^+ et $\nu_e/\bar{\nu}_e$ respectivement.

La figure 1.2 montre les diagrammes de Feynman représentatifs de production du boson de Higgs pour le collisionneur e^-e^+ . Dans ces diagrammes, des particules hypothétiques comme les bosons Z', W' et le quark t' provenant de l'extension de la symétrie électrofaible peuvent aussi être échangées. V, V' représente Z, Z' et W, W' pour e^-/e^+ et $\nu_e/\bar{\nu}_e$ respectivement. Les deux (ou plutôt trois car le deuxième renferme deux) premiers diagrammes sont les processus ayant la section efficace la plus élevée.

La brisure de la symétrie électrofaible : Étant donné que le mécanisme de Higgs est le responsable de la brisure de symétrie électrofaible, ce qui donne la masse de toutes les autres particules élémentaires ; la découverte du boson de Higgs de faible masse avec ses propriétés serait très importante.

Physique de précision pour le quark top : Le collisionneur linéaire e^-e^+ fournit une belle opportunité pour la Physique de précision du quark top. La connaissance approfondie des propriétés du quark top serait un atout pour mieux comprendre la brisure de symétrie électrofaible et pour ouvrir la recherche vers la Physique au delà du SM. En effet, le collisionneur linéaire e^-e^+ permet d'extraire la masse précise du quark top grâce à la localisation de la position limite pour l'annihilation de e^-e^+ en paire de quarks, ainsi que de faire la caractérisation de son facteur de forme de couplage avec une précision supérieure à celle prédite par le LHC [17].

La nouvelle physique : Regarder au delà de l'image de la Physique des Particules déjà établie nécessitera une sorte de remise en question de la conception de l'accélérateur. Si l'accélérateur est fait pour atteindre l'énergie nécessaire à l'exploration de la nouvelle physique, une nouvelle conception de celui-ci est à considérer. Vu que le LHC a déjà répondu à pas mal de questions à propos de la nouvelle physique, un nouveau collisionneur à leptons avec une énergie supérieure ou égale à 2 TeV serait obligatoire pour explorer tous les spectres supersymétriques ou étudier en détail toutes les nouvelles interactions fortes [18]. Dans la section suivante, nous allons voir deux projets de collisionneur linéaire à lepton qui sont déjà en cours.

1.3 Les deux projets en cours : le CLIC et le ILC

1.3.1 Généralités

Jusqu'à présent, il existe trois projets de collisionneur linéaire e^-e^+ : SLC, le CLIC et le ILC. Principalement, ils se différencient de l'énergie de centre de masse E_{cm} et de la luminosité \mathcal{L} . Le Tableau 1.1 compare leurs paramètres principaux.

Nom	E_{cm} [GeV]	\mathcal{L} [$10^{30} cm^{-2} s^{-1}$]	Dates
SLC (SLAC)	100	2,5	1989 -1998
ILC	500	$1,8 \times 10^4$	en cours
CLIC	3000	6×10^4	en cours

TABLE 1.1 – Comparatif des trois collisionneurs linéaires à haute énergie e^-e^+ .

Pour des raisons financières, le collisionneur qui succédera au LHC devrait être le fruit d'une collaboration internationale. A présent, les efforts faits pour ILC sont orientés vers la possibilité de construction de cette machine au Japon. Sa conception TDR (Technical Design Report) [2] prévoit sa construction dans un site spécifique situé à Kitakami, un haut-plateau dans la préfecture de Iwate au Nord du Japon. Tandis que la construction du CLIC est prévue tout près de CERN dans un endroit autour de Genève. Probablement, un seul de ces deux projets sera néanmoins réalisé et ce sera à l' *International Committee for Future Accelerators* (ICFA) de juger, à l'aide des résultats du LHC, laquelle de ces deux machines est la meilleure et qui va prendre la suite.

Puisque le SLC a déjà pris fin, le CLIC, proposé par CERN et le ILC sont ainsi en concurrence. Pourtant cette concurrence peut être considérée comme saine puisque pratiquement tous les instituts de recherche en Physiques des Hautes Énergies du monde collaborent aux deux projets et depuis des années, il existe des échanges de chercheurs et des résultats de recherche entre les deux.

De plus, le ILC et le CLIC partagent de nombreux points communs, tels que : le détecteur au point d'interaction (IP), le système de focalisation finale du faisceau, le système de délivrance du faisceau : *beam delivery system (BDS)*, les sources d'électrons et positrons et d'autres sous-systèmes qui seront développés dans la section suivante.

1.3.2 Les parties principales du collisionneur linéaire

Les deux projets en cours, c'est-à-dire le CLIC et le ILC sont composés principalement des sous-systèmes similaires :

- **La source à électrons et à positrons :** La source à électrons est un photo-injecteur entraîné par laser avec lequel les photons éclairent une photo-cathode de

type GaAs produisant un courant électrique. Pour ILC, les positrons sont produits par un faisceau d'électron guidé à travers un onduleur hélicoïdal (helical undulator). Une cible mince rotative produit une paire de e^-e^+ après avoir été éclairée par les photons. Les positrons sont sélectionnés en déviant leurs trajectoires par un aimant. Les particules qui viennent de la source sont assemblées, pré-accélérées et transportées d'une manière que le faisceau puisse entrer dans l'ouverture dynamique de l'anneau amortisseur (Damping Ring). La source de positrons de CLIC est assurée par un faisceau d'électrons qui entrent en collision avec une cible hybride.

- **Les anneaux amortisseurs (Damping Rings) :** Les faisceaux d'électrons et de positrons préaccélérés ont des émittances trop grandes pour atteindre la taille du faisceau minuscule à la collision. Pour ce faire, les faisceaux sont stockés dans des anneaux amortisseurs où des «wigglers»(une sorte d'aimant) super-conductifs font irradier les photons par le faisceau dans leur direction. Cette technique réduit l'émittance à plusieurs ordres de grandeur dans quelques centaines de millisecondes.
- **Le *linac* principal :** Après la réduction de l'émittance, le faisceau passe à travers une chaîne de structures accélératrices afin d'augmenter l'énergie des particules à la valeur attendue tout en conservant l'émittance normalisée.
- **Le système de délivrance de faisceau :** Ce BSD (Beam Delivery System) transporte le faisceau à partir de l'extrémité du *linac* principal jusqu'au point d'interaction. Il est le responsable du diagnostic du faisceau, de la collimation, et surtout de la réduction de la taille du faisceau à l'ordre nanométrique dans une sous-section spéciale appelée «Final Focus Section»(FFS).

1.3.3 Le projet CLIC

Le complexe d'accélérateurs CLIC

Le CLIC est un projet de collisionneur linéaire qui vise à faire entrer en collision des électrons et des positrons avec une énergie E_{cm} de 0,38 TeV à 3 TeV et une luminosité au dessus de $10^{34}cm^{-2}s^{-1}$ [19][20]. Il est composé principalement de deux *linacs* d'environ 21 km chacun, de deux accélérateurs du faisceau d'entraînement (drive beam accelerators) de 2,5 km chacun, de deux injecteurs à électrons et à positrons, et des autres anneaux de traitements. Sa longueur totale devrait atteindre 48,3 km.

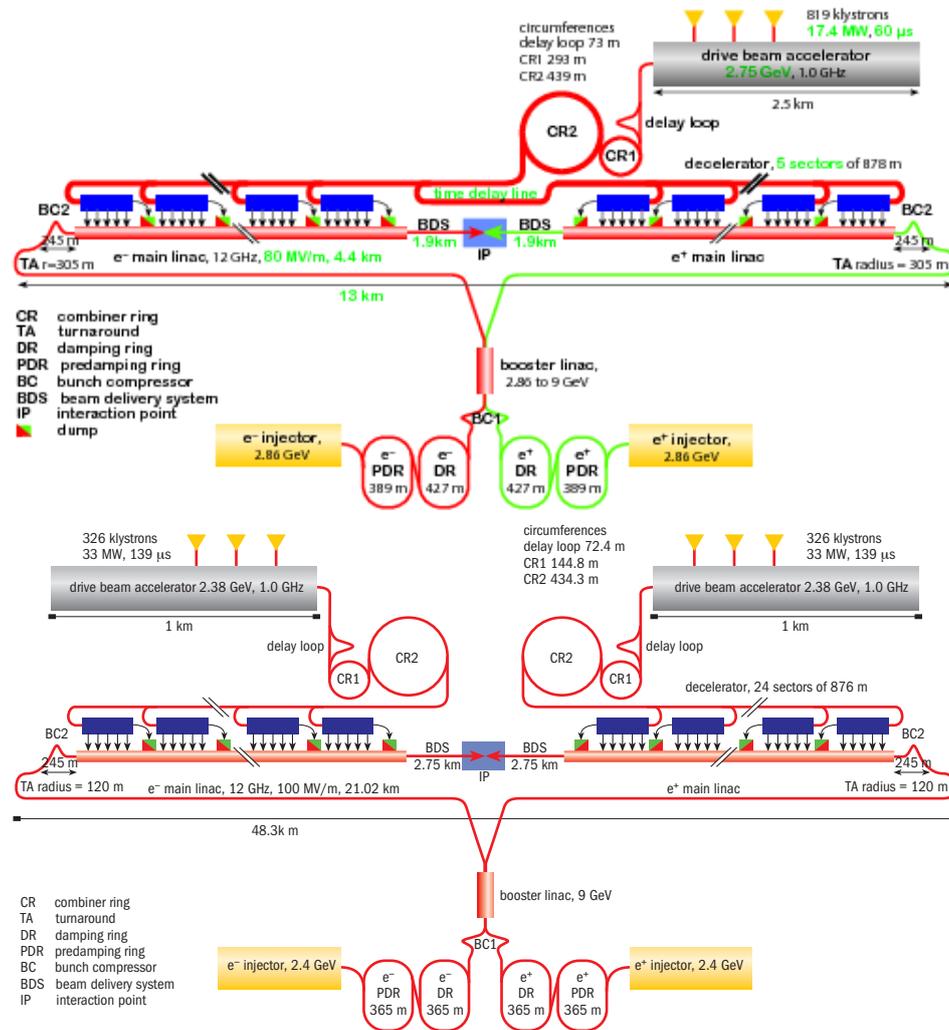


FIGURE 1.3 – Schéma général du complexe d'accélérateur CLIC pour l'énergie $E_{cm} = 380$ GeV (en haut) et $E_{cm} = 3$ TeV (en bas).

Les études menées par les physiciens du CLIC sont orientées principalement vers la conception et surtout la faisabilité de cette technologie à l'énergie $E_{cm} = 3$ TeV. Néanmoins, la conception pour l'énergie inférieure est aussi prise en considération. En effet, CLIC serait construit en trois étapes selon l'énergie de centre de masse : 380, 1500 et 3000 GeV [1]. Pour la première étape, la conception prendra une forme un peu réduite en supprimant l'un des deux faisceaux d'entraînement. La figure 1.3 montre le schéma général du complexe d'accélérateurs CLIC pour l'énergie $E_{cm} = 380$ GeV (en haut) et $E_{cm} = 3$ TeV (en bas).

Principe de fonctionnement du CLIC

Le principe de fonctionnement du CLIC est basé sur la méthode de deux faisceaux : le faisceau principal (main beam) et le faisceau d'entraînement (drive beam). CLIC possède un faisceau principal qui accélère l'électron ou le positron avec une énergie allant de 9 GeV jusqu'à 1,5 TeV pour un seul passage (single pass). Pour ce faire, CLIC propose deux plans d'accélération du faisceau présentant un gradient d'accélération de l'ordre de 100 MV/m. Le faisceau d'entraînement est produit et accéléré par des «klystrons» conventionnels de haute puissance. Les paquets de particules de faisceau d'entraînement sont ensuite recombinaés par des anneaux combineurs (Combiner Rings) et une boucle de retard (Delay Loop) jusqu'à un facteur de combinaison de 24 correspondant à une fréquence de 12 GHz et à un courant de 100 A. L'énergie nécessaire à l'accélération du faisceau principal est obtenue en décélérant le faisceau d'entraînement, ce qui produit une puissance RF (Radio Frequency) très élevée. Le décélérateur est essentiellement composé d'un système d'extraction de puissance et des structures de transfert «Power Extraction and Transfer Structures (PETS) » fabriqué en cuivre qui soutire l'énergie du faisceau d'entraînement et la transmet aux structures accélératrices «Accelerating Structures (AS) » du faisceau principal par le biais de guides d'onde. Ainsi, la forte puissance RF de l'accélération extraite à partir du faisceau d'entraînement, de l'ordre de 270MW par mètre de la structure est utilisée pour alimenter les structures accélératrices.

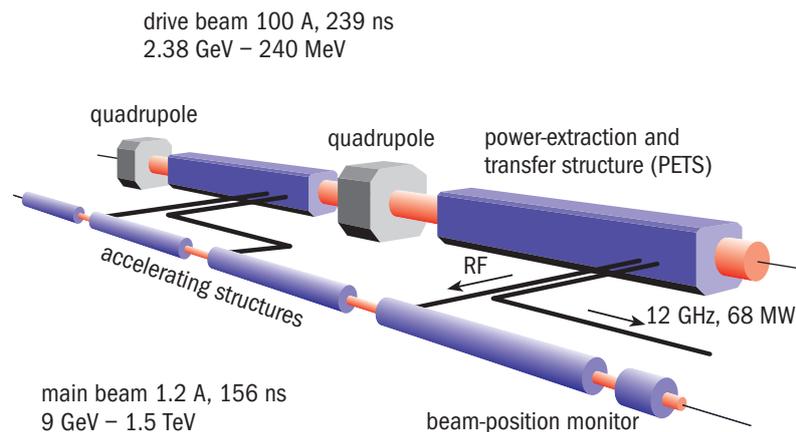


FIGURE 1.4 – Schéma du principe de fonctionnement du CLIC.

Ces dernières génèrent le champ accélérateur. Le faisceau d'entraînement de basse énergie mais de haute intensité sert à une source de puissance RF pour le faisceau principal

de faible intensité mais d'une énergie élevée. Cette technologie utilisant «les cavités à température ambiante» (Room temperature cavities) est plus efficace par rapport à la technologie de «cavités accélératrices à super-conduction» (technology of superconducting accelerating cavities) car elle permet de réduire largement la longueur de l'accélérateur. Cette nouvelle technologie évite le champ maximal intrinsèque à ne pas dépasser qui limite le gradient à ~ 60 MV/m.

CLIC est divisé en 24 secteurs pour chaque *linac* principal. Chaque secteur, d'environ 878 m de longueur, comporte jusqu'à 3000 structures accélératrices qui permettent d'accélérer le faisceau principal jusqu'à 62 GeV. La figure 1.4 montre le schéma du principe de fonctionnement du CLIC.

Les modules du CLIC

Presque toute la longueur du linac principal et du linac d'entraînement du CLIC est constituée des «modules répétés» plusieurs fois.

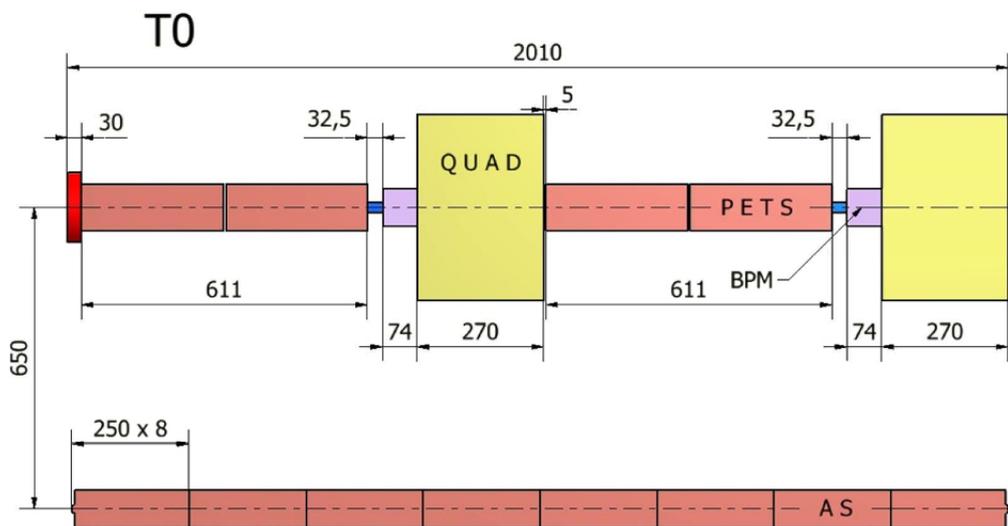


FIGURE 1.5 – Schéma du module standard de type T0 du CLIC [1].

Un module est formé par une poutre du faisceau principal avec sa voisine du faisceau

d'entraînement. Un module mesure 2,01 m de longueur. Chaque linac principal contient plus de 10.000 modules. Il existe cinq types de module : T0 à T4.

Le module standard de type T0 représente la grande majorité de la machine. La poutre du faisceau d'entraînement comporte la séquence suivante répétée deux fois : un quadrupôle et puis deux PETS. Chaque PETS alimente deux cavités accélératrices de la poutre du faisceau principal. La poutre du faisceau principal est constituée de huit cavités accélératrices.

Les quatre autres types de module : T1 à T4 se diffèrent du module standard T0 du fait de la présence d'un quadrupôle sur le faisceau principal qui prend la place des plusieurs cavités accélératrices. Le module de type T1 a un quadrupôle¹ de 420mm de long qui remplace deux cavités accélératrices. Le PETS connecté à ces deux cavités accélératrices est donc supprimé. Le module de type T2 est obtenu en supprimant deux PETS de la poutre du faisceau d'entraînement et ainsi de suite pour T3 et T4. Le module de type T4 ne comporte donc aucun PETS ni aucune cavité accélératrice.

1. Un quadrupôle est un groupe de quatre aimants placés ensemble pour créer un champ magnétique qui s'accroît rapidement avec la distance radiale de son axe longitudinal. Il est utilisé pour focaliser le faisceau.

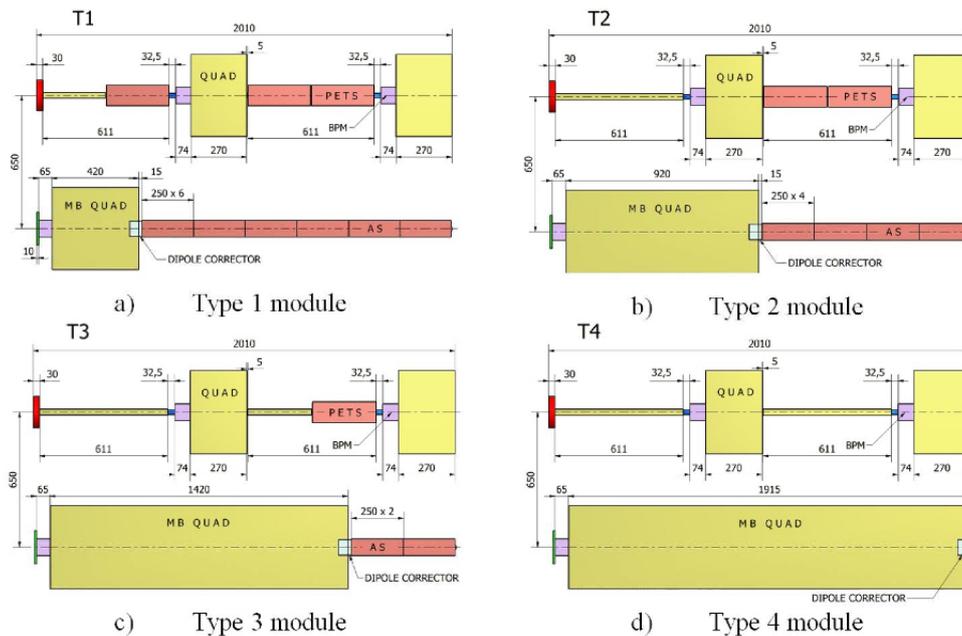


FIGURE 1.6 – Schéma du module CLIC de type T1 (en haut gauche), T2(en haut droite), T3(en bas gauche) et de type T4 (en bas droite) [1][21].

Au fur et à mesure que le faisceau s'approche du point d'interaction où les particules entrent en collision, les modules de type T1 à T4 sont de plus en plus utilisés car la nécessité de focaliser le faisceau devient plus importante que l'accélération de celui-ci. Les quadrupôles du faisceau principal sont donc de plus en plus larges jusqu'à l'IP.

Lorsque la vitesse et le niveau d'énergie des faisceaux principaux sont satisfaisants à l'extrémité des linacs principaux, les BDS prennent le relais. Ces derniers servent à préparer les paquets d'électrons et positrons pour qu'ils aient les propriétés souhaitées en vue des collisions.

1.3.4 Le projet ILC

Le ILC (International Linear Collider) est un projet de collisionneur linéaire à électron et positron pour une énergie centre de masse de 200 à 500 GeV qui pourrait passer au niveau d'énergie supérieure jusqu'à 1 TeV. ILC est basé particulièrement sur la technologie de cavité accélératrice à super-conduction de radio-fréquence à 1,3 GHz avec un gradient

d'accélération de 31,5 MV/m. C'est le défi technologique principal du ILC et qui diffère ce projet de celui du CLIC. ILC est conçu pour offrir une stabilité d'énergie et de précision de 0,1% et une polarisation d'électron de 80% au point d'interaction ainsi qu'une polarisation de positron de 60%. En outre, concernant le type de particules à faire entrer en collision, ILC considère aussi deux alternatives : le $\gamma\gamma$ et le e^-e^- . La figure 1.7 montre le schéma général du collisionneur ILC.

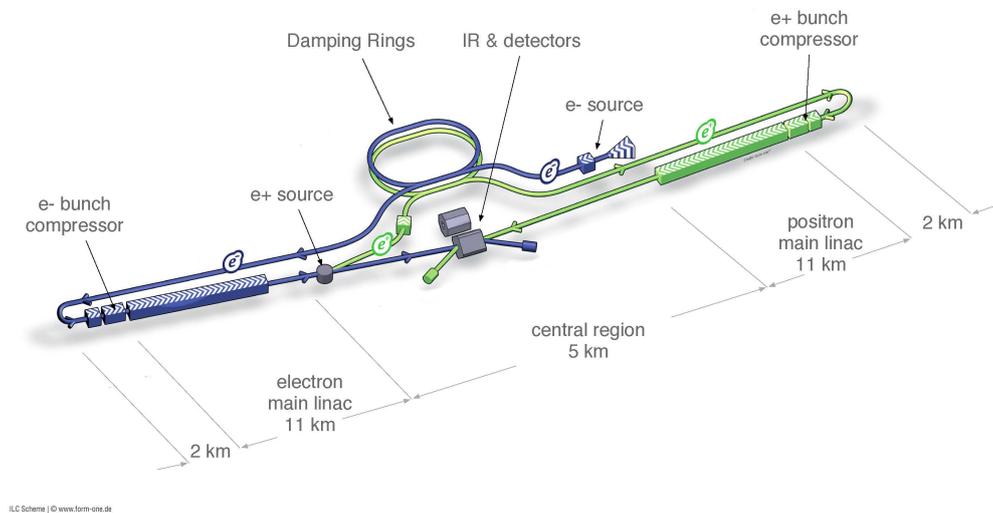


FIGURE 1.7 – Schéma général du complexe d'accélérateur ILC.

A propos des paramètres du faisceau, le ILC et le CLIC ont leur spécificité et leur caractéristique technique pour atteindre la luminosité voulue. En effet, le ILC possède une longueur de paquet de $300\mu\text{m}$ et le nombre de paquets par train 1312, ce qui est environ quatre fois plus que ceux de CLIC alors que sa taille du faisceau est environ dix fois plus grande que celle du CLIC. Sa fréquence de répétition est de 5 Hz, ce qui est donc dix fois moins que celle du CLIC. Le Tableau 1.2 montre les paramètres nominaux de faisceau au CLIC et au ILC.

Paramètres	Symbole	Unité	CLIC	ILC
Energie centre de masse	\sqrt{s}	GeV	380	350
Horiz./vert. émittance normalisée	$\gamma\epsilon_x/\gamma\epsilon_y$	$\mu\text{m}/\text{nm}$	0,95/30	10/35
Taille du faisceau à l'IP	σ_x/σ_y	nm	149/2,9	683,5 ^a /5.9 ^a
Longueur de paquet	σ_z	μm	70	300 ^a
Fonction beta horiz./vert. à l'IP	β_x^*/β_y^*	mm	8,2/0,1	16/0,34
Séparation de paquet	Δt	ns	244	554
Charge par paquet	N	10^{10}	0,52	2
Nombre de paquets par train	n_b	-	352	1312
Fréquence répétition	f_{rep}	Hz	50	5
Luminosité totale	\mathcal{L}	$10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	1,5	1,0
Luminosité au dessus de 99% de \sqrt{s}	$\mathcal{L}_{99\%}$	$10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	0,9	0.77

TABLE 1.2 – Les paramètres nominaux du faisceau au CLIC et au ILC[1][2].

^a. taille RMS

1.3.5 Les installations d'essais

Pour aider à la conception des collisionneurs linéaires, plusieurs installations d'essais ont été construites. Elles servent à vérifier la réalisation de la technologie exigée pour la construction de l'accélérateur. Les trois principales installations d'essais pour le collisionneur linéaire sont les suivantes [15][14] :

- **L'installation d'essai 3 du CLIC (CLIC Test Facility 3, CTF3)** : Elle était construite au CERN Genève Suisse pour démontrer la génération du faisceau à haute intensité et la faisabilité de la conception des deux faisceaux (c'est-à-dire le faisceau principal et le faisceau d'entraînement) du CLIC. Au CLEX (CLIC experimental Area) il y a deux expériences principales : l'accélération des deux faisceaux et la décélération stable du faisceau d'entraînement.
- **Faisceau test de la focalisation final (Final Focus Test Beam, FFTB)** : Elle était une expérience développée au SLC(SLAC) en Californie aux États Unis d'Amérique, opérationnelle pendant les années 90. Elle était dédiée à réduire la taille du faisceau de l'ordre nanométrique. La dernière taille de faisceau mesurée était de 70 nm.
- **L'installation d'essai d'accélérateur (Accelerator Test Facility, ATF)** : Elle était construite au KEK en Tsukuba, Japon. Elle sert à réduire l'émittance du faisceau grâce à un anneau amortisseur prototype ainsi qu'à réduire la taille

verticale du faisceau grâce à la correction de chromaticité locale. L'ATF2 se trouve après l'anneau amortisseur du ATF et avant le point d'interaction virtuel où le moniteur de la taille du faisceau est installé. ATF2 est une installation d'essai pour la focalisation finale du faisceau. Son objectif principal est de réduire la taille verticale du faisceau au point d'interaction jusqu'à 37 nm et maintenir la stabilité de celui-ci à ce niveau nanométrique.

Les paramètres du collisionneur linéaire

2.1 Les concepts de base du faisceau

Pour les collisionneur linéaires e^+e^- , le faisceau est constitué par des paquets d'électrons ou de positrons qui se suivent et qui se séparent pendant un laps de temps bien déterminé. Ces paquets forment une sorte de train. La longueur du paquet ainsi que ce laps de temps sont caractéristiques de l'accélérateur. Ces « trains » sont accélérés le long du linac et forment ce qu'on appelle « faisceau ».

Une fois que la vitesse et l'énergie sont satisfaisantes, le faisceau entre dans une autre partie de l'accélérateur qui le modélise afin d'avoir les propriétés requises pour la collision.

2.1.1 La luminosité des collisions

L'efficacité du collisionneur peut être mesurée par le nombre de collisions de particules qu'il fournit. Lorsque les paquets de particules entrent en collision, l'objectif principal du collisionneur est d'avoir des collisions les plus puissantes possibles. Cette puissance de collision des particules est exprimée par le paramètre «luminosité». Ce paramètre est directement proportionnel au nombre de particules par unité de temps et par unité de surface.

Généralement, la luminosité \mathcal{L} est donnée par :

$$\mathcal{L} = \frac{N^2 f_r n_b}{A} \quad (2.1)$$

avec, N est le nombre des particules par paquet ; n_b est le nombre de paquets par train et f_r est la fréquence de répétition des trains de paquets ; A est l'aire transversale de collision.

Pour le collisionneur linéaire avec un faisceau ayant une distribution transversale qui est gaussienne, la luminosité \mathcal{L} est définie par :

$$\mathcal{L} = H_D \frac{N^2 f_r n_b}{4\pi\sigma_x^* \sigma_y^*} \quad (2.2)$$

où σ_x^* and σ_y^* sont les tailles horizontale et verticale du faisceau au point d'interaction. H_D est le facteur d'amélioration de la luminosité provenant d'un effet qui s'appelle «pinch» qui sera développé dans la section 3.4. Pour les faisceaux de charge opposée, on a : $1 < H_D < 2$.

Si on veut augmenter la luminosité \mathcal{L} , l'Eq. 2.2 offre trois façons :

1. soit réduire la taille horizontale du faisceau σ_x^* ,
2. soit réduire la taille verticale du faisceau σ_y^* ,
3. soit accroître la puissance du faisceau $Nf_r n_b$. Cette dernière est plus liée aux caractéristiques techniques de l'accélérateur.

L'Eq. 2.2 peut être reformulée pour que chaque terme donne une signification physique :

- N/σ_x : le spectre de luminosité, car ce terme contient la taille horizontale du faisceau qui contribue directement à la luminosité. Il est à noter que CLIC utilise un faisceau plat avec $\sigma_x \gg \sigma_y$.
- $Nn_b f_r$: la puissance du faisceau.
- $1/\sigma_y$: la qualité du faisceau. Ce terme va éventuellement avec la longueur du paquet σ_z .

2.1.2 Les fonctions betatron

Le mouvement des particules appartenant aux faisceaux peut être décrit par l'équation différentielle de Hill :

$$u''(s) + k(s)u(s) = 0 \quad (2.3)$$

dont la solution peut prendre la forme suivante :

$$u(s) = \sqrt{\epsilon\beta(s)} \cos(\phi(s) + \phi_0) \quad (2.4)$$

et l'angle $u'(s)$ devient :

$$u'(s) = \frac{du(s)}{ds} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\beta(s)}} \left[\frac{\beta'}{2} \cos(\phi(s) + \phi_0) - \sin(\phi(s) + \phi_0) \right] \quad (2.5)$$

Où, $u(s)$ représente $x(s)$ et $y(s)$ respectivement et $\beta(s)$ est la fonction beta. En calculant la dérivée première et la dérivée seconde de $u(s)$, on a les relations suivantes :

$$\frac{1}{2}\beta\beta'' - \frac{1}{4}\beta'^2 + k\beta^2 = (\phi\beta)^2 \quad (2.6)$$

et

$$\beta'\phi' - \beta\phi'' = 0 \quad (2.7)$$

En intégrant l'expression 2.7, on obtient la fonction de phase $\phi(s)$:

$$\phi(s) = \int_0^s \frac{ds'}{\beta(s')} + \phi_0 \quad (2.8)$$

et l'équation différentielle en $\beta(s)$:

$$\frac{1}{2}\beta\beta'' - \frac{1}{4}\beta'^2 + k\beta^2 = 1 \quad (2.9)$$

qui prend la forme :

$$\beta'' + 2k\beta - 2\gamma = 0 \quad (2.10)$$

avec $\gamma = (1 + \alpha^2)/\beta$ et $\alpha = -\frac{1}{2}\beta'$. En utilisant les expressions 2.3, 2.4, 2.7 et 2.10, on obtient une équation de mouvement qui s'appelle «invariant de Courant-Snyder»[22] :

$$\gamma u^2 + 2\alpha u u' + \beta u'^2 = \epsilon \quad (2.11)$$

Cette équation de mouvement est une ellipse dont l'aire $A = \pi\epsilon$.

L'Eq. 2.11 définit le mouvement d'une particule qui se déplace dans l'ellipse de paramètres $\beta(s)$, $\alpha(s)$ et $\gamma(s)$. Ces paramètres sont aussi appelés «paramètres twiss». La figure 2.1 montre la représentation graphique dans l'espace de phase (x, x') des paramètres twiss.

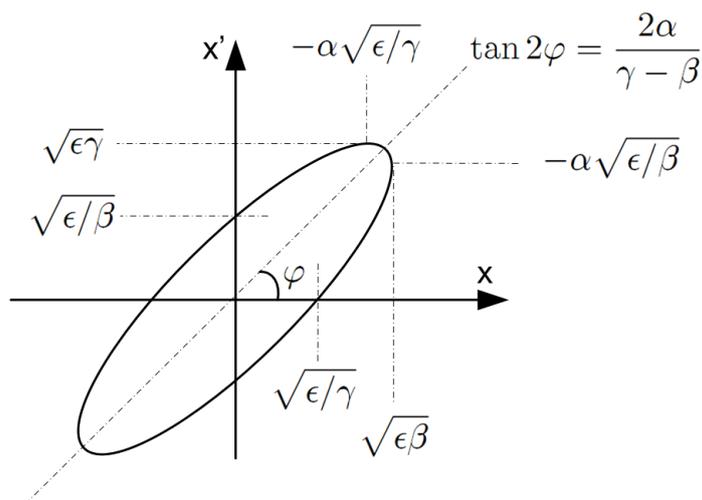


FIGURE 2.1 – Représentation graphique dans l'espace de phase (x, x') des paramètres twiss.

Apparemment, la particule peut sortir de l'ellipse. Cependant, cette particule ne peut pas en sortir car son mouvement est soumis à un théorème de Liouville qui dit que : «la densité de particules dans l'espace de phase est constante si les particules se déplacent dans un champ magnétique extérieur ou dans un champ dans lequel les forces ne dépendent pas de la vitesse» [23]. La section efficace du faisceau peut alors changer de forme mais l'aire de son espace de phase reste inchangée.

En tenant compte du fait que $u(x)$ représente à la fois $x(s)$ et $y(s)$, le mouvement de l'ensemble des particules tout au long de la ligne de faisceau est décrit par les fonctions $\beta_{x,y}(s)$, $\alpha_{x,y}(s)$, $\gamma_{x,y}(s)$, $\phi_{x,y}(s)$ et une autre fonction $\eta_{x,y}(s)$ qui exprime la déviation de l'énergie et/ou du moment des particules le long de leur trajet puisque le faisceau n'est pas tout à fait chromatique mais il présente une diffusion énergétique finie par rapport à l'énergie nominale. Cette fonction $\eta_{x,y}$ s'appelle «fonction de dispersion».

Si $A_{x,y}$ sont les aires occupées par le faisceau dans l'espace de phase (x, x') et (y, y') et $\epsilon_{x,y}$ les émittances horizontale et verticale du faisceau, on obtient, par définition, la relation suivante :

$$A_{x,y} = \pi \epsilon_{x,y} \quad (2.12)$$

Les fonction twiss $\beta_{x,y}(s)$, $\alpha_{x,y}(s)$, $\gamma_{x,y}(s)$ et la fonction de phase $\phi_{x,y}(s)$ sont appelées «les fonctions betatron». Les émittances normalisées $\epsilon_{x,y}^N$ sont définies comme $\epsilon_{x,y}^N = \gamma \epsilon_{x,y}$, où

γ est le facteur de Lorentz : $\gamma = E/m_e c^2$.

On peut noter que la solution 2.4 décrit les trajectoires des particules dans le faisceau. Cette équation renferme un terme $|\cos(\phi(s) + \phi_0)| \leq 1$. Ceci prouve l'existence d'une limite que les particules appartenant à un faisceau ne peuvent pas dépasser. On peut alors définir une équation relative à l'enveloppe de faisceau $E_{x,y}(s)$ par :

$$E_{x,y}(s) = \pm \sqrt{\epsilon_{x,y} \beta_{x,y}(s)} \quad (2.13)$$

Les deux signes \pm indiquent que l'enveloppe du faisceau se trouve des deux cotés du centre de celui-ci. On peut noter aussi que l'enveloppe est déterminée par les émittances verticale et horizontale $\epsilon_{x,y}$ et les fonctions beta $\beta_{x,y}(s)$. L'émittance est relative aux propriétés du faisceau alors que la fonction beta est relative aux forces extérieures de focalisation ou bien à l'arrangement des aimants de focalisation. Cette enveloppe $E_{x,y}(s)$ introduit la taille de faisceau que l'on développera dans le sous-chapitre suivant.

2.2 Le système de focalisation finale

Dans la partie du système de délivrance du faisceau ou BDS (Beam Delivery System) se trouve la dernière section appelée le système de focalisation finale (FFS). Le rôle principal de ce dernier est de minimiser la taille verticale et horizontale du faisceau à l'IP à des valeurs nanométriques requises pour la collision. Le FFS comporte une partie finale qui est formée par une paire de quadrupôles forts qui s'appelle doublet final ou FD (Final doublet). FFS forme un large et presque parallèle faisceau à l'entrée du FD. La distance entre le FD et le point d'interaction, souvent notée l^* , est caractéristique du collisionneur linéaire.

Il se peut qu'un sextupôle¹ soit mis en place après (direction vers le IP) selon la technique de correction de chromaticité adoptée par le projet (voir Sec. 2.2.2).

Pour réduire la croissance de l'émittance (emittance growth) et la diffusion énergétique à cause du rayonnement synchrotron dans les sections de déflexion de FFS et BDS, les aimants défecteurs doivent être faibles et aussi longs que possible. Ces aimants couvrent,

1. Un sextupôle est un groupe de six aimants arrangés d'une façon que les pôles nord et sud sont alternés autour d'un axe. Il est utilisé pour contrôler l'aberration chromatique du faisceau.

ainsi, presque toute la longueur de la structure.

2.2.1 La taille du faisceau

L'enveloppe de faisceau donne déjà une notion de ce que la taille de celui-ci devrait être. En réalité, il existe un autre facteur qui contribue à la taille du faisceau. Ce facteur peut s'y ajouter d'une façon quadratique si la distribution des particules du faisceau est gaussienne. La taille du faisceau $\sigma_{x,y}$ est donnée par :

$$\sigma_{x,y} = \sqrt{\epsilon_{x,y}\beta_{x,y}(s) + \Delta_p^2\eta_{x,y}^2}, \quad (2.14)$$

où Δ_p est la diffusion énergétique relative du faisceau ; x, y désignent les axes horizontal et vertical respectivement.

Néanmoins, la définition de la taille du faisceau varie selon l'objectif de l'étude. Il existe trois définitions de la taille de faisceau [24] :

- **La taille «SHINTAKE»** : est mesurée par un interféromètre à laser ou moniteur «SHINTAKE». Ce moniteur est dédié à mesurer la taille verticale du faisceau à l'IP grâce à l'interférence du paquet des particules avec le laser.
- **La taille «Root-Mean-Square» (RMS)**[25] : est évaluée comme :

$$\sigma_{rms} = \sqrt{\langle u^2 \rangle - \langle u \rangle^2}, \quad (2.15)$$

où, u représente à la fois la distribution sur le plan horizontal et vertical ; $\langle \dots \rangle$ désigne la moyenne de la distribution du faisceau. En fait, le terme $\langle u \rangle$ indique la présence d'un décalage (offset) par rapport au centre du faisceau. Mais, si on définit les coordonnées du centre du faisceau par rapport à ce décalage, la moyenne $\langle u \rangle$ sera nulle et la taille RMS devient :

$$\sigma_{rms} = \langle u^2 \rangle^{1/2}. \quad (2.16)$$

- **La taille «CORE»** : est la taille obtenue en faisant l'ajustage ou «fit» de l'histogramme du paquet des particules avec une distribution gaussienne. Ceci est la plus petite taille du faisceau parmi les trois mentionnées ci-dessus parce qu'elle néglige

la queue du paquet. La taille «CORE» est la définition la plus convenable pour le collisionneur linéaire car ceci désigne la partie du faisceau qui contribue largement à la luminosité de la collision.

2.2.2 La chromaticité

Afin d'augmenter la puissance de collision, le faisceau devrait être le plus dense possible au point d'interaction. Ceci est obtenu par le fait de focaliser le faisceau avec différents types de système de focalisation. Très similaire à la théorie de l'optique de la lumière visible où on utilise des lentilles convergentes pour la focaliser, le système de focalisation du faisceau utilise des aimants pour le focaliser à un endroit très précis où on veut avoir la collision.

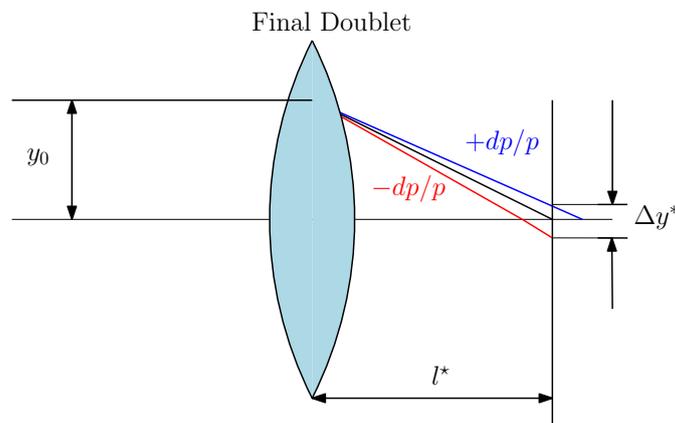


FIGURE 2.2 – Schéma illustrant l'aberration chromatique du faisceau par le doublet final. Figure dans [15].

Les paquets de particules arrivant à l'aimant de focalisation présentent souvent une petite différence d'énergie et/ou du moment par rapport à ceux prévus pour la mise en place des aimants de focalisation. Ceci diminue la précision de la focalisation à l'IP : certaines particules possédant plus d'énergie et/ou de moment seront focalisées plus loin du doublet final (super-focalisées) sur l'axe du faisceau alors que les autres particules avec un peu moins d'énergie et/ou de moment seront focalisées plus près (sous-focalisée). Par analogie avec l'optique de la lumière visible, ceci est appelé «chromaticité». Ce phénomène entraîne l'inexactitude de la taille du faisceau à l'IP qui est souvent appelée la « dilution» de la taille du faisceau.

La figure 2.2 montre l'aberration chromatique du faisceau où la particule traverse la

lentille à une distance y_0 de l'axe du faisceau et l^* est la distance entre le centre du doublet et son point de focalisation prévu.

Si on estime l'effet de cette focalisation sur la taille verticale du faisceau à l'IP σ_y^* , on a :

$$\frac{\Delta y_{rms}^*}{\sigma_y^*} \approx \frac{l^*}{\beta^*} \Delta_{p,rms} \approx \xi_y \Delta_{p,rms} \quad (2.17)$$

où, β^* est la fonction beta au point de focalisation, $\Delta_{p,rms}$ est la diffusion énergétique and ξ_y est la chromaticité. Pour un seul quadrupôle, la chromaticité est donnée par [14] :

$$\xi_{x,y} = \int \beta_{x,y}(s) K(s) ds \quad (2.18)$$

où $K(s)$ est la force du quadrupôle et $\beta_{x,y}$ est la fonction beta horizontale et verticale à l'endroit où se trouve le quadrupôle.

La dilution chromatique du faisceau peut être exprimée par :

$$\sigma_y^* \approx \sigma_{y,0} \sqrt{1 + \xi_y^2 \Delta_{p,rms}^2} \quad (2.19)$$

où $\sigma_{y,0}$ est la taille verticale du faisceau sans diffusion énergétique.

2.2.3 La correction de chromaticité

La chromaticité a besoin d'être corrigée, sinon elle entraîne une augmentation de la taille du faisceau en fonction de l'énergie qui doit s'ajouter d'une façon quadratique (voir Eq. 2.14). Lorsque la taille du faisceau augmente, la luminosité se détériore aussi.

La chromaticité introduite par le doublet final est corrigée par la mise en place des aimants quadrupôle et sextupôle situés près du doublet final. Puisque la chromaticité est liée à la diffusion énergétique, la méthode la plus simple est de séparer spatialement les particules qui n'ont pas la même énergie. Ceci est fait grâce à la mise place d'un aimant déflecteur (quadrupôle) avant le doublet final. Cet aimant génère une fonction de dispersion $\eta_x(s)$ qui sépare les particules ayant des énergies différentes. Selon leur énergie, ces particules seront alors focalisées correctement par des sextupôles dont le champ n'est pas linéaire dans la direction transversale. La figure 2.3 montre la correction de focalisation grâce aux quadrupôle et sextupôle.

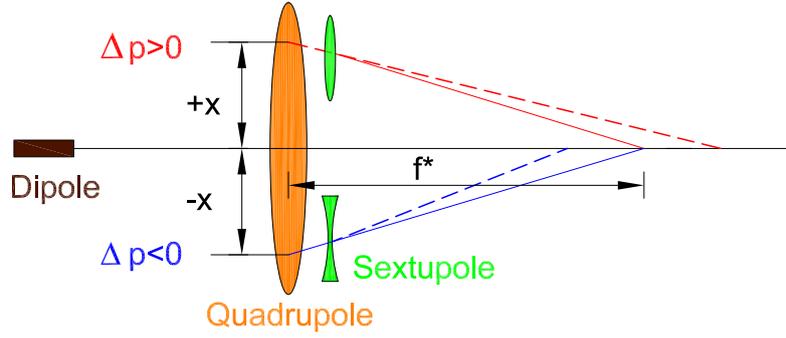


FIGURE 2.3 – Schéma illustrant la correction de la chromaticité par la combinaison d'un quadrupôle et d'un sextupôle. Le quadrupôle déflecteur (marron) trie les particules selon leur énergie et le sextupôle (vert) corrige la focalisation. Le ligne en pointillé représente la focalisation sans correction tandis que la ligne continue représente l'effet du champs de sextupôle qui corrige la chromaticité. Figure dans [24].

En supposant que le quadrupôle est mince avec une épaisseur ds et focalise verticalement, le «kick» angulaire qu'il donne à la particule qui le traverse est donné par[26] :

$$dx' = k_q(1 - \delta_p)xds \quad (2.20)$$

$$dy' = -k_q(1 - \delta_p)yds \quad (2.21)$$

où dx' , dy' sont les «kick» angulaires vertical et horizontal respectivement, k_q le gradient du quadrupôle et $\delta_p = dp/p_0$ la diffusion énergétique de la particule considérée.

Il en est de même pour le sextupôle :

$$dx' = \frac{1}{2}k_s(x^2 + y^2)ds \quad (2.22)$$

$$dy' = -k_sxyds \quad (2.23)$$

où, k_s est le gradient du sextupôle. Étant donnée que la position horizontale et l'énergie sont corrélées, on peut décomposer le mouvement de la particule en deux parties : le mouvement betatron et un «offset» de $\eta_x\delta_p$. Ainsi, x prend la forme : $x = x_\beta + \eta_x\delta_p$. Contrairement à la position verticale, y prend la forme : $y = \beta_y$ en supposant que $\eta_y = 0$ puisqu'il n'existe pas de dipôle vertical à cet endroit.

Les Eq. 2.20 et Eq. 2.21 deviennent :

$$dx' = k_q(1 - \delta_p)(x_\beta + \eta_x\delta_p)ds \quad (2.24)$$

$$dy' = -k_q(1 - \delta_p)\beta_y ds \quad (2.25)$$

Il en est de même pour le sextupôle avec les Eq. 2.22 et Eq. 2.23 :

$$dx' = \frac{1}{2}k_s[(x_\beta + \eta_x\delta_p)^2 + \beta_y^2]ds \quad (2.26)$$

$$dy' = -k_s(x_\beta + \eta_x\delta_p)\beta_y ds \quad (2.27)$$

En faisant $k_q = k_s\eta_x$, les termes proportionnels à $x_p\delta_p$ et $y_p\delta_p$ dans les Eq. 2.24 et 2.25 s'annulent avec les termes proportionnels à δ_p dans les Eq. 2.24 et 2.25. Pourtant, le sextupôle introduit une aberration chromatique d'ordre deux $\frac{1}{2}k_q\eta_x\delta_p^2$ qui est à moitié compensée par le quadrupôle. De plus, quand on corrige cette aberration chromatique, le sextupôle introduit encore une autre aberration géométrique (ne dépend pas de δ_p). Pour éviter toutes ces indésirables aberrations, on a besoin de mettre une autre paire de sextupôles de même phases placée avant (direction opposée du IP) le doublet final avec une matrice de transfert identité $-I$. On fait alors la correction localement c'est-à-dire tout près du doublet final là où on a la chromaticité. Ceci est souvent appelé : correction locale. La figure 2.4 montre le schéma optique basé sur la correction locale de la chromaticité en mettant en place une autre paire de sextupôle en avant.

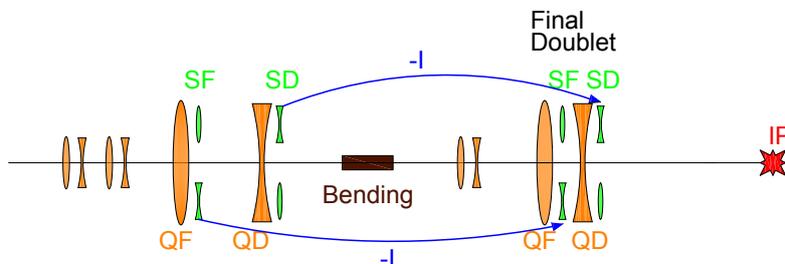


FIGURE 2.4 – Schéma optique illustrant la correction locale de la chromaticité basée sur la mise en place d'une autre paire de sextupôles. Figure dans [24].

Pourtant, il existe d'autres méthodes qui permettent de corriger la chromaticité : la correction globale et la correction avec la «non-interleaved lattice» [27].

La correction non-locale ou globale est un peu ancienne ou traditionnelle. Avec cette méthode, on ne met aucun sextupôle tout près du doublet final pour corriger la chromaticité qu'il crée. On fait plutôt la correction des aberrations en dehors du doublet final par la mise en place de deux sections spéciales avant celui-ci. La première section est celle

de la correction de chromaticité horizontale (Horizontal chromaticity correction section : CCX) et la seconde section est celle de la correction de chromaticité verticale (Vertical chromaticity correction section : CCY). Ainsi, la correction se fait séparément dans deux sections différentes pour le plan vertical et le plan horizontal. Dans ce cas, presque la même technique que celle de la correction locale s'applique pour ces deux plans : en créant des fonctions de dispersion grâce aux sextupôles pour focaliser ou défocaliser les particules selon leur énergie. Les sextupôles sont précédés des aimants dipôles défecteurs. Pour supprimer les aberrations géométriques créées par les sextupôles, on applique, entre eux, la matrice de transfert identité $-I$. Ce principe de correction est très simple ; on corrige la chromaticité créée par le doublet final en dehors de celui-ci. Mais il impose une «lattice»² plus longue et par conséquent le coût de la construction est élevé.

La méthode de correction avec la «non-interleaved lattice» est l'intermédiaire c'est-à-dire entre la méthode locale et la méthode globale. En effet, on introduit une nouvelle «lattice» qui préserve la correction chromatique séparée pour le plan horizontal et vertical. Pourtant, la correction se fait presque localement.

2.2.4 Le croisement en «crabe»

Les deux faisceaux d'électrons et de positrons se croisent au point d'interaction. L'angle de croisement est nécessaire afin de, primo, minimiser les effets parasites de croisement des paquets ; secundo, se débarrasser du faisceau usagé.

Pour CLIC, l'angle de croisement est de l'ordre de 20 mrad [28]. Avec les tailles de paquet minuscules, cet angle de croisement pourrait entraîner 90% de réduction de luminosité (voir Ref. [29]) si on ne procède pas à corriger la façon dont ces paquets entrent en collision. La luminosité résultante est donnée par :

$$\mathcal{L} = \frac{\mathcal{L}_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_z}{\sigma_x} \tan \frac{\theta_c}{2}\right)^2}} \quad (2.28)$$

où \mathcal{L} et \mathcal{L}_0 sont la luminosité résultante (sans correction) et la luminosité initiale respectivement ; σ_z est la longueur du paquet ; θ_c est l'angle de croisement.

2. Une lattice décrit l'ensemble des éléments constitutifs d'une structure accélératrice avec leurs propriétés.

La correction se fait par pivotement du paquet grâce aux «kick» donnés en sens contraire à la tête et à la queue de celui-ci et de direction opposée de façon qu'il soit aligné à la collision. Cette technique s'appelle le croisement en «crabe» et le pivotement se fait dans des cavités appelées «cavité de crabe». La figure 2.5 montre la technique du croisement en «crabe» .

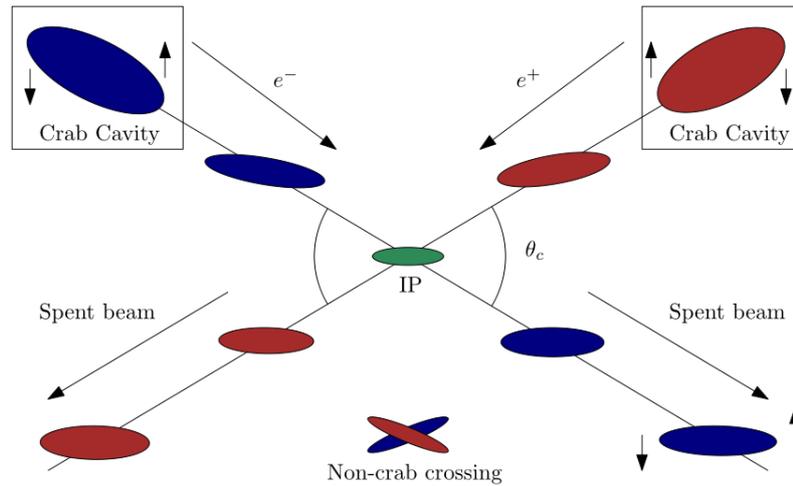


FIGURE 2.5 – Schema illustrant le croisement en «crabe». Figure dans [14].

Les différents processus physiques à l'IP

3.1 Le rayonnement Synchrotron

Comme déjà mentionné avant, dans la section BDS, les deux faisceaux subissent des déflexions jusqu'au IP, que ce soit pour la correction de chromaticité ou surtout pour la collision. Ces déflexions des particules engendrent l'émission des photons. Ce type de rayonnement émis s'appelle «le rayonnement Synchrotron» (ou rayonnement de courbure). Heureusement le système de collimation au CLIC a été construit pour réduire ces indésirables bruits de fond.

Généralement, le rayonnement synchrotron désigne le rayonnement électromagnétique émis par des particules chargées (surtout les électrons ou positrons) relativistes suite à l'accélération de celles-ci dans des champs non uniformes. Ceci vient de la théorie de Maxwell qui dit que toute particule chargée se déplaçant de façon non uniforme émet un rayonnement électromagnétique.

3.2 Le beamstrahlung

Le rayonnement provenant du processus «beamstrahlung» (beam+bremsstrahlung) est très similaire au rayonnement synchrotron. Seulement, il se réfère à l'émission des photons dans l'interaction des deux faisceaux. Il est donc le produit de l'interaction entre l'électron ou le positron et le champ collectif du faisceau. Pratiquement, beamstrahlung désigne la perte d'énergie de l'électron (ou positron) par l'interaction de celui-ci avec le paquet de particules se déplaçant dans la direction opposée.

Tous les effets du beamstrahlung sont décrits par son paramètre Υ . Ce paramètre est exprimé en fonction du champ critique de Schwinger, $B_c = m_e^2/e \approx 4,4$ GTesla, comme

[30][31] :

$$\Upsilon \approx \gamma \frac{\langle E + B \rangle}{B_c}, \quad (3.1)$$

où $\langle E + B \rangle$ est la moyenne de l'intensité de champ (électrique et magnétique) du faisceau.

La valeur moyenne qui correspond aux faisceaux gaussiens est estimée à :

$$\langle \Upsilon \rangle \approx \frac{5}{6} \frac{N r_e^2 \gamma}{\alpha (\sigma_x + \sigma_y) \sigma_z}, \quad (3.2)$$

où, N est le nombre de particules par paquet et r_e est le rayon classique d'électron, $\alpha = 1/137$ est la constante de structure fine.

La perte d'énergie moyenne et relative δ des particules appartenant au faisceau, à cause du beamstrahlung est donnée par [30] :

$$\delta \approx 1,24 \left[\frac{\alpha \sigma_z}{\lambda_c \gamma} \Upsilon \right] \times \frac{1}{[1 + (1,5\Upsilon)^{2/3}]^2}, \quad (3.3)$$

où $\lambda_c = 1/m_e$ est la longueur d'onde Compton de l'électron.

Le paramètre Υ est directement lié à l'intensité de radiation. Selon la valeur de Υ , on a trois régimes [32] :

1. $\Upsilon \ll 1$, l'énergie typique des photons émis est très inférieure à celle de la particule émettrice : il s'agit du régime classique,
2. $\Upsilon \gg 1$, les photons ont une tendance à emporter quelques fractions d'énergie de la particule émettrice : il s'agit du régime quantique,
3. $0,1 \leq \Upsilon \leq 100$, la radiation est dans le régime transitoire.

Il est à noter que le CLIC à 380 GeV opère dans le régime classique et $\delta \approx 3,8\%$ [33].

A part les photons issus du beamstrahlung, il existe aussi des photons émis par les collisions entre les particules individuelles appelés «bremsstrahlung» décrits par le processus : $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$. La section efficace totale est de [31] :

$$\sigma_{brems} \approx \frac{8}{3} \alpha r_e^2 [\log(4\gamma^2)]^2 \times \left(\frac{\log(\sigma_y/\lambda_e)}{\log(4\gamma^2)} \right) \sim 10^{-24} \text{cm}^2 \quad (3.4)$$

Le beamstrahlung diminue la luminosité de collision. Il dépend des paramètres de faisceau.

Il doit être mesuré soigneusement. Nous allons beaucoup en parler dans ce travail.

3.3 Le rayonnement d'état initial et final

Étant donné que le but principal de l'expérience CLIC est d'étudier le produit d'interaction de l'électron avec le positron. Normalement, l'état initial du processus physique au CLIC est l'électron - positron. L'état final varie selon l'objectif de l'étude.

Il se peut, juste avant le processus d'interaction de l'électron avec une autre particule de collision (son antiparticule au CLIC) que celui-ci émet du photon. Pourtant, cette émission du photon fait déjà partie du processus. Ce type de rayonnement s'appelle rayonnement d'état initial ou ISR (Initial State Radiation).

Le spectre de l'électron qui en résulte a été calculé [34][35]. Dans ce spectre, l'échelle d'énergie dépend du processus physique envisagé :

$$f_e(x, Q^2) = \frac{\beta}{2}(1-x)^{\frac{\beta}{2}-1} \left(1 + \frac{3}{8}\beta\right) - \frac{\beta}{4}(1+x), \quad (3.5)$$

avec,

$$\beta = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln\left(\frac{Q^2}{m_e^2}\right) - 1 \right)$$

où, Q^2 est l'échelle d'énergie.

Ce processus est parfois appelé bremsstrahlung de QED (Quatum Electro-Dynamique) d'état initial (intial state QED bremsstrahlung). Ceci est important dans le processus de production du boson Z dans les collisionneurs linéaires à leptons [36].

Ainsi, le ISR possède les propriétés suivants[34][36][37][38] :

- il dépend du processus (ou d'événement) physique et de l'énergie centre de masse,
- il est exprimé par la fonction de structure de l'électron,
- il peut être calculé,
- il engendre la perte d'énergie de l'électron ou du positron,
- il présente un impact sur la section efficace du processus envisagé,
- il diminue la luminosité de collision.

Similairement, le rayonnement d'état final ou FSR (Final State Radiation) est l'émission de photon par la ou les particule(s) de l'état final d'un processus physique. FSR diffère du ISR du fait que les photons sont émis après l'interaction proprement dite.

3.4 L'effet *Pinch*

Pendant la collision des particules au collisionneur à electron-positron, les particules de chaque faisceau sont attirées vers le centre transversal du paquet venant du sens inverse. Ceci est dû aux champs électrique et magnétique des particules de ce dernier, les particules de ce paquet étant de charges opposées. C'est ce qu'on appelle «effet de pinch». Cet effet réduit largement la taille transversale du faisceau pendant la collision et améliore la luminosité d'un facteur de 1,5 à 2 (voir Eq. 2.2).

Des programmes de simulation sont développés pour étudier cet effet. Citons par exemple le GUINEA-PIG [33].

3.5 L'effet *disruption*

Quand un paquet d'électrons entre en collision avec un paquet de positrons, le champ collectif des particules du paquet venant du sens inverse se comporte comme une lentille qui focalise les particules de l'autre paquet vers l'axe de collision. Cet effet de focalisation a permis de définir un paramètre de «disruption» $D_{x,y}$, pour les plans x et y , par [32] :

$$D_{x,y} = \frac{2r_e N \sigma_z}{\gamma \sigma_{x,y} (\sigma_x + \sigma_y)}, \quad (3.6)$$

où r_e est le rayon classique de l'électron.

En fait, pendant que l'effet du Pinch se produit, l'émittance du faisceau est sévèrement perturbée. Le terme «disruption», qui signifie à peu près «perturbation», décrit ce phénomène.

Pratiquement, l'effet de «disruption» désigne la force d'attraction que chaque paquet exerce l'un sur l'autre et qui produit une perturbation sur l'émittance du faisceau. L'avantage de la «disruption» est la focalisation supplémentaire qui améliore la luminosité de collision. Toutefois, il présente l'effet indésirable tel que l'augmentation de la diffusion angulaire et de l'émittance pendant la collision [39].

Il est à noter que si $D_{x,y}$ est grand, le faisceau est très sensible au décalage (offset) et un long paquet exige que le D_y soit aussi grand pour qu'on atteigne une luminosité élevée. De plus, le paramètre $D_{x,y}$ a les pertinences suivantes :

1. pour $D_{x,y} \gg 1$, cela signifie que la particule oscille dans le champ du faisceau venant du sens inverse,
2. pour $D_{x,y} \ll 1$, cela signifie que le faisceau se comporte comme une lentille mince pour l'autre faisceau.

3.6 L'effet *hourglass*

Pour le faisceau gaussien avec laquelle une focalisation à l'aide du β^* est très forte (β^* très petit), un effet géométrique qui réduit la luminosité, apparaît. C'est ce qu'on appelle effet «hourglass». Le facteur de réduction pour le collisionneur symétrique avec $\sigma_y^* \ll \sigma_x^*$, est donné par [30] :

$$R_L \equiv \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_0} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} a e^b K_0(b), \quad (3.7)$$

$$a = \frac{\beta_y^*}{\sqrt{2}\sigma_z}, \quad b = a^2 \left[1 + \left(\frac{\sigma_z}{\sigma_x^*} \tan \phi \right)^2 \right] \quad (3.8)$$

où \mathcal{L}_0 est la luminosité nominale, K_0 est la fonction Bessel, ϕ est le demi-angle de croisement. Dans la région tout près de l'IP où la valeur de la fonction beta est faible, la taille de faisceau est [14][15] :

$$\sigma(s) = \sigma^* \sqrt{1 + \left(\frac{s}{\beta^*} \right)^2} \quad (3.9)$$

où s est la position longitudinale centrée à l'IP et σ^* est la taille du faisceau à l'IP.

Il est à noter que la valeur optimale du β_y^* qui maximise la luminosité est obtenue par $\beta_y^* \approx \sigma_z$. Ceci introduit alors une limitation de la taille du faisceau à cause de l'effet «hourglass». Pourtant cette limitation concerne seulement la taille verticale et non pas la taille horizontale.

3.7 L'effet de paire cohérente et incohérente

Puisque le champ est très fort durant la collision, c'est-à-dire qu'il atteint la magnitude proche du champ critique de mécanique quantique $B_c = m^2 c^3 / e \hbar = 1,22 \times 10^{16} \text{V/cm}$, l'effet du rayonnement de QED cohérent apparaît. Pour cela, une particule individuelle

interagit avec le champ cohérent du paquet venant du sens inverse et produit une paire e^+e^- .

Principalement, la paire e^+e^- est produite par des photons que ce soit des photons réels ou des photons virtuels. Les photons réels qui viennent essentiellement du processus beamstrahlung, interagissent avec le champ et donnent la production de paires e^+e^- . Elles sont appelées «paires cohérentes». Lorsque l'électron interagit avec le champ, par l'intermédiaire d'un photon virtuel, il conduit au «cascade trident» [31][40]. Le photon virtuel peut être schématisé comme un nuage de photons «off-shell» (c'est-à-dire ils ne vérifient pas la théorie classique de mouvement) qui accompagnent le faisceau d'électrons ou de protons de haute énergie[41]. La figure 3.1 montre les deux diagrammes des processus de la production de paires cohérentes et de paires «tridentes».

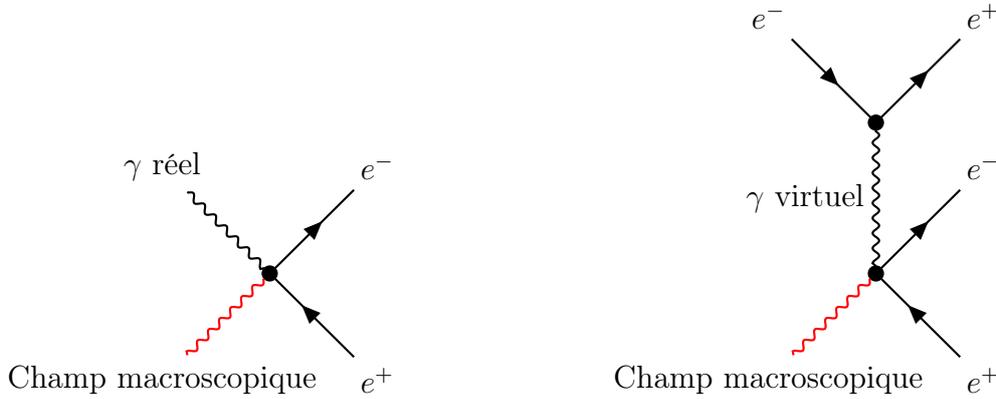


FIGURE 3.1 – Diagrammes de Feynman représentatifs de la production d'une paire cohérente par l'intermédiaire du photon réel (à gauche) et d'une paire «tridente» dont la particule mediatrice est le photon virtuel (à droite).

Le nombre de paires cohérents n_{coh} produites par particule du faisceau primaire et par l'intermédiaire des photons réels du processus beamstrahlung est donné par[42] :

$$n_{coh} \simeq \frac{4\sqrt{3}}{25\pi} \left(\frac{\alpha\sigma_z}{\gamma\lambda_c} \Upsilon \right) \times \begin{cases} 0,5 \exp(-16/3\Upsilon), & \Upsilon \ll 1; \\ 2,6\Upsilon^{-2/3} \ln \Upsilon, & \Upsilon \gg 1, \end{cases} \quad (3.10)$$

Similairement pour la cascade «trident», le nombre de paires produites par l'intermédiaire des photons virtuels est donné par [42] :

$$n_{trid} \simeq \frac{4\sqrt{3}}{25\pi} \left(\frac{\alpha\sigma_z}{\gamma\lambda_c} \Upsilon \right) \times 2,6\alpha \ln \Upsilon, \quad \Upsilon \gg 1. \quad (3.11)$$

Les paires cohérentes produites au CLIC sont nombreuses, environ 7×10^8 par croisement de paquet, ce qui correspond à 10% du nombre de particules dans les deux paquets en collision. Il en est de même pour les paires «tridentes», elles sont environ 7×10^6 soit cent fois moins que les paires cohérentes [43]. Pourtant, ces particules sont très énergétiques [42] ayant une énergie minimale de quelque GeV au CLIC. Leurs angles de production sont aussi faibles et par conséquent leurs angles déflexion sont très faibles. Elles sont donc davantage avec les faisceaux sortants.

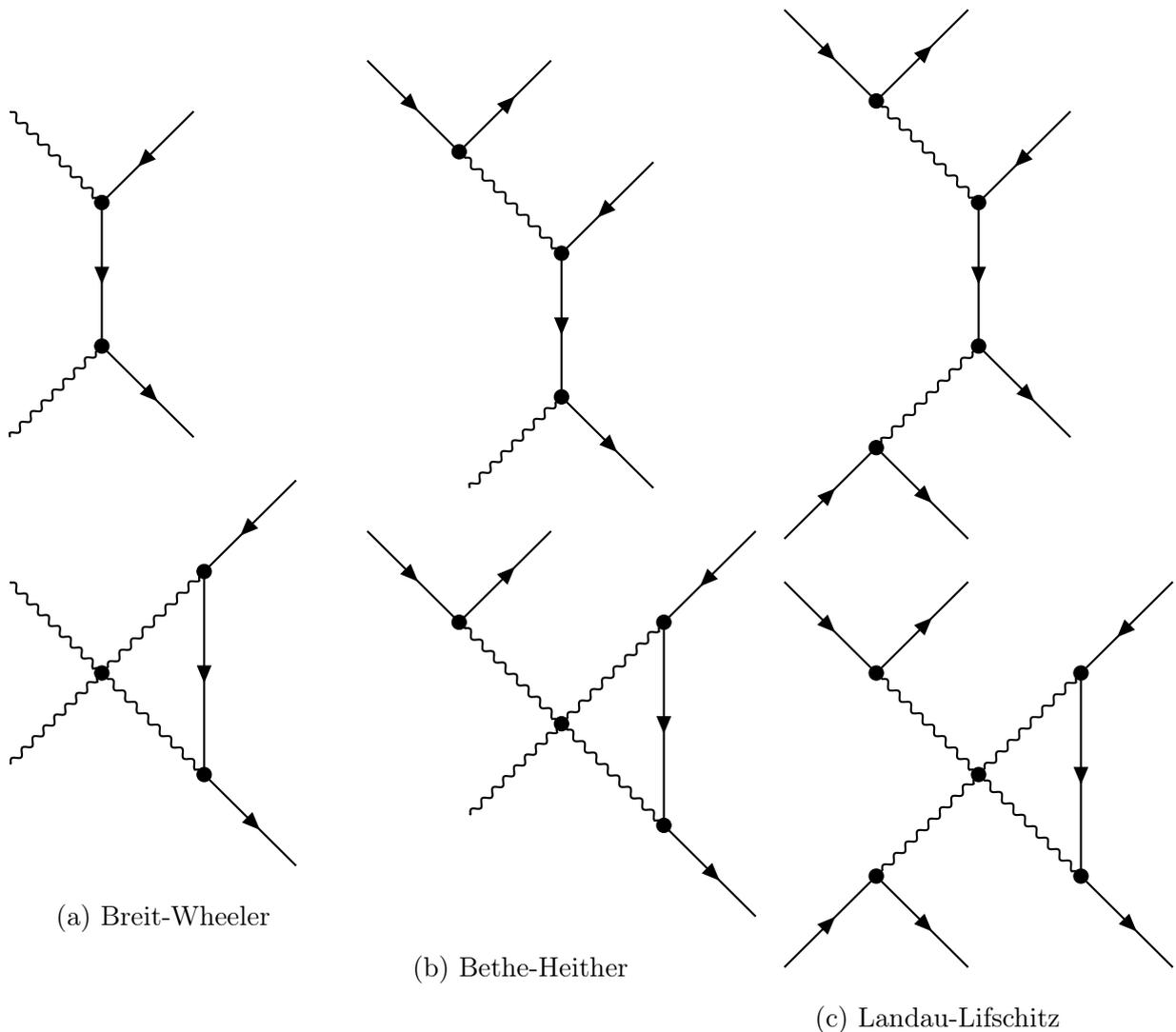


FIGURE 3.2 – Diagrammes de Feynman représentatifs de production de paires incohérentes à travers trois principaux processus.

L'interaction entre les deux photons peut aussi produire une paire de e^+e^- . Ce sont des «paires incohérentes». Similairement, les photons virtuels prennent aussi des rôles

importants dans ce processus de production des paires incohérentes. Selon le type de photons qui interagissent, il existe trois principaux processus de production des paires incohérentes[41] :

1. le processus Breit-Wheeler : interaction entre deux photons réels,
2. le processus Bethe-Heither : interaction entre un photon réel et un photon virtuel,
3. le processus Landau-Lifschitz : interaction entre deux photons virtuels.

Le processus Breit-Wheeler produit le moins de particules mais ces particules ont souvent un angle de production très large. Les photons réel du processus Bethe-Heither sont presque issus du beamstrahlung. Ce processus produit le plus de paires incohérents. Quand on évalue le processus dans lequel un photon virtuel interagit, on le traite comme réel et avec la section efficace réel-réel de Breit-Wheeler ; on utilise néanmoins l'approximation de photon équivalent. La figure 3.2 illustre les diagrammes de Feynman qui représentent les processus de production de paires incohérentes.

Il est à noter que le même processus incohérent peut produire aussi une paire de muons. Ce qu'on appelle «paire de muons incohérente ».

3.8 La diffusion énergétique

La diffusion énergétique ou «energy spread» se réfère à l'augmentation ou à la diminution de l'énergie du faisceau par rapport à sa valeur nominale. Diverses sources peuvent être à l'origine de cette variation. Évidemment, les deux premières sources sont le ISR et le beamstrahlung. Mais, il existe encore d'autres sources telles que :

- la déviation d'énergie aléatoire avant le linac dans lequel elle va se propager. Cette source est relativement faible.
- le fait que lorsqu'on accélère le faisceau, l'énergie de faisceau présente une sorte de sinusoïde autour de sa valeur nominale. C'est à cause des champs d'excitation (wake field) tout au long du linac. Ceci est la source majeure de la diffusion énergétique du faisceau.

Il y a aussi quelques sources qui viennent de la partie technique de l'installation, telles que :

- l'accroissement volontaire de l'énergie pour faire pivoter le paquet dans le processus de croisement crabe (voir Sec. 2.2.4). On dit qu'elle est corrélée dans ce cas.
- l'erreur sur l'énergie et la phase lors de l'injection. Ces erreurs peuvent conduire à la diffusion énergétique finale [30].
- le changement du paramètre du faisceau tel que le voltage.

Il est à noter qu'on peut corriger la diffusion énergétique par la diminution du nombre de charges mais ceci entraîne une détérioration de la luminosité de collision. Cela fait donc l'objet d'une autre optimisation.

3.9 Remarque

La mesure précise de la masse du boson est un objectif important du futur collisionneur e^-e^+ . La mesure précise nécessite un détecteur bien conçu. Le «boost» désigne le déplacement ou bien le mouvement du centre de collision, c'est-à-dire le IP, durant la collision. Ceci pourrait avoir un impact majeur sur la précision des mesures physiques issues du collisionneur linéaire. Dans ce travail, nous avons négligé l'effet de ce phénomène sur l'impulsion du boson de Higgs dans le processus Higgsstrahlung au CLIC. La description de ce phénomène de «boost» est donnée dans l'Annexe B.

Les bruits de fond $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$ au CLIC

4.1 Introduction

Un des objectifs principaux des physiciens aux futurs collisionneurs e^+e^- à hautes énergies est d'atteindre la haute luminosité avec une meilleure condition physique sur les machines. Différents types de bruit de fond [44] auxquels ces machines pourraient subir ont été prévus et des efforts ont été entrepris pour réduire ces bruit de fond à un niveau le plus bas possible. Les photons de beamstrahlung peuvent produire non seulement des paires e^+e^- mais aussi, avec une certaine probabilité, des hadrons. Cette production des hadrons dépend de la propriété hadronique des photons. La section efficace du processus $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$ a été seulement mesurée à une énergie relativement basse, environ 200 GeV au LEP[45][46]. Ainsi, ceci doit être défini à une énergie plus élevée. On se propose d'étudier l'aspect du bruit de fond hadronique au CLIC avec des outils de simulation. Les bruits de fond hadroniques ont été simulés à l'aide du logiciel GUINEA-PIG et les événements sont générés par le générateur de Monte Carlo PYTHIA [47]. L'erreur sur la section efficace pour le processus $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$ a été trouvée.

4.2 Les propriétés hadroniques des photons

Durant la collision des deux photons, un ou deux photons peuvent interagir d'une façon hadronique. La structure hadronique du photon est basée sur le fait qu'il existe une probabilité pour qu'un photon se divise en une paire de quark et d'anti-quark ou qu'il se transforme en un vecteur méson, principalement ρ^0 [48]. Ce phénomène est expliqué comme un couplage du photon avec le méson dans le modèle de dominance du vecteur

méson [49]. A un faible transfert de 4-impulsion, le photon interagit avec les hadrons en échangeant des vecteurs mésons qui ont le même nombre quantique [50]. Ce modèle prédit aussi que la section efficace totale du processus d'interaction entre les deux photons, en fonction de l'énergie devrait être proportionnelle à celle du processus d'interaction entre les deux mésons vecteurs. Il a été démontré par expérience qu'un photon pourrait être un hadron avec la probabilité de $\frac{1}{400}$ [51].

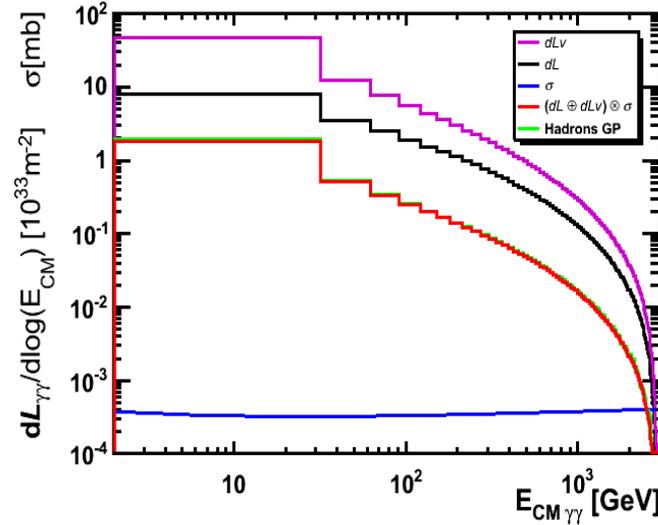


FIGURE 4.1 – Contribution des photons réels et virtuels aux hadrons. Le produit de la section efficace (bleu) avec la somme de la luminosité de collision des photons réels (noir) et celle des photons virtuels (violet) correspond bien à la luminosité des hadrons (vert).

La figure 4.1 montre la contribution des photons réels et virtuels aux hadrons. Grâce au logiciel GUINEA-PIG, on peut simuler la luminosité de collision du processus $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$ où les photons en collision sont réels ou virtuels. On a trouvé que le produit de la section efficace avec la somme de la luminosité de collision des photons réels et celle des photons virtuels correspond bien à la luminosité des hadrons.

4.3 Les paramétrages de la section efficace totale du processus $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$

Il existe plusieurs manières de prédire la section efficace du processus $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$. Une recherche a été faite pour évaluer l'erreur sur la section efficace hadronique de la collision $\gamma\gamma$. Une douzaine de paramétrages sont collectés dans la littérature et discutés

dans ce travail.

Le premier paramétrage consiste à diviser la section efficace en deux parties : la partie «soft» et la partie «hard». La première partie illustre la représentation de la dominance de vecteur méson décrite dans la Sec. 4.2. La deuxième partie est la forte contribution qui peut être comprise comme la contribution de «minijets» [52]. Les «minijets» sont des «jets»¹ ayant une énergie plus faible par rapport aux «jets» produits par le processus $e^+e^- \rightarrow Z^*/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$. Pourtant ils ont des impulsions transversales larges [52][53]. Différents processus produisent des «minijets» et le plus important est $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$.

Ce modèle est décrit par :

$$\sigma_H^{\gamma\gamma} = \sigma_{VDM} + \sigma_{hard} = A + \frac{B}{\sqrt{s}} + \sigma_{minijets} \quad (4.1)$$

où les valeurs de A et B dans les calculs de Rosner [54] peuvent être utilisées. Les mêmes valeurs $A = 240$ nb et $B = 270$ nb ont été aussi utilisées pour ajuster les données dans l'expérience TRISTAN [55]. \sqrt{s} est l'énergie centre de masse des deux photons en [GeV].

Etant donné que le premier paramétrage de la section efficace dans l' Eq. 4.1 dépend de la contribution du «minijet», les événements provenant du «minijet» et des hadrons sont séparés dans les données de sortie principale du logiciel GUINEA-PIG.

Le second paramétrage est basé sur le fait que dans l'évaluation du processus d'interaction de $\gamma\gamma$, on obtient la relation suivante :

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow hadrons) = [\sigma(\gamma p \rightarrow hadrons)]^2 / \sigma(pp \rightarrow hadrons) \quad (4.2)$$

où $\sigma(\gamma p \rightarrow hadrons)$ est la section efficace du processus d'interaction du photon avec le proton qui donne des hadrons et $\sigma(pp \rightarrow hadrons)$ est la section efficace du processus d'interaction entre deux protons qui donne des hadrons.

$\sigma(pp \rightarrow hadrons)$ était déterminé grâce à l'ajustage [56] et $\sigma(\gamma p \rightarrow hadrons)$ était mesurée à une énergie de 210 MeV [57]. Ainsi, on obtient [51] :

$$\sigma_h^{\gamma\gamma, CBP} = \sigma_0 [1 + 6,3 \cdot 10^{-3} (\ln(s))^{2,1} + 1,96 \cdot s^{-0,37}] \text{ [nb]} \quad (4.3)$$

1. Le «jet» est l'ensemble de quarks distribués dans un très petit cône et représente suivant l'état final dans un processus physique issus d'un collisionneur.

où $\sigma_0 \approx 200$ nb à $E_{cm} = 30$ GeV.

Le troisième paramétrage de la section efficace est donné par [58] :

$$\sigma_h^{\gamma\gamma, Sjos} = 211 \cdot s^{0,0808} + 297 \cdot s^{-0,4525} [\text{nb}] \quad (4.4)$$

Le quatrième paramétrage est formulé à partir du paramétrage du Schuler et Sjöstrand [59] qui est donné par :

$$\sigma_h^{\gamma\gamma, BDSS} = 211 \cdot s^{0,0808} + 215 \cdot s^{-0,4525} [\text{nb}] \quad (4.5)$$

Ceci est implémenté dans le générateur à Monte Carlo PYTHIA pour simuler les événements $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$ [60].

Le cinquième paramétrage se dérive de l'ajustage en utilisant le détecteur OPAL au LEP [61]. L'ajustage avec le faible χ^2/ndf est sélectionné.

$$\sigma_h^{\gamma\gamma, OPAL} = 188 \cdot s^{0,095} + 320 \cdot s^{-0,34} [\text{nb}] \quad (4.6)$$

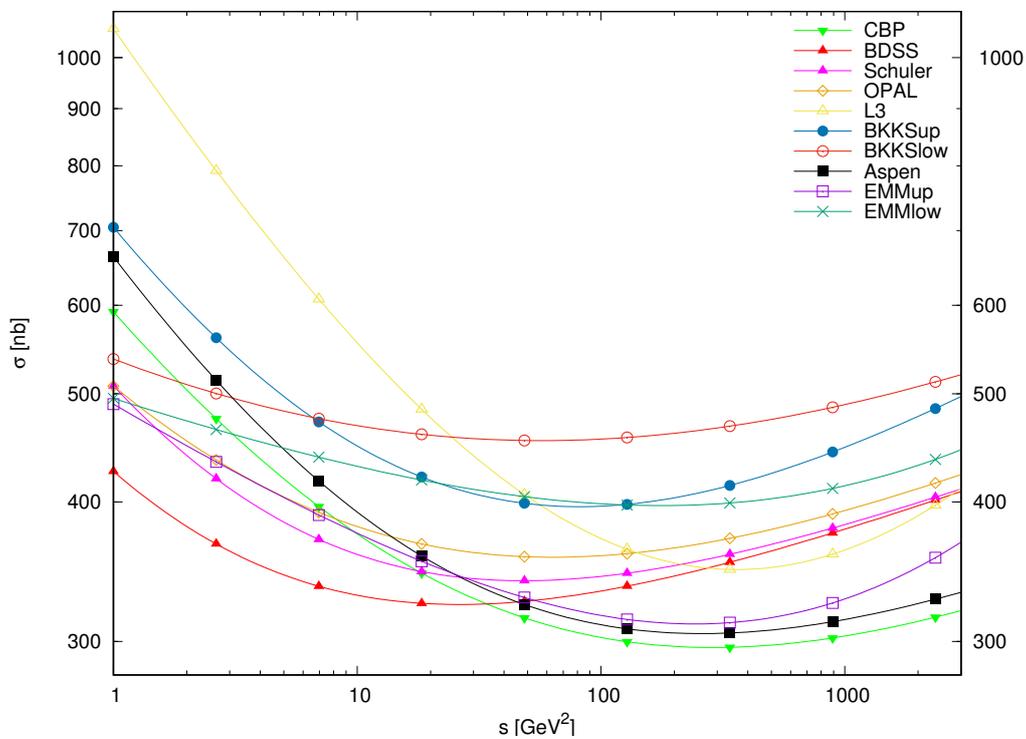


FIGURE 4.2 – L'erreur sur la section efficace totale hadronique : facteur deux en fonction de $s = E_{cm}^2$.

Le sixième paramétrage a été obtenu par l'ajustage dans l'expérience L3 [62] :

$$\sigma_h^{\gamma\gamma,L3} = 98 \cdot s^{0,093} + 5,3 \cdot s^{0,418} + 958 \cdot s^{-0,358}[\text{nb}] \quad (4.7)$$

Puis, il existe des modèles inspirés par le QCD (Chromodynamique quantique) proposés par Badelek, Krawczyk, Kwieciniski et Stasto (BKKS)[63] en reformulant le paramétrage de la fonction de structure du photon réel. Finalement, des autres modèles appelés « Eikonal Minijet Models » (EMM)[64] ont été aussi introduits. Les termes «low» et «up» se réfèrent aux limites (edge) inférieure et supérieure à hautes énergies. Ces modèles représentent les cinq derniers paramétrages comme suit :

$$\sigma_h^{\gamma\gamma,BKKS\text{Sup}} = 166,5 \cdot s^{0,13} + 538,2 \cdot s^{-0,38}[\text{nb}] \quad (4.8)$$

$$\sigma_h^{\gamma\gamma,BKKS\text{Slow}} = 180,6 \cdot s^{0,11} + 356,5 \cdot s^{-0,18}[\text{nb}] \quad (4.9)$$

$$\sigma_h^{\gamma\gamma,Aspen} = 145,7 \cdot s^{0,094} + 517,5 \cdot s^{-0,39}[\text{nb}] \quad (4.10)$$

$$\sigma_h^{\gamma\gamma,EMM\text{up}} = 14,01 \cdot s^{0,34} + 475,4 \cdot s^{-0,14}[\text{nb}] \quad (4.11)$$

$$\sigma_h^{\gamma\gamma,EMM\text{low}} = 19,9 \cdot s^{0,29} + 475,3 \cdot s^{-0,084}[\text{nb}] \quad (4.12)$$

La figure 4.2 montre que l'erreur sur la section efficace totale hadronique en fonction de $s = E_{cm}^2$ est de facteur deux.

4.4 Le taux des événements hadroniques

Le nombre des événements hadroniques par croisement de paquet au CLIC est estimé être inférieur à un pour une énergie $E_{cm} \leq 1$ TeV mais ceci augmente à une énergie supérieure. Pourtant, ce nombre n'est pas bien défini et pourrait probablement varier avec le «toolkit» et le paramétrage de la section efficace y implémentée. Par exemple, à la même énergie 3 TeV, ce nombre est 2,7 dans le paramètre du CLIC en 2008 [65], 4 au SLAC [66] et 8 dans les résultats plus récents [33][67].

Le paramétrage BDSS (Barklow-Dannheim-Sahin-Schulte) dans l'Eq. 4.5 est actuellement implémenté dans PYPHIA et GUINEA-PIG tandis que le paramétrage CBP (Chen-Barklow-Peskin) dans l'Eq. 4.3 est implémenté dans le générateur du SLAC [60].

Dans ce travail, les mêmes paramètres de faisceau au CLIC [68] sont utilisés afin

4.5. ESTIMATION DE LA PRÉCISION DE LA SECTION EFFICACE DU PROCESSUS $\gamma\gamma \rightarrow HADRONS$

de pouvoir faire une comparaison. Les résultats pour chaque paramétrage de la section efficace à 1 TeV et 3 TeV sont résumés dans le tableau 4.1. On peut voir dans le tableau 4.1

Modèle	1 TeV	3 TeV
CBP in Eq.2	0,30	3,11
Sjos in Eq.3	0,36	3,82
BDSS in Eq.4	0,35	3,79
OPAL in Eq.5	0,37	3,99
L3 in Eq.6	0,40	5,91
BKKS _{up} in Eq.8	0,43	4,98
BKKS _{low} in Eq.9	0,46	4,95
Aspen in Eq.10	0,30	3,20
EMM _{up} in Eq.11	0,35	4,90
EMM _{low} in Eq.12	0,41	5,01

TABLE 4.1 – Le nombre des événements hadroniques par croisement de paquets pour chaque paramétrage de la section efficace totale du processus $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$. L'énergie minimale de photons en collision est de 5 GeV.

que pour chaque paramétrage le nombre d'événements hadroniques est inférieur 1 à une énergie nominale de 1 TeV. Quand on augmente l'énergie nominale à 3 TeV, le nombre de ces événements hadroniques augmente jusqu'à 6. Par rapport au paramétrage CBP, le paramétrage BDSS présente environ un événement de plus par croisement de paquets .

La figure 4.2 montre que les courbes des paramétrages BDSS et CBP se croisent à $E_{cm} = 30$ GeV. La courbe du BDSS se rapproche du paramétrage moyen pour les énergies $E_{cm} > 30$ GeV alors que celle du CBP, elle se rapproche du paramétrage moyen pour les énergies $E_{cm} < 30$ GeV. Si on est obligé de choisir parmi ces deux paramétrages de la section efficace, on peut dire que BDSS présente moins d'erreur pour les énergies $E_{cm} > 30$ GeV. Le paramétrage CBP est plus raisonnable pour une faible énergie c'est-à-dire $E_{cm} < 30$ GeV. Après ce travail, les paramétrages CBP et celui du Sjöstran dans l'Eq. 4.4, ont été implémentés dans GUINEA-PIG.

4.5 Estimation de la précision de la section efficace du processus $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$

La figure 4.5 montre que la précision du paramétrage de la section efficace du processus $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$ est un facteur deux. Cela veut dire que l'erreur commise pourrait atteindre

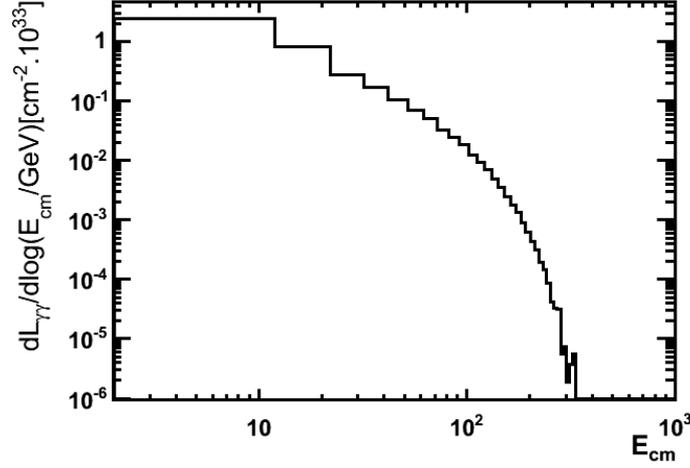


FIGURE 4.3 – La luminosité du processus $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$ à une énergie nominale de 500 GeV.

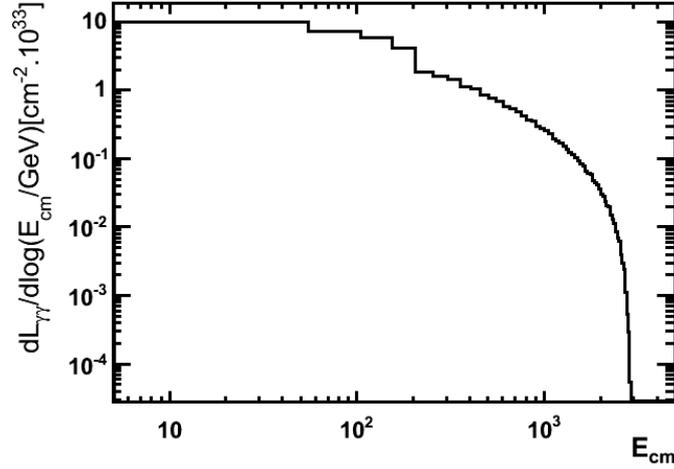


FIGURE 4.4 – La luminosité du processus $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$ à une énergie nominale de 3 TeV.

jusqu'à ± 200 nb en fonction de $s = E_{cm}^2$. Si on utilise le paramétrage moyen, on pourrait réduire cette erreur à 100 nb près. Le tableau 4.2 résume les valeurs des paramètres pour ce paramétrage moyen. Deux ajustages qui correspondent aux paramétrages implémentés dans PYTHIA, GUENA-PIG et le générateur de SLAC ont été effectués respectivement.

$$\sigma_h^{\gamma\gamma, \text{Average}} = A \cdot s^\epsilon + B \cdot s^{-\mu} [\text{nb}] \quad (4.13)$$

$$\sigma_h^{\gamma\gamma, \text{Average}} = \sigma_0 [1 + A \cdot \ln^\epsilon(s) + B \cdot s^{-\mu}] [\text{nb}] \quad (4.14)$$

Paramètre	Modèle 1	Modèle 2
A	$128,934 \pm 1,275$	$0,0125765 \pm 0,0004075$
B	$477,738 \pm 1,108$	$2,03092 \pm 0,002953$
ϵ	$0,130812 \pm 0,001036$	$2,0421 \pm 0,01493$
μ	$0,292976 \pm 0,001625$	$0,299316 \pm 0,001338$
χ^2/ndf	22/73	36/73

TABLE 4.2 – Les paramètres d’ajustage de la section efficace totale moyenne.

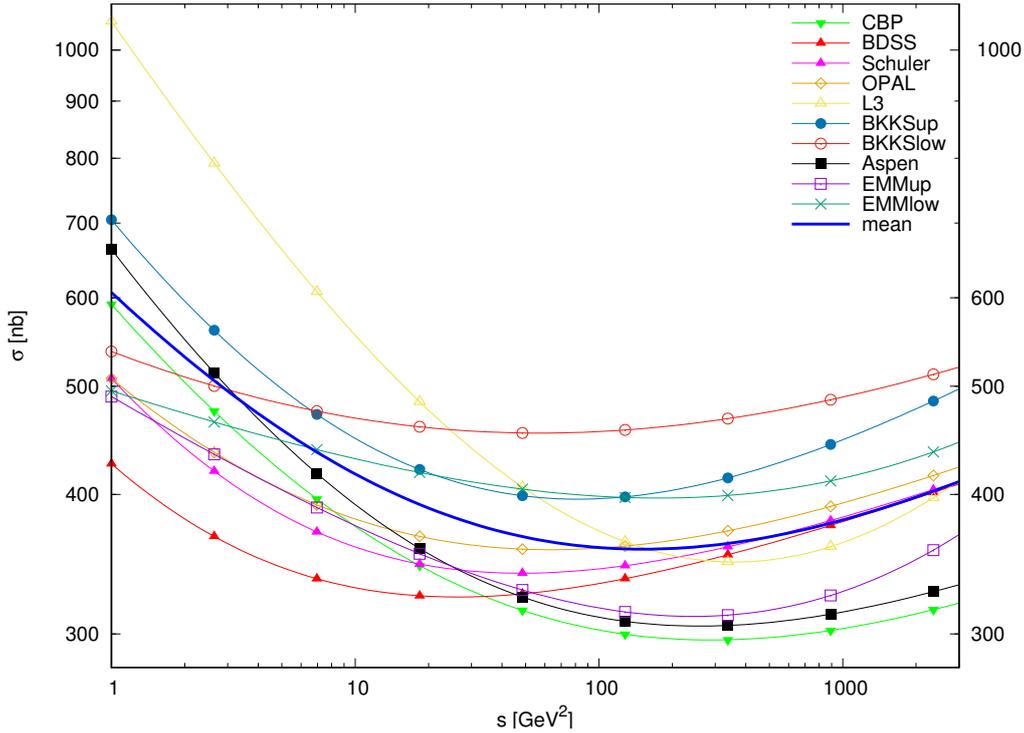


FIGURE 4.5 – Le paramétrage moyen (bleu) de section efficace.

4.6 Le bruit de fond hadronique en utilisant le logiciel PYTHIA

Pour simuler les événements hadroniques, on utilise le logiciel GUIENIA-PIG pour produire le fichier des hadrons qui contient l’énergie $E(\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons})$. Une bibliothèque appelée HADES, écrite par D. Schulte permet d’ajouter ensuite ces bruits de fond hadroniques provenant des collisions de $\gamma\gamma$ dans les événements générés par PYTHIA. Ce dernier prévoit plusieurs types de particules ayant une énergie relativement élevée et des angles visibles et qui vont certainement arriver au détecteur. La figure 4.6 montre les particules indésirables qui vont nuire aux résultats de mesures physiques.

Afin de montrer avec une méthode très simple, comment ces événements hadroniques vont nuire les résultats de mesure, on peut supposer que les particules chargées issues des bruits de fond hadroniques vont traverser une hélice de rayon r_0 vers la direction du champ magnétique \vec{B} juste après leur production. Leur distance en fonction de leur position z par rapport à l'axe du faisceau est donnée par [52] :

$$r(z) = r_0 \sqrt{2(1 - \cos(\frac{z}{r_0} \tan \theta_0))}, \quad (4.15)$$

avec,

$$r_0 \approx 3,33 \text{mm} P_{\perp} / B [T / (MeV/c)], \quad (4.16)$$

$$\theta_0 = \text{atan} \left(\frac{\sqrt{P_x^2 + P_y^2}}{|P_z|} \right). \quad (4.17)$$

La figure 4.6 montre les différents types de particules qui vont arriver au détecteur. La figure 4.7 montre la distance entre la particule chargée et l'axe du faisceau en fonction de leur énergie et en supposant que le détecteur est à 3m ; le champ magnétique est 5 T. On peut voir la présence des pions dangereux, très énergétiques jusqu'à 80 GeV arrivant jusqu'à 3 m de l'axe du faisceau.

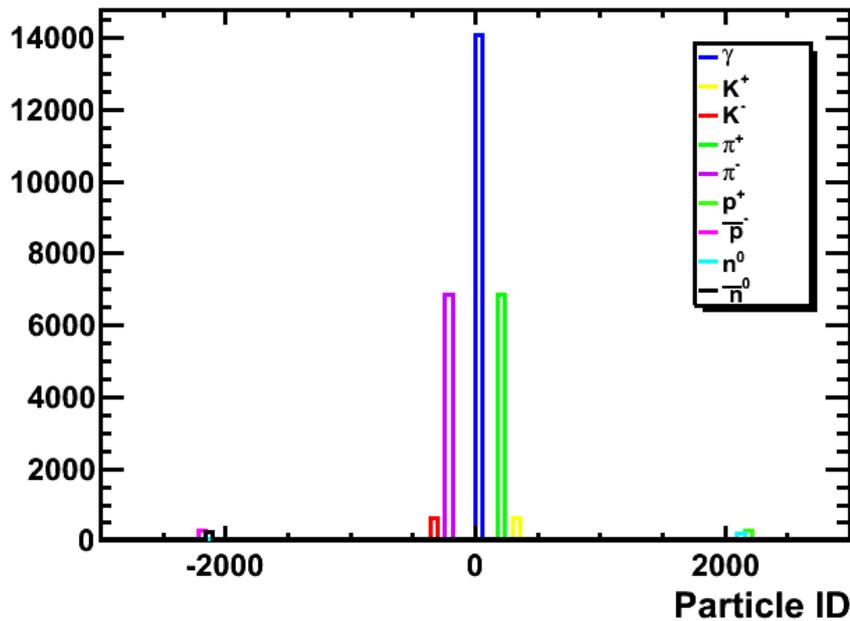


FIGURE 4.6 – Les particules indésirables de la collision des photons.

4.6. LE BRUIT DE FOND HADRONIQUE EN UTILISANT LE LOGICIEL PYTHIA51

Les figures 4.8 et 4.9 montrent les particules chargées qui vont arriver au détecteur supposé à 3m de l'IP et avec une taille de faisceau de 3mm. Les figures 4.8 et 4.9 sont respectivement à une énergie nominale de 500 GeV et de 3 TeV.

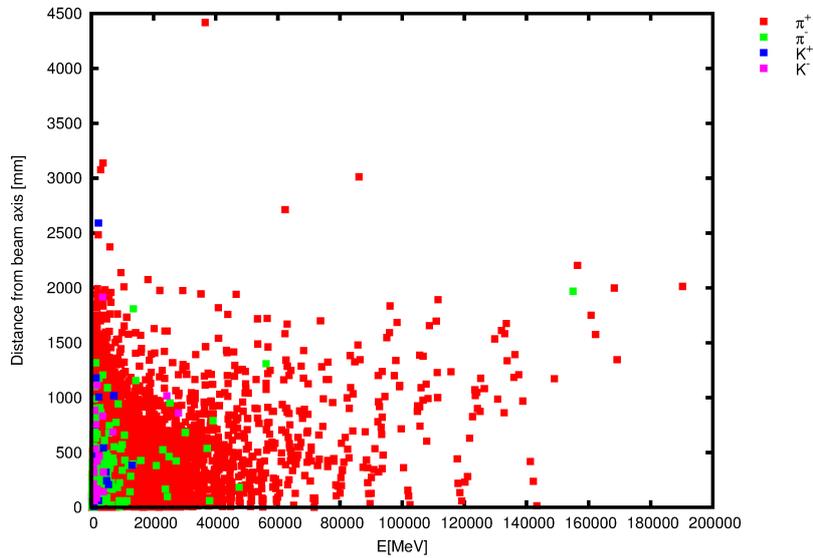


FIGURE 4.7 – La distance entre les particules chargées et l'axe du faisceau en fonction de leur énergie en supposant que le détecteur est à 3m et le champ magnétique est de 5 T. Chaque point représente une particule.

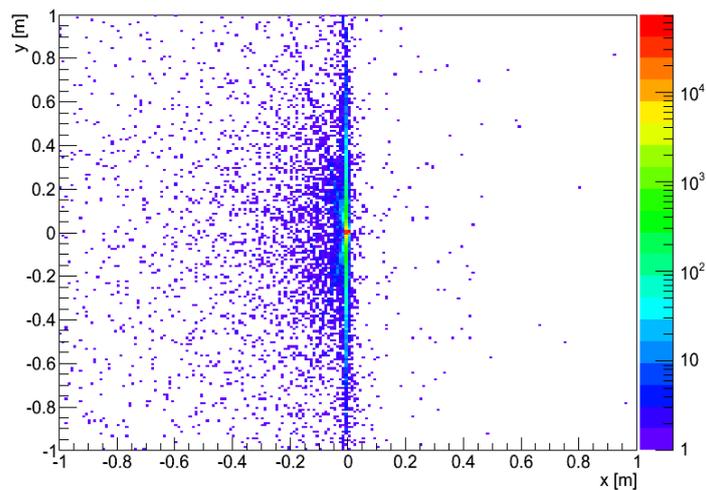


FIGURE 4.8 – Les particules chargées observées dans le détecteur en supposant que le détecteur est à 3 m de l'IP et la taille du faisceau est de 3mm avec une énergie de 500 GeV.

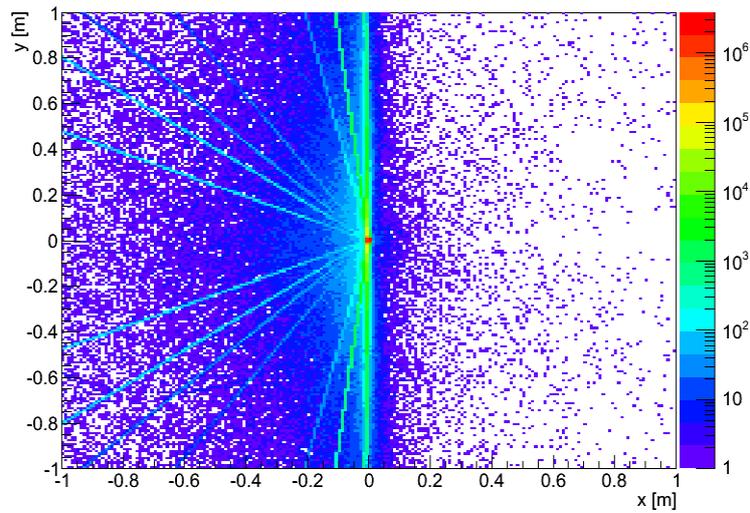


FIGURE 4.9 – Les particules chargées observées dans le détecteur en supposant que le détecteur est à 3 m de l'IP et la taille du faisceau est de 3mm avec une énergie de 3 TeV.

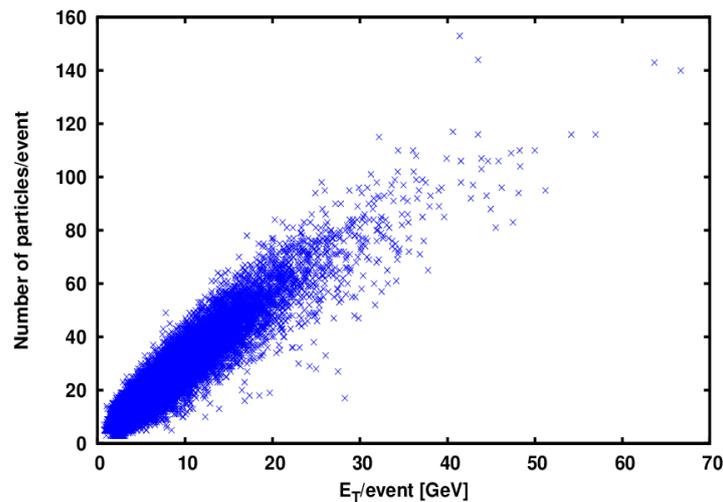


FIGURE 4.10 – L'importance de bruit de fond hadronique à 500 GeV. On prévoit des événements qui contiennent plus de 130 particules ayant une énergie transversale jusqu'à 60 GeV. Chaque point représente un événement.

On peut voir sur la figure 4.10, l'importance de ces événements de bruit de fond. A une énergie nominale de 500 GeV, on prévoit des événements qui contiennent plus de 130 particules ayant une énergie transversale jusqu'à 60 GeV. Quand on augmente l'énergie, ces bruits de fond deviennent de plus en plus dangereux. La figure 4.11 montre qu'on prévoit des événements qui contiennent plus de 500 particules ayant une énergie transversale jusqu'à

400 GeV.

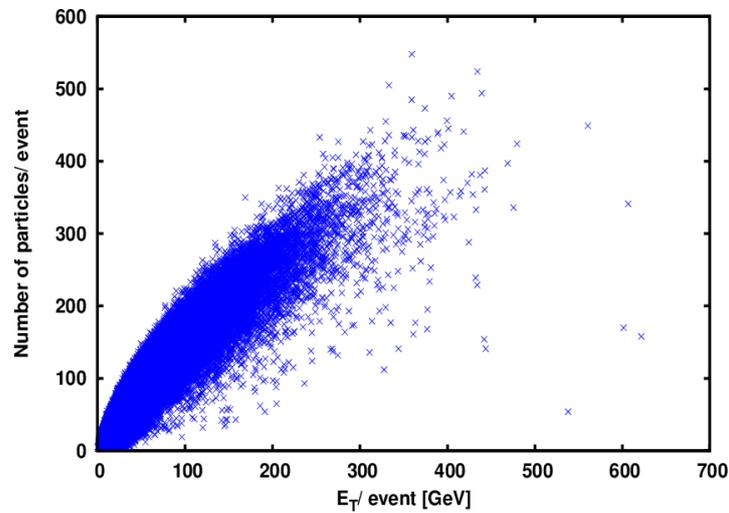
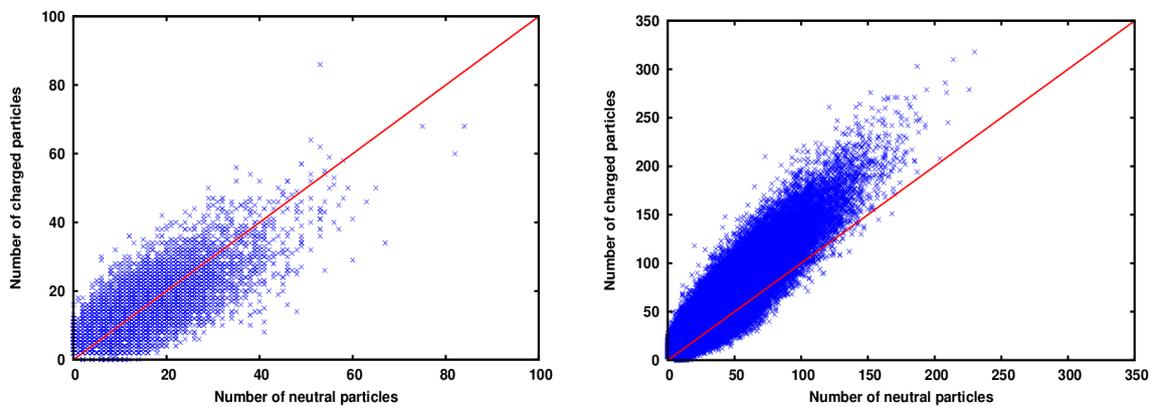


FIGURE 4.11 – L'importance de bruit de fond hadronique à 3 TeV. On prévoit des événements qui contiennent plus de 500 particules ayant une énergie transversale jusqu'à 400 GeV. Chaque point représente un événement.



(a) A une énergie de 500 GeV

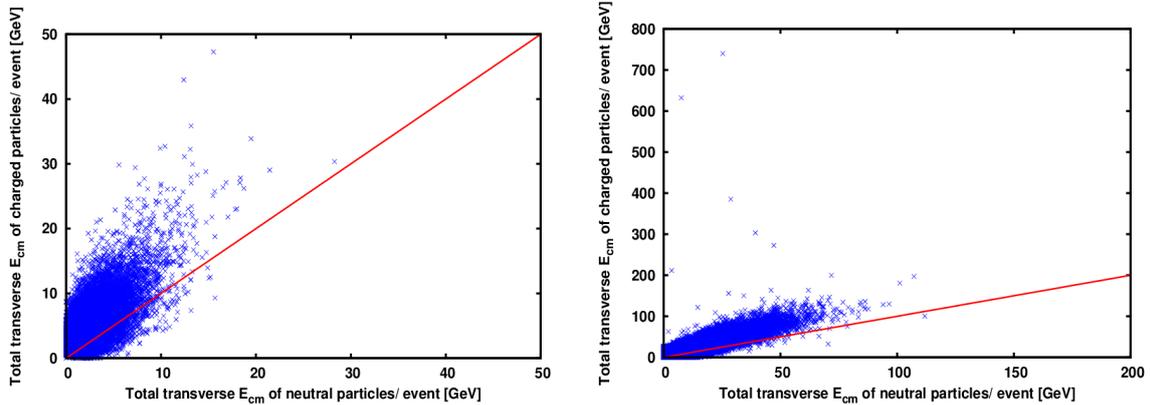
(b) A une énergie de 3 TeV

FIGURE 4.12 – La contribution des particules chargées et des particules neutres dans les événements hadroniques.

Si on compare le nombre des particules chargées et des particules neutres dans ces événements, on a trouvé que le nombre est le même pour une énergie de 500 GeV (voir figure 4.12a). Pourtant, le nombre des particules chargées domine largement à 3 TeV (voir figure 4.12b).

Si on introduit l'énergie transversale E_T des particules dans le bruit de fond hadro-

nique, on a trouvé que particules chargées contribuent plus d'énergie transversale que ce soit à 500 GeV (voir figure 4.13a) ou à 3 TeV (voir figure 4.13b) énergie nominale. La figure 4.13b montre que des événements avec une énergie transversale très élevée $E_T > 600$ GeV, principalement issus des particules chargées sont prévus à 3 TeV.



(a) A une énergie de 500 GeV

(b) A une énergie de 3 TeV

FIGURE 4.13 – L'énergie transversale E_t des particules chargées et neutres à 500 GeV (à gauche) et à 3 TeV (à droite).

Type de particule	Nombre maximal par événement
Tout type	548
Photon	218
Pions	193
Kaons	27
Proton	18
Neutron	20
Autres type(d,c, \bar{c} ,gluon,...)	146

TABLE 4.3 – Statistique des événements à 3 TeV.

Le tableau 4.3 montre la statistique des événements hadroniques à 3 TeV. La figure 4.14 montre que les pions renferment entre un quart et un demi du nombre total des particules par événement. Ainsi, si on veut appliquer une coupure pour éliminer ces particules indésirables, les pions sont les premiers à couper.

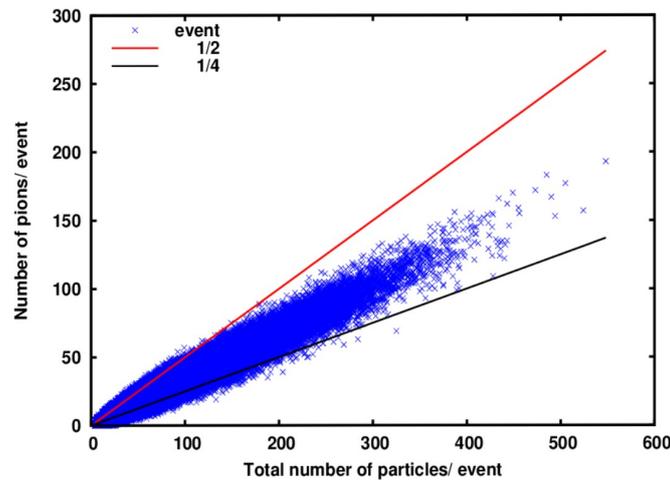


FIGURE 4.14 – La statistique des pions à 3 TeV.

4.7 Quelques observations avec le logiciel SGV

Le logiciel SGV (Simulation à Grande Vitesse) [69] est un logiciel très rapide qui permet de simuler des événements pouvant être observés dans un détecteur. Le modèle du détecteur est alors à définir dans la simulation.

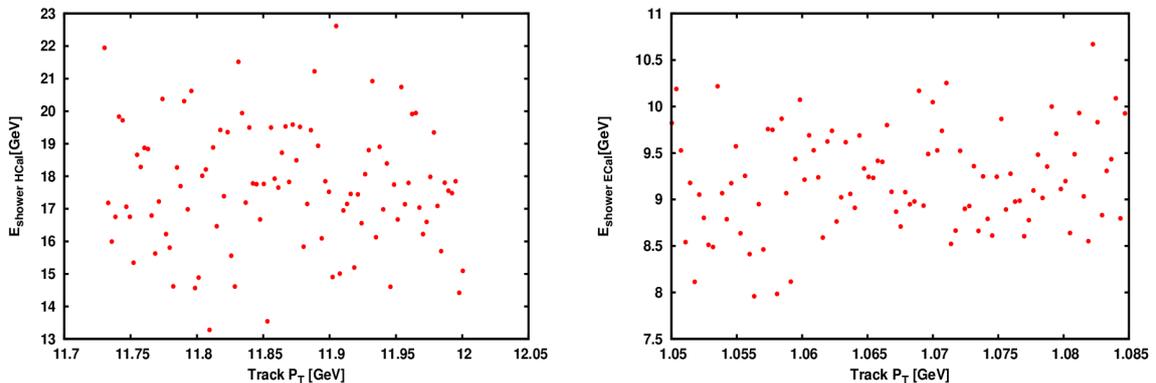
(a) Tirs avec π^+ de $E_t = 6$ GeV(b) Tirs avec photon de $E_t = 7,2$ GeV

FIGURE 4.15 – Résultat des tirs avec une seule particule du détecteur ILC à l'aide du logiciel de simulation SGV. Chaque point représente un tir.

Pour évaluer l'effet de ces bruits de fond hadroniques sur le détecteur, on a tiré (shoot) le détecteur ILC avec une seule particule (particle gun) qui est le π^+ avec l'énergie centre

de masse transversale plus élevée ~ 6 GeV. Puis, on a configuré la direction et l'impulsion de cette particule «gun» dans le SGV. On a fait cent tirs et on a trouvé que l'impulsion transversale moyenne des traces (tracks) est environ 11,85 GeV et l'énergie moyenne déposée dans le calorimètre hadronique est environ 18 GeV (voir figure 4.15a). On a refait la même procédure avec un photon de $E_T = 7,2$ GeV. On a trouvé que l'impulsion transversale moyenne des traces (tracks) est environ 1.07 GeV. L'énergie moyenne déposée dans le calorimètre hadronique est environ 9 GeV (voir figure 4.15b).

Le problème rencontré avec SGV est que ceci ne peut pas lire les fichiers des événements hadroniques provenant des autres logiciels comme le GUINEA-PIG ou le HADES.

4.8 Discussion

Ce travail vise à trouver un meilleur paramétrage de type «Regge» qui devrait être implémenté dans le logiciel de simulation GUINEA-PIG. En plus des paramétrages de la section efficace du processus $\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons qui sont déjà implémentés dans ce logiciel, des différentes estimations trouvées dans la littérature ont été testées avec ce logiciel. Le résultat montre que le paramétrage BDSS est plus approprié pour l'énergie $E_{cm} > 30$ GeV. Mais le plus important est que l'erreur commise en fonction de E_{cm}^2 est estimée à un facteur deux. Ceci doit être considéré pour toute mesure physique qui souffre de ce type de bruit de fond. Les bruits de fond hadroniques $\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons peuvent produire des particules ayant de l'énergie centre de masse transversale élevée. Ces particules peuvent toucher le détecteur et par la suite, nuire les résultats de mesure physique. Parmi elles, les pions sont les plus dangereux.

Le processus beamstrahlung est parmi les processus qui produisent des photons. Il favorise largement la création de ces bruits de fond hadroniques. Un des problèmes majeurs rencontrés dans presque tous les collisionneurs est l'effet créé par les photons de beamstrahlung. Des efforts ont été faits pour réduire le maximum possible l'effet du beamstrahlung. En fait, on ne peut pas supprimer ce processus, on cherche plutôt la valeur optimale du paramètre du faisceau qui minimise l'effet du beamstrahlung. Dans le chapitre suivant, on va voir, en détail, l'optimisation des paramètres de faisceau tout en considérant l'effet de beamstrahlung.

L'optimisation du paramètre du faisceau

5.1 Le pourquoi de l'optimisation

Le projet CLIC a déjà choisi une taille de faisceau par défaut. Ceci est basé sur le but générique d'atteindre 60% de luminosité au dessus du 99% de l'énergie centre de masse pour la première étape. Le ILC le considère aussi de la même façon. Cependant, ce choix de paramètre devrait être confirmé avec une analyse physique plus détaillée d'un processus physique plus pertinent.

Un des processus physiques les plus importants au 380 GeV est le processus «Higgsstrahlung» avec lequel on fait l'analyse de la masse de recul du boson de Higgs. Cette analyse est supposée très sensible à l'effet de beamstrahlung puisque l'énergie centre de masse est fixée dans le calcul de la masse de recul. Le processus Higgsstrahlung permet de mesurer le couplage du Higgs dans un modèle indépendant. Ceci est possible car les événements de Higgsstrahlung peuvent être identifiés à partir seulement du boson Z et aucune hypothèse sur la désintégration du boson de Higgs n'est nécessaire.

Les paramètres de faisceau sont utilisés pour modifier le beamstrahlung et de trouver, par la suite, la valeur optimale pour la précision de la mesure de la section efficace du processus Higgsstrahlung.

5.2 L'enjeu entre la luminosité de collision et le beamstrahlung

Dans cette partie, nous introduirons l'effet du beamstrahlung, puis le processus Higgsstrahlung qui sera analysé. L'impact de beamstrahlung sur la mesure physique sera illus-

tré. Et finalement, nous allons développer la stratégie basée sur le scan complet montrant comment le beamstrahlung et la luminosité sont inter-connectés.

5.2.1 Beamstrahlung au CLIC

Pour réaliser une haute luminosité avec un faible rayonnement provenant du beamstrahlung, CLIC utilise un faisceau plat.

Pour un faisceau gaussien, l'énergie moyenne des photons qui viennent de la déflexion des particules qui entrent en collision E_γ est proportionnelle à [34] :

$$E_\gamma \propto \frac{N}{(\sigma_x + \sigma_y)\sigma_z}, \quad (5.1)$$

où N est le nombre de particules par paquet. Le nombre de photons moyen n_γ est proportionnel à :

$$n_\gamma \propto \frac{N}{\sigma_x + \sigma_y}. \quad (5.2)$$

Ainsi, on utilise un faisceau plat avec $\sigma_x \gg \sigma_y$. Le produit de la taille horizontale et la taille verticale est faible conduisant à une haute luminosité alors que leur somme est grande réduisant le beamstrahlung [34][52].

Il est à noter que la taille horizontale σ_x est proportionnelle à $\sqrt{\epsilon_x}$ (voir Sec. 2.2.1).

5.2.2 Le processus $e^+e^- \rightarrow hZ$ dans le SM

Dans le SM, la section efficace différentielle du processus Higgsstrahlung est donnée par [70] :

$$\frac{d\sigma_{SM}}{d\cos\theta} = \frac{p_Z}{16\pi s^{3/2}} F_{SM}(s, t), \quad (5.3)$$

où, θ est l'angle entre le faisceau d'électrons et l'impulsion du boson Z et

$$p_Z = \frac{\sqrt{s}}{2} \left(1 - \frac{(m_H + m_Z)^2}{s}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{(m_H - m_Z)^2}{s}\right)^{1/2} \quad (5.4)$$

est l'impulsion de boson Z dans le référentiel de centre de masse de la collision. En supposant que le faisceau est non polarisé, le calcul à niveau trois donne [70][71][72][73] :

$$F_{SM}(s, t) = \frac{1}{4} g_{ZZh}^2 (g_L^2 + g_R^2) \frac{2s + t_u/m_z^2 - m_H^2}{(s - m_Z^2)^2}, \quad (5.5)$$

où g_L et g_R sont les constantes de couplage du «left-handed» et «right-handed» électrons avec le boson Z . On utilise ici les variables de Mandelstam standards :

$$s = (p_1 + p_2)^2, \quad t = (p_1 + p_4)^2 = m_Z^2 - \sqrt{s}(E_Z - p_Z \cos\theta), \quad (5.6)$$

$$u = (p_1 - p_3)^2 = m_Z^2 - \sqrt{s}(E_Z + p_Z \cos\theta) = m_Z^2 + m_H^2 - s - t, \quad (5.7)$$

où,

$$E_Z = \frac{s + m_Z^2 - m_H^2}{2\sqrt{s}} \quad (5.8)$$

est l'énergie du boson Z dans le référentiel du centre de masse.

5.2.3 Le processus Higgsstrahlung au CLIC

A une énergie centre de masse de quelque centaines de GeV, le processus Higgsstrahlung, $e^+e^- \rightarrow HZ$, est le processus dominant pour la production du boson de Higgs au CLIC [3]. Si on connaît l'énergie et le moment des particules de l'état final issus de la désintégration du boson Z , ceci permet de reconstruire la masse de recul du boson de Higgs avec un pic relativement pointu. La masse de recul du boson de Higgs est donnée par [3][70][74] :

$$m_{rec}^2 = s + m_Z^2 - 2 \cdot \sqrt{s} \cdot E_Z, \quad (5.9)$$

où \sqrt{s} est l'énergie centre de masse nominale, m_Z est la masse invariante reconstruite de Z et E_Z est l'énergie du boson Z .

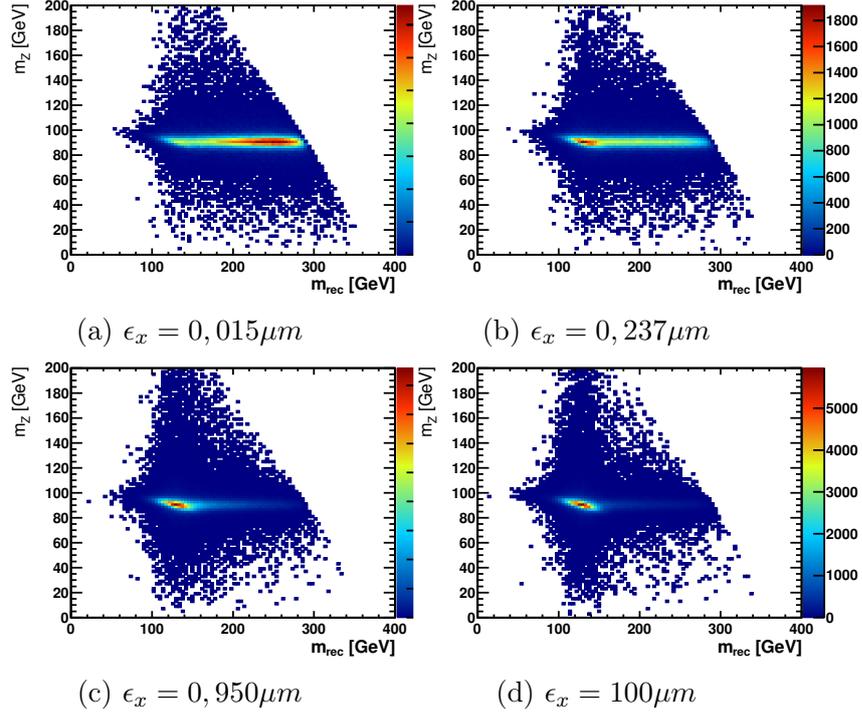


FIGURE 5.1 – Événements de signal pour les quatre différentes valeurs de ϵ_x avec $R_j = 3,5\%$: (a) émittance est très faible $\epsilon_x = 0,015 \mu m$, le beamstrahlung est très dominant et le pic du signal est très faible avec une longue queue présentant une bosse à cause du beamstrahlung; (b) l'émittance est un peu faible $\epsilon_x = 0,237 \mu m$, le beamstrahlung est encore dominant et le pic du signal commence à apparaître; (c) l'émittance nominale, on peut voir le pic avec la queue; (d) l'émittance est très élevée, le beamstrahlung est négligeable, ce qui provoque un pic de signal très pointu mais avec une perte de luminosité très importante.

La résolution R_j de l'énergie du «jet» est simulée en utilisant la méthode de brouillage (smearing method) qui est définie comme :

$$E_{j,sm} = E_j + E_j \cdot R_j \cdot G_j, \quad (5.10)$$

où $E_{j,sm}$ est l'énergie brouillée du «jet»; E_j est son énergie initiale; R_j est la résolution relative de l'énergie du «jet» et G_j est un nombre aléatoire d'une distribution gaussienne avec espérance égale à 0 et l'écart type égal à 1. La résolution parfaite de l'énergie correspond à $R_j = 0,0\%$.

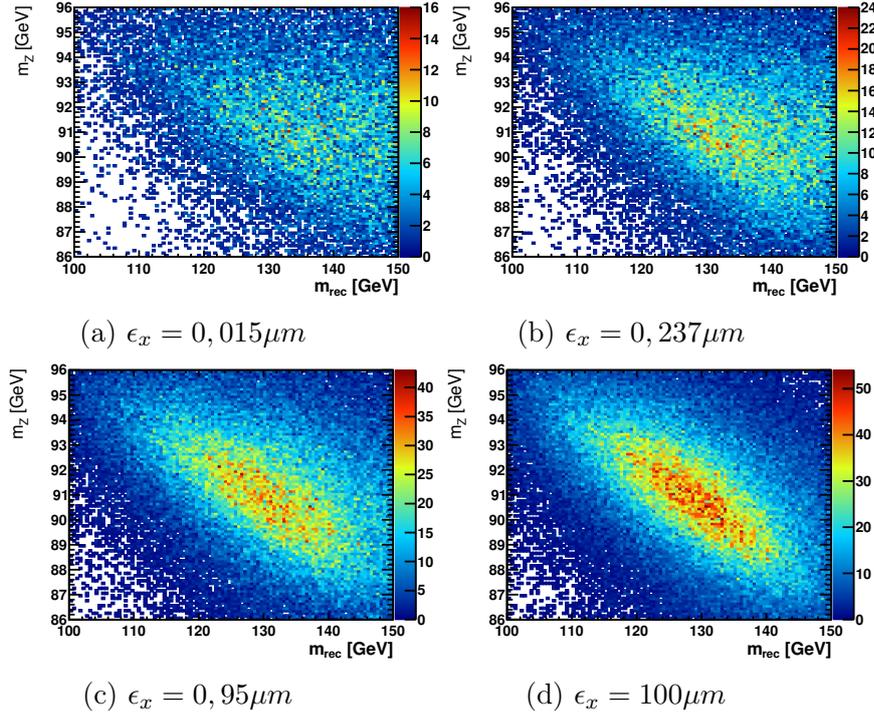


FIGURE 5.2 – Évènements de signal agrandis pour les quatre différentes valeurs de ϵ_x avec $R_j = 3,5\%$.

L'échantillon de bruit de fond est défini comme : $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ et $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}f\bar{f}$ présentant $q\bar{q}l\bar{l}$, $q\bar{q}l\nu$, $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$, $q\bar{q}q\bar{q}$ où $q = u, d, s, c, b$ et $f = q, e, \mu, \tau, \nu$, afin de couvrir tous les processus possibles. Dans le cas de quatre «jets», $q\bar{q}q\bar{q}$, la meilleure combinaison de deux quarks est choisie comme un candidat d'événement de Z . La meilleure combinaison correspond à la valeur de χ^2 la plus faible. Ce dernier est défini comme :

$$\chi^2 = \frac{(m_Z - m_{12})^2}{\sigma_Z^2} + \frac{(m_H - m_{34})^2}{\sigma_H^2} \quad (5.11)$$

où m_{12} et m_{34} sont les masses invariantes de deux paires de jets ; σ_Z et σ_H sont les RMS de pic de la masse de Z et celui de la masse de Higgs pour la bonne combinaison respectivement. L'impulsion brouillée du «jet» est calculée à l'aide de son énergie brouillée en gardant sa masse inchangée. Le résolution parfaite de l'énergie du «jet» correspond à $R_j=0,0\%$.

Beamstrahlung a un effet sur la forme du pic de signal. Pour montrer brièvement cet effet, quatre cas différents entre les valeurs minimale et maximale de ϵ_x sont choisis. La figure 5.1 montre des nuages de points pour $R_j = 3,5\%$. La valeur de $R_j = 3,5\%$ est

choisie car la résolution de l'énergie du «jet» au CLIC pour $\sqrt{s} = 380$ GeV est estimée entre 3% et 3,5%. La résolution à 3,5% est aussi en accord avec les études du détecteur du CLIC issues de la simulation complète [75]. On peut voir sur la figure 5.1 la contribution importante du beamstrahlung à la reconstruction de la masse de recul du boson de Higgs. En réduisant la taille du faisceau, la masse de recul est déplacée et devient de plus en plus élevée. Ces événements sont dans la queue du pic du signal et devient une grosse bosse pour l'émittance très faible. Cette queue rend l'extraction de la masse du boson de Higgs plus difficile est contribue largement à l'incertitude de la mesure de celle-ci.

5.2.4 L'impact du beamstrahlung sur la reconstruction

Le beamstrahlung modifie l'énergie de collision des particules. Ceci entraîne l'incertitude dans l'estimation de la masse de recul c'est-à-dire la masse de boson de Higgs reconstruite.

Pour évaluer l'impact du beamstrahlung, une approche très simple et directe pourrait être adoptée : le but du processus de reconstruction est orienté vers la mise en évidence de l'effet provenant de la réduction de l'énergie de collision des particules. La reconstruction à partir des différents niveaux de beamstrahlung est, ainsi, effectuée et le résultat montrera la dégradation de la résolution de la masse de recul.

Cette technique est très simple : choisir un spectre de luminosité qui est spécifique pour un paramètre de faisceau correspondant à un niveau de beamstrahlung bien déterminé ; l'utiliser comme une donnée qui entre dans le générateur d'événements à Monte Carlo et effectuer la reconstruction.

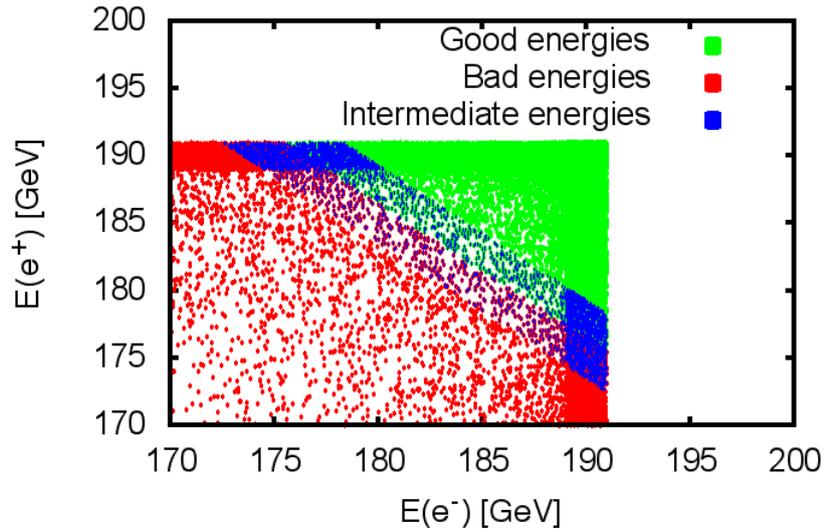


FIGURE 5.3 – La distribution de l'énergie des électrons et des positrons avec trois régions : énergies de bonne qualité c'est-à-dire énergies qui vérifient la condition dans l'Ineq. 5.13 et qui contribuent au taux du boson de Higgs d'une façon significative (verte), énergies de mauvaise qualité c'est-à-dire énergies qui ne vérifient pas la condition dans l'Ineq. 5.13 et contribuent moins ou pas du tout aux taux du boson de Higgs (rouge), énergies intermédiaires (bleue).

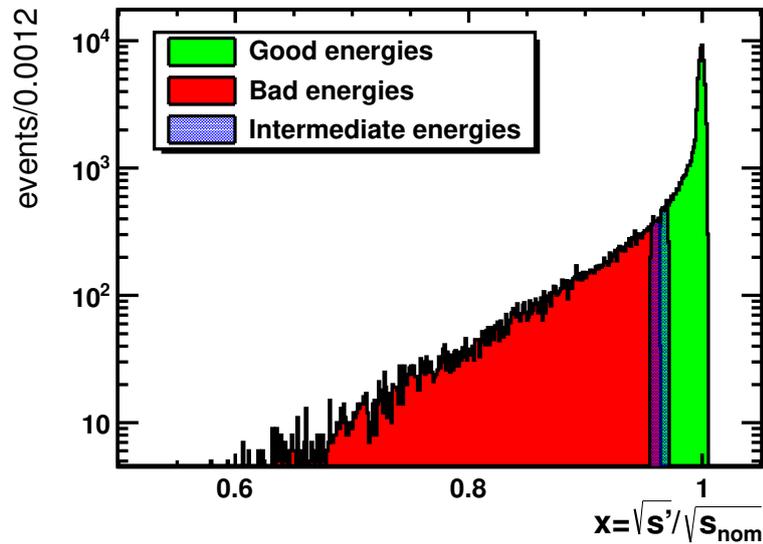


FIGURE 5.4 – Le spectre de luminosité avec trois régions : la région verte satisfaisant la condition dans l'Ineq. 5.13 pour laquelle les énergies de collision produisent le boson de Higgs (énergies de bonne qualité), la région rouge qui ne satisfait pas la condition dans l'Ineq. 5.13 (énergies de mauvaise qualité) et la région bleue à la position intermédiaire (énergies intermédiaires).

Si la masse du boson de Higgs est dans l'intervalle :

$$m_{H,low} < m_{rec} < m_{H,high}, \quad (5.12)$$

les énergies de collision des particules E_1 et E_2 doivent satisfaire la condition suivante (voir Annexe A) :

$$E_{Z,min} < \frac{(E_1 + E_2)^2 + m_Z^2 - m_H^2}{2(E_1 + E_2)} < E_{Z,max}, \quad (5.13)$$

avec,

$$E_{Z,min} = E_Z(m_{rec} = m_{H,high}), \quad (5.14)$$

$$E_{Z,max} = E_Z(m_{rec} = m_{H,low}), \quad (5.15)$$

où $m_{H,low}$ et $m_{H,high}$ sont les limites inférieure et supérieure de la masse de recul du boson de Higgs, m_Z et m_H sont les masses invariantes du boson Z et du boson de Higgs respectivement, m_{rec} la masse du boson de Higgs reconstruite.

Concernant l'angle polaire θ_Z de Z , on peut procéder au même raisonnement :

$$\theta_{Z,min} < \theta_Z < \theta_{Z,max} \quad (5.16)$$

avec,

$$\begin{aligned} \tan^2(\theta_{Z,min}) &= \frac{(4E_1E_2 + m_Z^2 - m_{H,low}^2)^2}{16E_1E_2P_{z,Z}^2} \\ &\quad + \frac{m_Z^2}{P_{z,Z}^2} - 1 \\ \tan^2(\theta_{Z,max}) &= \frac{(4E_1E_2 + m_Z^2 - m_{H,high}^2)^2}{16E_1E_2P_{z,Z}^2} \\ &\quad + \frac{m_Z^2}{P_{z,Z}^2} - 1 \end{aligned} \quad (5.17)$$

Pour distinguer l'énergie de collision, on peut utiliser la condition dans l'Ineq. 5.13. La figure 5.3 montre trois types d'énergies de collision : énergies de bonne qualité c'est-à-dire énergies qui satisfont la condition dans l'Ineq. 5.13 et qui sont supposées contribuer aux taux du boson de Higgs d'une façon significative (verte), énergies de mauvaise qualité

c'est-à-dire énergies qui ne vérifient pas la condition dans l'Inéq. 5.13 et contribuent moins ou pas du tout au taux du boson de Higgs (rouge), énergies intermédiaires (bleu). Les limites inférieure et supérieure sont $m_{H,low} = 116$ GeV et $m_{H,high} = 146$ GeV respectivement et correspondent à la luminosité pour la taille de faisceau très large où l'effet de beamstrahlung est négligeable. L'énergie intermédiaire correspond à $m_{H,low} \pm 4$ GeV ou $m_{H,high} \pm 4$ GeV.

Le spectre de luminosité avec les trois régions est montré sur la figure 5.4. La partie verte satisfait la condition dans l'Inéq. 5.13 tandis que la partie rouge ne la satisfait pas. Une partie intermédiaire est alors à considérer afin de voir plus près ce qui se passe à la position intermédiaire.

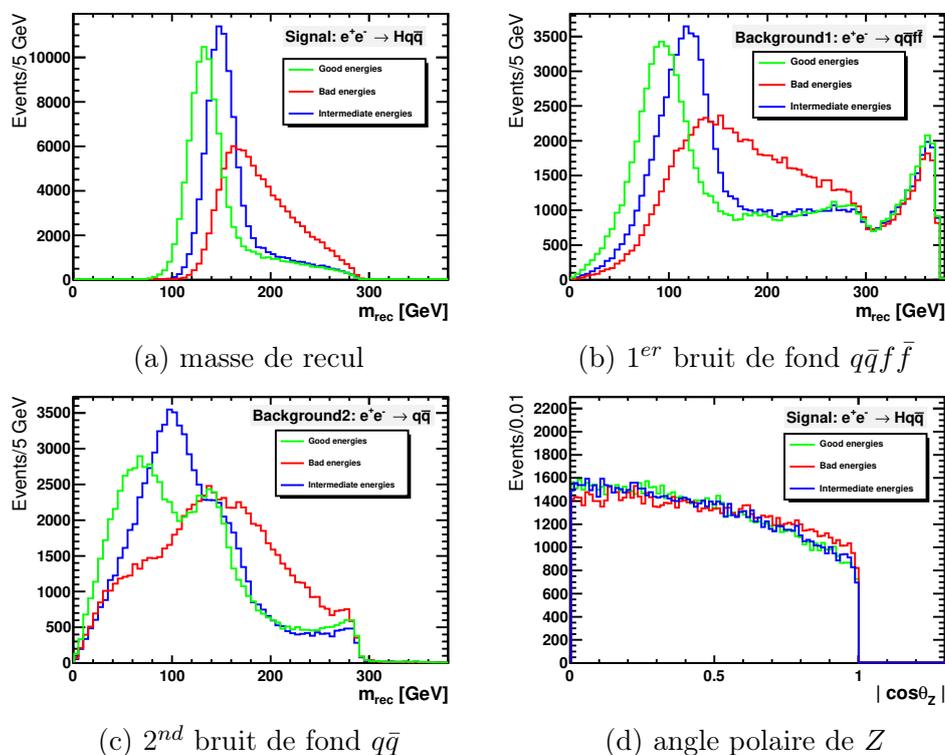


FIGURE 5.5 – Distributions des trois (bonne qualité, mauvaise qualité et qualité intermédiaire) différentes énergies de collision : (a) la masse de recul ; (b) le premier bruit de fond de la masse de recul ; (c) le second bruit de fond de la masse de recul et (d) l'angle polaire de Z . Chaque pic a le même nombre d'événements.

La masse du boson de Higgs est assumée à $m_H = 126$ GeV pour le signal, et $m_H = 12000$ GeV pour le bruit de fond $q\bar{q}f\bar{f}$ pour que ce type de bruit fond ne contienne pas le signal.

La coupure cinématique $p_t > 5$ GeV et la coupure à l'angle $10^\circ < \theta_{q\bar{q}} < 170^\circ$ sont

appliquées pour les deux quarks provenant de la désintégration de Z . ISR, effet de paires cohérentes et beamstrahlung sont simulés.

On peut voir clairement que beamstrahlung modifie le pic de Higgs qui rend la mesure de la masse de boson de Higgs incorrecte. Après avoir servi chaque partie (verte, bleue et rouge) du spectre de luminosité comme des données pour WHIZARD 2.2.4 [76], on obtient les masses de recul sur les figures 5.5a, 5.5b et 5.5c pour le signal, le bruit de fond $q\bar{q}f\bar{f}$, le bruit de fond $q\bar{q}$ respectivement et pour 200.000 événements générés.

Comme le signal, les bruits de fond sont déplacés vers les masses plus élevées (voir figure 5.5b et figure 5.5c) et le pic du boson de Higgs devient de plus en plus caché ; ce qui rend l'extraction du pic de signal plus difficile.

On voit que l'angle de Z est aussi modifié par le beamstrahlung. La figure 5.5d montre que le beamstrahlung fait en sorte que la désintégration se produise tout près de l'axe du faisceau.

Les pics à la valeur de \sqrt{s} très élevée sur la figure 5.5b proviennent des événements de $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ où un des quarks rayonne un gluon qui, à son tour, se divise en une paire de $q\bar{q}$. En plus, à part l'effet de beamstrahlung, les pics de la masse de recul sur les figures 5.5a, 5.5b et 5.5c sont déplacés à cause des coupures sur \sqrt{s} .

5.2.5 Beamstrahlung et la luminosité de collision

L'approche la plus facile pour mettre en évidence que la luminosité et le beamstrahlung sont inter-connectés par le biais de la taille horizontale du faisceau, est de faire un scan complet en réduisant l'angle de diffusion et la taille. Ceci est possible en utilisant un paramètre d'échelonnage S_x qui est défini par :

$$S_x = \sqrt{\frac{\epsilon_x}{\epsilon_0}} \quad (5.18)$$

où ϵ_0 est l'émittance horizontale nominale normalisée. Il est à noter que S_x est proportionnel à σ_x car ce dernier est proportionnel à $\sqrt{\epsilon_x}$ (voir Sec. 2.2.1).

Le logiciel de simulation GUINEA-PIG [33] permet de faire une telle simulation. La

luminosité intégrée \mathcal{L}_{int} est donnée par :

$$\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L} dt = \frac{\mathcal{L}_{GP}}{\mathcal{L}_0} \cdot \mathcal{L}_{ref} [\text{fb}^{-1}] \quad (5.19)$$

où \mathcal{L} est la luminosité instantanée ; \mathcal{L}_{GP} est la luminosité issue de GUINEA-PIG ; \mathcal{L}_0 est la luminosité issue de GUINEA-PIG servant à la comparaison et \mathcal{L}_{ref} la luminosité intégrée de référence. La luminosité intégrée \mathcal{L}_{int} , normalisée à 500 fb^{-1} pour $S_x = 1$, pour chaque valeur de S_x est illustrée sur la figure 5.6. Le point de référence correspond à $\mathcal{L}_0 = 8,910 \cdot 10^{33} \text{ m}^{-2}\text{bx}^{-1}$ et pour $\mathcal{L}_{ref} = 500 \text{ fb}^{-1}$.

On peut voir que le beamstrahlung augmente la luminosité. Pourtant, d'une part, pour S_x très faible, elle ne suit pas le simple échelonnage (simple scaling) qui prédit que $\mathcal{L}_{int} \sim \frac{1}{\sqrt{\epsilon_x}} = \frac{1}{S_x \sqrt{\epsilon_0}}$ à cause des autres phénomènes physiques. D'autre part, le beamstrahlung a un effet sur la luminosité pour S_x faibles d'une manière que la différence entre le pic de luminosité $\mathcal{L}_{99\%}$ et la luminosité totale intégrée \mathcal{L}_{int} devient élevée.

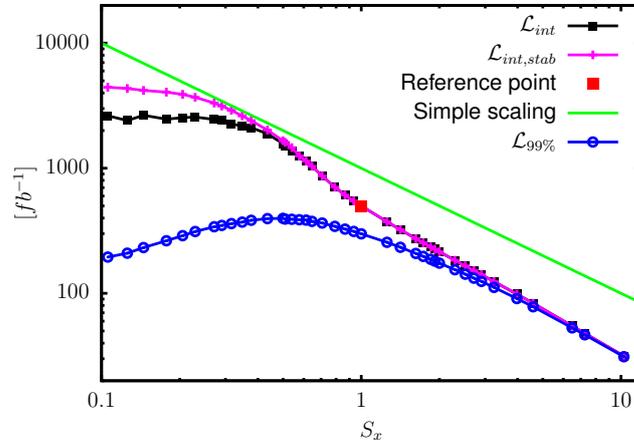


FIGURE 5.6 – La luminosité intégrée sans la stabilisation de collision (noire), la luminosité intégrée avec la stabilisation de collision (magenta), le pic de luminosité (bleu) et le simple échelonnage (vert) : $\mathcal{L}_{int} \sim \frac{1}{S_x \sqrt{\epsilon_0}}$ pour chaque valeur de S_x .

Cela veut dire que réduire la taille du faisceau n'est plus intéressant quand la valeur de $\mathcal{L}_{99\%}$ la plus élevée est atteinte puisque la qualité de luminosité ne s'améliore plus.

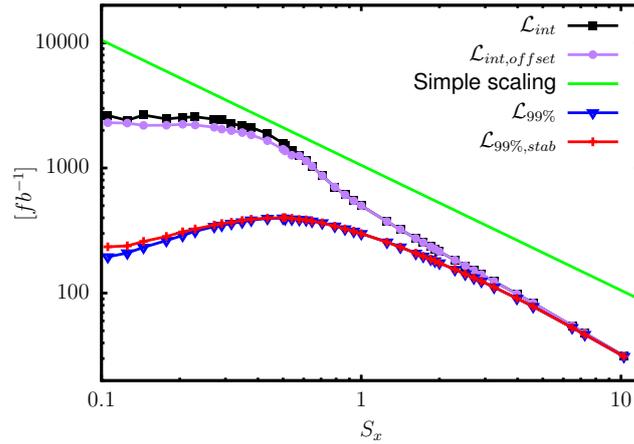


FIGURE 5.7 – Luminosité intégrée sans stabilisation de collision (noire), luminosité avec un décalage (offset) de 0,1 pour chaque faisceau à S_x très faible (violet), pic de luminosité sans stabilisation de collision (bleu), pic de luminosité avec stabilisation de collision (rouge), et le simple échelonnage (vert) pour chaque valeur de S_x .

En fait, pour une taille de faisceau très faible, la «disruption» (voir Sec. 3.5) est une des sources majeures d'instabilité de collision. Ce phénomène est dû à la force d'attraction que les deux paquets en collision exercent l'un sur l'autre et qui provoque une amélioration de la luminosité. On peut le voir clairement quand la taille du faisceau devient très faible. Cependant, si on continue encore à réduire la taille du faisceau, ce phénomène est saturé à un certain niveau à cause de la perte d'énergie des particules suite à l'effet du beamstrahlung. Dans ce cas, la luminosité ne s'améliore plus.

On peut voir sur la figure 5.7 que la luminosité intégrée montrant une sorte de ligne presque horizontale à l'émittance faible (moins de $S_x = 0,3$) ne suit pas le simple échelonnage non plus. La raison est que, à ce régime, la collision n'est plus stable. Le faisceau perd de plus en plus de particules de faible énergie en dehors du «grid»¹ à cause de la force électromagnétique puissante déviant largement le trajet des particules au moniteur de position de faisceau ou BPM (Beam Position Monitor).

Dans ce travail, nous avons fait des efforts pour stabiliser la collision. En fait, agrandir la taille du «grid» n'améliore même pas la luminosité puisque les particules de faibles énergies n'arrivent plus à se tamponner. En plus, le nombre de particules en dehors du «grid» augmente considérablement à partir de $S_x = 0,3$ vers les valeurs inférieures provoquant aussi la perte de luminosité. Deux méthodes peuvent être utilisées pour stabiliser

1. Le «grid» est l'ensemble des cellules dans lesquelles les particules du faisceau entrent en collision.

la collision : la première est d'appliquer la *force symétrique* qui modélise le faisceau à être symétrique de haut en bas et de gauche à droite ; la seconde est de combiner la première méthode avec la taille de «grid» plus grande qui correspond à la courbe magenta sur la figure 5.6. Ces méthodes améliorent la luminosité et la reconstruction d'une façon significative pour la taille de faisceau très faible.

Pourtant, en appliquant un décalage de 0,1 pour chaque faisceau et en agrandissant le «grid», on obtient presque la même luminosité (voir les courbes noires et violettes sur la figure 5.7). Cela signifie que la luminosité n'est pas sensible au décalage du faisceau alors qu'elle doit l'être pour le cas de forte «disruption». La stabilisation de collision a très peu d'effet sur le pic de luminosité (voir la courbe rouge et bleue sur la figure 5.7). Cela signifie que seulement la collision des particules de faible énergie subissent l'instabilité de collision. La figure 5.8 montre aussi que le nombre de photons atteint le maximum pour $S_x = 0,1$. Cela veut dire que même l'effet de beamstrahlung atteint sa limite. En plus, la luminosité doit être proportionnelle à $n_\gamma^{3/2}$.

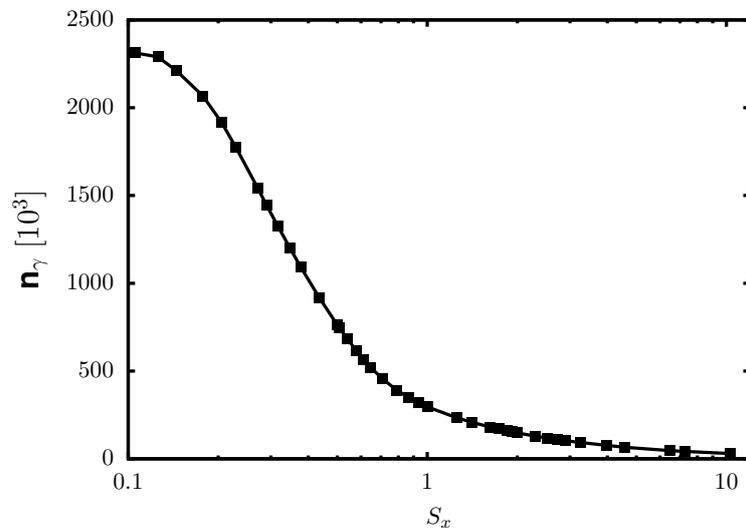


FIGURE 5.8 – Nombre de photons pour chaque valeur de S_x .

Toutes ces idées conduisent à l'hypothèse que le cas de *collision non stabilisée* (voir les courbes noires dans la figure 5.6 et la figure 5.7) pourrait être le plus réaliste pour l'optimisation des paramètres de faisceau. Ceci représente mieux la luminosité de collision en fonction de la taille du faisceau. Cependant, les deux cas (c'est-à-dire sans et avec stabilisation de collision) sont tous raisonnables et les résultats pour chaque cas seront

rapportés.

5.3 La stratégie de l'optimisation

La stratégie de l'optimisation est basée sur le fait qu'un choix de paramètre de faisceau correspond à une luminosité spécifique.

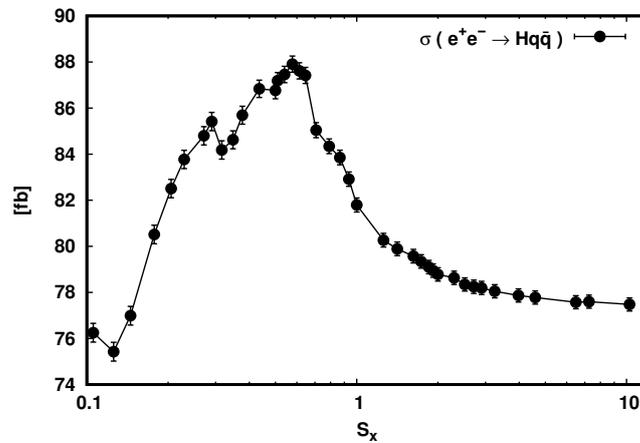


FIGURE 5.9 – Section efficace du signal avec l'effet du beamstrahlung pour chaque valeur de S_x et sans la stabilisation de collision. Ces valeurs sont générées par WHIZARD.

Cette dernière est utilisée pour générer des événements et chaque cas est analysé séparément.

Ainsi, la luminosité de collision est produite par GUINEA-PIG après avoir réglé et fixé le paramètre de faisceau. Quarante cas sont choisis entre $S_x = 0,1$ et $S_x = 10$. Un nombre de 200.000 événements sont générés à l'aide de WHIZARD pour, à la fois, le signal et le bruit de fond et pour chaque cas en supposant la masse de boson de Higgs de 126 GeV. On extrait en suite les sections efficaces du signal et du bruit de fond.

La qualité du faisceau est décrite par l'incertitude de la section efficace $\Delta\sigma/\sigma$ définie par :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sqrt{\tilde{N}_s + \tilde{N}_b}}{\tilde{N}_s} \cdot 100\% \quad (5.20)$$

avec,

$$\tilde{N}_s = \eta_s \cdot N_{exps}, \quad (5.21)$$

$$N_{exps} = \sigma_s \cdot \mathcal{L}_{int}, \quad (5.22)$$

$$\sigma_s = \sigma(e^- e^+ \rightarrow Hq\bar{q}), \quad (5.23)$$

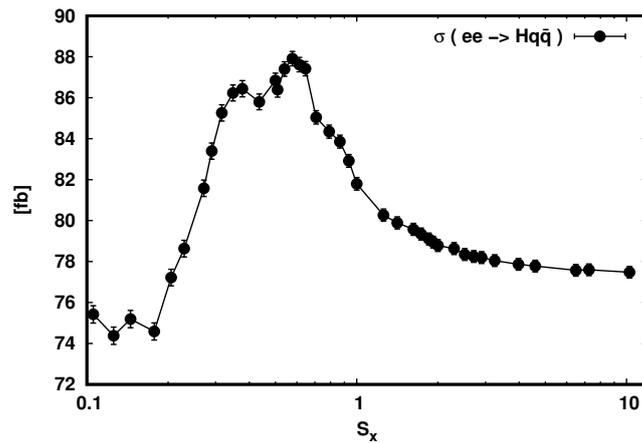


FIGURE 5.10 – Section efficace du signal avec l'effet du beamstrahlung pour chaque valeur de S_x et avec la stabilisation de collision. Ces valeurs sont générées par WHIZARD.

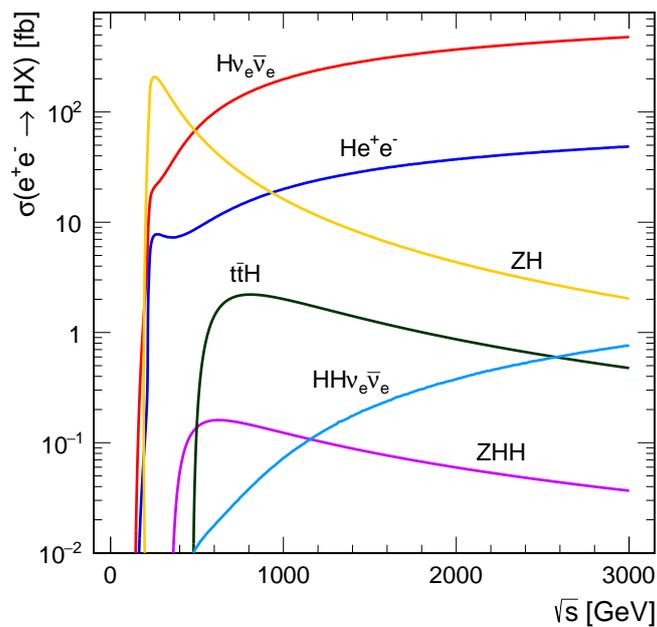


FIGURE 5.11 – Section efficace de production de Higgs pour différentes énergies de centre de masse. Ceci inclut le ISR et non le beamstrahlung.

Il en est de même pour le bruit de fond,

$$\tilde{N}_b = \eta_b \cdot N_{expb}, \quad (5.24)$$

$$N_{expb} = \sigma_b \cdot \mathcal{L}_{int}, \quad (5.25)$$

$$\sigma_b = \sigma(e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}f\bar{f}) + \sigma(e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}) \quad (5.26)$$

où, $\tilde{N}_{s,b}$ sont le nombre d'événements de signal et de bruits de fond, $\sigma_{s,b}$ sont les sections efficaces, $\eta_{s,b}$ sont les efficacités, N_{expb} sont les nombres des événements attendus selon la luminosité pour le signal et le bruit de fond. La section efficace avec l'effet de beamstrahlung est générée par WHIZARD pour l'échantillon de signal et de bruit de fond, les deux à la fois. Les figures 5.9 et 5.12 les montrent.

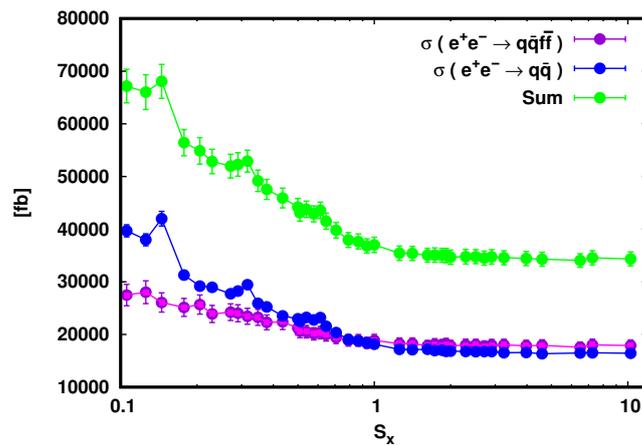


FIGURE 5.12 – Section efficace pour le bruit de fond avec l'effet de beamstrahlung et sans la stabilisation de collision pour chaque valeur de S_x . Ces valeurs sont générées par WHIZARD. On considère deux types de bruit de fond et la somme des deux types de section efficace est utilisée.

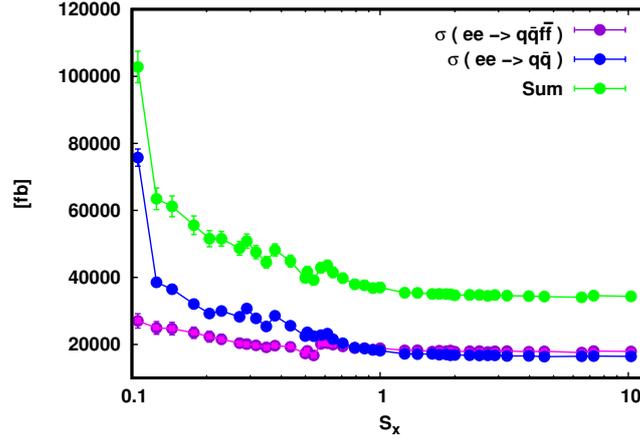


FIGURE 5.13 – Section efficace pour le bruit de fond avec l’effet de beamstrahlung et avec la stabilisation de collision pour chaque valeur de S_x . Ces valeurs sont générées par WHIZARD. On considère deux types de bruit de fond et la somme des deux types de section efficace est utilisée.

Vu que le spectre de la section efficace de $\sigma(e^+e^- \rightarrow HZ)$ en fonction de l’énergie s’accroît brusquement et atteint le maximum à 240 GeV environ avant de décroître (voir figure 5.11), plus de beamstrahlung augmente la section efficace. On peut le voir clairement dans la figure 5.9. Néanmoins, la reconstruction devient plus difficile car la masse de recul est déplacée à cause du beamstrahlung et l’efficacité de reconstruction est faible. Concernant la section efficace du bruit de fond dans la figure 5.12, elle continue de monter pour les S_x faibles.

5.3.1 L’approche directe

Naïvement, on peut trouver la valeur optimum de paramètre de faisceau en appliquant une démarche très simple basée sur les limites inférieure et supérieure abordées dans la Sec. 5.2.4. Le nombre d’évènements issus des énergies de collision de bonne qualité est compté et rien d’autre.

On peut introduire la *qualité de luminosité* $\mathcal{L}_{goodness}$ qui est définie par :

$$\mathcal{L}_{goodness} = \frac{\mathcal{L}_{peak}}{\mathcal{L}_{int}} \quad (5.27)$$

où \mathcal{L}_{peak} est le pic de luminosité satisfaisant la condition dans l’Ineq. 5.13 et \mathcal{L}_{int} est la luminosité intégrée totale.

L'efficacité du signal η_s et celle du bruit de fond η_b deviennent :

$$\eta_s = \frac{N_s}{N_{exps}} \quad (5.28)$$

$$\eta_b = \frac{N_b}{N_{expb}} \quad (5.29)$$

où N_s et N_b sont les nombres d'événements dans les limites inférieure et supérieure de la masse de recul du boson de Higgs définie dans la Sec. 5.2.4; N_{exps} et N_{expb} sont les nombres des événements attendus pour le signal et le bruit de fond respectivement.

La figure 5.14 montre que la qualité de luminosité $\mathcal{L}_{goodness}$ est en accord raisonnable avec l'efficacité du signal η_s dans l'Eq. 5.28. La différence est due à ISR, car ceci a été activé seulement dans WHIZARD et non pas dans GUINEA-PIG. Le $\mathcal{L}_{goodness}$ atteint 100% pour $S_x = 10$.

On peut utiliser le $\mathcal{L}_{goodness}$ pour déterminer la valeur optimum du paramètre du faisceau selon la qualité de la reconstruction des événements du boson de Higgs.

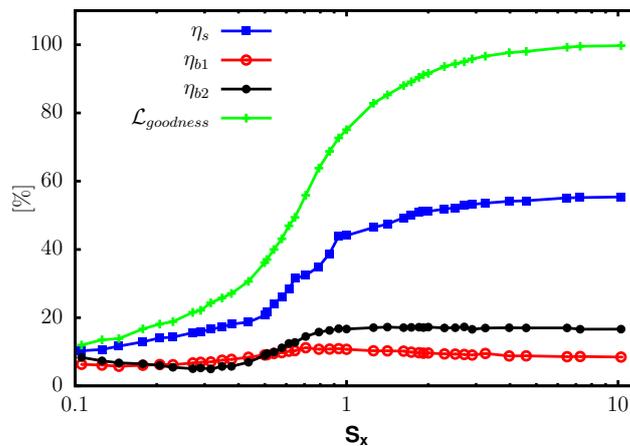


FIGURE 5.14 – L'efficacité du signal (bleu) et celle du bruit de fond (rouge et noire), la qualité de luminosité (verte) pour chaque valeur de S_x . L'efficacité du signal (bleu) est en accord raisonnable avec la qualité de luminosité (verte).

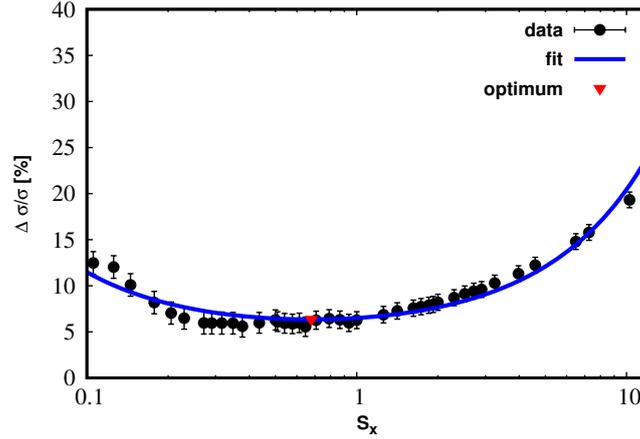


FIGURE 5.15 – L’incertitude de la section efficace ajustée pour chaque valeur de S_x montrant la valeur optimale pour $R_j = 3,5\%$, en appliquant la méthode directe et pour une luminosité intégrée de 500 fb^{-1} .

La précision $\Delta\sigma/\sigma$ obtenue pour chaque valeur de S_x est ajusté (fitted) afin d’extraire la valeur optimale. Une fonction d’ajustage plus raisonnable avec $\chi^2/ndof \approx 1$ est :

$$f(x) = \frac{x}{a} \exp [(\log x - c)^2/b] \quad (5.30)$$

«ndof» est le nombre de degrés de liberté.

5.3.2 L’optimisation de l’approche directe

On peut voir dans la figure 5.15 que l’incertitude de la section efficace à l’optimum est environ 6%, ce qui est tout à fait mauvais. En fait, cette approche sert plutôt à localiser l’optimum et non pas à atteindre la bonne précision. De toute façon, elle ne supprime pas les bruits de fond ; elle consiste à compter les événements dans l’intervalle. Pourtant, ces limites inférieure et supérieure définies dans l’Eq. 5.13 ont aussi besoin d’être optimisées.

Pour cela, on peut procéder à un scan à deux dimensions pour trouver les valeurs raisonnables de ces limites.

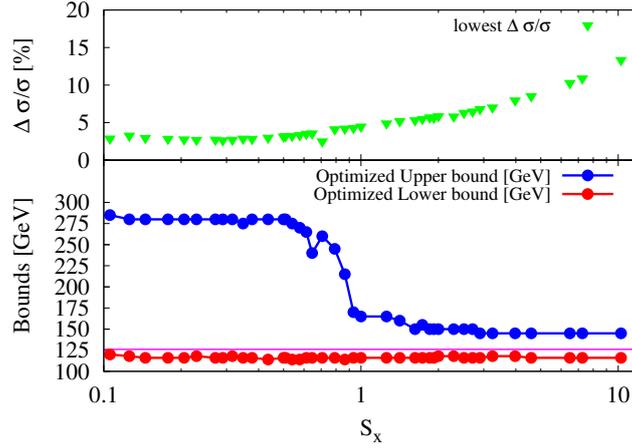


FIGURE 5.16 – Optimisation des limites inférieure et supérieure de la masse de recul du boson de Higgs.

La figure 5.16 montre le résultat du scan à deux dimensions. L'optimisation consiste à trouver les limites qui donnent plus de précision, c'est-à-dire $\Delta\sigma/\sigma$ minimum. Les points verts dans la figure 5.16 indiquent les valeurs minimales de $\Delta\sigma/\sigma$ obtenues pour chaque intervalle de masse de recul. On peut voir sur cette figure que la limite inférieure est presque constante $m_{H,low} \approx 116$ GeV, la même que dans l'Inéq. 5.12. La limite supérieure présente néanmoins deux valeurs : pour $S_x > 1$, $m_{H,high1} \approx 146$ GeV et pour $S_x < 1$, $m_{H,high2} \approx 275$ GeV. Ce qui conduit à avoir deux types d'intervalle de masse de recul à considérer :

$$116 \text{ [GeV]} < m_{rec} < 146 \text{ [GeV]}, \quad (5.31)$$

et,

$$116 \text{ [GeV]} < m_{rec} < 275 \text{ [GeV]}. \quad (5.32)$$

Pour chacun de ces intervalles de masse de recul, la valeur optimale est montrée dans la figure 5.17. En fait, d'autres phénomènes physiques apparaissent lorsque S_x est devenu faible. Ce qui se répercute sur la valeur optimale. Plus la largeur d'intervalle est grande (voir Inéq. 5.32) plus la valeur optimale est petite (voir figure 5.17). Mais on a plus de précision avec l'intervalle large dans l'Inéq. 5.32.

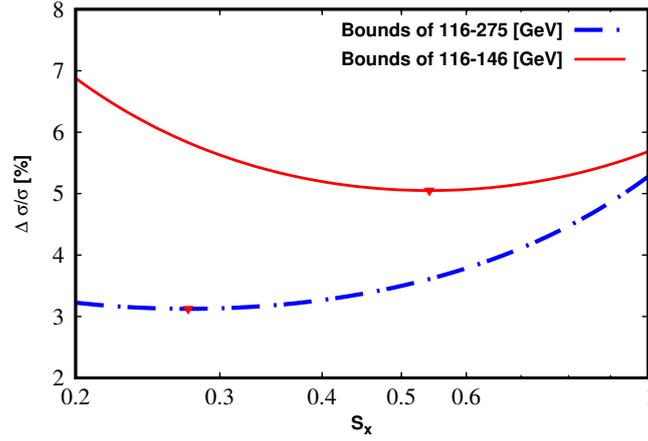


FIGURE 5.17 – Valeurs optimales obtenues avec les deux types d'intervalle de masse de recul.

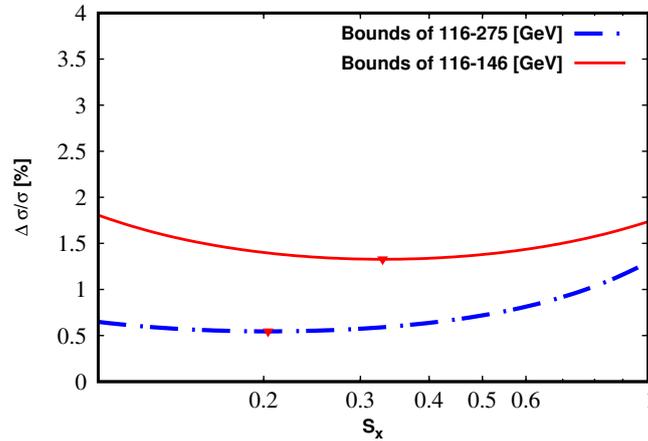


FIGURE 5.18 – Valeurs optimales obtenues avec les deux types d'intervalle de masse de recul et avec la suppression du bruit de fond jusqu'à 5,3 fois plus du nombre des signaux.

Si on suppose qu'un autre outil permet de supprimer le nombre de bruit de fond dans l'intervalle de masse de recul à un niveau tel que : $N_s * 5,3 = N_b$, les précisions et les valeurs optimales sont montrées dans la figure 5.18.

5.3.3 L'approche par reconstruction

Cette approche représente une façon plus réaliste pour faire cette étude d'optimisation. Dans ce cas, on n'utilise pas de limites inférieure et supérieure de masse de recul du boson de Higgs. On utilise plutôt un classificateur appelé BDT (Boosted Decision Tree) implémenté dans un outil appelé TMVA (Multivariate Analysis Tool)[77] pour supprimer

les bruits de fond. On considère seulement les quarks qui ont un moment d'inertie transversal au dessus de 5 GeV et un angle polaire dans l'intervalle de $10^\circ < \theta_{q\bar{q}} < 170^\circ$. Le nombre d'évènements attendus N_{exp} est le produit de la section efficace et la luminosité intégrée correspondante. Cette dernière est calculée (voir Eq. 5.19) en utilisant les données de sortie de GUINEA-PIG. La suppression des bruit de fond se fait par les «packages» du TMVA en utilisant les quatre variables suivants :

- la masse de recul,
- la masse reconstruite de Z ,
- l'angle polaire de Z et
- l'angle des quarks issus de la désintégration de Z relatif à leur direction dans le référentiel de repos de Z .

Les distributions des quatre variables utilisées par le classificateur BDT pour sélectionner les évènements sont montrées dans la figure 5.19. Le TMVA donne les efficacités du signal et du bruit de fond selon le nombre d'évènements sélectionnés \tilde{N} .

La diffusion énergétique initiale, l'effet de paires cohérentes et le beamstrahlung sont simulés avec GUINEA-PIG alors que le ISR est activé dans WHIZARD car ceci dépend de l'évènement proprement parlé.

Cette étude est faite au niveau de générateur à Monte Carlo et la méthode de brouillage, comme décrite dans l'Eq. 5.10 est appliquée pour estimer la résolution de l'énergie du «jet». La luminosité intégrée est normalisée à 500 fb^{-1} . L'analyse d'un seul cas est résumée dans le Tableau 5.1 où les variables définies dans la Sec. 5.3 sont utilisées pour calculer l'incertitude de la section efficace $\Delta\sigma/\sigma$ correspondant à $\epsilon_{x,nom} = 0,950 \mu\text{m}$ et à $R_j = 3,5\%$. N_{exp} et \tilde{N} sont les nombres d'évènements avant et après la classification de TMVA respectivement. L'efficacité du signal η_s et l'efficacité du bruit de fond η_b sont données par TMVA ; N_{gen} est le nombre d'évènements générés et N_{exp} est le nombre d'évènements attendus basés sur la luminosité intégrée qu'on a fixée.

Si on essaie de localiser naïvement la valeur optimale, il est raisonnable de diviser S_x en trois régions : *région 1* où S_x est inférieur à $S_{x,low} = 0,3$; *région 2* où S_x est inférieur à valeur nominale $S_{x,nom} \simeq 1$ et supérieur à $S_{x,low}$; *région 3* où S_x est supérieur à $S_{x,nom}$. Ces trois *régions* sont illustrées dans la figure 5.20. Cette figure montre aussi les courbes des paramètres pertinents de l'optimisation développés dans la Sec. 5.3 : la section efficace

du signal et celle du bruit de fond avec l'effet de beamstrahlung et la luminosité intégrée. Les courbes sont superposées afin de voir leur comportement simultanément. En fait, cette figure a pour but de localiser naïvement dans laquelle de ces trois régions indiquées ci-dessus devrait se trouver la valeur optimum.

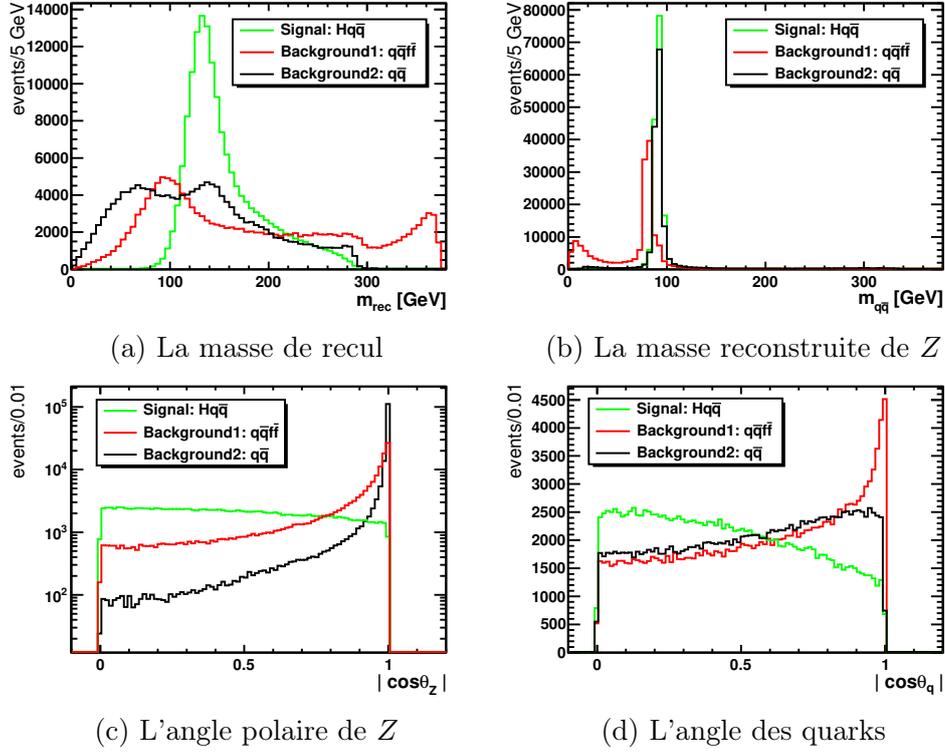


FIGURE 5.19 – Les distributions des quatre variables utilisées par TMVA avec un classificateur BDS pour sélectionner les événements : (a) la masse de recul ; (b) la masse reconstruite de Z ; (c) l'angle polaire de Z et (d) l'angle des quarks issus de la désintégration de Z relatif à leur direction dans le référentiel de repos de Z .

Variables	Unité	Signal	Bruit de fond
ϵ_x	$[\mu\text{m}]$	0,950	0,950
σ	$[\text{fb}]$	81,794	36.532
N_{gen}	-	200.000	200.000
N_{exp}	-	40.897	18.265.900
η	$[\%]$	25,98	0,13
$\tilde{N}_{s,b}$	-	10.627	24.641
$\Delta\sigma/\sigma$	$[\%]$		1,767

TABLE 5.1 – Résumé des variables définies dans la Sec. 5.3 qu'on a utilisé pour calculer $\Delta\sigma/\sigma$. Ceci correspond à $\epsilon_x = 0,950 \mu\text{m}$ et pour $R_j = 3,5\%$. N_{exp} et $\tilde{N}_{s,b}$ sont respectivement les nombres d'événements avant et après la classification de TMVA.

La section efficace du bruit de fond σ_b est un peu élevée à S_x faible, cependant ceci devient presque constant dans la *région 2*. La section efficace du signal σ_s est presque constante, à l'exception d'une très petite bosse dans la *région 1* et dans la *région 2*. Il est clair que la valeur optimale devrait être dans la *région 2*.

On peut voir dans la figure 5.22 que l'efficacité du bruit de fond η_b s'accroît très lentement en formant une petite bosse environ $S_{x,nom} \simeq 1$ et son accroissement est négligeable comparé à l'accroissement de l'efficacité du signal. Si on va vers les S_x plus petits, η_s décroît considérablement dans la *région 2* car les particules perdent de plus en plus leur énergie à cause du beamstrahlung. Par conséquent, le meilleur compromis entre la luminosité et le beamstrahlung devrait être dans la *région 2*.

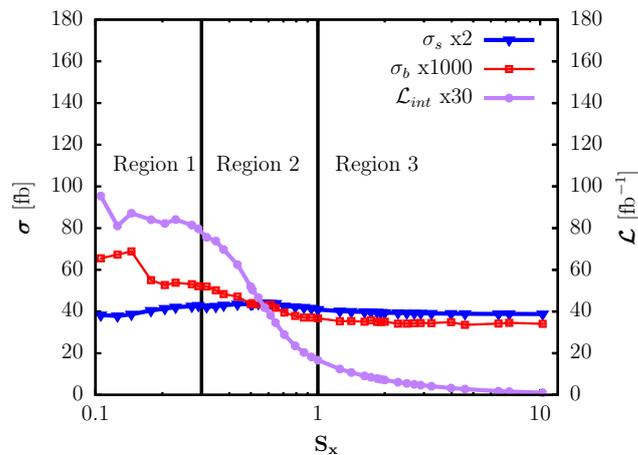


FIGURE 5.20 – Les trois paramètres pertinents tels que la section efficace du signal (bleu), la section efficace du bruit de fond (rouge), la luminosité intégrée (violet) en fonction de S_x .

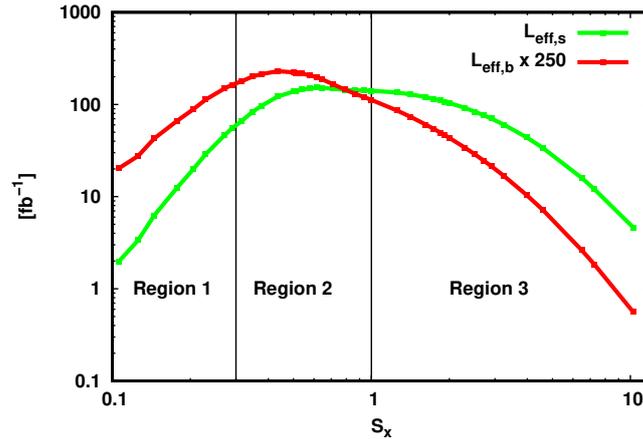


FIGURE 5.21 – La luminosité efficace du signal et du bruit de fond pour chaque valeur de S_x et pour $R_j = 0,0\%$.

La luminosité efficace dans la figure 5.21 est le produit de l'efficacité et de la luminosité de collision. On peut voir dans cette figure que les pics de la luminosité efficace sont tous les deux dans la *région 2*. Cela prouve encore que les valeurs optimales doivent se trouver dans cette région.

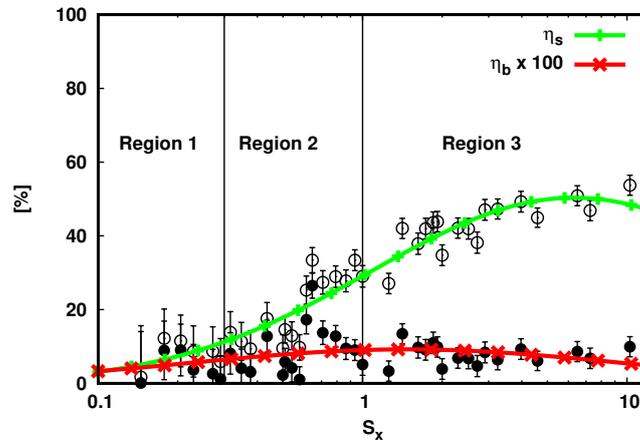


FIGURE 5.22 – L'ajustage de l'efficacité du signal (vert) et celle du bruit de fond (rouge) pour $R_j = 0,0\%$ et pour chaque valeur de S_x .

Les efficacités dans les figure 5.14 et figure 5.22 sont au même $R_j = 0,0\%$ afin de pouvoir faire une comparaison. En effet, si on compare l'efficacité du signal η_s dans la figure 5.14 et celle dans la figure 5.22, cette dernière est plus faible car la sélection du TMVA est plus puissante que de simplement compter les événements dans les limites inférieure et supérieure de la masse de recul développées dans la Sec. 5.2.4. Elle devient

plus faible pour un niveau de beamstrahlung plus élevé mais plus de bruits de fond sont acceptés. Pour $R_j = 0,0\%$, les efficacités sont ajustées, en utilisant la fonction d'ajustage $1/f(x)$.

Toutefois, l'efficacité pour $R_j = 3,5\%$ se comporte différemment (voir figure 6.9). Ceci vient du fait que le pouvoir de supprimer les bruits de fond par le TMVA s'est réduit largement quand on applique la méthode de brouillage surtout dans les parties à faible S_x . C'est pourquoi les efficacités, aussi bien pour le bruit de fond que pour le signal pour les S_x faibles c'est-à-dire $S_x < 1$, dans la figure 6.9 ont augmenté par rapport à celles obtenues dans la figure 5.22. De plus, le signal a été beaucoup supprimé pour $S_x > 1$.

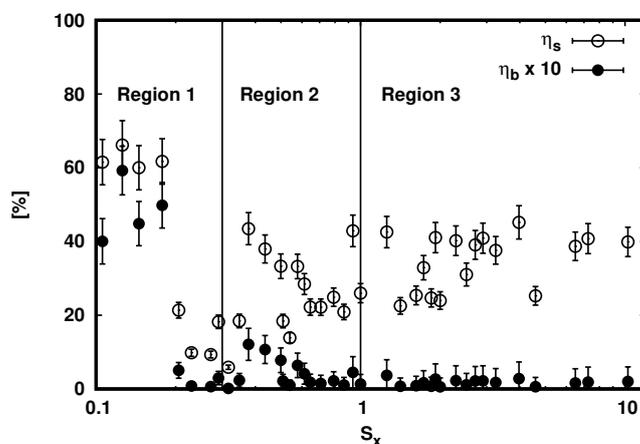


FIGURE 5.23 – L'efficacité du signal et celle du bruit de fond pour $R_j = 3,5\%$ et pour chaque valeur de S_x .

En se basant sur les efficacités η_s et η_b sur la figure 5.22, on constate que $N_s * 5,3 \approx N_b$. C'est pour cette raison qu'on a considéré le facteur 5,3 dans la figure 5.18 afin d'avoir une idée de la valeur de l'optimum et de la précision si on pouvait combiner l'approche directe et l'approche par reconstruction. Cette «approche combinée» n'est pas abordée dans ce travail.

Les résultats

6.1 Les résultats pour CLIC

Le tableau 6.1 montre les résultats de l'optimisation pour les quatre résolutions de l'énergie de «jet» à savoir la résolution parfaite ($R_j = 0,0\%$), la résolution à $3,0\%$, à $3,5\%$ et résolution à $4,0\%$. La valeur optimale $S_{x,opt}$ ainsi que l'incertitude de la section efficace correspondante $\Delta\sigma/\sigma$ sont résumées. L'ajustage de $\Delta\sigma/\sigma$ en fonction de S_x pour les trois différentes résolutions d'énergies de jet est montré sur la figure 6.1. Ces résultats sont obtenus après avoir stabilisé la collision en supprimant les effets de disruption discutés dans la Sec. 5.2.5. Dans le cas contraire, c'est-à-dire si on ne stabilise pas la collision, les valeurs optimales de S_x sont un peu élevées mais les incertitudes correspondantes sont aussi élevées. Pour le cas où on ne stabilise pas la collision, les résultats sont montrés sur le tableau 6.2. L'ajustage de $\Delta\sigma/\sigma$ en fonction de S_x pour les trois différentes résolutions d'énergie de jet est montré sur la figure 6.5. La figure 6.3 montre l'ajustage de $\Delta\sigma/\sigma$ pour chaque valeur de S_x et pour $R_j = 3,5\%$.

R_j [%]	$S_{x,opt}$	$\Delta\sigma/\sigma$ [%]
0,0	0,6453	1,323
3,0	0,4166	1,630
3,5	0,4065	1,666
4,0	0,3797	1,722

TABLE 6.1 – Les valeurs optimales de S_x pour la parfaite, $3,0\%$, $3,5\%$, et $4,0\%$ de résolution d'énergie de «jet» et l'incertitude de la section efficace correspondante. Ces valeurs sont obtenues après avoir stabilisé la collision.

Les incertitudes de la section efficace dans le tableau 5.1 et dans le tableau 6.2 sont proches de l'incertitude fractionnelle sur la section efficace totale provenant de la simula-

tion complète¹ à l'énergie centre de masse $\sqrt{s} = 350$ GeV [3][74].

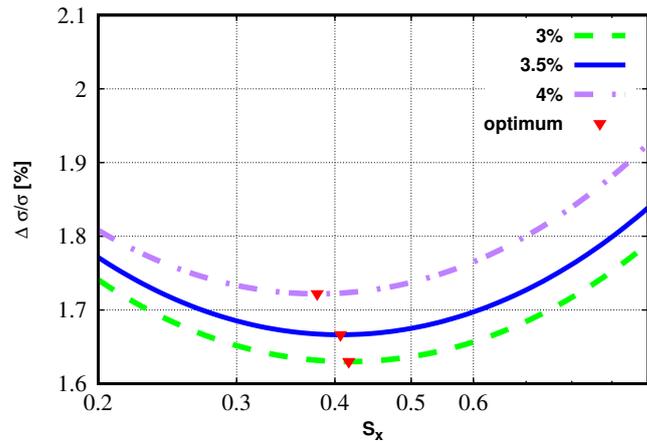


FIGURE 6.1 – L'incertitude de la section efficace pour chaque valeur de S_x agrandie dans la région 2 et montrant la valeur optimale. Ceci est pour la résolution d'énergie de «jet» à 3%, 3,5% and 4,0% et après avoir stabilisé la collision. Seulement les courbes d'ajustage sont montrées.

R_j [%]	$S_{x,opt}$	$\Delta\sigma/\sigma$ [%]
0,0	0,7162	1,355
3,0	0,4820	1,692
3,5	0,4777	1,720
4,0	0,4624	1,806

TABLE 6.2 – Valeurs optimales de S_x pour la résolution d'énergie de «jet» à 0,0% (parfaite), à 3,0%, à 3,5%, et à 4,0% et l'incertitude de la section efficace correspondante. Ces valeurs sont obtenues sans avoir stabilisé la collision.

Dans ces références susmentionnées, une étude similaire avec une simulation complète a été rapportée où la section efficace du processus Higgsstrahlung peut être mesurée en utilisant la masse de recul hadronique avec une incertitude de $\Delta\sigma(HZ) = \pm 1,8\%$ au CLIC. Des résultats plus récents sont rapportés ici [3] et la même incertitude à 350 GeV s'élève à 1,8% au CLIC. L'incertitude $\Delta\sigma/\sigma = 1,720\%$ à la valeur optimale de S_x (voir table 6.2) et $\Delta\sigma/\sigma = 1,767\%$ à sa valeur nominale (voir table 5.1) sont très proches de celles issues de la simulation complète. En fait, la simulation complète offre une possibilité d'utiliser un «likelihood» qui permet de faire l'ajustage et par la suite, la suppression des événements inutiles. Sans cet ajustage à travers un «likelihood» spécial, le résultat de

1. La simulation complète se réfère à la simulation du détecteur avec le programme de simulation appelé «Geant4», à part la simulation d'événement par le générateur à Monte Carlo.

précision dans la simulation complète aurait été $\Delta\sigma(HZ) = \pm 1,9\%$ au CLIC[3][74]. Dans ce cas, la précision obtenue est un peu compétitive si on la compare avec celle issue de la simulation complète. Ceci est en plus du fait qu'à 350 GeV l'effet de beamstrahlung est moindre par rapport à celui à 380 GeV. Les résultats après avoir stabilisé la collision dans le tableau 6.1 sont encore meilleurs.

Similairement à la figure 5.20, la figure 6.3 peut être divisée en trois *régions* : les mêmes que celles expliquées dans la Sec. 5.3.3. Le niveau de beamstrahlung est évidemment très élevé dans la *région 1*. En allant vers les S_x plus faibles, la luminosité intégrée atteint sa valeur maximale et devient constante (voir figure 5.6). L'efficacité de reconstruction du signal est à sa valeur minimale. La résolution est donc mauvaise. Le problème majeur dans cette région est l'impossibilité de réduire la taille du faisceau à ces valeurs qui sont vraiment minuscules.

La figure 5.15 montre la valeur optimale issue de l'approche naïve où l'optimum n'est pas très loin de celui issu de l'approche par reconstruction développée dans la Sec. 5.3.3 et est montré dans la figure 6.3. Pourtant, le $\Delta\sigma/\sigma$ correspondant est mauvais car les limites inférieure et supérieure de la masse de recul du boson de Higgs qui ont été utilisées, ont aussi besoin d'être optimisées. Surtout, l'approche naïve ne permet pas de supprimer les bruits de fond.

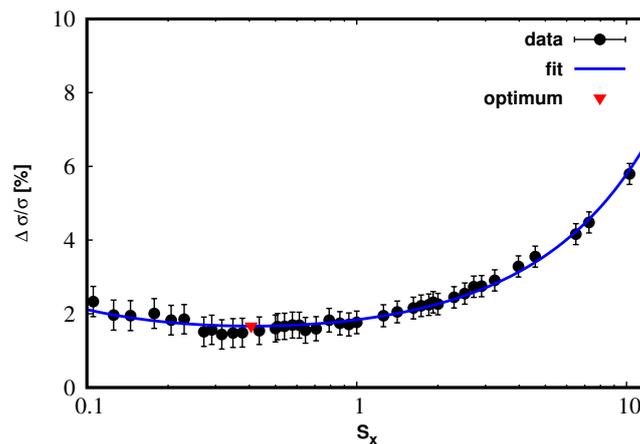


FIGURE 6.2 – L'incertitude de la section efficace pour chaque valeur de S_x montrant l'optimum pour $R_j = 3,5\%$ et sans avoir stabilisé la collision.

On peut voir clairement que dans la *région 3* jusqu'à $S_x = 10$, $\Delta\sigma/\sigma$ est à trois fois plus de sa valeur à $S_{x,nom}$ qui correspond approximativement à un facteur de 10 de perte de

luminosité (voir figure 5.6). Par conséquent, le fait que le beamstrahlung est négligeable ne peut pas compenser la qualité de reconstruction dans cette région car la perte de luminosité est très significative. A part la perte de luminosité très importante, en augmentant la taille du faisceau, la résolution de la masse de recul ne s'améliore pas à cause de la mauvaise qualité de la reconstruction d'événement. L'efficacité de la reconstruction du signal y est presque constante (voir figure 5.14 et figure 5.20).

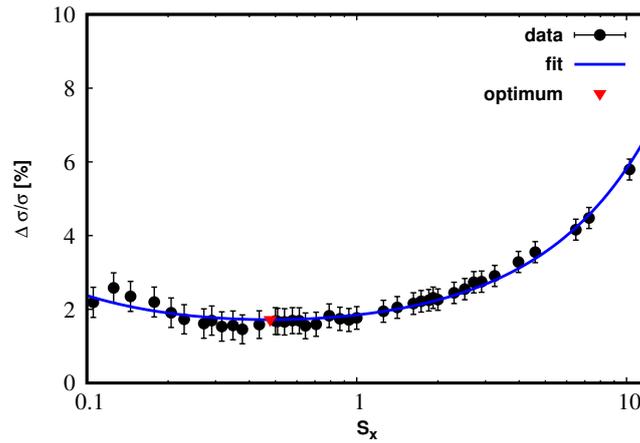


FIGURE 6.3 – L'incertitude de la section efficace pour chaque valeur de S_x montrant l'optimum pour $R_j = 3,5\%$ et sans avoir stabilisé la collision.

La *région 2* est importante là où la courbe de S_x versus $\Delta\sigma/\sigma$ est presque constante. Cette région est agrandie dans la figure 6.5. La variation de la luminosité intégrée dans cette région est aussi agrandie dans la figure 6.4 afin de voir plus près ce qui s'y passe.

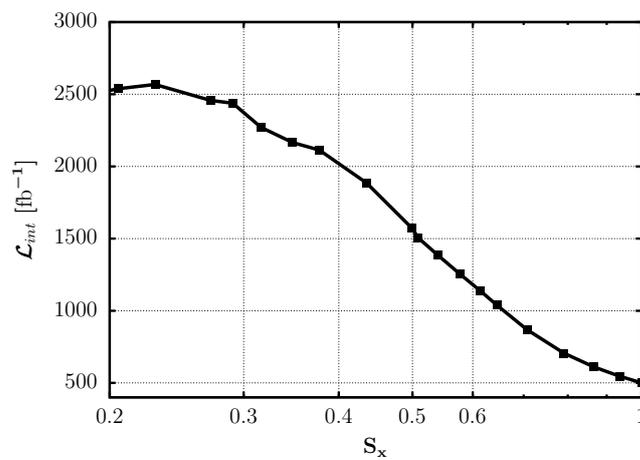


FIGURE 6.4 – La luminosité intégrée agrandie dans la *région 2*. Ce graphique montre que la luminosité à l'optimum est trois fois plus que celle à la nominale.

En choisissant la valeur optimale de S_x , on peut améliorer seulement 7,4% de précision si on compare avec la valeur nominale (voir figure 6.5) qui correspond à trois fois plus de luminosité intégrée (voir figure 6.4). L'amélioration à seulement 7,4% de la précision et la luminosité à trois fois plus (voir figure 6.4), sont les résultats de la diminution de la taille du faisceau à environ un demi de sa valeur nominale. En outre, plus de luminosité engendre plus de bruit de fond provenant de l'interaction des deux faisceau.

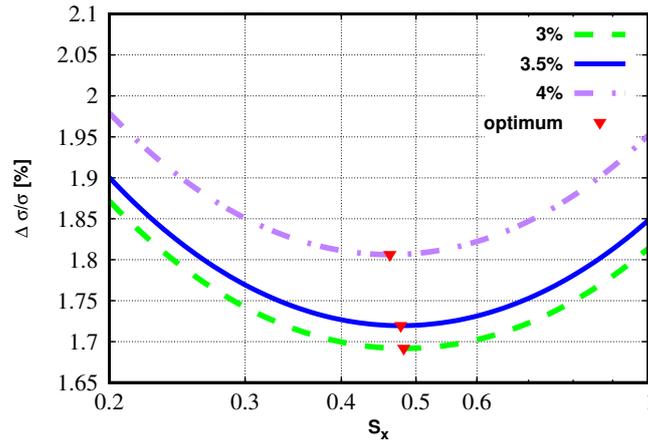


FIGURE 6.5 – L'incertitude de la section efficace pour chaque valeur de S_x agrandie dans la région 2 et montrant la valeur optimale. Ceci est pour la résolution de l'énergie de «jet» à 3%, 3,5% and 4,0%. Seulement l'ajustage est montré et sans la stabilité de collision.

Ce travail aborde quatre valeurs de R_j . Plus le R_j est élevé, plus la valeur optimale de S_x est aussi élevée. Une valeur de R_j plus faible demande aussi une valeur de S_x plus faible pour maintenir la qualité de la reconstruction des événements du boson de Higgs. L'importante information qu'on peut tirer de la figure 6.5 est que, si on maintient les mêmes paramètres de faisceau, en passant de $R_j = 4\%$ à $R_j = 3\%$ on améliore environ de 6% la précision.

6.2 L'impact du choix de design

La précision de mesure de la section efficace du boson de Higgs dépend du nombre d'évènements de signal et ceux du bruit de fond selon l'Eq. 5.20. Afin d'estimer l'impact du choix de design, on peut varier le paramètre de faisceau et étudier l'impact de cette variation sur la précision. On constate que la valeur nominale de l'émittance horizontale du faisceau est $\epsilon_{x,nom} = 0,950 \mu\text{m}$ qui correspond à $S_x = 1$ et sa valeur optimale est à

$S_{x,opt} = 0,4777$ pour $R_j = 3,5\%$ (voir Tableau 6.2), approximativement un quart de $\epsilon_{x,nom}$ dans le cas de la collision non stabilisée.

Fraction de $\epsilon_{x,nom}$	S_x	$\Delta\sigma/\sigma$ [%]	Gain [%]
1/6 ($\simeq \epsilon_{x,opt}$)	0,407	1,666	10,3
1/4	0,500	1,675	9,7
1/3	0,577	1,691	8,7
1/2	0,707	1,729	6,3
3/4	0,866	1,786	2,9
1 (nominal)	1,000	1,839	0,00
2	1,414	2,012	-8,6
4	2,000	2,267	- 18,9.

TABLE 6.3 – L’incertitude de la section efficace $\Delta\sigma/\sigma$ pour chaque fraction et multiple de S_x pour $R_j = 3,5\%$. L’amélioration de précision correspondante est aussi résumée. Ces valeurs sont obtenues par l’ajustage et avec la stabilisation de collision.

Pour le cas de la collision stabilisée, la valeur optimale correspond à environ un sixième de $\epsilon_{x,nom}$. Les autres fractions et valeur multiple sont à considérer. L’incertitude de la section efficace $\Delta\sigma/\sigma$ pour huit fractions différentes et valeurs multiples de l’émittance horizontale nominale du faisceau : quadruple, double, égale, trois quatrième, un demi, un troisième, un quart, un sixième qui est très proche de l’optimum pour $R_j = 3,5\%$, et l’amélioration apportée pour chaque fraction et valeurs multiples sont résumées dans le tableau 6.3. Le tableau 6.3 montre le résultat avec la stabilisation de collision tandis que le tableau 6.4 montre le résultat sans la stabilisation de collision. Le tableau 6.3 présente une autre fraction supplémentaire qui est le un sixième de $\epsilon_{x,nom}$ correspondant approximativement à la valeur optimale pour le cas avec stabilisation de collision.

Un faisceau de taille faible conduit à un gain plus élevé. En réduisant le $\epsilon_{x,nom}$ de faisceau à la moitié de sa valeur nominale, par exemple, on peut améliorer la précision d’environ 5%. Pourtant, il existe des contraintes de la part de la machine ou d’autres sources sur la réduction de la taille du faisceau. Ainsi, l’amélioration apportée à la précision devrait être comparée avec les difficultés et les risques auxquels la machine est exposée quand on diminue la taille du faisceau, ou avec d’autres contraintes. Le fait de changer la taille du faisceau dépend des facteurs tout au long de la structure accélératrice qui ne sont pas abordés dans ce travail et la réalisation de la taille du faisceau très minuscule est exclue.

Par ailleurs, l'amélioration apportée à la précision est relativement faible et pourrait être réduite ou supprimée par l'effet de $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$ (voir Sec. 4) dans la reconstruction de «jet». En outre, quand on diminue la taille du faisceau, les paires e^-e^+ (voir Sec. 3.7) augmentent en nombre, plus que linéaire et leur angle visible augmente un peu. Ces paires e^-e^+ contribuent aux bruits de fond et pourraient réduire la précision. L'incertitude systématique à cause de la connaissance limitée du spectre de luminosité pourrait être aussi élevée pour les S_x faibles.

Fraction de $\epsilon_{x,nom}$	S_x	$\Delta\sigma/\sigma$ [%]	Gain [%]
1/4($\simeq \epsilon_{x,opt}$)	0,500	1,720	7,4
1/3	0,577	1,728	6,9
1/2	0,707	1,755	5,3
3/4	0,866	1,808	2,2
1 (nominal)	1,000	1,848	0,0
2	1,414	2,008	- 8,0
4	2,000	2,253	- 18,0

TABLE 6.4 – L'incertitude de la section efficace $\Delta\sigma/\sigma$ pour chaque fraction et multiple de S_x pour $R_j = 3,5\%$. L'amélioration de précision correspondante est aussi résumée. Ces valeurs sont obtenues par l'ajustage et sans la stabilisation de collision.

Pourtant, un scan complet avec un des canaux physiques les plus pertinents montrant l'effet du beamstrahlung en fonction de la taille de faisceau, a été examiné. L'évaluation de la valeur optimale pour le bon compromis entre la luminosité de collision et le beamstrahlung a été illustrée.

En particulier, si le projet CLIC prévoit double le $\epsilon_{x,nom}$, il pourrait perdre seulement environ 8% de précision. Si il veut doubler la taille du faisceau, il pourrait perdre environ 18% de précision.

6.3 Comparaison des résultats avec ceux du ILC

Les accélérateurs du CLIC et du ILC sont composés de parties principales très similaires (voir Sec. 1.3.2). Il est plus intéressant de comparer les résultats de l'optimisation obtenus pour ces deux projets de collisionneur linéaire à e^-e^+ .

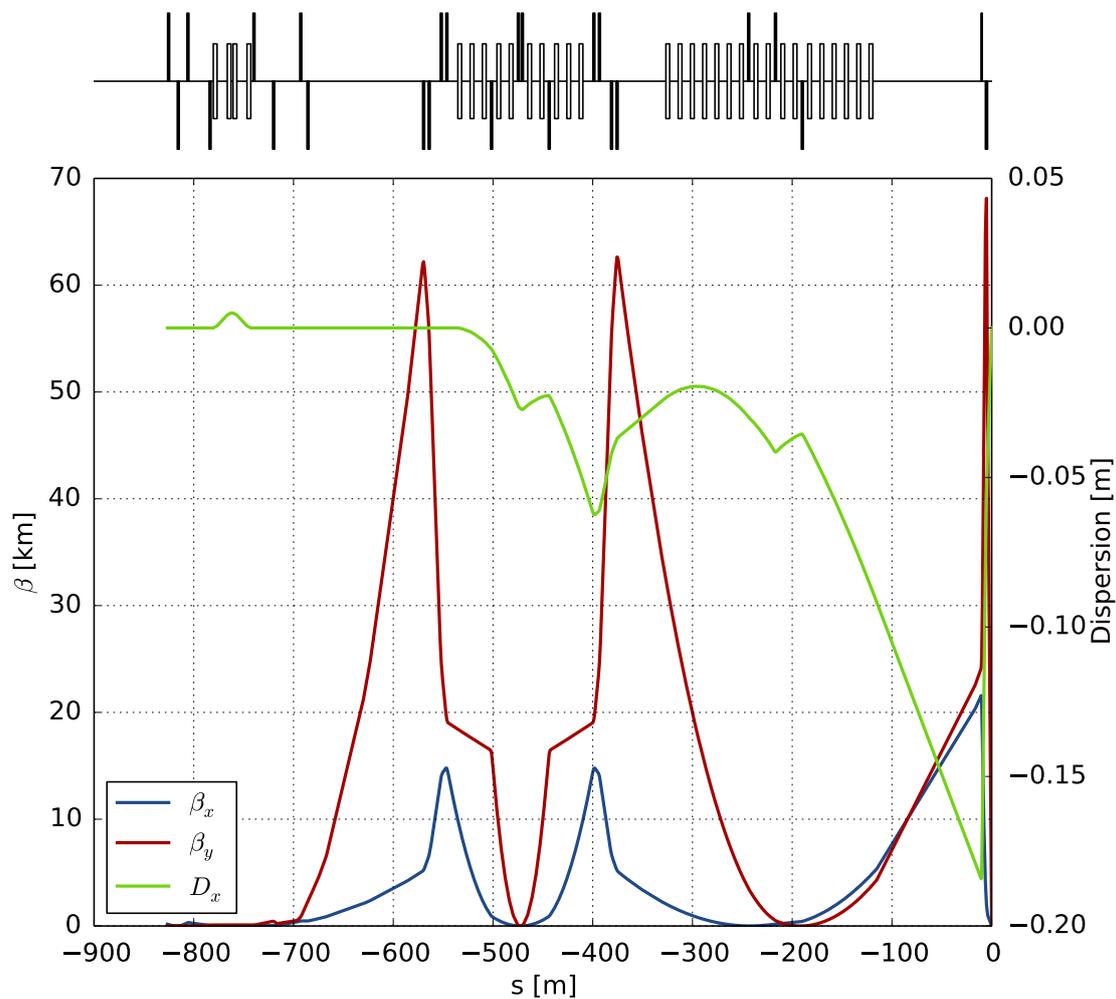


FIGURE 6.6 – Les propriétés de lattice de ILC à l'énergie centre de masse de 350 GeV. D_x est ici la fonction de dispersion.

Les propriétés de «lattice» de ILC à énergie centre de masse de 350 GeV (voir figure 6.6) sont utilisées pour générer les distributions d'électron et de positron à l'aide de MAD-X [78]. La valeur de l'émittance est changée dans le MAD-X.

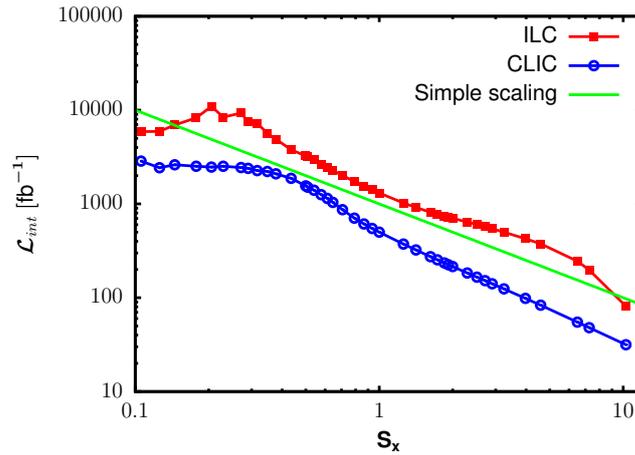


FIGURE 6.7 – La comparaison de la luminosité intégrée de CLIC et celle de ILC pour chaque valeur de S_x . La même $\epsilon_0 = 0,95 \mu\text{m}$ est utilisée pour le CLIC et le ILC à la fois.

Les distributions des particules obtenues servent comme données d'entrée pour GUINEA-PIG. Ce dernier produit le spectre du faisceau après avoir réglé les paramètres de faisceau de ILC selon le paramètre de base pour l'énergie centre de masse entre 200 GeV et 500 GeV [79]. L'approche de reconstruction avec 100.000 événements et sans stabilisation de collision est appliquée. Les résultats sont montrés dans la figure 6.11 avec la même ϵ_0 . On peut voir dans la figure 6.11 que l'instabilité de collision est plus forte pour le ILC car ce dernier a une longueur de paquet plus large. Les points verts plus touchés par l'instabilité de collision ont été donc ignorés pendant l'ajustage pour montrer la valeur optimale.

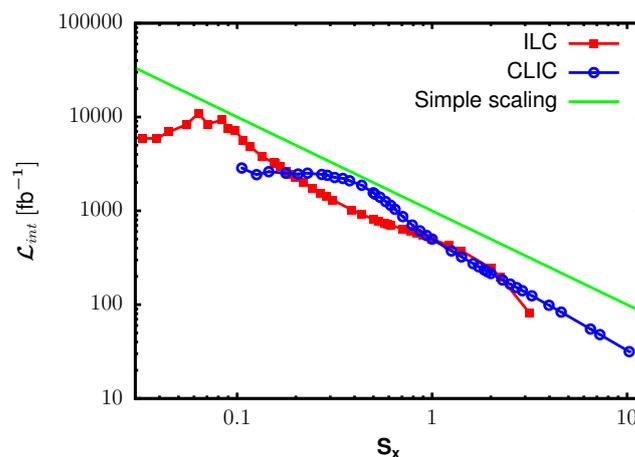


FIGURE 6.8 – La comparaison de la luminosité intégrée de CLIC et celle de ILC pour chaque valeur de S_x . Différentes valeurs de ϵ_0 sont utilisées pour que la valeur nominale corresponde à $S_x = 1$ pour les deux projets de collisionneur : $\epsilon_{0,ILC} = 10 \mu\text{m}$ pour ILC et $\epsilon_{0,CLIC} = 0,95 \mu\text{m}$ pour CLIC.

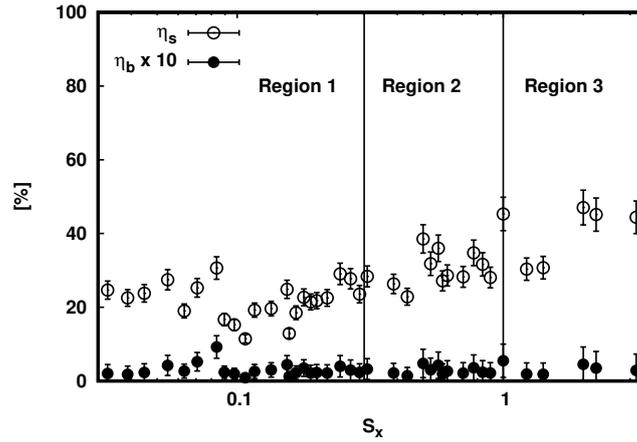


FIGURE 6.9 – L’efficacité du signal et celle du bruit de fond pour $R_j = 3,5\%$ et pour chaque valeur de S_x au ILC.

Quand on utilise les distributions des particules produites par MAD-X avec la lattice prédéfinie pour ILC, l’effet de disruption est saturé plus lentement. Le CLIC et le ILC n’ont pas la même ϵ_0 . Dans les figure 6.8, figure 6.11 et figure 6.13, ceci est fixé différemment : pour CLIC, $\epsilon_{0,CLIC} = 0,95 \mu\text{m}$ et pour ILC, $\epsilon_{0,ILC} = 10 \mu\text{m}$. Ces valeurs sont utilisées pour que l’émittance horizontale nominale normalisée corresponde à $S_x \simeq 1$ pour les deux projets de collisionneur. La figure 6.13 montre que le ILC a une valeur optimale plus faible si on la compare avec celle de CLIC mais l’incertitude de la section efficace est la même à $S_x = 1$ pour ces deux projets de collisionneur linéaire. Les résultats dans la figure 6.13 sont consistants avec ceux de la simulation complète pour ILC à 350 GeV. La précision réalisable au CLIC et au ILC est presque la même [74][3].

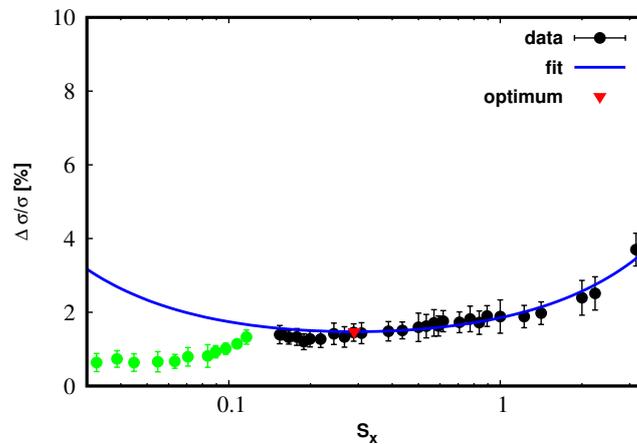


FIGURE 6.10 – L’incertitude de la section efficace pour chaque valeur de S_x pour ILC, montrant l’optimum pour $R_j = 3,5\%$ et sans avoir stabilisé la collision.

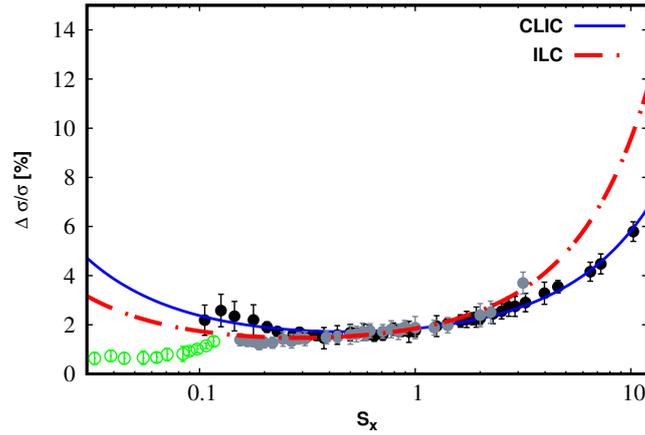


FIGURE 6.11 – La comparaison de l’optimisation des paramètres de CLIC et de ILC. Les points verts sont considérablement affectés par l’instabilité de collision pour ILC. Différentes valeurs de ϵ_0 sont utilisées pour que la valeur nominale corresponde à $S_x = 1$ pour les deux projets de collisionneur.

En effet, on peut voir à $S_x = 1$ dans la figure 6.13 que $\Delta\sigma/\sigma_{nom} \simeq 1,8\%$ pour les deux projets. Il a été rapporté ici [74] que $\Delta\sigma(HZ) \simeq \pm 1,80\%$ pour CLIC et $\Delta\sigma(HZ) \simeq \pm 1,63\%$ pour ILC à $\mathcal{L} = 500 \text{ fb}^{-1}$. En choisissant la valeur optimale, le ILC pourrait gagner environ 20% de précision par rapport à la nominale à $S_x = 1$.

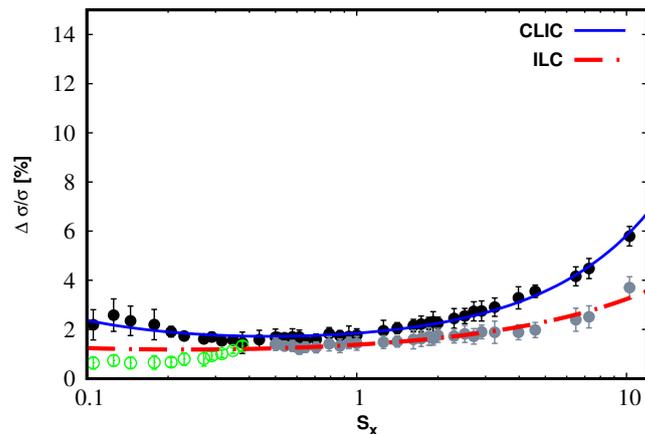


FIGURE 6.12 – La comparaison de l’optimisation des paramètres de CLIC et de ILC. Les points verts sont considérablement affectés par l’instabilité de collision pour ILC. La même $\epsilon_0 = 0,95 \mu\text{m}$ est utilisée pour le CLIC et le ILC à la fois.

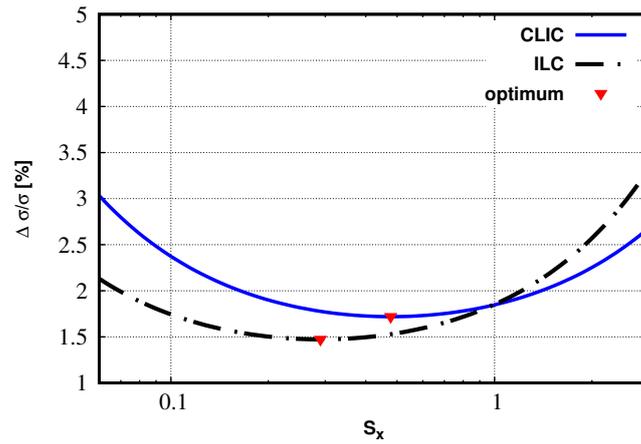


FIGURE 6.13 – La comparaison de l’optimisation de CLIC et de ILC agrandie dans la région 2 et la région 3. Différentes valeurs de ϵ_0 sont utilisées pour que la valeur nominale corresponde à $S_x = 1$ pour les deux projets de collisionneur : $\epsilon_{0,ILC} = 10 \mu\text{m}$ pour ILC et $\epsilon_{0,CLIC} = 0,95 \mu\text{m}$ pour CLIC.

Conclusion

L'expérience CLIC va certainement souffrir des bruits de fond hadroniques. Des efforts devraient être faits pour les réduire. L'erreur en fonction de E_{cm}^2 de la section efficace totale hadronique de la collision $\gamma\gamma$ est estimée à un facteur deux environ. Ceci devrait être considéré pour toute évaluation de ces bruits de fond hadroniques. Le processus beamstrahlung est parmi les processus qui produisent des photons. Il favorise largement la création de ces bruits de fond hadroniques.

Le processus beamstrahlung se produit inévitablement à l'IP et va nuire le taux et la reconstruction des événements physiques. Le spectre de la luminosité résultant qui décrit la qualité du faisceau, dépend du réglage du paramètre du faisceau. En utilisant un paramètre d'échelonnage spécifique, l'effet de beamstrahlung sur l'analyse du processus Higgsstrahlung a été étudié. Une taille de faisceau plus faible produit plus de luminosité mais aussi plus de beamstrahlung.

La résolution de l'énergie du «jet» est estimée entre 3% et 3,5%. Quatre résolutions de l'énergie de «jet» ont été abordées dans ce travail : la parfaite résolution (0.0%), les résolutions à 3,0%, à 3,5%, et à 4,0%. Cela a permis de d'évaluer que, si la résolution d'énergie du «jet» change pour une raison ou une autre, de 3% à 4% par exemple, la précision se dégrade à environ 6%. Cette résolution d'énergie de «jet» fait une grande partie de la résolution du détecteur. Seulement il existe encore d'autres facteurs comme la géométrie de celui-ci.

Ce travail présente, pour la première fois, l'évaluation de l'optimum pour le meilleur compromis entre la luminosité de collision et le beamstrahlung pour l'incertitude de la section efficace du processus Higgsstrahlung au CLIC.

Deux approches ont été adoptées pour trouver la valeur optimale de la taille horizontale du faisceau : l'approche directe ou naïve et l'approche par reconstruction. La première approche est basée par le comptage des événements entre les limites supérieure et inférieure de la masse de recul du boson de Higgs. Après avoir optimisé ces limites supérieure et inférieure, on a pu trouver une valeur optimale raisonnable. Toutefois, la deuxième approche présente une manière plus réaliste pour cette étude de l'optimisation car un outil plus puissant (TMVA) est utilisé pour supprimer les bruits de fond. Les résultats

principaux de cette étude sont donc basés sur cette approche par reconstruction.

Le choix de paramètre du projet CLIC correspond à $S_{x,nom} \simeq 1$. L'optimum est à $S_{x,opt} = 0,4777$ qui correspond à moins d'un demi de la taille horizontale du faisceau et un quart de $\epsilon_{x,nom}$ pour une résolution d'énergie de «jet» de 3,5%. Pourtant, cet optimum apporte seulement une amélioration de 7,4% en précision, ce qui n'est pas préférable. Il est très difficile de réaliser une telle taille minuscule. En plus, le bruit de fond provenant de l'interaction des deux faisceaux serait très important lorsque la taille du faisceau est très petite, en particulier dans $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$ et dans la création de paire e^-e^+ . Ceci pourrait réduire davantage le gain. Par conséquent, il est confirmé que le choix des paramètres de faisceau actuel au CLIC est raisonnable du point de vue analyse physique.

Pour le ILC, des résultats similaires ont été trouvés avec un gain un peu plus élevé à l'optimum, ceci malgré la différence entre la taille du faisceau et la longueur du paquet utilisées par les deux collisionneurs.

Dans ce travail, nous avons évalué seulement le processus Higgsstrahlung à 380 GeV. On devrait aborder une étude similaire avec la simulation complète, avec d'autres processus physiques, et avec des paramètres de faisceau multiples à une énergie de 3 TeV.

Condition sur les énergies de collision des particules

Dans toutes les formules suivantes, on suppose que $c=1$.

Pour le collisionneur linéaire à e^-e^+ , les quantités de mouvement de l'électron et du positron peuvent s'écrire comme :

$$\vec{P}_{e^-} = -\vec{P}_{e^+} = \vec{P}_{init}$$

Pour le processus Higgsstrahlung, l'énergie centre de masse est donnée par :

$$E_{cm} = E_{e^-}^{cm} + E_{e^+}^{cm} = E_H^{cm} + E_Z^{cm}$$

Les quantités de mouvement du boson de Higgs et Z sont :

$$\vec{P}_H = -\vec{P}_Z = \vec{P}_f,$$

où \vec{P}_f est la quantité de mouvement finale. Or :

$$\begin{aligned} E_{e^-}^{cm} &= E_{e^+}^{cm} = \sqrt{m_e^2 + P_{init}^2} \\ E_H^{cm} &= \sqrt{m_H^2 + P_f^2} \\ E_Z^{cm} &= \sqrt{m_Z^2 + P_f^2} \end{aligned}$$

et,

$$\begin{aligned} E_Z^{cm2} &= m_Z^2 + P_f^2 \\ P_f^2 &= E_H^{cm2} - m_H^2 \end{aligned}$$

Alors,

$$E_Z^{cm2} = m_Z^2 + E_H^{cm2} - m_H^2$$

Or,

$$\begin{aligned} E_H^{cm2} &= (E_{cm} - E_Z^{cm})^2 \\ &= E_{cm}^2 - 2E_{cm}E_Z^{cm} + E_Z^{cm2} \end{aligned}$$

D'où,

$$\begin{aligned} E_Z^{cm2} &= m_Z^2 + E_{cm}^2 - 2E_{cm}E_Z^{cm} + E_Z^{cm2} - m_H^2 \\ 2E_{cm}E_Z^{cm} &= E_{cm}^2 + m_Z^2 - m_H^2 \\ E_Z^{cm} &= \frac{E_{cm}^2 + m_Z^2 - m_H^2}{2E_{cm}} \end{aligned}$$

ou bien,

$$E_Z^{cm} = \frac{(E_{e^-}^{cm} + E_{e^+}^{cm}) + m_Z^2 - m_H^2}{2(E_{e^-}^{cm} + E_{e^+}^{cm})}$$

Si on introduit les valeurs maximale et minimale de E_Z^{cm} , on a :

$$E_{Z,min}^{cm} < \frac{(E_{e^-}^{cm} + E_{e^+}^{cm})^2 + m_Z^2 - m_H^2}{2(E_{e^-}^{cm} + E_{e^+}^{cm})} < E_{Z,max}^{cm}.$$

L'effet du «boost» sur le traçage du boson de Higgs

B.0.1 Calcul relativiste de l'impulsion

On écrit l'équation des 4-impulsion comme : $P_{e^-} + P_{e^+} = P_H + P_{Z_0}$. Dans le référentiel de centre de masse, on a :

$$\vec{p}_{e^-} = -\vec{p}_{e^+} = \vec{p}_{init} \quad (\text{B.1})$$

$$\vec{p}_H = -\vec{p}_{Z_0} = \vec{p}_f \quad (\text{B.2})$$

L'énergie centre de masse totale du système est décrite par :

$$E_{cm} = E_{e^-}^{cm} + E_{e^+}^{cm} = E_H^{cm} + E_{Z_0}^{cm} \quad (\text{B.3})$$

Or,

$$E_{e^-}^{cm} = E_{e^+}^{cm} = \sqrt{m_e^2 + p_{init}^2} \quad (\text{B.4})$$

$$E_H^{cm} = \sqrt{m_H^2 + p_f^2} \quad (\text{B.5})$$

$$E_{Z_0}^{cm} = \sqrt{m_{Z_0}^2 + p_f^2} \quad (\text{B.6})$$

En substituant ces expressions de l'Eq. B.3 dans l'Eq. B.6 on a :

$$E_H^{cm} = \frac{E_{cm}^2 + m_H^2 - m_{Z_0}^2}{2E_{cm}} \quad (\text{B.7})$$

$$(\text{B.8})$$

$$E_{Z0}^{cm} = \frac{E_{cm}^2 + m_{Z0}^2 - m_H^2}{2E_{cm}} \quad (\text{B.9})$$

$$(\text{B.10})$$

$$p_{init} = \frac{E_{cm}}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{2m_e}{E_{cm}}\right)^2} \quad (\text{B.11})$$

$$p_H^{cm} = p_f = \frac{1}{2E_{cm}} \sqrt{\left(E_{cm}^2 - (m_H - m_{Z0})^2\right) \left(E_{cm}^2 - (m_H + m_{Z0})^2\right)} \quad (\text{B.12})$$

B.0.2 Boost sur le système (e^- , e^+)

Maintenant, on pousse (boost) le référentiel où la collision entre l'électron et le positron se produit :

$$E_{syst} = \sqrt{p_{syst}^2 + m_{syst}^2} \quad (\text{B.13})$$

où

$$p_{syst} = \beta(E_{e^-}^{lab} + E_{e^+}^{lab}) \quad (\text{B.14})$$

$E_{e^-}^{lab}$ et $E_{e^+}^{lab}$ sont l'énergie de l'électron et du positron dans le système de laboratoire. La fonction beta est donnée par :

$$\beta = \frac{E_{e^-}^{lab} - E_{e^+}^{lab}}{E_{e^-}^{lab} + E_{e^+}^{lab}} \quad (\text{B.15})$$

Donc,

$$p_{syst} = |E_{e^-}^{lab} - E_{e^+}^{lab}| \quad (\text{B.16})$$

La masse du système est donnée par :

$$m_{syst} = M = \sqrt{4E_{e^-}^{lab}E_{e^+}^{lab}} \quad (\text{B.17})$$

En utilisant la transformation de Lorentz, on a :

$$p_H^{det} = \gamma_{syst}(p_H^{cm} + v_{syst}E_H^{cm}) \quad (\text{B.18})$$

où,

$$\gamma_{syst} = \frac{E_{syst}}{m_{syst}} = \frac{\sqrt{(E_{e^-}^{lab} - E_{e^+}^{lab})^2 + 4E_{e^-}^{lab}E_{e^+}^{lab}}}{\sqrt{4E_{e^-}^{lab}E_{e^+}^{lab}}} \quad (\text{B.19})$$

$$v_{syst} = \frac{p_{syst}}{E_{syst}} = \frac{E_{e^-}^{lab} - E_{e^+}^{lab}}{\sqrt{(E_{e^-}^{lab} - E_{e^+}^{lab})^2 + 4E_{e^-}^{lab}E_{e^+}^{lab}}} \quad (\text{B.20})$$

L'effet du «boost» est montré dans la figure B.1.

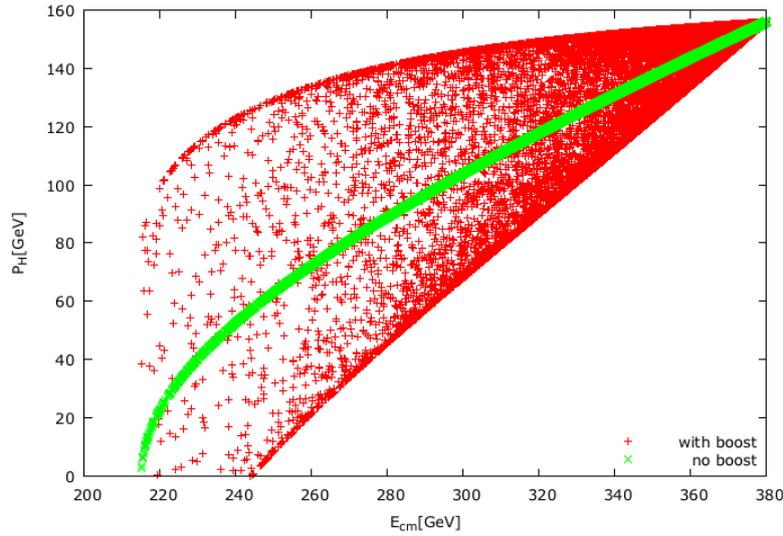


FIGURE B.1 – L'impulsion du boson de Higgs dans le référentiel du centre de masse sans l'effet de «boost» (verte) et son impulsion avec l'effet de «boost» (rouge) dans le référentiel du laboratoire en fonction de E_{cm} . L'énergie de collision des particules est simulée par GUINEA-PIG.

B.0.3 L'effet du «boost» sur l'angle d'émission du boson de Higgs

On suppose que le boson de Higgs va dans le plan (x,z) avec un angle $\theta_H^{cm} = 60^\circ$. On va choisir une énergie $E_{cm} = 260\text{GeV}$ où l'effet du «boost» sur le p_H est significatif. Selon la figure B.1, on sait que $p_H^{cm} = 70\text{GeV}$. On note $\theta_{H,Z}^{det}$ est l'angle du boson de Higgs ou

le boson de Z après le «boost» dans le référentiel du détecteur . On suppose aussi que le système électron-positron se déplace vers la direction $+z$.

$$p_{Hx}^{cm} = p_H^{cm} \sin\theta_H^{cm} = 60,62 \quad p_{Zx}^{cm} = p_Z^{cm} \sin\theta_Z^{cm} = -60,62$$

$$p_{Hz}^{cm} = p_H^{cm} \cos\theta_H^{cm} = 35 \quad p_{Zz}^{cm} = p_Z^{cm} \cos\theta_Z^{cm} = -35$$

$$E_H^{cm} = 144,5 \text{ GeV} \quad E_Z^{cm} = 115,53$$

En utilisant la transformation de Lorentz, on a :

$$p_{Hx}^{det} = p_{Hx}^{cm} = 60,62 \quad p_{Zx}^{det} = p_{Zx}^{cm} = -60,62$$

$$p_{Hz}^{det} = \gamma_{syst}(p_{Hz}^{cm} + v_{syst}E_H^{cm}) \quad p_{Zz}^{det} = \gamma_{syst}(p_{Zz}^{cm} + v_{syst}E_Z^{cm})$$

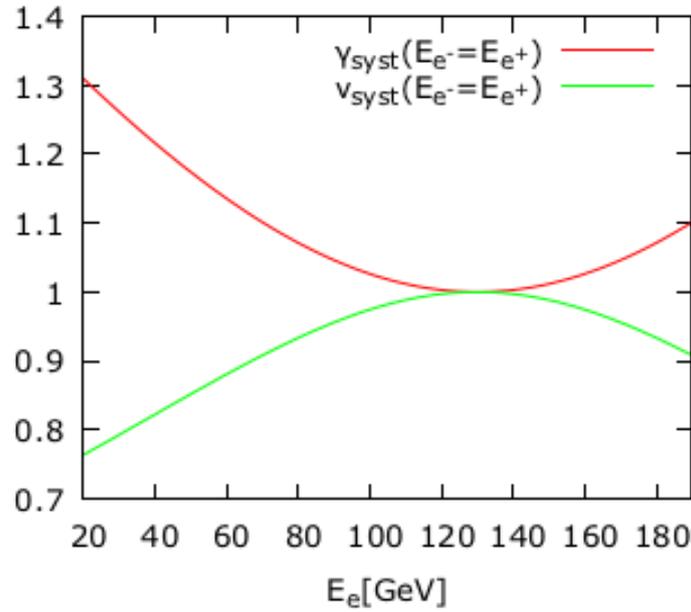


FIGURE B.2 – Le facteur de Lorentz et la vitesse relative en fonction de l'énergie de l'électron et du positron dans l'Eq. B.21 et l'Eq. B.22 pour $E_{cm}=260$ GeV.

L'effet de «boost» dépend de l'énergie de l'électron et du positron indépendamment et en sachant que $E_{cm} = E_{e^-}^{lab} + E_{e^+}^{lab}$, l'Eq. B.19 et l'Eq. B.20 deviennent :

$$\gamma_{syst}(E_{e^-} = E_{e^+}) = \frac{\sqrt{(2E_e^{lab} - E_{cm})^2 + E_{cm}^2}}{E_{cm}} \quad (\text{B.21})$$

$$v_{syst}(E_{e^-} = E_{e^+}) = \frac{E_{cm}}{\sqrt{(2E_e^{lab} - E_{cm})^2 + E_{cm}^2}} \quad (\text{B.22})$$

On peut voir sur la figure B.2 que pour $E_{cm} = 260\text{GeV}$, la valeur du facteur est de :

$$\gamma_{syst,min} = 1 \leq \gamma_{syst} \leq \gamma_{syst,max} = 1,3 \quad (\text{B.23})$$

$$v_{syst,min} = 0,7 \leq v_{syst} \leq v_{syst,max} = 1 \quad (\text{B.24})$$

D'où, l'angle est donné par :

$$\tan(\theta_{H,min}^{det}) = \frac{p_{Hx}^{det}}{p_{Hz,min}^{det}} = \frac{p_{Hx}^{det}}{\gamma_{syst,min}(p_{Hz}^{cm} + v_{syst,min}E_H^{cm})} = 0,445$$

$$\tan(\theta_{H,max}^{det}) = \frac{p_{Hx}^{det}}{p_{Hz,max}^{det}} = \frac{p_{Hx}^{det}}{\gamma_{syst,max}(p_{Hz}^{cm} + v_{syst,max}E_H^{cm})} = 0,260$$

$$14,55^\circ \leq \theta_H^{det} \leq 25,5^\circ$$

$$\tan(\theta_{Z,min}^{det}) = \frac{p_{Zx}^{det}}{p_{Zz,min}^{det}} = \frac{p_{Zx}^{det}}{\gamma_{syst,min}(p_{Zz}^{cm} + v_{syst,min}E_Z^{cm})} = -1,322$$

$$\tan(\theta_{Z,max}^{det}) = \frac{p_{Zx}^{det}}{p_{Zz,max}^{det}} = \frac{p_{Zx}^{det}}{\gamma_{syst,max}(p_{Zz}^{cm} + v_{syst,max}E_Z^{cm})} = -0,579$$

$$-52,88^\circ \leq \theta_Z^{det} \leq -30,08^\circ$$

La masse de recul du boson de Higgs

Dans l'Eq. B.9 on a :

$$E_{Z0}^{cm} = \frac{E_{cm}^2 + m_{Z0}^2 - m_H^2}{2E_{cm}} \quad (C.1)$$

Or,

$$E_{cm} = \sqrt{s} \quad (C.2)$$

$$\Rightarrow m_{rec}^2 = m_H^2 = s + m_Z^2 - 2\sqrt{s}E_Z \quad (C.3)$$

et,

$$m_Z^2 = E_Z^2 - p_Z^2 \quad (C.4)$$

$$\Rightarrow m_{rec}^2 = s + E_Z^2 - p_Z^2 - 2\sqrt{s}E_Z \quad (C.5)$$

$$\Rightarrow m_{rec}^2 = (\sqrt{s} - E_Z)^2 - p_z^2 \quad (C.6)$$

En fonction de m_Z , on a :

$$m_{rec}^2 = s + m_Z^2 - 2\sqrt{s}E_Z \quad (C.7)$$

E_Z peut être exprimée comme la somme de l'énergie de deux «jets» E_1 et E_2 . On obtient alors :

$$m_{rec}^2 = s + m_Z^2 - 2\sqrt{s}(E_1 + E_2) \quad (C.8)$$

Bibliographie

- [1] P. LEBRUN et AL. “The CLIC Programme : Towards a Staged e^+e^- Linear Collider Explorating the Terascale : CLIC Conceptual Design Report”. In : *arXiv :1209.2543* (2012) (cf. p. 13, 15, 17, 19).
- [2] Chris ADOLPHSEN et AL. *The International Linear Collider : Technical Design Report*. 2013 (cf. p. 11, 19).
- [3] H. ABRAMOWICZ et et AL. “Higgs Physics at the CLIC Electron-Positron Linear Collider”. In : *arXiv :1608.07538* () (cf. p. 59, 84, 85, 92).
- [4] DELAHAYE. “A review of possible future high-energy colliders for the post-LHC era”. In : *Presenté à la Conference Internationale Europhysique sur la Physique des Hautes Energie, Tampere* (1999) (cf. p. 3).
- [5] The CMS COLLABORATION. “A new boson with a mass of 125 gev observed with the cms experiment at the large hadron collider”. In : *Science, 338(6114) :1569–1575* (2012) (cf. p. 4).
- [6] The ATLAS COLLABORATION. “A particle consistent with the higgs boson observed with the atlas detector at the large hadron collider”. In : *Science, 338(6114) :1576–1582* (2012) (cf. p. 4).
- [7] The LHCb COLLABORATION. “Measurement of the CKM angle γ from a combination of $B \rightarrow BK$ analyses.” In : *LHCb-CONF-2016-001* (2016) (cf. p. 5).
- [8] The LHCb COLLABORATION. In : *LHCb-PAPER-2014-061* (2015) (cf. p. 5).
- [9] Observation of J/Ψ p resonances consistent with pentaquark states in $\lambda_b^0 \rightarrow J/\Psi K^- p$ DECAYS. In : *LHCB-PAPER-2015-029* (2015) (cf. p. 5).
- [10] P. Sarin for the CMS COLLABORATION. “Heavy ions physics from the CMS collaboration.” In : *J. Phys. :Conf. Ser. 455 (2013) 012023*. (2013) (cf. p. 5).
- [11] G. M. GARCIA. “Advances in quark gluon plasma.” In : *arxiv :1304.1452* (2013) (cf. p. 6).
- [12] S. KRAML. “SUSY status after one year of LHC”. In : *arXiv : 1206.6618 [hep-ph]* (2012) (cf. p. 6).

- [13] J. T SEEMAN. “The Stanford Linear Collider”. In : *SLAC-PUB-5607* (1991) (cf. p. 7).
- [14] Héctor Garcia MORALES. “Comparative study of Final Focus Systems for CLIC and other luminosity enhancement studies for future linear collider.” Thèse de doct. 2014 (cf. p. 7, 19, 28, 32, 37).
- [15] Oscar Roberto BLANCO GARCIA. “Dynamique des faisceau dans la section finale de focalisation du future collisionneur linéaire.” Thèse de doct. 2015 (cf. p. 7, 19, 27, 37).
- [16] John ELLIS. “The Physics prospects for CLIC”. In : *arxiv :0811.1366v1* (2008) (cf. p. 8).
- [17] Ignacio GARCIA. “Measurement of the top quark mass and couplings at linear Collider.” In : *Nucl. Phys. B Proc. Suppl. 00(2014)1-4* (2014) (cf. p. 10).
- [18] Ian Wilson JOHN ELLIS. “New Physics with Compact Linear Collider.” In : *Nature 409, 431-435* (2001) (cf. p. 10).
- [19] P. LEBRUN et et AL. “The CLIC Programme : Towards a staged e^+e^- Linear Collider Explorating the Terascale”. In : *CERN-2012-005 (2012)*, *arXiv :1209.2543* () (cf. p. 12).
- [20] THE CLIC et CLICdp COLLABORATION. “Updated baseline for a staged Compact Linear Collider”. CLICdp-NOTE (2016) (cf. p. 12).
- [21] R. RAATIKAINEN et AL. “Improved modelling of the hermo-mechanical behavior of the clic two-beam module.” In : 2012 (cf. p. 17).
- [22] H. WIEDEMANN. *Particle Accelerator Physics*. 2007 (cf. p. 23).
- [23] S. TURNER. “Fifth general accelerator physics course, University of Jyvaskyla, Finland”. In : 1992 (cf. p. 24).
- [24] E. MARIN. “Design and higher order optimization of final focus systems for linear colliders.” Thèse de doct. CERN-THESIS-2012-218, 2012 (cf. p. 26, 29, 30).
- [25] F. Zimmermann M. G. MINTY. Springer, DOI 10.1007/978-3-662-08581-3, 2003 (cf. p. 26).

- [26] S. TURNER. “Fourth general accelerator physics course, KFA, Julich, Fed. Rep. Germany.” In : 1991 (cf. p. 29).
- [27] P. Bambade O. BLANCO R. Thomas. “CLIC FFS lattice proposals combining local and non-local chromaticity corrections.” In : 2014 (cf. p. 30).
- [28] F. Zimmermann D. SCHULTE. “The crossing angle in CLIC”. In : 2001 (cf. p. 31).
- [29] G. BURT et al. “X-BAND crab cavities for the CLIC Beam Delivery System.” In : (2009). eprint : [arxiv:0903.2116](https://arxiv.org/abs/0903.2116) (cf. p. 31).
- [30] M. Tigner A. W. CHAO. World Scientific, Singapore, 1999 (cf. p. 34, 37, 41).
- [31] P. Chen K. YOKOYA. “Beam-Beam phenomena in Linear Collider”. In : 1990 (cf. p. 34, 38).
- [32] P. CHEN. “An introduction to beamstrhlung and disruption”. In : *SLAC-PUB-4379* (1987) (cf. p. 34, 36).
- [33] D. SCHULTE. “Beam-Beam simulations with GUINEA-PIG”. In : Moterey CA USA-CLIC-NOTE 387, 1998 (cf. p. 34, 36, 46, 66).
- [34] *Beam-Beam Interaction*. International Linear Collider School lecture, 2014 (cf. p. 35, 58).
- [35] V. Sadin E. KURAEV. “On radiative correction to e^+e^- single Photon annihilation at High-Energy”. In : *Sov. J. Nucl. Phys. 41, 466-472* (1985) (cf. p. 35).
- [36] M. Skrzypek S. JADACH. “Exact and approximative solution for the electron non-singlet structure function in QED.” In : *Z.Phys. C 49,577* (1991) (cf. p. 35).
- [37] Z. Liu M. GRECO T. Han. “ISR effect for resonant Higgs production at future lepton collider.” In : *FERMILAB-PUB-16-261-T* (2016). eprint : [arxiv:1607.03210](https://arxiv.org/abs/1607.03210) (cf. p. 35).
- [38] A. Sailer S. POSS. “Luminosity Reconstruction at Linear Collider”. In : *Eur. Phys. J. C 74 :2833* (2014) (cf. p. 35).
- [39] P. Chen P. RAIMONDI F. Decker. “Disruption effects on the beam size measurement”. In : *SLAC-PUB-95-6882* (1995) (cf. p. 36).
- [40] *Simulation of the interaction point for TeV-scale e^+e^- Colliders*. 2011 (cf. p. 38).

- [41] C. RIMBAULT et al. “Incoherent pair generation in a beam-beam interaction simulation”. In : *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 9, 034402 (2006) (cf. p. 38, 40).
- [42] V. Telnov P. CHEN. “Coherent pair creation in linear colliders”. In : *SLAC-PUB-4923* (1989) (cf. p. 38, 39).
- [43] A. SAILER. “Radiation and background Levels in a CLIC Detector due to Beam-Beam Effects.” Thèse de doct. CERN-THESIS-2012-223, 2012 (cf. p. 39).
- [44] *Physics at the CLIC Multi-TeV Linear Collider*. 2004 (cf. p. 42).
- [45] L3 COLLABORATION, M. ACCIARRI et et AL. “Total cross section in collisions at LEP”. In : *Physics Letters B* 519 (2001) 33-45 (2001) (cf. p. 42).
- [46] The OPAL COLLABORATION. “Total hadronic cross-section of photon-photon interactions at LEP”. In : *Eur. Phys. J. C* 14, 199-212 (2000) (cf. p. 42).
- [47] T. SJOSTRAND, S. MRENNNA et P. SKANDS. “PYTHIA 6.4 Physics and Manual”. In : *JHEP* 0605 :026, *arxiv :hep-ph/0603175* (2006) (cf. p. 42).
- [48] G. A. SCHULER et T. SJOSTRAND. *The hadronic properties of the photon in γp interactions*. Rapp. tech. CERN-TH.6718/92, 1992 (cf. p. 42).
- [49] D. SCHILDKNECHT. “Vector meson dominance”. In : *hep-ph/0511090* (2005) (cf. p. 43).
- [50] M. DREES et R. M. GODBOLE. “Resolved Photon Processes”. In : *hep-ph/9302256v1* (1993) (cf. p. 43).
- [51] P. CHEN, T. L. BARKLOW et M. E. PESKIN. “Hadron production in $\gamma\gamma$ collisions as a background for $e + e-$ collision”. In : *Phys. Rev. D* 49 (1994) (cf. p. 43, 44).
- [52] D. SCHULTE. “Study of Electromagnetic and Hadronic Background in the Interaction Region of the TESLA Collider”. Thèse de doct. University of Hamburg, 1996 (cf. p. 44, 50, 58).
- [53] M. DREES. “Multiple interaction in $\gamma\gamma$ collisions”. In : *MADPH-95-895*, *arxiv :hep-ph/9506453* (1995) (cf. p. 44).
- [54] C. BERGER et W. WAGNER. “Photon photon reactions”. In : *Phys. Rep.* 146 (1987) (cf. p. 44).

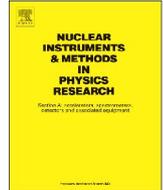
- [55] TOPAZ COLLABORATION. “Measurement of the inclusive cross section of jets in interactions at TRISTAN”. In : *Phys. Lett. B 314 (1993) 149* (1993) (cf. p. 44).
- [56] U. AMALDI et al. “The real part of the forward proton proton scattering amplitude measured at the CERN intersection storage rings”. In : *Phys. Lett. B, 66(1977)390* (1977) (cf. p. 44).
- [57] The ZEUS COLLABORATION. “A measurement of $\sigma_{tot}(\gamma p)$ at $\sqrt{s} = 210\text{GeV}$ ”. In : *DESY 92-127* (1992) (cf. p. 44).
- [58] T. SJOESTRAND. “What is photon and how should it diffract?” In : 1995 (cf. p. 45).
- [59] G. A. SCHULER et T. SJOESTRAND. “A scenario for high-energy $\gamma\gamma$ interactions”. In : *Z. Phys. C 73 677-688*, *CERN TH/96119* (1997) (cf. p. 45).
- [60] T. BARKLOW et al. *Simulation of $\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons background at CLIC*. Rapp. tech. CERN LCD-Note-2011-020., 2011 (cf. p. 45, 46).
- [61] F. WIICKERLE. “Total hadronic cross-section of photon-photon interactions at OPAL”. In : *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 82*, 232-238 (2000) (cf. p. 45).
- [62] R. M. GODBOLE et al. “Hadronic Cross-sections in two photon Processes at a Future Linear Collider”. In : *JHEP 06 (2003) 061*, *hep-ph/0305071* (2003) (cf. p. 46).
- [63] B. BADELEK et al. “Parametrisation of F_2^γ at low Q^2 and of $\sigma_{\gamma\gamma}$ and $\sigma_{\gamma^*\gamma}$ at high energies”. In : *Phys. Rev. D 62.074021*, *hep-ph/0001161* (2000) (cf. p. 46).
- [64] R. S. FLETCHER, TK GAISSER et F. HALZEN. “Reexamining the jet to the photo-production cross section”. In : *Phys. Rev. D 45(1992) 45* (1992) (cf. p. 46).
- [65] H. BRAUN et et AL. *CLIC 2008 PARAMETERS*. Rapp. tech. CLIC-Note-764, 2008 (cf. p. 46).
- [66] T. L. BARKLOW et A. D. ROECK. “Physics at Multi-TeV Linear Colliders”. In : *SLAC-PUB-9068*, *hep-ph/0112313* (2001) (cf. p. 46).
- [67] D. SCHULTE. *Introduction to Interaction Region Issues : CLIC Interaction Point Layout and Issues*. Rapp. tech. CERN-PS-99-066-LP; CLIC-Note-412, 1999 (cf. p. 46).
- [68] *Beam Spectrum files, provided by Daniel Schulte*. <http://clic-beam-beam.web.cern.ch/clic-beam-beam/> (cf. p. 46).

- [69] M. BERGGREN. “SGV 3.0 - a fast detector simulation”. In : *arXiv :1203.0217* (2012) (cf. p. 55).
- [70] N. CRAIG et al. “Precision Higgstrahlung as a probe of new physics”. In : *arxiv :1411.0676* (2015) (cf. p. 58, 59).
- [71] W. KILLIAN, M. KRAMER et P. M. ZERWAS. “Higgs-strahlung and WW fusion in e^+e^- collision.” In : *DESY 95-216 ; arxiv :hep-ph/9512355* (1995) (cf. p. 59).
- [72] B. HENNING, X. LU et H. MURAYAMA. “What do precision Higgs measurements by us?” In : *arxiv :1404.1058* (2014) (cf. p. 59).
- [73] J. ELLIS, M. K. GAILLARD et D. V. NANOPOULOS. “A phenomenological profile of the Higgs boson”. In : *Nucl. Phys. B106 292-340* (1976) (cf. p. 59).
- [74] M. THOMSON. “Model-independent measurement of the $\sigma(e^+e^- \rightarrow HZ)$ cross section at a future e^+e^- linear collider using hadronic Z decays.” In : *Eur. Phys. J. C76, 72 (2016), arXiv :1509.02853* () (cf. p. 59, 84, 85, 92, 93).
- [75] J. S. MARSHALL, A. MUNNICH et M. THOMSON. “Performance of Particle Flow Calorimetry at CLIC”. In : *Nucl. Instrum. Meth. A700, 153 (2013), arXiv :1209.4039* () (cf. p. 62).
- [76] W. KILIAN, T. OHL et J. REUTER. “Whizard-simulating multi-particle processes at LHC and ILC”. In : *Eur. Phys. J. C 71 :1742 (2011), hep-ph/0102195* () (cf. p. 66).
- [77] Andreas HOECKER et al. “TMVA : Toolkit for Multivariate Data Analysis”. In : *PoS ACAT* (2007), p. 040. arXiv : [physics/0703039](https://arxiv.org/abs/physics/0703039) (cf. p. 77).
- [78] *MAD-X, Methodological Accelerator Design*. <http://madx.web.cern.ch/madx/> (cf. p. 90).
- [79] T. BEHNKE et et AL. *The International Linear Collider Technical Design Report, Volume 1 :Executive Summary*. ILC-REPORT-2013-040, arXiv :1306.6327, 2013 (cf. p. 91).



Contents lists available at ScienceDirect

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A

journal homepage: www.elsevier.com/locate/nima

Beam parameter optimization at CLIC using the process $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow Hq\bar{q}$ at 380 GeV

F. Andrianala^{a,b,*}, R. Raboanary^a, P. Roloff^b, D. Schulte^b^a University of Antananarivo, Madagascar^b CERN, Geneva, Switzerland

ARTICLE INFO

Keywords:
CLIC
Beamstrahlung
Higgsstrahlung
Beam parameters
Optimization

ABSTRACT

At CLIC and the ILC beam–beam forces lead to the emission of beamstrahlung photons and a reduction of the effective center-of-mass energy. This degradation is controlled by the choice of the horizontal beam size. A reduction of this parameter would increase the luminosity but also the beamstrahlung. In this paper the optimum choice for the horizontal beam size is investigated for one of the most important physics processes. The Higgsstrahlung process $e^+e^- \rightarrow HZ$ is identified in a model-independent manner by observing the Z boson and determining the mass against which it is recoiling. The physics analysis for this process is performed for constant running times, assuming different beam size and taking into account the resulting levels of integrated luminosity and the associated luminosity spectra.

1. Introduction

The main goal of the future Compact Linear Collider (CLIC) design is to deliver e^+e^- collisions at center-of-mass energies in the range from 0.38 up to 3 TeV with high luminosities above $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [1,2]. CLIC is planned to be built in several energy stages, the first one is proposed to be at 380 GeV. This energy allows to fully explore the Higgsstrahlung process and top quark pair production at the same time [3]. The collision at a linear collider is affected by strong beam–beam forces. This leads to a luminosity enhancing *pinch effect* and also to the emission of *beamstrahlung* photons which degrades the luminosity spectrum. The resulting reduction of the colliding particle energies, which is similar with the mechanism to the Initial State Radiation (ISR), has an impact on the physics measurement.

High luminosity is required for precision physics measurements. One way of increasing the luminosity is to reduce the horizontal beam size. However, beamstrahlung and luminosity are correlated in a way that reducing the horizontal beam size enlarges the beamstrahlung effect. Hence a good compromise between luminosity and beamstrahlung needs to be found. The CLIC project has already chosen a default beam size based on the generic aim to have 60% of the luminosity above 99% of the nominal center-of-mass energy at the first energy stage. This is roughly comparable to the effect of ISR, which reduces the effective center-of-mass energy of colliding particles by less than 1% with a similar probability. The ILC has used similar considerations. However, this parameter choice should be confirmed with detailed

studies of the most relevant physics channels. One of the most important measurements at 380 GeV is the recoil mass analysis of the Higgsstrahlung process [3]. This analysis is expected to be highly sensitive to the beamstrahlung effect because the nominal center-of-mass energy is assumed in the recoil mass calculation. The Higgsstrahlung process allows to measure the Higgs couplings in a model independent manner. This is possible because Higgsstrahlung events can be identified from the Z boson alone and no assumptions on the Higgs decay are necessary. In this paper, the horizontal beam size corresponding to the best precision on the cross-section measurement for Higgsstrahlung process is determined.

2. Interplay of luminosity and beamstrahlung

In the following, the beamstrahlung effect as well as the Higgsstrahlung process are introduced. The impact of beamstrahlung on the physics measurement is illustrated. Finally, a full scan of the horizontal beam size showing how beamstrahlung relates to luminosity is described.

2.1. Beamstrahlung at CLIC

In order to achieve high luminosity and low radiation from beamstrahlung, CLIC uses flat beams.

For a linear collider, the luminosity \mathcal{L} is given by:

* Corresponding author at: University of Antananarivo, Madagascar.
E-mail address: fenompanirina.andrianala@cern.ch (F. Andrianala).

$$\mathcal{L} = H_D \frac{N^2 f_r n_b}{4\pi\sigma_x\sigma_y}, \quad (1)$$

where N is the number of particles per bunch, n_b is the number of bunches per train and f_r is the repetition frequency of the bunch trains; σ_x and σ_y are the beam sizes in horizontal and vertical directions at the interaction point. H_D is the luminosity enhancement factor due to the pinch effect which is $1 < H_D < 2$ for colliding beams of opposing charge. For a Gaussian beam, the average energy of photons from the deflection of the colliding particles E_γ is proportional to [5]:

$$E_\gamma \propto \frac{N}{(\sigma_x + \sigma_y)\sigma_z}, \quad (2)$$

where N is the number of particle per bunch. The average number of photons n_γ is proportional to:

$$n_\gamma \propto \frac{N}{\sigma_x + \sigma_y}. \quad (3)$$

Hence flat beams with $\sigma_x \gg \sigma_y$ are used. The product of the horizontal and vertical beam sizes is small leading to high luminosity while the sum of them is large, reducing the beamstrahlung effect [5,6]. Note that the horizontal beam size σ_x is proportional to $\sqrt{\epsilon_x}$, where ϵ_x is the normalized horizontal emittance. The summary of the CLIC and ILC nominal beam parameters is shown in Table 1.

2.2. Higgsstrahlung process

At a few hundred GeV center-of-mass energy, Higgsstrahlung, $e^+e^- \rightarrow HZ$, is the dominant process for Higgs boson production [3]. The energy and momenta of the two final state particles from the Z decay allow to reconstruct the recoil mass of Higgs boson. The recoil mass of Higgs boson is given by:

$$m_{rec}^2 = s + m_Z^2 - 2\sqrt{s} \cdot E_Z, \quad (4)$$

where \sqrt{s} is the nominal center-of-mass energy, m_Z is the reconstructed invariant mass of the Z and E_Z is the Z boson energy. The jet energy resolution of a detector at CLIC R_j is simulated using the smearing method which is defined as:

$$E_{j,sm} = E_j + E_j R_j G_j, \quad (5)$$

where $E_{j,sm}$ is the smeared jet energy; E_j is the initial jet energy; R_j is the relative jet energy resolution and G_j is a random number distributed as a Gaussian function with mean =0 and width =1. The smeared momentum of the jet is calculated from its smeared energy keeping its mass unchanged. A perfect jet energy resolution corresponds to $R_j = 0.0\%$.

The background sample is defined as $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ and $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\bar{f}\bar{f}$ including $q\bar{q}l\bar{l}$, $q\bar{q}l\nu$, $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$, $q\bar{q}q\bar{q}$ where $q = u, d, s, c, b$ and

Table 1
Summary of CLIC and ILC nominal beam parameters [2,4].

Parameter	Symbol	Unit	CLIC	ILC
Center-of-mass energy	\sqrt{s}	GeV	380	350
Normalized horizontal/vertical emittance	ϵ_x/ϵ_y	$\mu\text{m}/\text{nm}$	0.95/30	10/35
IP beam size	σ_x/σ_y	nm	149/2.9	683.5 ^a /5.9 ^a
Bunch length	σ_z	μm	70	300 ^a
Horizontal/vertical IP beta function	β_x^*/β_y^*	mm	8.2/0.1	16/0.34
Bunch separation	Δt	ns	244	554
Charge per bunch	N	10^{10}	0.52	2
Number of bunch per train	n_b	–	352	1312
Repetition frequency	f_r	Hz	50	5
Total luminosity	\mathcal{L}	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	1.5	1.0
Luminosity above 99% of \sqrt{s}	$\mathcal{L}_{99\%}$	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	0.9	0.77

^a RMS size.

$f = q, e, \mu, \tau, \nu$, in order to cover all possible processes. In case of four jets, $q\bar{q}q\bar{q}$, the best combination of two quarks is taken as Z candidate for each event. The best combination corresponds to the lowest χ^2 which is defined as:

$$\chi^2 = \frac{(m_Z - m_{12})^2}{\sigma_Z^2} + \frac{(m_H - m_{34})^2}{\sigma_H^2} \quad (6)$$

where m_{12} and m_{34} are the invariant masses of two jets pairs; σ_Z and σ_H are the width of the Z and Higgs mass peaks for the correct combination, respectively. Events are generated using WHIZARD 2.2.4 [7]. The Higgs boson mass is assumed to be $m_H = 126$ GeV for the signal, and $m_H = 12000$ GeV for the $q\bar{q}\bar{f}\bar{f}$ background so that the background does not contain signal events. The kinematic cuts $p_i > 5$ GeV and $10^\circ < \theta_{q,\bar{q}} < 170^\circ$ are applied for the two Z decay quarks. ISR is simulated.

Beamstrahlung affects the shape of the signal peak. To show this effect, four different values of ϵ_x are chosen. Corresponding scatter plots for $R_j = 3.5\%$ are shown in Fig. 1. The value of $R_j = 3.5\%$ is chosen because it is in agreement with full simulation studies of CLIC detector concepts [8]. One can see in Fig. 1 the important contribution of the beamstrahlung to the Higgs boson recoil mass reconstruction. Reducing the size of the beam shifts the Higgs recoil mass to higher values.

2.3. Impact of beamstrahlung on the reconstruction

The beamstrahlung modifies the colliding particle energies. This leads to a bias in the estimate of the recoil mass i.e. the reconstructed mass of the Higgs boson. If the Higgs boson mass is in the range of:

$$m_{H,low} < m_{rec} < m_{H,high}, \quad (7)$$

the colliding particle energies E_1 and E_2 have to fulfill the following condition:

$$E_{Z,min} < \frac{(E_1 + E_2)^2 + m_Z^2 - m_H^2}{2(E_1 + E_2)} < E_{Z,max}, \quad (8)$$

with,

$$E_{Z,min} = E_Z(m_{rec} = m_{H,high}), \quad (9)$$

$$E_{Z,max} = E_Z(m_{rec} = m_{H,low}), \quad (10)$$

where $m_{H,low}$ and $m_{H,high}$ are the lower and upper bounds of the Higgs boson recoil mass.

m_Z and m_H are the invariant mass of Z and Higgs boson respectively; m_{rec} is the reconstructed recoil mass of the Higgs boson.

To distinguish the colliding particle energies, one uses the condition in Eq. (8). In Fig. 2 three types of colliding particle energies are shown: *good* energies that fulfill condition in Eq. (8) (green), *bad* energies that do not fulfill condition in Eq. (8) (red) and energies in *intermediate* position. The lower and upper bounds of the Higgs boson recoil mass are $m_{H,low} = 116$ GeV and $m_{H,high} = 146$ GeV respectively and correspond to the luminosity from a very huge beam size ($\epsilon_x = 100 \mu\text{m}$) where the beamstrahlung effect is negligible. The intermediate energies correspond to $m_{H,low} \pm 4$ GeV or $m_{H,high} \pm 4$ GeV.

The luminosity spectrum with three regions is shown in Fig. 3. The green part fulfills the condition in Eq. (8) while the red one does not. An intermediate region (blue band) is considered in order to see more closely what is happening in between.

It is clearly seen that beamstrahlung modifies the measurement of the recoil mass of the Higgs boson. After taking each part of luminosity and using it as input into WHIZARD, the recoil masses in Fig. 4(a), (b), (c) are obtained for signal, $q\bar{q}\bar{f}\bar{f}$ background, $q\bar{q}$ background respectively and for 100,000 generated events.

Like the signal, the backgrounds are moved to higher masses (see Fig. 4(b) and (c)) and the Higgs peak becomes more and more covered by them causing the signal peak extraction difficult. One can see that

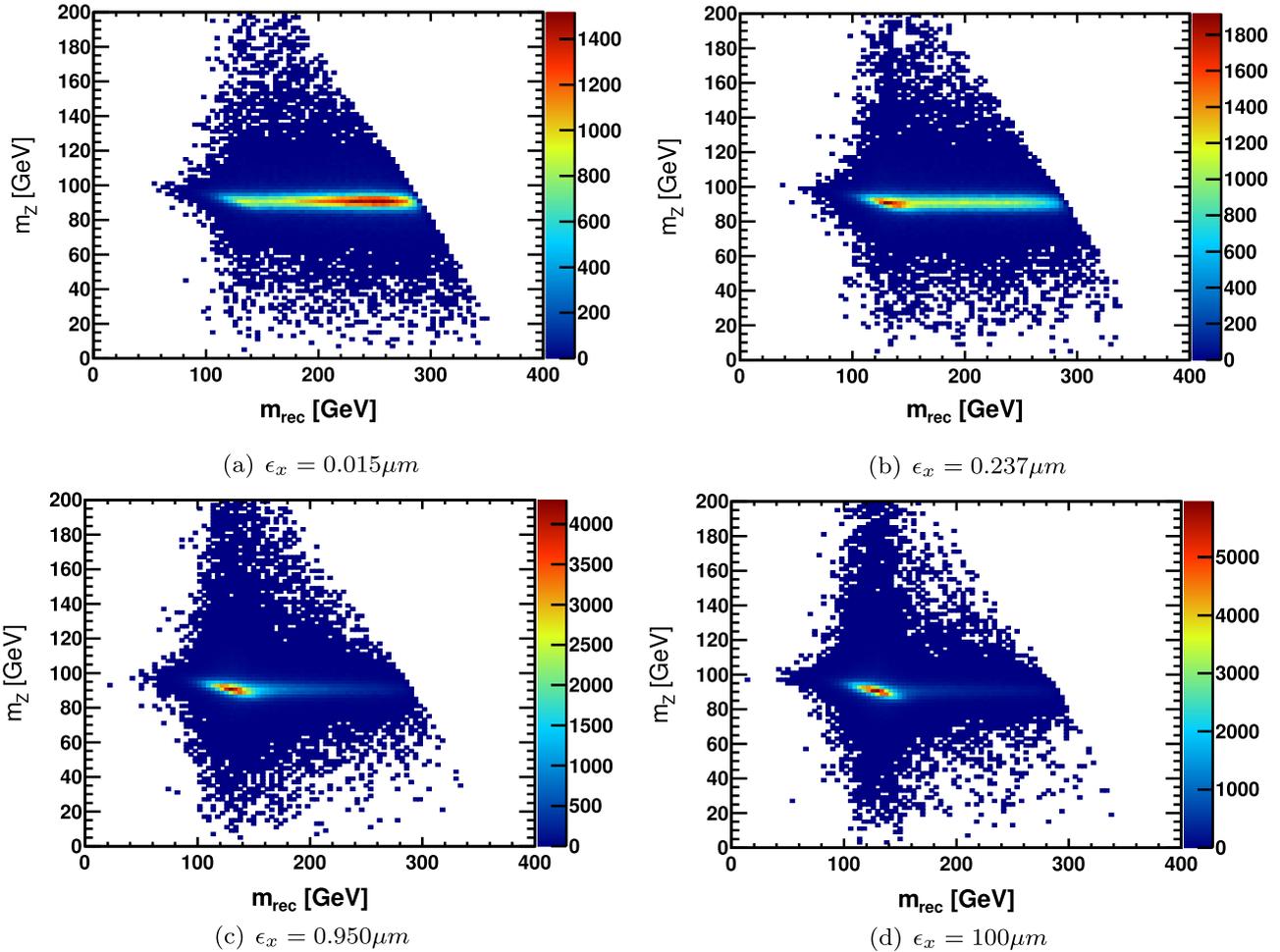


Fig. 1. The recoil mass vs the reconstructed mass of Z for signal and for four different values of ϵ_x for $R_j = 3.5\%$.

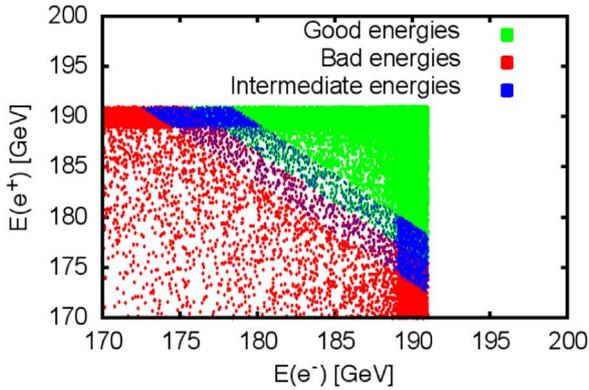


Fig. 2. Electron and positron energy distribution with three regions: good energies i.e. energies fulfilling the condition in Eq. (8) (green), bad energies i.e. energies not fulfilling the condition in Eq. (8) (red), intermediate energies (blue). (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this paper.)

the angle of the Z is modified by beamstrahlung as well. Fig. 4(d) shows that beamstrahlung makes Z decays happen more closer to beam axis.

The peaks at very high \sqrt{s} in Fig. 4(b) originate from $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ events where one of the quarks radiates a gluon that spits into a further $q\bar{q}$ pair. The distributions in Fig. 4(a)–(c) for lower center-of-mass energies are shifted, because the nominal center-of-mass energy is assumed in the calculation of m_{rec} .

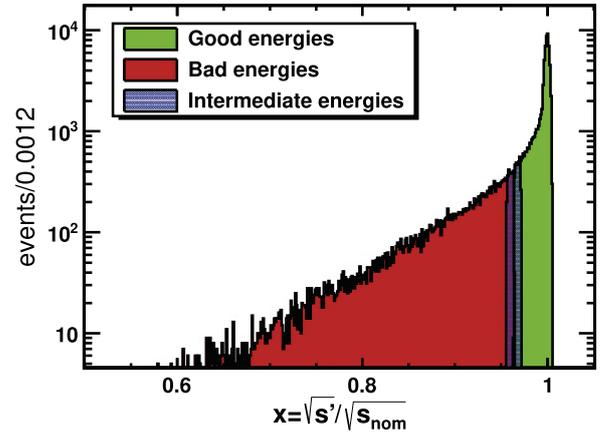


Fig. 3. Luminosity spectrum with three different regions: the green region fulfills the condition in Eq. (8) for colliding particle energies to produce Higgs boson (good energies), the red one does not fulfill the condition in Eq. (8) (bad energies) and the blue band (intermediate energies) in between. (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this paper.)

2.4. Beamstrahlung and luminosity

The straightforward approach to see how beamstrahlung and luminosity are connected by the horizontal beam size is to perform a full scan by varying the angular spread and size. This is done using a scaling parameter S_x which is defined as:

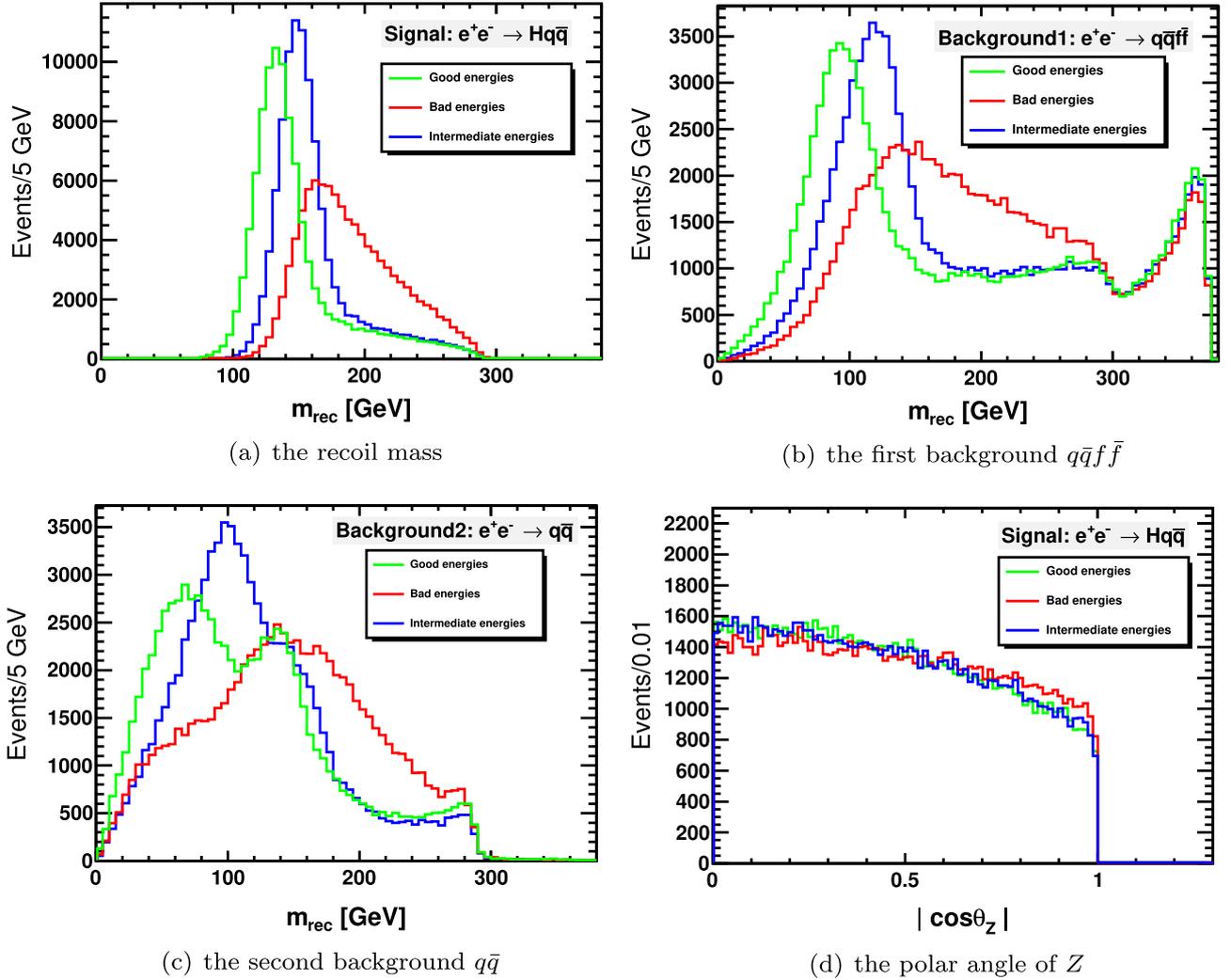


Fig. 4. Recoil mass distributions from three (good, bad and intermediate) different colliding particle energies. Each peak has the same number of events and for $R_j = 3.5\%$.

$$S_x = \sqrt{\frac{\epsilon_x}{\epsilon_0}}, \quad (11)$$

where ϵ_0 is the nominal normalized horizontal emittance. Note that S_x is proportional to σ_x because the latter is proportional to $\sqrt{\epsilon_x}$. The GUINEA-PIG software [9] allows to do such a simulation. The coherent pairs is included in the simulation. The integrated luminosity \mathcal{L}_{int} is given by:

$$\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L} dt = \frac{\mathcal{L}_{GP}}{\mathcal{L}_0} \cdot \mathcal{L}_{ref} [fb^{-1}] \quad (12)$$

where \mathcal{L} is the instantaneous luminosity; \mathcal{L}_{GP} is the luminosity from GUINEA-PIG; \mathcal{L}_0 is a luminosity from GUINEA-PIG utilized for comparison and \mathcal{L}_{ref} is the integrated luminosity reference. The integrated luminosity \mathcal{L}_{int} , normalized to 500 fb^{-1} for $S_x = 1$, for each value of S_x is plotted in Fig. 5. The reference point corresponds to $\mathcal{L}_0 = 8.910 \cdot 10^{33} \text{ m}^{-2}$ per bunch crossing and for $\mathcal{L}_{ref} = 500 \text{ fb}^{-1}$. One can see that beamstrahlung increases the luminosity. However, on the one hand, for a very low emittance, it does not follow the simple scaling which predicts $\mathcal{L}_{int} \sim \frac{1}{\sqrt{\epsilon_x}} = \frac{1}{S_x \sqrt{\epsilon_0}}$ due to other physics phenomena.

On the other hand, beamstrahlung affects more the luminosity for smaller S_x in a way that the difference between the peak luminosity $\mathcal{L}_{99\%}$, and the integrated luminosity \mathcal{L}_{int} becomes larger. This means that squeezing the beam is not interesting anymore when the highest value of $\mathcal{L}_{99\%}$ is reached since the quality of luminosity is not improving.

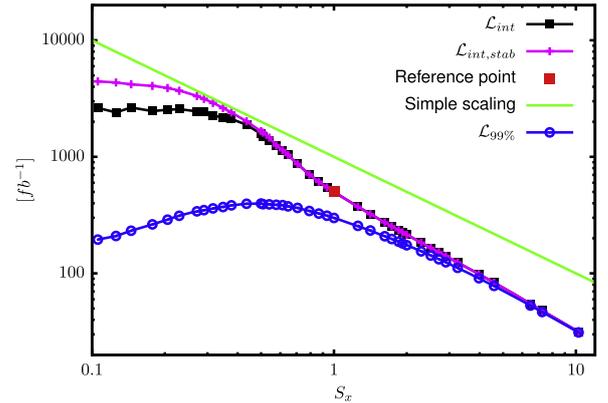


Fig. 5. Integrated luminosity without collision stabilization (black), integrated luminosity with collision stabilization (magenta), peak luminosity (blue) and the simple scaling: $\mathcal{L}_{int} \sim \frac{1}{S_x \sqrt{\epsilon_0}}$ (green) for each value of S_x . (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this paper.)

In this work, an effort is made to stabilize the collision for smaller S_x by setting the *force symmetric* which models the beam to be up-down and left-right symmetric. This significantly enhances the luminosity and the reconstruction for a very small beam size. Luminosity for the case of stabilized collision corresponds to the magenta curve in Fig. 5.

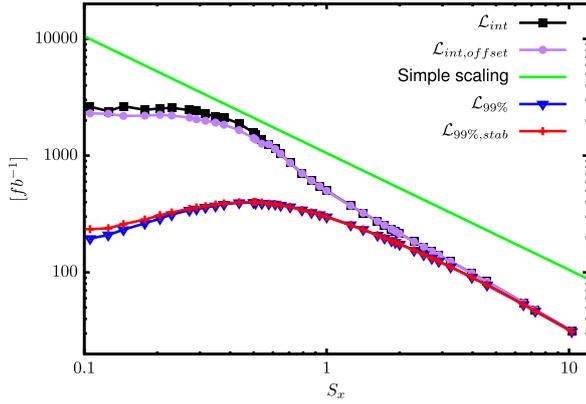


Fig. 6. Integrated luminosity without collision stabilization (black), luminosity without collision stabilization and with an offset of 0.1 each beam at very low S_x (purple), peak luminosity without collision stabilization (blue), peak luminosity with collision stabilization (red), and the simple scaling (green) for each value of S_x . (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this paper.)

2.5. Note on disruption effects

For a very small beam size, disruption is one of the major sources of collision instability. This phenomena is due to the attractive force that the two colliding bunches exert on each other causing luminosity enhancement and is clearly seen when the beam is squeezed hard. Nevertheless, if one continues squeezing the beam, this disruption phenomenon is saturated at some level because of the particle energy loss due to the intense beamstrahlung and the luminosity does not improve anymore. The vertical disruption D_y is given by [10]:

$$D_y = \frac{2r_e N \sigma_z}{\gamma \sigma_y (\sigma_x + \sigma_y)}, \quad (13)$$

where r_e is the classical electron radius, N the number particles per bunch and γ the Lorentz relativistic factor.

In addition, by adding a vertical offset of 0.1 for each beam, one obtains almost the same luminosity (see the black and the purple curves in Fig. 6). This means that, in this regime, the luminosity is not sensitive to beam offset. Moreover, the collision instability has a very small effect on the luminosity peak (see the red and the blue curves in Fig. 6). This means that only less energetic particles are affected by the collision instability. This idea leads the assumption that the case of *non-stabilized-collision* (see the black curve in Figs. 5 and 6) should give a better representation of the luminosity expectation as a function of the beam size. Still, both cases i.e. with and without collision stabilization are reasonable and results from each case will be shown.

3. Optimization strategy

The optimization strategy is based on the fact that each beam parameter choice corresponds a specific luminosity and a luminosity spectrum. The latter is utilized to generate events and each case is analyzed separately.

Thus, the luminosity file is produced by GUINEA-PIG after setting up the beam parameters. Forty different cases are chosen from $S_x = 0.1$ to $S_x = 10$. 200,000 events for both background and signal are generated for each case and the cross-sections are extracted.

The quality of beam is described by the cross-section uncertainty $\Delta\sigma/\sigma$ defined as:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sqrt{\bar{N}_s + \bar{N}_b}}{\bar{N}_s} \cdot 100\% \quad (14)$$

where,

$$\bar{N}_s = \eta_s \cdot N_{expb} \quad (15)$$

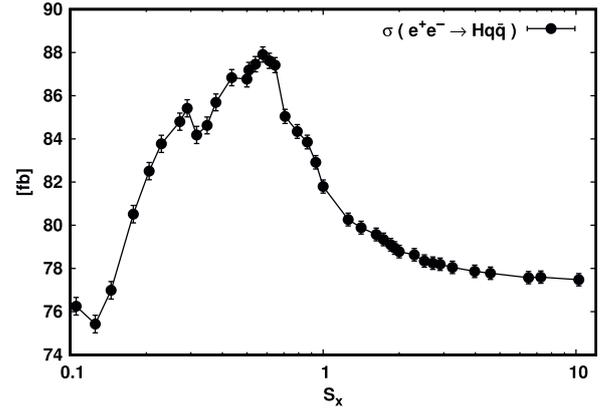


Fig. 7. Signal cross-section including the beamstrahlung effect for each value of S_x . These values are taken from WHIZARD.

$$N_{expb} = \sigma_s \cdot \mathcal{L}_{int} \quad (16)$$

$$\sigma_s = \sigma(e^+e^- \rightarrow Hq\bar{q}) \quad (17)$$

similarly for background,

$$\bar{N}_b = \eta_b \cdot N_{expb} \quad (18)$$

$$N_{expb} = \sigma_b \cdot \mathcal{L}_{int} \quad (19)$$

$$\sigma_b = \sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\bar{f}\bar{f}) + \sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) \quad (20)$$

where $\bar{N}_{s,b}$ the number of selected signal and background events, $\sigma_{s,b}$ the cross-section, $\eta_{s,b}$ the efficiency, N_{expb} the number of expected events corresponding to luminosity for signal and background, respectively.

The cross-sections including the beamstrahlung effect are taken from WHIZARD for both backgrounds and signal sample (see Figs. 7 and 8).

Given that the cross-section $\sigma(e^+e^- \rightarrow HZ)$ spectrum as a function of energy rises steeply and reaches a maximum at around 240 GeV before falling down again (see Fig. 9), more beamstrahlung increases the effective cross-section at 380 GeV. This is clearly seen in Fig. 7. However, the reconstruction becomes harder since the Higgs boson recoil mass is shifted due to beamstrahlung. Concerning the background cross-section in Fig. 8, it continues to rise up for lower energy.

3.1. Naive approach

Naively, the optimum value of the beam parameter can be found by applying a very simple approach based on the lower and upper bounds of the Higgs recoil mass developed in Section 2.3. The number of events from the good colliding particles energies are counted.

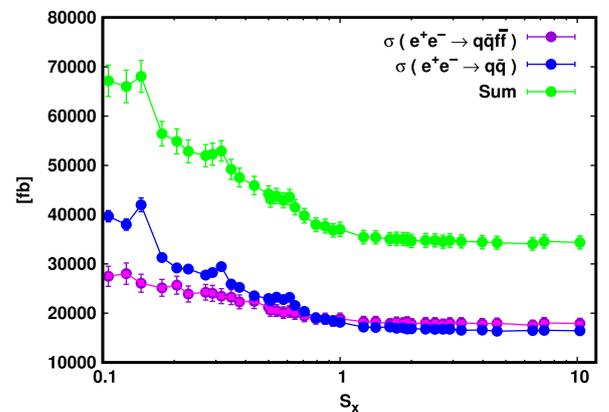


Fig. 8. Background cross-section including the beamstrahlung effect for each value of S_x . These values are taken from WHIZARD. Two types of background are considered. The sum of two cross-section values is shown.

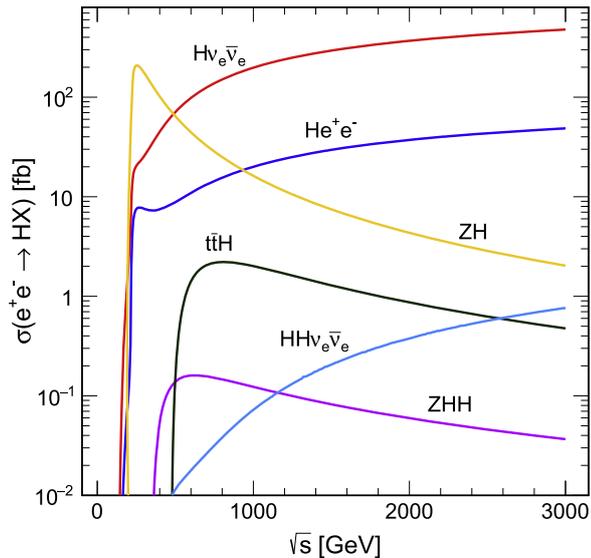


Fig. 9. Higgs production cross-sections at different center-of-mass energies. This includes ISR but not beamstrahlung [2].

One can introduce the *goodness of the luminosity* $\mathcal{L}_{goodness}$ which is defined as:

$$\mathcal{L}_{goodness} = \frac{\mathcal{L}_{peak}}{\mathcal{L}_{int}} \quad (21)$$

where \mathcal{L}_{peak} the peak luminosity fulfilling the condition in Eq. (7) and \mathcal{L}_{int} the total integrated luminosity.

The signal efficiency η_s and the background efficiency η_b become:

$$\eta_s = \frac{\bar{N}_s}{N_{exp}}, \quad (22)$$

$$\eta_b = \frac{\bar{N}_b}{N_{expb}}. \quad (23)$$

Fig. 10 shows that $\mathcal{L}_{goodness}$ and the signal efficiency η_s in Eq. (23) are in reasonable agreement. The difference is due to ISR, because it has been activated only inside the WHIZARD but not inside GUINEA-PIG. The curve of $\mathcal{L}_{goodness}$ reaches 100% at $S_x = 10$.

$\mathcal{L}_{goodness}$ can be employed to determine the optimum value of the beam parameters using an effective Higgs event reconstruction.

The obtained precision $\Delta\sigma/\sigma$ for each value is fitted in order to get the optimum. A reasonable fit function with a $\chi^2/ndof \approx 1$ is:

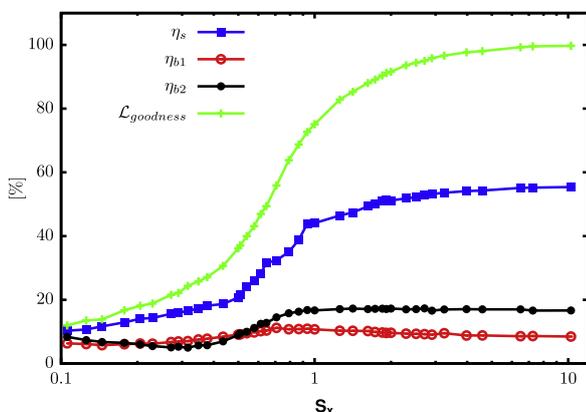


Fig. 10. Signal (blue) and background (red and black) efficiencies, goodness of the luminosity (green) for each value of S_x and for $R_j=3.5\%$. Signal efficiency (blue) and the goodness of the luminosity (green) are in reasonable agreement. (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this paper.)

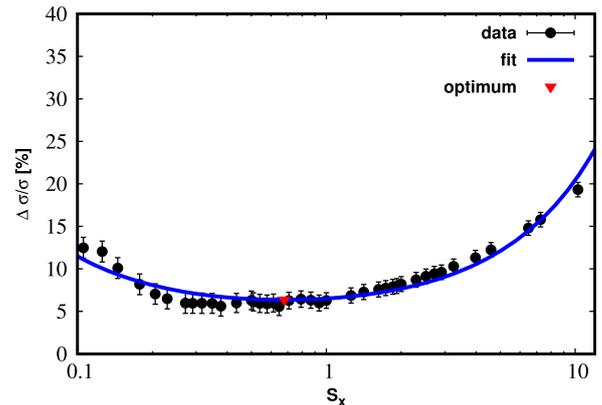


Fig. 11. Fitted cross-section uncertainty for each value of S_x showing the optimum for $R_j=3.5\%$ and from the simple approach for an integrated luminosity of 500 fb^{-1} .

$$f(x) = \frac{x}{a} \exp[(\log x - c)^2/b] \quad (24)$$

3.2. Reconstruction approach

This approach represents a somewhat more realistic way to perform such an optimization study. In this case, no lower and upper bounds of the Higgs recoil mass is used. A Boosted Decision Tree (BDT) classifier as implemented in the Multivariate Analysis Tool (TMVA) [11] is used to suppress the backgrounds. Only quarks from Z decays having a transverse momentum above 5 GeV and a polar angle in the range of $10^\circ < \theta_{q,\bar{q}} < 170^\circ$ are considered. The expected number of events N_{exp} is the product of the cross-section and the corresponding integrated luminosity. The latter is calculated (see Eq. (12)) using the GUINEA-PIG output. The background suppression uses four variables:

The initial energy spread, the coherent pairs effect and the beamstrahlung are simulated with GUINEA-PIG while the ISR is activated inside WHIZARD, as it depends on the actual event.

This study is done at the Monte Carlo event generator level and the smearing method as described in Eq. (5) is adopted to estimate the jet energy resolution. The integrated luminosity is normalized to 500 fb^{-1} at $S_x=1$. The analysis of a single case is summarized in Table 2 where the variables defined in Section 3 are utilized to compute the cross-section uncertainty $\Delta\sigma/\sigma$ for the normalized nominal horizontal emittance $\epsilon_{x,nom} = 0.950 \mu\text{m}$ and for $R_j = 3.5\%$. N_{exp} and \bar{N} are the number of events before and after the TMVA classification respectively. The signal efficiency η_s and the background efficiency η_b are from TMVA; N_{gen} is the generated number of events and N_{exp} is the expected number of events based on the assumed integrated luminosity.

- the recoil mass,
- the reconstructed Z mass,
- the polar angle of the Z and

Table 2

Summary of variables defined in Section 3 utilized to compute the cross-section uncertainty $\Delta\sigma/\sigma$ for a given $\epsilon_x = 0.950 \mu\text{m}$ and for $R_j = 3.5\%$. N_{exp} and $\bar{N}_{s,b}$ are respectively the number of events before and after TMVA classification.

Variables	Unit	Signal	Background
ϵ_x	μm	0.950	0.950
σ	fb	81.794	36,532
N_{exp}	–	40,897	18,265,900
η	%	25.98	0.13
$\bar{N}_{s,b}$	–	10,627	24,641
$\Delta\sigma/\sigma$	%		1.767

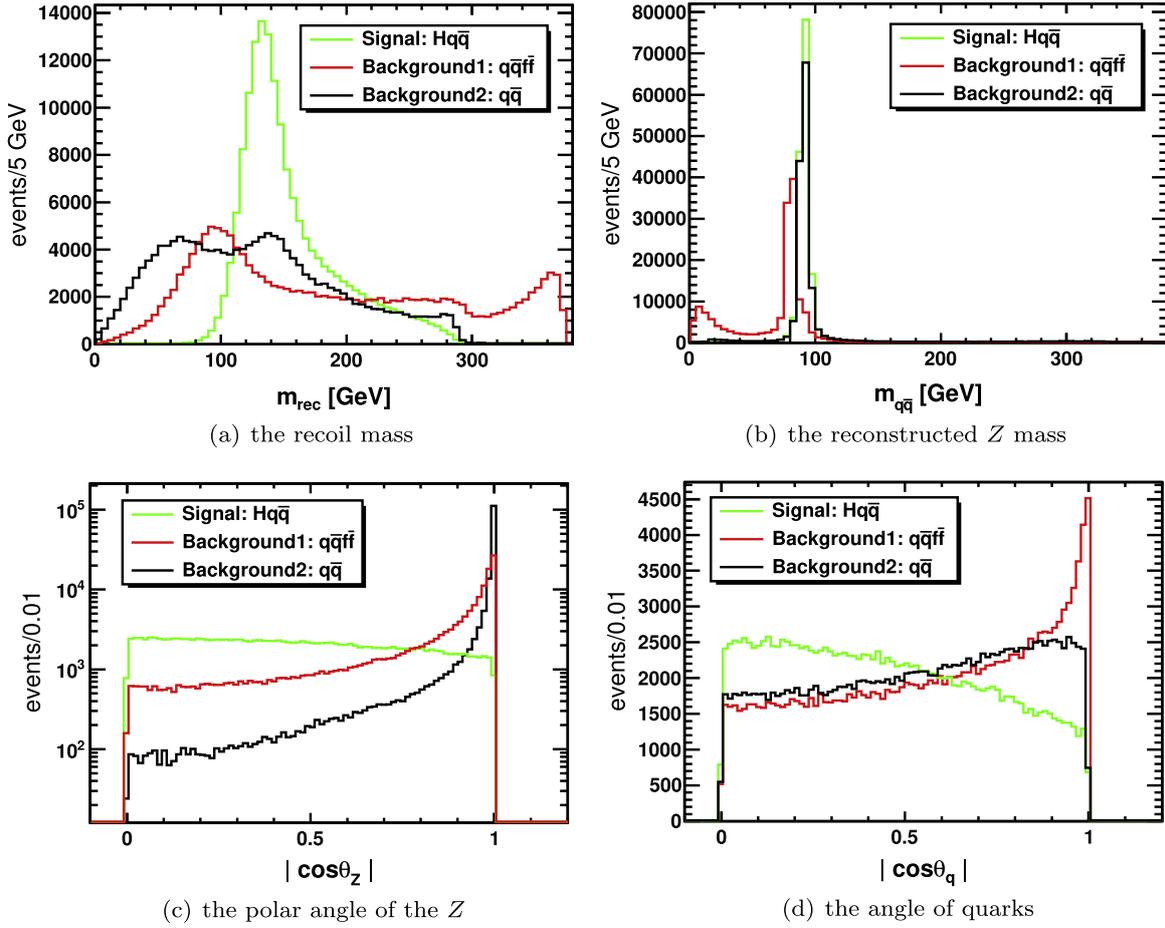


Fig. 12. Distributions of the four variables employed by TMVA with BDS classifier to select events from the Z decay relative to its flight direction after boosting into its rest frame.

- the angle of the quarks from the Z decay relative to its flight direction in the Z rest frame.

The distributions of the four variables used by the BDT classifier to select events are shown in Fig. 12. TMVA gives the signal and background efficiencies according to the number of selected events.

To naively localize the optimum, it is reasonable to divide S_x in three regions: region 1 where S_x is less than $S_{x,low} = 0.3$; region 2 where S_x is less than the nominal $S_{x,nom} \approx 1$ and greater than $S_{x,low}$; region 3 where S_x is bigger than $S_{x,nom}$.

These three regions are plotted in Fig. 13. This figure also shows

curves of the three relevant parameters of the optimization explained in Section 3: the signal and background cross-sections including the beamstrahlung effect and the integrated luminosity. The curves are superposed in order to their shapes.

The background cross-section σ_b is somewhat higher at smaller S_x . Nevertheless it becomes flat in region 2. The signal cross-section σ_s is almost constant except for a very small bump in region 1 and region 2. It is evident that the optimum of S_x should be in region 2.

One can see in Fig. 14 that both the background efficiency and the signal efficiency become larger at smaller S_x . This means that TMVA hardly suppresses unwanted events for smaller beam size.

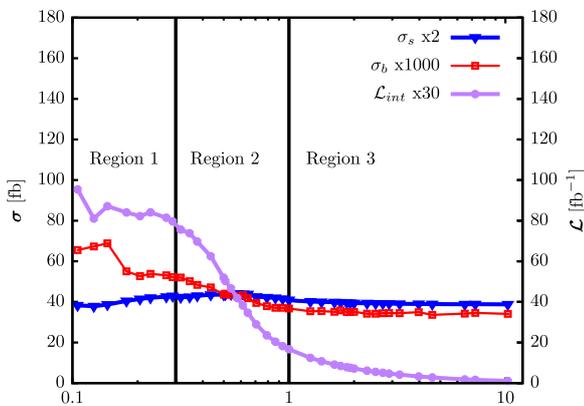


Fig. 13. S_x versus three relevant parameters: the signal cross-section (blue), the background cross-section (red), and the integrated luminosity (purple). (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this paper.)

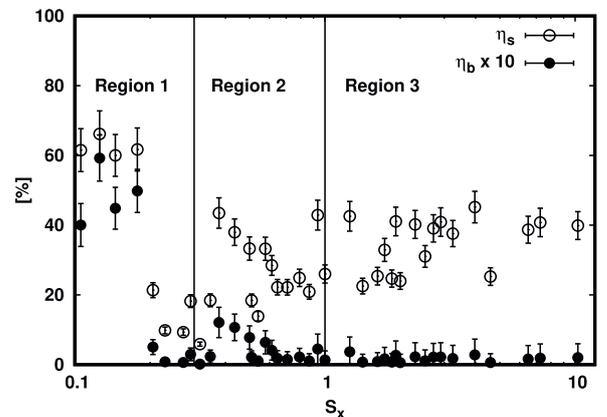


Fig. 14. Signal efficiency and background efficiency for $R_j = 3.5\%$ and for each value of S_x .

Table 3
Optimum values of S_x for a perfect, 3.0%, 3.5%, and 4.0% jet energy resolution and the corresponding cross-section uncertainties. These values are obtained after collision stabilization.

R_j (%)	$S_{x,opt}$	$\Delta\sigma/\sigma$ (%)
0.0	0.6453	1.323
3.0	0.4166	1.630
3.5	0.4065	1.666
4.0	0.3797	1.722

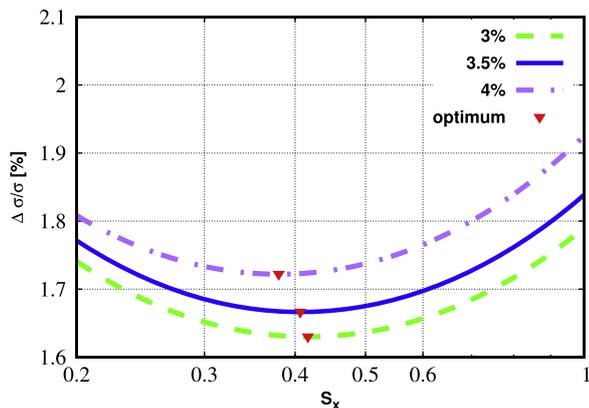


Fig. 15. Cross-section uncertainty for each value of S_x zoomed in region 2 and showing the optimum. This is for a 3%, 3.5% and 4.0% jet energy resolution and after collision stabilization. Only fits are plotted.

4. Results

Table 3 shows the results of the optimization for a perfect, 3.0%, 3.5% and 4.0% jet energy resolution. The optimum value $S_{x,opt}$ and the corresponding cross-section uncertainty $\Delta\sigma/\sigma$ are summarized. Fits of $\Delta\sigma/\sigma$ versus S_x for three different jet energy resolutions showing the optimum are plotted in Fig. 15. These results are obtained by suppressing the disruption effect as discussed in Section 2.4. Otherwise, the optimum values of S_x are a bit larger but the corresponding uncertainties also become higher. For the case without collision stabilization, results are shown in Table 4. Fits of $\Delta\sigma/\sigma$ versus S_x for three different jet energy resolutions showing the optimum are plotted in Fig. 16. Fig. 17 shows the fitted $\Delta\sigma/\sigma$ for each value of S_x and for $R_j=3.5\%$.

The cross-section uncertainties in Tables 2 and 3 are very close to the fractional uncertainty on the total cross-section from the full simulation at $\sqrt{s} = 350$ GeV [3,12]. In the mentioned references, similar studies with full simulation have been reported where the Higgsstrahlung cross-section can be measured using the hadronic recoil mass with an uncertainty $\Delta\sigma(HZ) = \pm 1.8\%$ at CLIC. In Table 2, the uncertainty is 1.767% at the nominal value of ϵ_x and for $R_j=3.5\%$. Precisions at the optimum value of S_x in Tables 3 and 4 are even better.

Similarly to Figs. 13 and 17 can be divided into three regions: the same as explained in Section 3.2. Beamstrahlung is obviously very large

Table 4
Optimum values of S_x for a perfect, 3.0%, 3.5%, and 4.0% jet energy resolution and the corresponding cross-section uncertainties. These values are obtained without collision stabilization.

R_j (%)	$S_{x,opt}$	$\Delta\sigma/\sigma$ (%)
0.0	0.7162	1.355
3.0	0.4820	1.692
3.5	0.4777	1.720
4.0	0.4624	1.806

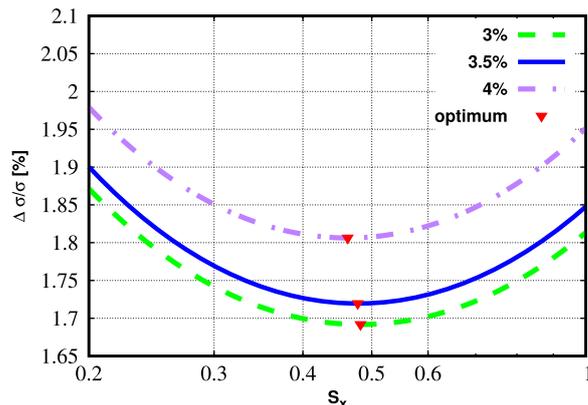


Fig. 16. Cross-section uncertainty for each value of S_x zoomed in region 2 and showing the optimum. This is for a 3%, 3.5% and 4.0% jet energy resolution. Only fits are shown and these are without collision stabilization.

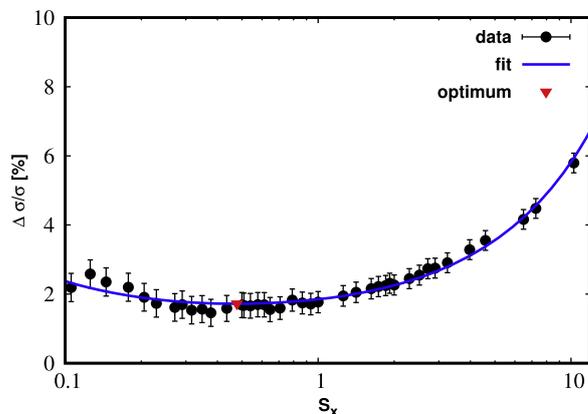


Fig. 17. Fitted cross-section uncertainty for each value of S_x showing the optimum for $R_j=3.5\%$ and without collision stabilization.

in region 1. Going to smaller S_x , the integrated luminosity reaches its maximum and becomes constant (see Fig. 5). The signal reconstruction efficiency is at its minimum values. Therefore the Higgs recoil mass resolution is worse. The most significant concern in this region is the impossibility of squeezing the beam to a such size which is extremely small.

Fig. 11 shows the optimum value from the naive approach where the optimum is not so far from the one found in the reconstruction approach developed in Section 3.2 and shown in Fig. 17. Nonetheless, the corresponding $\Delta\sigma/\sigma$ is worse because the naive approach is not as powerful as the reconstruction approach.

It is clearly seen that in region 3 towards $S_x=10$, $\Delta\sigma/\sigma$ is three times worse which corresponds to approximately a factor 10 of luminosity loss (see Fig. 5) compared to the value at $S_x=1$. Therefore, the fact that beamstrahlung is negligible cannot compensate the good quality of reconstruction in this region because luminosity loss is very significant. On top of the important loss of luminosity, by increasing the beam size, the quality of event reconstruction is not improved since the efficiency of signal reconstruction is nearly constant there (see Figs. 10 and 13).

The region 2 is important where the curve of S_x versus $\Delta\sigma/\sigma$ is nearly flat. This region is zoomed in Fig. 16. The variation of the integrated luminosity at this region is also zoomed in Fig. 18 in order to see more closely what is happening there.

By choosing the optimum value of S_x , one can improve only 7.4% in the precision compared to the nominal one (see Fig. 16) which corresponds to three times higher integrated luminosity (see Fig. 18).

Only 7.4% improvement in the precision (see Fig. 16) and three times luminosity (see Fig. 18) are the result of reducing the size of beam about one quarter of its nominal value. Additionally, more

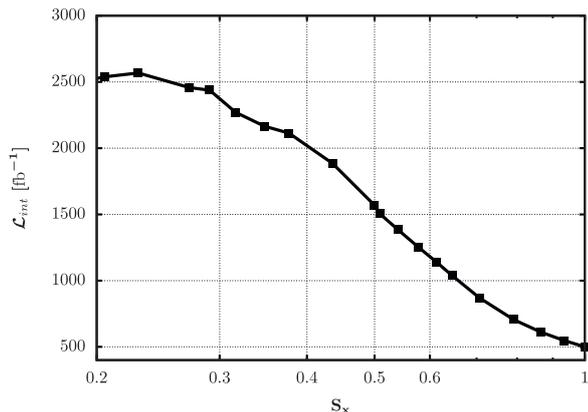


Fig. 18. Integrated luminosity zoomed in region 2. This graph shows that luminosity is three times higher from the nominal to the optimum values.

luminosity leads to more beam–beam backgrounds.

This work addresses four values of R_j . The higher the R_j , the higher is the S_x optimum value. A lower R_j requires a lower S_x in order to maintain the quality of Higgs event reconstruction. The important information from Fig. 16 is that, keeping the same beam parameters, from $R_j = 4\%$ to $R_j = 3\%$ one can improve approximately 6% in the precision.

5. Impact on the design choice

To estimate the impact, one can proceed to few changes of beam parameter and study the impact on the precision. Given that the nominal value of the horizontal beam emittance is $\epsilon_{x,nom} = 0.950 \mu\text{m}$ which corresponds to $S_x = 1$ and its optimum is $S_{x,opt} = 0.4777$ for $R_j = 3.5\%$, approximately one quarter of $\epsilon_{x,nom}$; some other fractions and multiples of $\epsilon_{x,nom}$ are to be considered. The cross-section uncertainty $\Delta\sigma/\sigma$ for seven different multiples and fractions of $\epsilon_{x,nom}$: four times, twice, equal, three quarters, one-half, one-third and one-quarter of the nominal value which is very closed to the optimum; and the improvement in the precision for each fraction and multiple are summarized in Table 5.

A smaller beam size leads to a bigger gain. By squeezing the horizontal beam emittance at one half of the nominal value, for example, one can improve around 5% in the precision. Still, constraints of squeezing the beam from the machine or from other source, certainly exist. Thus, the improvement in the precision needs to be compared with the risk at which the machine is exposed when squeezing the beam size or with any other constraint. The fact of changing the size of the beam depends on other factors along the whole accelerator structure which are not covered in this work and the realization of this small size is excluded.

Furthermore, the improvement in the precision is relatively small and might be canceled by the effect of more $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$ events at lower S_x on the jet reconstruction. In addition, the systematic un-

Table 5

Cross-section uncertainty $\Delta\sigma/\sigma$ for each fraction and multiple of S_x for $R_j = 3.5\%$. The corresponding improvement in the precision is summarized as well. These values are from the fit.

Fraction of $\epsilon_{x,nom}$	S_x	$\Delta\sigma/\sigma$ (%)	Improvement (%)
1/4 ($\approx \epsilon_{x,opt}$)	0.500	1.720	7.4
1/3	0.577	1.728	6.9
1/2	0.707	1.755	5.3
3/4	0.866	1.808	2.2
1 (nominal)	1.000	1.848	0.0
2	1.414	2.008	– 8.0
4	2.000	2.253	– 18.0

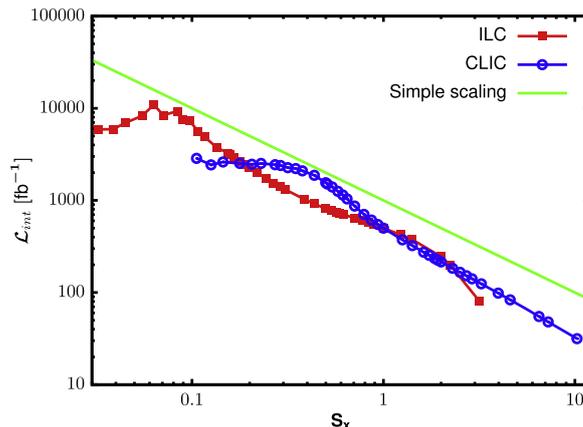


Fig. 19. Comparison of the CLIC and ILC integrated luminosity for each value of S_x . Different ϵ_0 is utilized so that, for both, the nominal is at $S_x \sim 1$.

certainty due to the knowledge of the luminosity spectrum might be larger for smaller S_x . Of particular interest is that, if the CLIC project considers to enlarge the beam size twice of the nominal value, it would only lose around 8% in the precision.

6. Comparison with the ILC parameters

CLIC and the International Linear Collider (ILC) accelerators are composed of similar main parts. It is interesting to compare the results of the optimization of these two projects.

Lattice properties for the ILC at 350 GeV center-of-mass energy are employed to generate the electron and positron distributions through MAD-X [13]. The emittance value is set inside MAD-X. The obtained particle distributions serve as an input for GUINEA-PIG. The latter produces the beam spectrum after setting the beam parameters for ILC according to the 200–500 GeV baseline parameters [4].

CLIC and ILC do not have the same ϵ_0 . For all figures in Section 6, it is set differently: for CLIC, $\epsilon_{0,CLIC} = 0.95 \mu\text{m}$ and for ILC, $\epsilon_{0,ILC} = 10 \mu\text{m}$. These are used so that, for both, the nominal normalized horizontal emittance corresponds to $S_x \approx 1$. One can see in Fig. 19 that the integrated luminosity is similar for CLIC and ILC, except at smaller S_x where ILC has a somewhat higher luminosity.

The reconstruction approach with 100,000 events, for $R_j = 3.5\%$ and without collision stabilization is applied. The result is shown in Fig. 20.

One can see in Fig. 20 that ILC has been affected by the collision instability much since it has a larger bunch length. Affected green data points are then ignored during fitting in order to show optimum. By

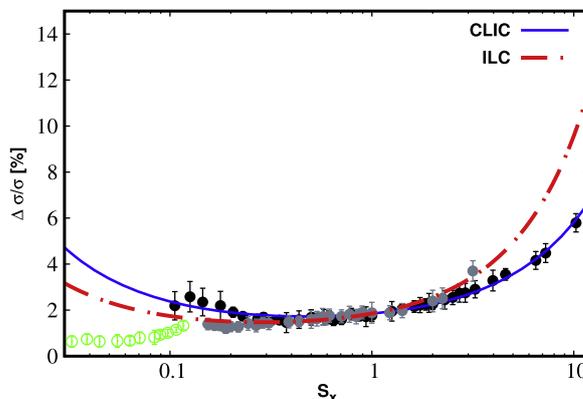


Fig. 20. Comparison of the CLIC and ILC optimization. The green points are highly affected by collision instability for ILC. Different ϵ_0 is used so that, for both, the nominal is at $S_x \sim 1$. (For interpretation of the references to color in this figure caption, the reader is referred to the web version of this paper.)

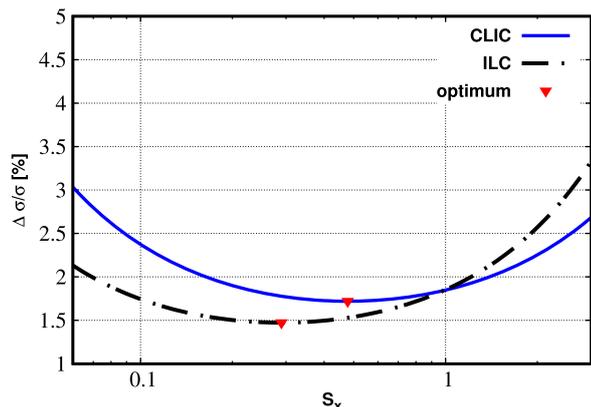


Fig. 21. Comparison of the CLIC and ILC optimization zoomed in region 2, and region 3. Different ϵ_0 is utilized so that, for both, the nominal is at $S_x \sim 1$.

using particles distributions produced from MAD-X with a predefined ILC lattice, the disruption is saturated more slowly. It is shown in Fig. 21 that ILC has a bit lower optimum value compared to CLIC but the cross-section uncertainty at the nominal value of S_x is similar. The result in Fig. 21 is consistent with the results from full simulation for ILC at 350 GeV. The precision achievable at CLIC and ILC is almost the same [12]. By using the optimum value, ILC might gain around 20% in the precision compared to nominal at $S_x = 1$.

7. Conclusion

The beamstrahlung process that inevitably occurs at the interaction point will affect the rate and reconstruction of physics events. The resulting luminosity spectrum, which describes the quality of the beam, depends on the beam parameter settings. By using a specific scaling parameter, the effect of beamstrahlung on the Higgsstrahlung process analysis has been studied. A smaller horizontal beam size produces more luminosity but also more beamstrahlung. This paper presents a first evaluation of the optimum value for the trade-off between luminosity and beamstrahlung for the cross-section measurement of the Higgsstrahlung process at CLIC. The CLIC project parameter choice corresponds to $S_{x,nom} \simeq 1$. The optimum is at $S_{x,opt} = 0.4777$ which corresponds approximately to one quarter of the horizontal beam emittance for 3.5% jet energy resolution. However, this optimum provides only 7.4% improvement in the precision which is small. It is much harder to achieve such a beam size. In addition, beam–beam

backgrounds would be much larger at the smaller beam size, in particular $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$. This might reduce the gain further. Hence the choice of the actual beam parameters at CLIC is confirmed to be reasonable from the physics analysis point of view.

For the ILC, a similar result is found with a slightly larger gain at optimum. This is despite of the difference between the beam size and bunch length.

In the present work, only the Higgsstrahlung process at 380 GeV has been evaluated. Similar studies with full simulation, with multiple beam parameters and with other processes at 3 TeV should be addressed.

Acknowledgments

F. Andrianala is deeply grateful to Eduardo Marin Lacoma for helping him on how to use MAD-X code and for explanations, to Toshiyuki Okuji for providing him the 350 GeV lattice for ILC. This work benefited from services provided by the ILC Virtual Organization, supported by the national resource providers of the EGI Federation.

References

- [1] P. Lebrun, et al. The CLIC programme: Towards a staged e^+e^- Linear Collider Exploring the Terascale, CERN-2012-005 (2012), [arXiv:1209.2543](https://arxiv.org/abs/1209.2543)
- [2] The CLIC, CLICdp collaboration, Updated baseline for a staged Compact Linear Collider, CERN-2016-004, [arXiv:1608.07537](https://arxiv.org/abs/1608.07537)
- [3] H. Abramowicz, et al., Higgs Physics at the CLIC Electron-Positron Linear Collider, CLICdp-Pub-2016-001, [arXiv:1608.07538](https://arxiv.org/abs/1608.07538)
- [4] T. Behnke, et al., The International Linear Collider Technical Design Report, Volume 1: Executive Summary, ILC-REPORT-2013-040, 2013 [arXiv:1306.6327](https://arxiv.org/abs/1306.6327)
- [5] D. Schulte, Beam–Beam Interaction, in: International Linear Collider School lecture, 2014.
- [6] D. Schulte, Study of Electromagnetic and Hadronic Background in the Interaction Region of the TESLA collider, (Ph.D. thesis), University of Hamburg, 1996.
- [7] W. Kilian, T. Ohl, J. Reuter, Whizard-simulating multi-particle processes at LHC and ILC, Eur. Phys. J. C 71:1742 (2011), [hep-ph/0102195](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0102195).
- [8] J.S. Marshall, A. Munnich, M. Thomson, Performance of Particle Flow Calorimetry at CLIC, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 700, 15, 3, 2013, [arXiv:1209.4039](https://arxiv.org/abs/1209.4039)
- [9] D.Schulte, Beam–beam simulations with GUINEA-PIG, in: Proceedings of the 5th International Computational Accelerator Physics Conference, Moterey, CA, USA, CLIC-NOTE 387, 1998.
- [10] P. Chen, An introduction to beamstrahlung and disruption, SLAC-PUB 4379 (1987).
- [11] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. V. Toerne, H. Voss, TMVA: Toolkit for multivariate data analysis, PoS A CAT 040 (2007) [physics/0703039].
- [12] M. Thomson, Model-independent measurement of the $\sigma(e^+e^- \rightarrow HZ)$ cross section at a future e^+e^- linear collider using hadronic Z decays., Eur. Phys. J. C76, 7, 2, 2016, [arXiv:1509.02853](https://arxiv.org/abs/1509.02853)
- [13] MAD-X, Methodological Accelerator Design, (<http://madx.web.cern.ch/madx/>).

OPTIMISATION DE PARAMÈTRE DE FAISCEAU EN UTILISANT LE PROCESSUS $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow Hq\bar{q}$ AVEC UNE ÉNERGIE DE 380 GeV AU PROJET CLIC

Résumé : Plusieurs processus physiques se produisent lors de l'interaction des paquets de particules à l'IP. Le *beamstrahlung* est l'un des processus qui modifient considérablement l'énergie de collision de ces particules. Les forces qui interagissent entre les deux faisceaux conduisent à l'émission des photons du processus *beamstrahlung* et à la dégradation du spectre de luminosité. Cette dégradation est contrôlée par le choix de la taille horizontale du faisceau. La réduction de ce paramètre pourrait augmenter la luminosité de collision mais aussi l'effet de *beamstrahlung*. Ce phénomène affecte non seulement le taux des événements obtenus mais aussi la qualité de la reconstruction et par la suite, la précision de la mesure. Les deux projets de collisionneurs linéaires actuellement en cours dont le «Compact Linear Collider» (CLIC) et le «International Linear Collider (ILC)» ont déjà choisi la taille de faisceau par défaut en se basant sur le but d'avoir 60% de luminosité au dessus de 99% de l'énergie de centre de masse nominale. Pourtant, ce choix de paramètre devrait être confirmé avec une étude détaillée d'un des processus les plus importants. Une des mesures les plus importantes à l'énergie 380 GeV est la mesure de la masse de recul dans l'analyse du processus Higgsstrahlung. Cette analyse est prévue être très sensible à l'effet de *beamstrahlung* car l'énergie de centre de masse nominale est assumée dans le calcul de la masse de recul. Le processus Higgsstrahlung permet de mesurer le couplage du Higgs dans un modèle indépendant. Ceci est possible car les événements de Higgsstrahlung peuvent être identifiés à partir seulement du boson Z et aucune hypothèse sur la désintégration du boson de Higgs n'est nécessaire. Ce travail de thèse traite trois aspects importants pour les collisionneurs linéaires : étudier l'impact de *beamstrahlung* sur la production des événements du boson de Higgs à travers le canal Higgsstrahlung, d'évaluer les valeurs optimales pour le bon compromis entre la luminosité et le *beamstrahlung* selon la taille horizontale du faisceau qui correspond à la meilleure précision de la mesure de la section efficace du processus, ainsi que l'étude d'impact du choix de ces valeurs sur la conception. L'étude de l'effet du *beamstrahlung* sur la qualité de la luminosité a été faite. Des valeurs optimales qui ne sont pas très éloignées des valeurs nominales ont été trouvées. Des impacts importants sur le choix de la conception ont été illustrés. Le choix des paramètres de faisceau du projet CLIC a été validé du point de vue analyse physique.

Mots clés : CLIC, Beamstrahlung, Higgsstrahlung, Paramètre de faisceau, Optimisation.

Abstract : Several physics processes occur during the interaction of the bunch of particles at IP. *Beamstrahlung* is one of the major physics processes that modify considerably the energy of the colliding particles. Beam-beam forces lead to the emission of *beamstrahlung* photons and a reduction of the effective center-of-mass energy. This degradation is controlled by the choice of the horizontal beam size. A reduction of this parameter would increase the luminosity but also the *beamstrahlung*. This phenomena affects not only the event rate but also the quality of reconstruction and then the precision of the measurement. The CLIC project has already chosen a default beam size based on the generic aim to have 60% of the luminosity above 99% of the nominal center-of-mass energy at the first energy stage. The ILC has used similar considerations. However, this parameter choice should be confirmed with detailed studies of the most relevant physics channels. One of the most important measurements at 380 GeV is the recoil mass analysis of the Higgsstrahlung process. This analysis is expected to be highly sensitive to the *beamstrahlung* effect because the nominal center-of-mass energy is assumed in the recoil mass calculation. The Higgsstrahlung process allows to measure the Higgs couplings in a model independent manner. This is possible because Higgsstrahlung events can be identified from the Z boson alone and no assumptions on the Higgs decay are necessary. This thesis consider three important aspects for linear collider : study the impact of the *beamstrahlung* on Higgs boson events production through Higgsstrahlung channel, to evaluate optimum values of the beam parameters for the trade-off between luminosity and *beamstrahlung* for the cross section measurement of the Higgsstrahlung process at CLIC and the study of the impact of the design choice. The study of the effect of *beamstrahlung* on the quality of luminosity is reported. Optimal values which is not so far from the nominal values have been found. Important impact of design choice is also reported. The choice of the actual beam parameters at CLIC is confirmed to be reasonable from the physics analysis point of view.

Keywords : CLIC, Beamstrahlung, Higgsstrahlung, Beam parameters, Optimization.

Directeur de Thèse : RABOANARY Roland

Professeur Titulaire

Responsable EAD Physique Nucléaire et Physique
des Hautes Energies, Université d'Antananarivo.

Impétrant : ANDRIANALA Fenompanirina

fenompanirina@gmail.com

Lot II N 185 A ter Soavinandriana Antananarivo-101
Madagascar