



УНИВЕРЗИТЕТ У КРАГУЈЕВЦУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Горан З. Качаревић

МЕТОД МЕРЕЊА ОДНОСА ГРАНАЊА ХИГСОВОГ БОЗОНА
 $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ НА 3 TEV CLIC

докторска дисертација



Крагујевац, 2023.



UNIVERSITY OF KRAGUJEVAC
FACULTY OF SCIENCE

Goran Z. Kačarević

MEASUREMENT OF THE HIGGS BOSON BRACHING RATIO
 $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ AT 3 TeV CLIC

Doctoral dissertation

Kragujevac, 2023

Аутор
Име и презиме: Горан З. Качаревих
Датум и место рођења: 3.07.1986. Крагујевац, Република Србија
Садашње запослење: стручни сарадник у Институту за нуклеарне науке Винча - Институт од националног значаја за Републику Србију, Универзитет у Београду
Докторска дисертација
Наслов: Метод мерења односа гранања Хигсовог бозона $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ на 3 TeV CLIC
Број страница: 69
Број слика: 34
Број библиографских података: 44
Установа и место где је израђен докторат: Институт за нуклеарне науке Винча, Универзитет у Београду
Научна област (УДК): Физика, Субатомска физика, физика елементарних честица (539.1(043.3))
Ментор: др Иванка Божовић-Јелисавчић, научни саветник, Институт за нуклеарне науке Винча - Институт од националног значаја за Републику Србију, Универзитет у Београду
Оцена и одбрана
Датум пријаве теме: 14.04.2021.
Број одлуке и датум прихватања теме докторске дисертације: Веће за природно-математичке науке Универзитета у Крагујевцу број IV-01-290/2 од 16.04.2021.
Комисија за оцену научне заснованости теме и испуњености услова кандидата:
<ol style="list-style-type: none"> Др Светислав Савовић, редовни професор, Универзитет у Крагујевцу, Природно-математички факултет Др Иванка Божовић-Јелисавчић, научни саветник, Институт за нуклеарне науке Винча - Институт од националног значаја за Републику Србију, Универзитет у Београду Др Иван Смиљанић, научни сарадник, Институт за нуклеарне науке Винча - Институт од националног значаја за Републику Србију, Универзитет у Београду
Комисија за оцену и одбрану докторске дисертације:
<ol style="list-style-type: none"> Др Светислав Савовић, редовни професор, Универзитет у Крагујевцу, Природно-математички факултет Др Мирко Радуловић, доцент, Универзитет у Крагујевцу, Природно-математички факултет Др Гордана Милутиновић-Думбеловић, научни сарадник, Институт за нуклеарне науке Винча - Институт од националног значаја за Републику Србију, Универзитет у Београду
Датум одбране дисертације:

ПОСВЕЋЕНО

Мојим родитељима Зорану и Снежани

Захвалница

Ова теза је урађена у групи за експерименталну физику високих енергија лабораторије за физику (010) Института за нуклеарне науке "Винча" у Београду, у оквиру пројекта "Физика и развој детектора у експериментима са акцелераторима високих енергија", потпомогнута Фондом за науку Републике Србије, Grant No. 7699827, HIGHTONE-P.

Посебну захвалност дугујем свом ментору др Иванки Божовић-Јелисавчић, научном саветнику Института за нуклеарне науке „Винча“. Хвала вам на саветима, охрабривању и подршци свих ових година. Хвала вам што сте били изварадан ментор. Захвалан сам вам на свему што сте урадили за мене.

Такође, желео бих да се захвалим свим колегама из CLICdr колаборације, а посебно др Александру Филипу Жарнецком (Aleksander Filip Zarnecki) на корисним саветима приликом израде тезе.

Велику захвалност дугујем колегама из групе за експерименталну физику високих енергија, др Ивану Смиљанићу, Наташи Вукашиновић, на помоћи, саветима и подршци током свих ових година, као и колегама са Института за физику у Крагујевцу др Мирку Радуловићу и др Јасни Стевановић. Посебну захвалност бих желео да искажем свом блиском пријатељу, др Гордани Милутиновић-Думбеловић, која ми је помогла да пребродим бројне проблеме приликом израде тезе.

Желео бих да искажем захвалност свим пријатељима и фамилији који су ме бодрили у овом подухвату до краја и који су ми пружили безграничну подршку. Међу њима бих издојио ујака Синишу, ујну Лелу, Стрица Драгана, сестре Тању и Ивану, брата Марка, сестриће Банета и Васу, као и другове Далибора, Велимира и Филипа.

Највећу захвалност дугујем породици, својим родитељима Зорану и Снежани који и ако више нису са нама, заувек ће остати поред мене. На крају, највећу захвалност дугујем и својој девојци Ани, за пружену љубав, подршку, као и за све разумевање овог света које је имала за мене све ове године.

Апстракт

Ова теза адресира питање тачности индивидуалног мерења односа гранања Хигсовог бозона на пар фотона $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$, на енергији 3 TeV у систему центра масе, са $5ab^{-1}$ псеудо-података. Како је фотон безмасена честица, услед одржања, на нивоу вакуума, локалне симетрије Лагранжијана СМ чији је генератор наелектрисање, спрезање Хигсовог бозона са фотонима дешава се на нивоу петље у којој могу бити размењене постојеће или неоткривене тешке честице. У том смислу, одступање мерене вредности односа гранања $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$, односно фактора спрезања Хигсовог бозона $g_{H\gamma\gamma}$, од вредности које су предвиђене Стандардним моделом представљало би индикацију нове физике.

Извршена је пуна симулација физичких процеса и одговора детектора, узимајући у обзир релевантне физичке и машинске шумове, као и реалистични спектар луминозности на CLIC. Сигнал је сепарисан од шума применом машинског учења - мултиваријантне анализе 12 осетљивих опсервабли. Математичко моделирање сигнала и шума извршено је одговарајућим функцијама густине вероватноће. Извршено је пребројавање броја догађаја сигнала у поновљеним псеудо-експериментима. Показано је да статистичка дисипација очекиване вредности мерења износи 5.5% средње вредности мерења, што је уједно и релативна статистичка неодређеност мерења односа гранања $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$, са нивоом поверења од 68%, уколико тачно познајемо ефикасни пресек за продукцију Хигсовог бозона у WW-фузији на енергији 3 TeV у систему центра масе.

Кључне речи: Компактни линеарни сударац, Хигсов бозон, Хигсова спрезања, спрезање Хигсовог бозона са фотонима.

Abstract

In this thesis is addressed the potential of the Compact Linear Collider (CLIC) operating at 3 TeV center-of-mass energy to measure branching fraction of Higgs boson decay to two photons $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$, with 5 ab^{-1} of integrated luminosity. Since photons are massless, Higgs boson coupling to photons is realized through higher order processes involving the heavy particles either from the Standard Model or beyond. Any deviation of the measured $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ and consequently of the Higgs coupling $g_{H\gamma\gamma}$ from the predictions of the Standard Model, may indicate New Physics. The Higgs decay to two photons is thus an interesting probe of the Higgs sector at future Higgs factories.

The study is performed using the full simulation of a detector for CLIC and by considering relevant physics and beam-induced processes in a full reconstruction chain. Multivariate analysis is employed to separate signal from background, while the shape of the reconstructed di-photon invariant mass distribution is described with the probability density functions (PDFs) for signal and background. Pseudo-data are fitted with PDFs to extract the number of signal events. It is found that, once the Higgs production cross section in WW-fusion is known, $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ can be measured with a relative statistical uncertainty of 5.5% at the confidence level of 68%.

Keywords: Compact Linear Collider (CLIC), Higgs boson. Higgs couplings, Higgs boson coupling to photons.

Садржај

Увод	1
1. Стандардни модел у физици честица	3
1.1. Феноменологија Стандардног модела у физици честица.....	4
1.2. Хигсов механизам	11
1.3. Испитивање Хигсовог сектора на CLIC	14
2. Компактни линеарни сударач (CLIC).....	22
2.1. Акцелератор	23
2.2 CLIC_ILD модел детектора	26
2.3. Експериментално окружење.....	34
3. Продукција и распад Хигсовог бозона и конкурентни процеси.....	37
3.1. Продукција Хигсовог бозона на CLIC	37
3.2. Двофотонски распад Хигсовог бозона	40
3.3. Шумови	42
3.4. Узорци података и софтверски алати	43
4. Селекција догађаја.....	47
4.1. Реконструкција Хигсовог бозона.....	47
4.2. Преселекција.....	49
4.3. Мултиваријантна анализа.....	52
5. Мерење односа гранања $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$	58
5.1. Псеудоексперименти.....	58
5.2. Статистичка неодређеност мерења.....	61
5.3. Систематска неодређеност мерења.....	63
5.4. Дискусија резултата	64
Закључак.....	66
Литература	67
Биографија.....	71
Библиографија	73

Увод

Стандардни модел у физици елементарних честица представља једно од изванредних достигнућа у нашем разумевању основних градивних елемената Универзума. Изузетност овог модела огледа се у томе што на егзактан начин описује интеракцију елементарних честица, не ослањајући се на пертурбативни приступ често примењиван при описивању сложенијих система. Лагранжијан Стандардног модела описује еволуцију стања система елементарних честица и квантизованих поља сила којима међусобно интерагују. Инкорпорирајући принципе квантне механике и специјалне теорије релативности, као и механизам спонтаног нарушења локалних симетрија Лагранжијана у модел велике предиктивне моћи, Стандардни модел један је од најтачније потврђених модела у физици, упркос низа отворених питања од којих ће нека бити дискутована и у овој тези.

Хигсов бозон једини је икада откривени фундаментални скалар. Интеракција Хигсовог поља са елементарним бозонима и фермионима у основи је увођења масених чланова у Стандардни модел. Очекиваном вредношћу вакуума Хигсово поље доприноси енергетској густини Универзума на начин који нисмо у стању да објаснимо. Отворено је и питање везе Хигсовог бозона са хипотетичним кандидатима за тамну материју, која мора постојати за масивне честице. Такође, евентуалне нове честице које Стандардни модел не познаје морају бити спрегнуте са Хигсовим бозоном уколико су масивне. Нова спрезања Хигсовог бозона са неоткривеним честицама мењају његову укупну ширину. Што тачније мерење постојећих парцијалних ширина (односа гранања) је од изузетног значаја за откривање такозване Нове физике. Такође, постојање физике изван Стандардног модела мења се кроз хипотетичке моделе спрезања па самим тим и односе гранања Хигсовог бозона са постојећим честицама. Те промене су посебно изражене у случају Хигсовог (трилинеарног) самоспрезања, спрезања са електрослабим бозонима, али и са фотонима где се спрезање одвија на нивоу петље.

У овој тези се на нивоу потпуне симулације експеримента одређује тачност мерења односа гранања за распад Хигсовог бозона на пар фотона. Симулација укључује реалистичне експерименталне услове, физичке и машинске шумове, симулацију детектора, као и спектар луминозности на Компактном линеарном сударачу (CLIC), на енергији 3 TeV у систему центра масе. CLIC представља једну од могућих реализација будуће Хигсове фабрике у Европској организацији за нуклеарна истраживања (CERN) у Швајцарској.

Структура тезе обухвата уводни део, и то феноменологију Стандардног модела (поглавље 1) и сам CLIC експеримент (поглавље 2), као и поглавља од 3 до 5 у којима је представљен сам метод мерења, од симулације, преко реконструкције и селекције догађаја, до екстраховања резултата и његове статистичке интерпретације.

Ова теза урађена је користећи податке произведене од стране CLIC колаборације чији је аутор члан. Он је имао задовољство да у Институту за нуклеарне науке Винча - Институту од националног значаја за Републику Србију - ради са колегама који су били део тима истраживача у ATLAS експерименту у CERN када је откривен Хигсов бозон. Резултати ове тезе је публикован у часопису од међународног значаја (G. Kačarević, I. Božović-Jelisavčić, N. Vukašinović, G. Milutinović-Dumbelović, I. Smiljanić, T. Agatonović-Jovin, M. Radulović, and J. Stevanović, Measurement of the Higgs boson branching ratio $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ at a 3 TeV CLIC, Phys. Rev. D 105, 092009 – Published 20 May 2022, DOI: 10.1103/PhysRevD.105.092009)

1. Стандардни модел у физици честица

Стандардни модел (СМ) описује интеракције лептона и кваркова као основних конституентна материје. Ове честице долазе у три генерације, при чему је свака следећа генерација масивнија. Кваркови улазе у састав хадрона, док електрон улази у састав омотача атомског језгра. Само се елементарни фермиони прве генерације могу наћи на Земљи у саставу конвенционалне супстанце.

Стандардни модел конципиран је као (не-Абелова) квантна теорија поља (Јанг-Милсова теорија), па инкорпорира градијентне бозоне који су медијатори фундаменталних сила. Иако Лагранжијан Стандардног модела обухвата електромагнетно, слабо и колор поље, СМ је пре свега обједињена теорија електрослабе интеракције. Гравитација није квантизована у оквиру Стандардног модела. Ефективна слабост гравитације у односу на остале интеракције једна је од манифестација *проблема хијерархије* у Стандардном моделу, везаном за проблем непознавања фундаменталне скале.

Локалне симетрије теорије репрезентоване унитарним групама $U(1)$, $SU(2)$ и $SU(3)$ одговорне су за постојање векторских поља фундаменталних интеракција и то електромагнетног, слабог и колор поља респективно. У основном облику, израз (1.33), Лагранжијан Стандардног модела садржи само чланове који одговарају овим интеракцијама. Додатни елемент Стандардног модела је механизам спонтаног нарушења симетрије, предложен шездесетих година прошлог века од стране Хигса [1], и Браута и Англера [2], по коме основно стање Хигсовог поља нема локалне симетрије Лагранжијана услед чега одговарајући преносиоци поља постају масивни. У случају фотона може се конструисати $U(1)$ група чији је генератор наелектрисање Q које је нула за електрично неутрални вакуум те фотон остаје безмасен. Хигсов бозон је експериментално откривен 2012. године на Великом хадронском сударању (LHC) у експериментима ATLAS [3] и CMS [4] у CERN-у, а годину дана касније додељена је Нобелова награда за физику Хигсу и Англеру за постулирање Хигсовог механизма.

Упркос бројним успесима, Стандардни модел суочава се са бројним отвореним питањима. Наиме, он не објашњава феномене попут тамне материје, асиметрије у количини материје и антиматерије у опсервабилном Универзуму, као ни питање саме масе Хигсовог бозона која би услед квантних корекција требало да буде блиска фундаменталној (Планковој) скали. Овај последњи проблем је познат као *проблем електрослабе хијерархије*.

Мерења у Хигсовом сектору од кључне су важности како за разумевање саме природе Хигсовог бозона за који не можемо са сигурношћу тврдити да је фундаментална честица, тако

и за евентуално откриће физике изван Стандардног модела и боље разумевање Универзума уопште. Из тог разлога пројекти будућих Хигсових фабрика проглашени су приоритетима Европске стратегије [5] у области физике честица.

1.1. Феноменологија Стандардног модела у физици честица

Кваркови су елементарне честице које сачињавају протоне и неутроне унутар атомских језгара, као и остале хадроне: *мезоне* са два или *барионе* са три кварка партона у свом саставу. Стандардни модел постулира постојање шест различитих арома кваркова: up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t) и bottom (b). Кваркови имају нецелобројно наелектрисање, $2/3$ или $-1/3$ елементарног наелектрисања. Кваркови могу интераговати свим врстама интеракција, а од лептона их издваја обојена (јака) сила коју преносе глуони између обојених кваркова. Кваркови се јављају у три основна квантна стања тзв. *боје* и то црвеној, зеленој и плавој. По аналогiji са видљивом светлошћу, композитне честице попут протона и неутрона су безбојне. Кваркови се у природи не јављају изоловано због квантно-хромодинамичког (QCD) феномена по коме колор интеракција бесконачно слаби на бесконачно малим растојањима а постаје екстремно јака на великим, па су и кваркови асимптотски слободни у везаном стању (конфинирање боје), док се при раздвајању хадронизују формирајући млазеве честица које бележимо у експерименту.

Лептони су друга група фундаменталних фермиона у Стандардном моделу. Као и кваркови, и лептони јављају у три генерације. Генерације лептона чине електрон, мион и тау лептон (тауон), као и са њима асоцирани неутрини. Електрон, мион и тауон имају електрично наелектрисање $-e$. Лептони интерагују електромагнетном и слабом интеракцијом, на начин који зависи од њихових квантних бројева. Слаба интеракција се може одвијати разменом W^\pm или Z^0 бозона, у форми наелектрисаних или неутралних струја, респективно. Интересантно је да слаба интеракција механизмом наелектрисаних струја разликује честице леве и десне хиралности. Не постоји дубље разумевање због чега је то тако.

Откриће Хигсовог бозона на Великом хадронском сударачу 2012. године било је једно од најважнијих за физику честица након открића W^\pm и Z^0 бозона у експериментима UA1 и UA2 у CERN 1983. године. Тим открићима је заправо потврђен Стандардни модел, постулиран крајем шездесетих година 20. века од стране Гленшоуа, Вајнберга и Салама, који су 1979. године добили Нобелову награду за постулирање Стандардног модела као *електрослабе теорије*. Претпоставља се да су у раном Универзуму, електромагнетно и слабо поље јединствени - електрослаба симетрија, те да хлађењем Универзума долази до њеног нарушења (EWSB) што даје замах моделима електрослабе бариогенезе који се могу тестирати са будућим Хигсовим

фабрикама. Хигсов бозон, као екситација Хигсовог поља, има кључну улогу у валидацији механизма нарушења електрослабе симетрије.

Закони одржања проистекли из симетрија управљају понашањем и својствима како Универзума тако и интеракцијама честица описаних Стандардним моделом. Очување електричног наелектрисања осигурава да укупно наелектрисање у систему остане константно током времена. Суштински, оно је последица чињенице да је фотон електрично неутралан. Очување лептонског и барионског броја у свим интеракцијама доводи до тога да трансформација кваркова у лептоне није могућа јер би нпр. имала за последицу распад протона и немогућност формирања стабилних атома. Да би Лагранжијан остао Лоренцов скалар, мора бити инваријантан у односу на сукцесивну трансформацију наелектрисања (C), просторних координата (P) и времена (T). С друге стране, очување CPT симетрије има за последицу да у антисвету време тече обрнуто. Након теореме Еми Нетер [6] о вези континуалних симетрија и закона одржања, Стандардни модел је својим успехом дао замах великом броју модела Нове физике (BSM) од којих већина проширује CM додатним симетријама. Најпознатији пример BSM модела је свакако суперсиметрија (SUSY) [7].

Честица	Спин	Маса	Боја	Слаби изоспин	Наелектрисање
ν_{eL}	$\frac{1}{2}; L$	$< 2 \text{ eV}$	синглет	$\frac{1}{2}$	0
e_L^-	$\frac{1}{2}; L$	511 keV	синглет	$\frac{1}{2}$	-1
e_R^-	$\frac{1}{2}; R$	511 keV	синглет	0	-1
u_L	$\frac{1}{2}; L$	1.9 MeV	триплет	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$
d_L	$\frac{1}{2}; L$	4.4 MeV	триплет	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$
u_R	$\frac{1}{2}; R$	1.9 MeV	триплет	0	$\frac{2}{3}$
d_R	$\frac{1}{2}; R$	4.4 MeV	триплет	0	$-\frac{1}{3}$
W^\pm	1	80.4 MeV		1	± 1
Z^0	1	91.2 MeV		0	0
γ	1	0			0
g	1		октет		0
W^0	1			1	0

Табела 1.1.1. Елементарне честице и њихови квантни бројеви.

У овом поглављу видећемо различиту улогу симетрија у Стандардном моделу, од постојања векторских поља (интеракција) као последица локалне фазне инваријантности до Хигсовог механизма и нарушења симетрија Лагранжијана на нивоу основног стања.

Електромагнетна интеракција

У класичној електродинамици, електромагнетно поље представљено је преко скаларног потенцијала V и векторског потенцијала \vec{A}

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}, \quad \vec{E} = -\nabla V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \quad (1.1)$$

где је \vec{E} јачина електричног, а \vec{B} индукција магнетног поља.

Ако постоје трансформације

$$\vec{A} \rightarrow \vec{A}' = \vec{A} + \nabla \chi, \quad (1.2)$$

$$V \rightarrow V' = V - \frac{\partial \chi}{\partial t} \quad (1.3)$$

где је χ арбитрарно, израз (1.1) се не мења, тј. једначине поља остају непромењене.

\vec{A} и V могу се записати у облику контраваријантног четворовектора $A^\mu = (V; \vec{A})$, тако да трансформације (1.2) и (1.3) постају

$$A^\mu \rightarrow A'^\mu = A^\mu - \partial^\mu \chi. \quad (1.4)$$

У квантној механици вероватноће прелаза, које зависе од квадрата таласне функције $|\Psi|^2$, морају бити очуване, што чини да је теорија (једначине кретања) инваријантна за трансформацију

$$\Psi \rightarrow \Psi' = e^{-i\chi} \Psi \quad (1.5)$$

где је χ ефективни угао ротације. Уколико ротација не зависи од тачке простор-времена у којој се врши, тј уколико χ не зависи од \vec{x}, t , трансформација се назива *глобалном*. Уколико је $\chi(\vec{x}, t)$ зависно од просторних и временских координата, онда је трансформација *локална*

$$\Psi(\vec{x}, t) \rightarrow \Psi'(\vec{x}, t) = e^{-i\chi(\vec{x}, t)} \Psi(\vec{x}, t). \quad (1.6)$$

Шредингера једначина (1.7) инваријантна је као једначина кретања квантне честице без спина у односу на глобалну трансформацију ротације (1.5), али није инваријантна у односу на локалну трансформацију (1.6)

$$-\frac{1}{2m} \nabla^2 \Psi(\vec{x}, t) = i \frac{\partial \Psi(\vec{x}, t)}{\partial t} \quad (1.7)$$

У присуству електромагнетног поља, Шредингера једначина постаје

$$\frac{1}{2m}(i\vec{D})^2\Psi = iD^0\Psi \quad (1.8)$$

где m маса честице, и

$$\begin{aligned} D^0 &= \frac{\partial}{\partial t} - i e V \\ \vec{D} &= -\nabla - i e \vec{A} \end{aligned} \quad (1.9)$$

Једначина (1.8) инваријантна је под локалном фазном трансформацијом (1.6), при којој се електромагнетно поље трансформише као

$$\begin{aligned} \vec{A} &\rightarrow \vec{A}' = \vec{A} + \frac{1}{e}\nabla\chi \\ V &\rightarrow V' = V - \frac{1}{e}\frac{\partial\chi}{\partial t} \end{aligned} \quad (1.10)$$

Локална фазна инваријантност теорије *захтева* присуство векторског поља $A^\mu = (V; \vec{A})$.

Уколико честица поседује електрично наелектрисање, инваријантност Шредингерове једначине у односу на локалне фазне трансформације захтева увођење векторског поља. У случају наелектрисане честице је реч о електромагнетном пољу. Ако честица поседује неку другу врсту „набоја“, да би једначина кретања или Лагранжијан били инваријантни у односу на локалну трансформацију симетрије, неопходно је увести асоцирано векторско поље A^μ . Увођење векторског поља значи да морају постојати асоцирани бозони (градијентни бозони) као преносиоци тако уведене интеракције.

Да би описао три основне интеракције (електромагнетну, слабу и колор) Лагранжијан Стандардног модела инваријантан је у односу на три локалне ротације у унутрашњим просторима хипер-наелектрисања, слабог изоспина и боје, респективно. Ове ротације репрезентоване су групама симетрије $U(1)$, $SU(2)$ и $SU(3)$, чији су генератори ермитски оператори који одговарају опсерваблама поменутих квантних својстава честице. Димензионалност SU групе n одређује број градијентних бозона као $n^2 - 1$, па се за сваки од генератора групе $SU(2)$ јавља по један бозон

$$\begin{aligned} W^+ &= (-W^1 + iW^2)/\sqrt{2} \\ W^- &= (-W^1 - iW^2)/\sqrt{2} \\ W^0 &= W^3 \end{aligned} \quad (1.11)$$

односно 8 глюона G_μ^a , где је $a = 1, \dots, 8$ у случају $SU(3)$ групе.

Елементарни фермиони уређени су у $SU(2)$ дублете и $SU(3)$ триплете, као што је дато у **Табели 1.1.1**. Тако на пример честице чија је вредност z -пројекције слабог изоспина једнака нули чине $SU(2)$ синглете, док оне са вредношћу z -пројекције слабог изоспина $T^3 = \pm 1/2$

формирају SU(2) дублете, попут $L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$. Ротација репрезентована SU(2) групом трансформише $\nu_L \leftrightarrow e_L$, односно ротира пројекције слабог изоспина у том унутрашњем простору.

Треба нагласити да природа другачије третира *леворуко* и *десноруко* оријентисане честице што се у Лагранжијану одражава тако да су десноруко оријентисане честице SU(2) синглети док су честице леве хиралности SU(2) дублети. Као последица тога, узајамна деловања леворуких и десноруких честица преко слабе интеракције јесу различита.

Можемо записати чланове Лагранжијана асоциране са SU(2) трансформацијом симетрије која одговара размени W^\pm бозона, у овом случају само за прву фамилију лептона

$$\begin{aligned} \bar{L} i\gamma^\mu \left[ig_2 \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i \right] L &= -\frac{g_2}{2} [\bar{\nu}_L \quad \bar{e}_L] \gamma^\mu \begin{bmatrix} W_\mu^0 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_L \\ e_L \end{bmatrix} \\ &= -\frac{g_2}{2} [\bar{\nu}_L \quad \bar{e}_L] \gamma^\mu \begin{bmatrix} W_\mu^0 \nu_L - (W_\mu^1 - iW_\mu^2) e_L \\ (W_\mu^1 + iW_\mu^2) \nu_L - W_\mu^0 e_L \end{bmatrix} \\ &= -\frac{g_2}{2} (\bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L W_\mu^0 - \bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L W_\mu^1 + \bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L iW_\mu^2 + \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L iW_\mu^2 - \bar{e}_L \gamma^\mu e_L W_\mu^0) \end{aligned} \quad (1.12)$$

где представља фактор спрезања асоциран са W_{ff} вертексом где је $f = e, \nu$. Имајући у виду израз (1.11), интеракцију механизмом наелектрисаних струја за прву фамилију лептона можемо записати као

$$-\frac{g_2}{2} (\bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L W_\mu^+ + \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L W_\mu^-) \quad (1.13)$$

где $\bar{\nu}_L$ представља почетно стање античестице, e_L почетно стање честице, \bar{e}_L финално стање честице, ν_L финално стање античестице.

За интеракцију механизмом неутралних струја за прву фамилију лептона може се писати

$$\frac{g_2}{\cos \theta} \sum_{f=\nu_e, e} [\bar{f}_L \gamma^\mu f_L (T_f^3 - Q_f \sin^2 \theta) + \bar{f}_R \gamma^\mu f_R (-Q_f \sin^2 \theta)] Z_\mu \quad (1.14)$$

где честице и леве и десне хиралности размењују Z^0 бозон, док θ представља Вајнбергов угао.

Чланови Лагранжијана асоциране са U(1) трансформацијом симетрије за прву фамилију лептона записују се као

$$\bar{L} i\gamma^\mu \left(ig_1 \frac{Y_L}{2} B_\mu \right) L + \bar{e}_R i\gamma^\mu \left(ig_1 \frac{Y_R}{2} B_\mu \right) e_R \quad (1.15)$$

где је g_1 одговарајући фактор спрезања, а Y хипер-наелектрисање. Будући да се $\bar{L} \gamma^\mu L$ може записати као

$$\bar{L} \gamma^\mu L = \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L + \bar{e}_L \gamma^\mu e_L, \quad (1.16)$$

даљим развијањем U(1) члана Лагранжијана добија се

$$\frac{g_1}{2} [Y_L (\bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L + \bar{e}_L \gamma^\mu e_L) + Y_R \bar{e}_R \gamma^\mu e_R] B_\mu. \quad (1.17)$$

Под претпоставком да се поља B_μ и W_μ^0 ортогонално комбинују у поље A_μ , биће

$$A_\mu \sim g_2 B_\mu - g_1 Y_L W_\mu^0, \quad (1.18)$$

те $\frac{g_1}{2} Y_L B_\mu + \frac{g_2}{2} W_\mu^0$ постаје Z_μ који је ортогоналан на A_μ . Нормализацијом свих поља и заменом у формулу (1.17) добија се

$$\begin{aligned} & -A_\mu \left\{ \bar{e}_L \gamma^\mu e_L \left[\frac{g_1 g_2 Y_L}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}} \right] + \bar{e}_R \gamma^\mu e_R \left[\frac{g_1 g_2 Y_R}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}} \right] \right\} \\ & \left\{ -Z_\mu \bar{e}_L \gamma^\mu e_L \left[\frac{g_1^2 Y_L^2 - g_2^2}{2\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}} \right] + \bar{e}_R \gamma^\mu e_R \left[\frac{g_1^2 Y_L Y_R}{2\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}} \right] \right\} \end{aligned} \quad (1.19)$$

Јасно је да је поље Z_μ заправо поље из израза (1.14), док B_μ представља електромагнетно поље генерисано наелектрисањем Q . У случају електрона реч је о јединичном наелектрисању

$$-e = \frac{g_1 g_2 Y_L}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}}, \quad (1.20)$$

$$-e = \frac{g_1 g_2 Y_R}{2\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}}. \quad (1.21)$$

Како је, на основу **табеле 1.1.1**, $Y_L = -1$, следи да је

$$e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}. \quad (1.22)$$

Фактори спрезања g_1 и g_2 дефинишу синус и косинус Вајнберговог угла θ_W

$$\sin \theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \text{ и } \cos \theta_W = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \quad (1.23)$$

односно

$$\sin \theta_W = \frac{e}{g_2} \text{ и } \cos \theta_W = \frac{e}{g_1}. \quad (1.24)$$

Вајнбергов угао θ_W се назива и електрослабим углом мешања јер представља угао ротације поља B_μ и W_μ^0 које преводи у Z_μ и A_μ

$$\begin{bmatrix} \gamma \\ Z^0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B^0 \\ W^0 \end{bmatrix}. \quad (1.25)$$

Вајнбергов угао представља један од 19 слободних параметара Стандардног модела¹ и једна је од најтачније измерених електрослабих опсервабли $\sin^2 \theta_W = 0.23153 \pm 0.00016$ [7].

С обзиром да лептони немају боју, обојеном интеракцијом узајамно делују само кваркови који су триплету у унутрашњем простору боје, где $\lambda^a G^a$ представља 3×3 матрице ротације у том простору. Чланови Лагранжијана везаног за ротацију кваркова у колор простору могу се записати као

$$\frac{g_3}{2} \bar{q}_\alpha \gamma^\mu \lambda_{\alpha\beta}^a G_\mu^a q_\beta \quad (1.26)$$

где су α и β боје, док G_μ^a ($a = 1, 8$) представља осам глюона који су двобојни преносиоци боје. Глуони интерагују са кварковима на сличан начин као фотони са електроном, с том разликом што интеракцијом кварка са глюоном кварк може да промени боју.

Сада се може записати Лагранжијан стандардног модела за прву фамилију елементарних честица који описује њихове интеракције са фотонима, W^\pm и Z бозонима

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \sum_{f=v_e, e, u, d} e Q_f (\bar{f} \gamma^\mu f) A_\mu \\ & + \frac{g_2}{\cos \theta} \sum_{f=v_e, e, u, d} [\bar{f}_L \gamma^\mu f_L (T_f^3 - Q_f \sin^2 \theta) + \bar{f}_R \gamma^\mu f_R (-Q_f \sin^2 \theta)] Z_\mu \\ & + \frac{g_2}{2} [-\bar{v}_L \gamma^\mu v_L + \bar{e}_L \gamma^\mu e_L] W_\mu^0 + (\bar{v}_L \gamma^\mu e_L - \bar{e}_L \gamma^\mu v_L) W_\mu^1 \\ & + (-\bar{v}_L \gamma^\mu e_L - \bar{e}_L \gamma^\mu v_L) i W_\mu^2 + \frac{g_3}{2} \sum_{q=u, d} \bar{q}_\alpha \gamma^\mu q_\beta G_\mu^a \end{aligned} \quad (1.27)$$

Константе придружене поменутим интеракцијама ефективни су фактори спрезања које придружујемо вертексима тих интеракција. Вероватноћа процеса односно ефикасни пресек σ пропорционалан је квадрату фактора спрезања g^2 , тако да се природно могу увести константе интеракције $\alpha \sim g^2$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi}, \quad \alpha_1 = \frac{g_1^2}{4\pi}, \quad \alpha_2 = \frac{g_2^2}{4\pi}, \quad \alpha_3 = \frac{g_3^2}{4\pi}, \quad (1.28)$$

где α представља константу електромагнетне интеракције, док α_2 и α_3 представљају константе слабе и јаке интеракције, респективно. Треба напоменути да ово нису праве константе у математичком смислу, већ променљиве које су у функцији скале енергије на којој посматрамо интеракције. Иако је до сада је дискутована само прва фамилија честица, све наведено важи по аналогiji за другу и трећу фамилију

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \\ u \\ d \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \\ c \\ s \end{pmatrix} \text{ и } \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \\ t \\ b \end{pmatrix} \quad (1.29)$$

¹ Број слободних параметара зависи од претпоставки модела.

Може се приметити да су сви чланови у Лагранжијану интеракциони, тј. да су елементарни фермиони и бозони представљени као безмасени. Експериментално је пак утврђено да је већина честица масивна, те је тај проблем Стандардног модела превазиђен увођењем Хигсовог механизма.

1.2. Хигсов механизам

Хигсов механизам, заснован на спонтаном нарушењу симетрије, омогућује увођење масених чланова за елементарне фермионе и градијентне бозоне у Лагранжијан Стандардног модела.

Нека је Универзум испуњен комплексним скаларним пољем, које је дублет у $SU(2)$ простору, поседује ненулта хипер-наелектрисање ($Y = 1$) и безбојно је. Као $SU(2)$ дублет, Хигсово поље може се записати као

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

где су ϕ^+ и ϕ^0 комплексна поља

$$\begin{aligned} \phi^+ &= \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \\ \phi^0 &= \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (1.31)$$

Лагранжијан који описује ово поље дат је формулом

$$\mathcal{L}_H = T - V = (D_\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (1.32)$$

где се параметри μ и λ могу сматрати параметрима потенцијала V . Да би се одредио спектар потребно је одредити минимум потенцијала, односно основно стање система. Потом се поље развија око минималне вредности и одређују се екситације. У теорији поља основно стање система назива се вакуум, док су екситације честице. За вредности $\mu^2 > 0$, потенцијал има минимум $\phi^\dagger \phi = 0$, док се за вредности $\mu^2 < 0$ минимум потенцијала одређује као

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = 0 \quad (1.33)$$

одакле се добија

$$\phi^\dagger \phi [\mu^2 + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2] = 0, \quad (1.34)$$

при чему је $\phi^\dagger \phi$ изражено преко реалних компоненти поља

$$\phi^\dagger \phi = \frac{\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2}{2}. \quad (1.35)$$

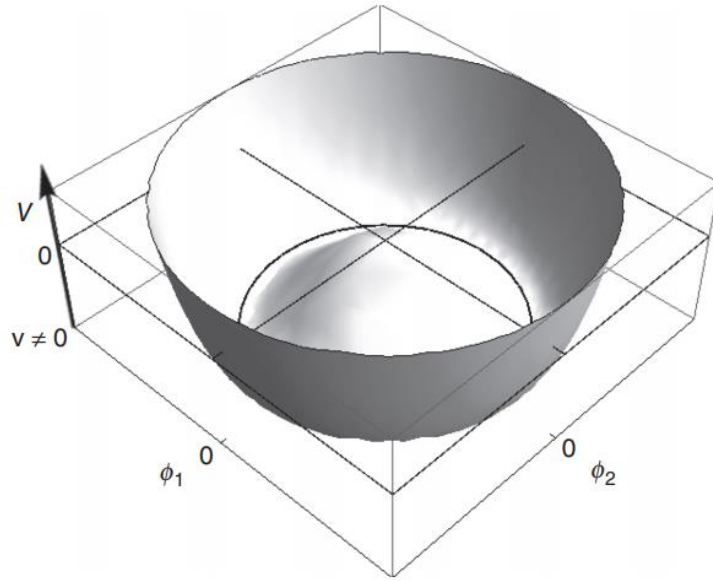
Заменом израза (1.31) за комплексно поље у Лагранжијан (1.32), добија се да је

$$\mathcal{L}_H = (\partial_\mu \phi_1)^2 + (\partial_\mu \phi_2)^2 - \frac{1}{2} \mu^2 (\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{\lambda}{4} (\phi_1^2 + \phi_2^2)^2. \quad (1.36)$$

Као што се може видети са **слике 1.1.1**, за $\mu^2 > 0$ потенцијална енергија најнижа је за вредности $\phi_1 = \phi_2 = 0$, док је за $\mu^2 < 0$ потенцијал минималан на ободу круга

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda} = v^2. \quad (1.37)$$

Поље ϕ има ненулте вредности које одговарају минимуму потенцијала. Вредност v представља минимум потенцијала Хигсовог поља и назива се *очекивана вредност вакуума*.



Слика 1.1.1. Потенцијална енергија као функција поља ϕ_1 и ϕ_2 .

Постоји више решења по ϕ_i која могу задовољити једначину (1.37). Сам одабир вредности ϕ_i нарушава SU(2) симетрију вакуума коју Лагранжијан поседује. Овакво нарушење симетрије на нивоу основног стања назива се *спонтано*. Узима се да су $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0, \phi_3 = v$, те Хигсово поље у вакууму постаје: $\phi_v = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$. U(1) симетрија Лагранжијана асоцирана са хипер-наелектрисањем такође је нарушена тиме што хипер-наелектрисање има различиту вредност од 0 ($Y = 1$). Али, наелектрисање

$$Q = T^3 + Y \quad (1.38)$$

јесте нула у вакууму, односно вакуум је електрично неутралан. Инваријантност основног стања под U(1) ротацијама асоцираним са електричним наелектрисањем Q повлачи постојање безмасеног преносиоца векторског поља асоцираног са електромагнетизмом, а то је фотон.

Да би се одредиле екситације, развија се $\phi(x) = v + \eta(x)$ око вредности v , што заменом у Лагранжијан (1.36) даје

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta) - \frac{1}{2} \left[(-2\mu^2)\eta^2 + 2\lambda v \eta^3 + \frac{1}{2}\lambda \eta^4 \right] + \frac{\mu^2 v^2}{4} + \text{const.} \quad (1.39)$$

Први члан описује кинетичку енергију T , члан који садржи η^2 је масени члан у Лагранжијану који одговара честици масе $m_\eta = \mu$, што одговара маси Хигсовог бозона која је слободан параметар Стандардног модела и повезана је са параметром Хигсове самоинтеракције λ који је заправо фактор трилинеарног спрезања асоциран са вертексом ННН

$$m_\eta^2 = \mu^2 = -2\lambda v^2, \quad (1.40)$$

као и четвороструко самоспрезање такође зависно од λ које је, као и маса Хигсовог бозона (и очекивана вредност вакуума), слободни параметар СМ. У овом тренутку, маса Хигсовог бозона је измерена са тачношћу од 0.09% тј. износи $m_H = 125.11$ [10].

Присуство Хигсовог поља у основном стању производи додатне чланове у Лагранжијану (1.39) СМ, где се, као *последица интеракције са Хигсовим пољем*, јављају и масени чланови за елементарне фермионе, и то за лептоне прве фамилије e_L осим неутрина

$$-\frac{\sqrt{2}}{2} \left\{ [\bar{\nu}_L \quad \bar{e}_L] \phi M^e e_R + \bar{e}_R M^{e*} \bar{\phi} \begin{bmatrix} \nu_L \\ e_L \end{bmatrix} \right\}, \quad (1.41)$$

за неутрино, где је услов ненулта масе постојање десно оријентисаног неутрина ν_R

$$-\frac{\sqrt{2}}{2} \left[[-\bar{e}_L \quad \bar{\nu}_L] \phi^* M^\nu \nu_R + \nu_R M^{\nu*} \phi^T \begin{bmatrix} -e_L \\ \nu_L \end{bmatrix} \right], \quad (1.42)$$

док је за кваркове прве фамилије

$$-\frac{\sqrt{2}}{2} \left[[-\bar{d}_L \quad \bar{u}_L] \phi^* M^u u_R + \bar{u}_R M^{u*} \phi^T \begin{bmatrix} -d_L \\ u_L \end{bmatrix} \right], \quad (1.43)$$

а потом по аналогiji и за елементарне фермионе осталих фамилија. У изразима (1.41) до (1.43), M представља масе елементарних фермиона прве фамилије које су такође слободни параметри Стандардног модела.

Масени чланови за електрослабе бозоне су

$$-\frac{1}{4} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} - \frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} - \frac{1}{2} W_{\mu\nu}^- W^{+\mu\nu}, \quad (1.44)$$

при чему је

$$A_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, Z_{\mu\nu} = \partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu, \\ W_{\mu\nu}^\pm = D_\mu W_\nu^\pm - D_\nu W_\mu^\pm, D_\mu W_\nu^\pm = (\partial_\mu \pm ieA_\mu) W_\nu^\pm \quad (1.45)$$

као и

$$\begin{aligned}
D_\mu \langle \phi \rangle_0 &= \frac{iv}{\sqrt{2}} \left(\frac{g_2 W_{12\mu}/2}{\frac{g_1 B_\mu}{2} + \frac{g_2 W_{22\mu}}{2}} \right) = \frac{ig_2 v}{2} \left(\frac{g_2 W_{12\mu}/\sqrt{2}}{\left(\frac{B_\mu \sin \theta_w}{\cos \theta_w} + W_{22\mu} \right) / \sqrt{2}} \right) \\
&= \frac{ig_2 v}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^+ \\ -Z_\mu / \sqrt{2} \cos \theta_w \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{1.46}$$

што даје

$$m_A = 0, \quad m_{W^\pm} = \frac{g_2 v}{2} \quad \text{и} \quad m_Z = \frac{g_2 v}{2 \cos \theta_w} \tag{1.47}$$

Мерење велике тачности маса електрослабих бозона, као и Вајнберговог угла, вршена од времена LEP експеримента [9] до данас обезбедила су не само потврду Стандардног модела, већ и ограничавање простора параметара модела физике изван СМ. Интересантно је приметити да са очекиваном вредношћу вакуума од $v \approx 246,22 \text{ GeV}$ [7], Хигсово поље доприноси густини енергије Универзума за преко 50 редова величине више од измерених вредности [7].

1.3. Испитивање Хигсовог сектора на CLIC

Хигсов бозон јединствена је честица по спину, као фундаментални скалар у односу на елементарне фермионе и векторске бозоне. Јединствен је и по самоспрезању, које је једино постулирано за, до сада неоткривени, (тензорски) гравитон. Механизмом спонтаног нарушења симетрије, Хигсов бозон комплетира Лагранжијан Стандардног модела, обезбеђујући масене чланове елементарних бозона и фермиона у интеракцији са Хигсовим пољем које испуњава вакуум. На основу тачности досадашњих мерења на LHC, о Хигсовом бозону и даље постоје непознанице: да ли је у питању композитна честица, да ли је јединствена честица или постоји више реализација Хигсовог поља, да ли је CP симетрија нарушена у Хигсовом сектору тиме што је сам Хигсов бозон (масено својствено стање) суперпозиција стања различитих CP парности, да ли постоје везе Хигсовог бозона и космичке инфлације, шта нам мерења у Хигсовом сектору могу рећи о спрезањима Хигсовог бозона са тамном материјом, и посебно важно питање стабилизације масе Хигсовог бозона на EW скали - познато као и проблем *хијерархије*. Откриће Хигсових бозона такође је отворило неколико важних питања о природи релативистичког вакуума, нпр. питање стабилности вакуума, као и већ поменутог доприноса енергетској густини Универзума познато као *проблем космолошке константе*. Није претерано рећи да су проблем космолошке константе и проблем хијерархије можда и два најзначајнија питања савремене физике честица и њене везе са космологијом.

На Великом хадронском сударању LHC, ако се изузме само откриће Хигсовог бозона, није било открића физика изван Стандардног модела (*Beyond Standard Model* - BSM), него су само постављене границе искључења нове физике, односно ограничен простор параметара BSM

модела. Један од најосетљивијих параметара СМ на реализације појединих BSM модела јесте фактор самоспрезања Хигсовог бозона (λ) који може бити значајно промењен у односу на очекивану вредност у СМ. Ово посебно важи за моделе електрослабе бариогенезе и моделе композитног Хигсовог бозона. HL-LHC [9] има процењену статистичку грешку мерења фактора самоспрезања од 50% [11], што је далеко испод осетљивости потребне за откриће нове физике.

Модели физике изван Стандардног модела, уколико су реализовани у природи, утицаће значајно и на спрезања Хигсовог бозона са елементарним фермионима и бозонима. **Табела 1.3.1.** [12] илуструје тај утицај на примеру неколико BSM модела. Очигледно је да већина Хигсових спрезања мора бити позната са неодређеношћу реда 10^{-2} или боље, да би постојала експериментална осетљивост на присуство нове физике.

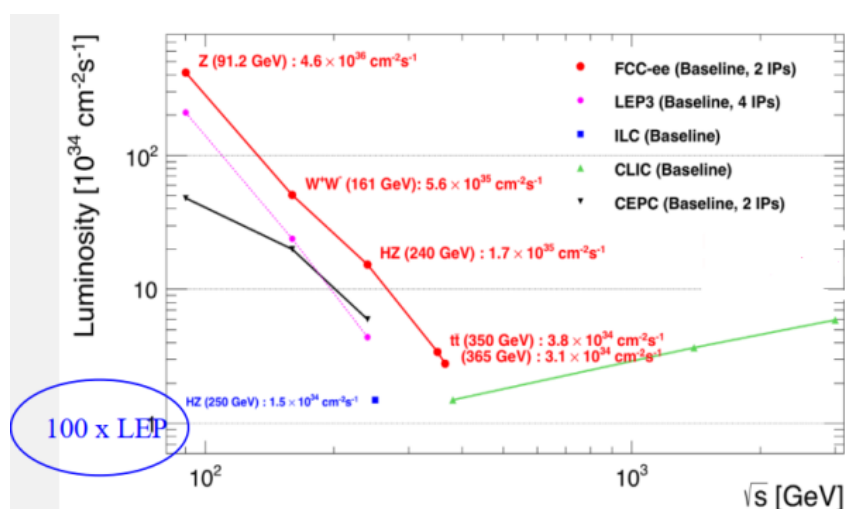
Из горе наведених разлога очигледна је потреба за изградњом будућих e^+e^- сударача високих енергија (тзв. *Хигсове фабрике*) који ће, између осталог, мерењима високе тачности у Хигсовом сектору моћи да утврде на нивоу открића (5σ) да ли је физика изван Стандардног модела реализована у оквиру неког од претпостављених BSM модела.

Постоји неколико пројеката Хигсових фабрика које се по облику путање снопа могу поделити на линеарне (CLIC [13], ILC [14]) и циркуларне (CEPC [15], FCC_{ee} [16]) судараचे, где су све машине предвиђене да буду „чисти“ (практично без QCD шума) електрон-позитронски сударачи, са потпуно реконструктибилним сударима на основу првих принципа одржања енергије и импулса. Ове машине могу да пруже мерења високе тачности, где је доминантан извор неодређености статистички. Као што је приказано на **слици 1.3.1**, најнижа луминозност будућих Хигсових фабрика је ~ 100 пута већа него што је била луминозност на LEP сударачу [17], што такође говори у прилог мерењима са малом статистичком грешком. Поред наведених предности e^+e^- сударача, јединствена предност *линеарних* судрача јесте висока енергија у систему центра масе која може достићи неколико TeV, услед чињенице да, за разлику од циркуларних сударача, практично нема губитака енергије снопа на синхотронско зрачење.

Модел	$b\bar{b}$	$c\bar{c}$	$\gamma\gamma$	WW	$\tau\tau$	ZZ	$\gamma\gamma$	$\mu\tau$
MSSM	+4.8	-0.8	-0.8	-0.2	+0.4	-0.5	+0.1	+0.3
Type II 2HD	+10.1	-0.2	-0.2	0.0	+9.8	0.0	+0.1	+9.8
Type X 2HD	-0.2	-0.2	-0.2	0.0	+7.8	0.0	0.0	+7.8
Type Y 2HD	+10.1	-0.2	-0.2	0.0	-0.2	0.0	+0.1	-0.2
Composite Higgs	-6.4	-6.4	-6.4	-2.1	-6.4	-2.1	-2.1	-6.4
Little Higgs w. T-parity	0.0	0.0	-6.1	-2.5	0.0	-2.5	-1.5	0.0
Little Higgs w. T-parity	-7.8	-4.6	-3.5	-1.5	-7.8	-1.5	-1.0	-7.8
Higgs-Radion	-1.5	-1.5	+10.	-1.5	-1.5	-1.5	-1.0	-1.5
Higgs Sinlet	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5	-3.5

Табела 1.3.1. Теоријски процењени утицај BSM модела на спрезања Хигсовог бозона.

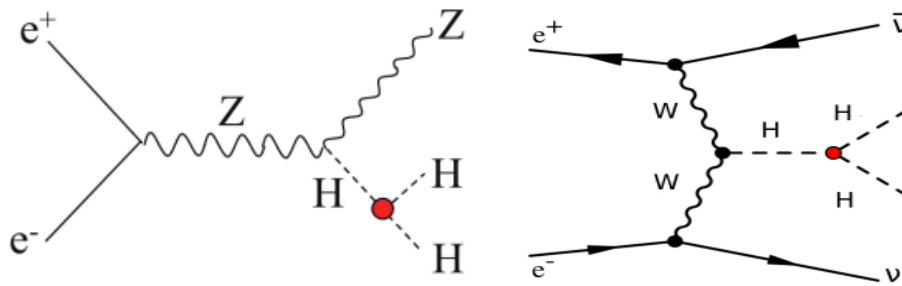
Компактни линеарни сударач CLIC представља могућу будућу фабрику Хигсових бозона која би почела са радом у CERN, након завршетка рада HL-LHC. На CLIC би се произуквало неколико милиона Хигсових бозона у три енергетске фазе рада машине на енергијама у систему центра масе од 380 GeV, 1.5 TeV и 3 TeV. CLIC представља погодно окружење за мерења у Хигсовом сектору како због великог броја произукваних Хигсових бозона као и због чињенице да је познато иницијално стање, односно догађаји су реконструктабилни, за разлику од Великог хадронског сударача, где долази до интеракције партона конституента протона чија енергија у систему центра масе није инхерентно позната.



Слика 1.3.1. Луминозност будућих Хигсових фабрика у функцији енергије у систему центра масе.

Такође, због природе интеракције лептона, теоријска грешка незнатна је у поређењу са LHC и HL-LHC, и хадронских судараца уопште. Уз то, квантно-хромодинамички шум је редак, тако да мерењима у Хигсовом сектору доминира статистичка неодређеност, а не систематска. Посебну предност нуди могућност поларизације снопа електрона којом се ефективно увећава ефикасни пресек за процесе који се одвијају механизмом наелектрисаних струја и редукују шумови у којима учествују десно оријентисани електрони.

Јединствена карактеристика CLIC јесте рад на енергији од 3 TeV у систему центра масе, на којој је могуће најтачније (у поређењу са другим Хигсовим фабрикама) мерење Хигсовог самоспрезања λ услед директне двоструке продукције Хигсових бозона. На **слици 1.3.2** су приказани Фејнманови дијаграми за продукцију Хигсовог бозона са ННН вертексом. На CLIC, на енергији у систему центра масе од 3 TeV у комбинацији са мерењима из фазе рада на 1.5 TeV, могуће је мерити Хигсово самоспрезање λ са релативном статистичком грешком испод 10% . **Табела 1.3.2** [26] илуструје пројектовану статистичку тачност мерења λ на будућим Хигсовим фабрикама.

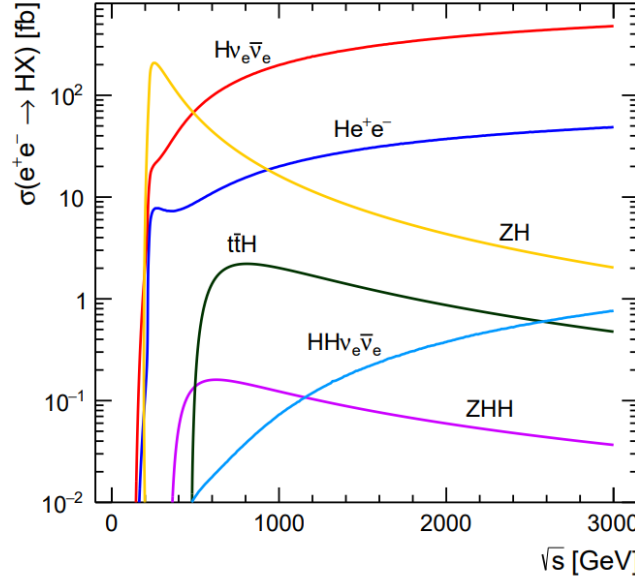


Слика 1.3.2. Релевантни Фејнманови дијаграми двоструке продукције Хигсовог бозона на CLIC, у процесу Хигсштралунга (лево) и WW-фузије (десно).

collider	indirect-h	direct- <i>hh</i>
HL-LHC	100-200%	50%
ILC250	-	-
ILC500	58%	20%*
ILC1000	52%	10%
CLIC380	-	-
CLIC1500	-	36%
CLIC3000	-	9%
FCC-ee 240	-	-
FCC-ee 240/365		-
FCC-ee (4 IPs)		-
FCC-hh	-	3.4- 7.8%

Табела 1.3.2. Процењена тачност мерења параметра λ са будућим Хигсовим фабрикама (* уз пројектовано побољшање алгоритама).

Мотивацију за прву енергетску фазу (380 GeV у систему центра масе) представљају модел-независна мерења Хигсових спрезања и масе у процесу продукције Хигсових бозона Хигсштралунгом. Друга енергетска фаза, 1.5 TeV у систему центра масе, мотивисана је мерењем Хигсових спрезања са тешким ароматима и мерењем Јукава (Yukawa) спрезања t -кварка. Трећа енергетска фаза од 3 TeV у систему цетра масе, са WW-фузијом као доминантним процесом за продукцију Хигсовог бозона, отвара могућности директне опсервације нових честица чија је маса мања од 1.5 TeV [18], као и тестирања модела нове физике кроз индиректна мерења. Као што је већ дискутовано, посебно је значајно да линеарни сударачи високих енергија (у систему енергија центра масе реда 1 TeV или већим) омогућавају мерење параметра Хигсовог самоспрезања λ , користећи процесе двоструке продукције Хигсових бозона. На **слици 1.3.3** [13] дати су ефикасни пресеци за различите процесе продукције Хигсовог бозона у функцији расположиве енергије у систему центра масе.



Слика 1.3.3. Ефикасни пресеци за продукцију Хигсовог бозона различитим механизмима, у функцији енергије у систему центра масе.

Велики број физичких студија [19, 20] у Хигсовом сектору на CLIC сударачу извршен је узевши у обзир пуну симулацију детектора и релевантних физичких процеса, заједно са пуном реконструкцијом догађаја. Примери тих студија су: мерење Хигсове масе и ширине, Хигсова спрезања, Хигсово самоспрезање. Једна од јединствених предности фермион-антифермион судараца јесте и та да се може апсолутно измерити ефикасни пресек за продукцију Хигсовог бозона у процесу Хигсштралунга, користећи дистрибуцију одбијене масе (*recoil mass*) за реконструкцију Хигсовог бозона без познавања његовог канала распада. Ова метода омогућава да се Хигсова спрезања израчунају на модел-независан начин као производ ефикасног пресека и односа гранања за индивидуална финална стања, израз (1.47). Природна Хигсова ширина износи 5 MeV и не може се директно мерити. Може се израчунати из индивидуалних распада (пример $H \rightarrow ZZ$, у процесу продукције Хигсовог бозона Хигсштралунгом - HZ)

$$\sigma(ee \rightarrow HZ) \cdot BR(H \rightarrow ZZ) \propto \frac{g_{HZ}^4}{\Gamma}, \quad (1.48)$$

Спрезања Хигсовог бозона (овде са Z^0 бозоном, g_{HZ}) могу се мерити и комбинацијом више директних мерења као нпр. у распаду Хигсовог бозона на пар W бозона или b-кваркова

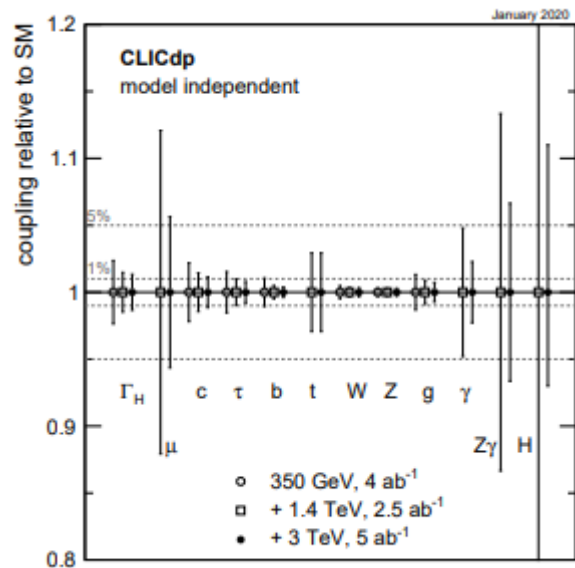
$$\frac{\sigma(ee \rightarrow HZ) BR(H \rightarrow WW) \sigma(ee \rightarrow HZ) BR(H \rightarrow bb)}{\sigma(ee \rightarrow \nu\nu H) BR(H \rightarrow bb)} \quad (1.49)$$

Највећа тачност мерења Хигсових спрезања остварује се користећи неку врсту глобалног фита, модел независног [21], κ -фита [21] или EFT фита [21]. Предност EFT фита који се примењује под претпоставком да је енергетска скала нове физике значајно већа од EW скале,

јесте у томе што не претпоставља одређени BSM модел већ описује контрибуције нове физике на нивоу оператора димензије 4 који коригују Лагранжијан. Модел зависни, к-фит користи се као заједнички оквир за интерпретацију мерења Хигсових спрезања са LHC (HL-LHC).

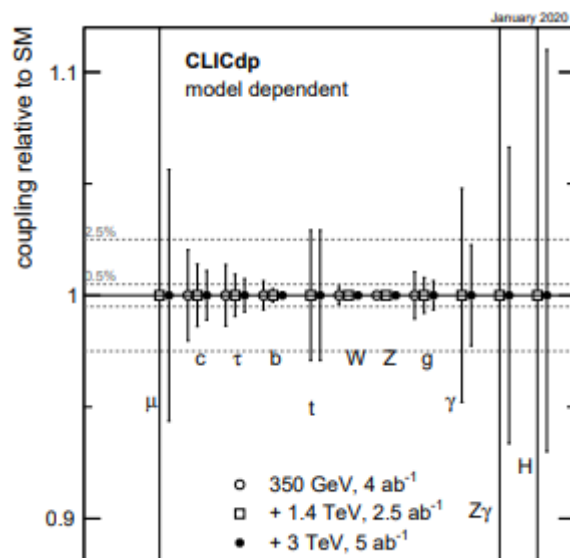
Пројектовани резултати мерења Хигсових спрезања, узевши у обзир податке из све три фазе рада експеримента, дати су за модел-независни фит (слика 1.3.4 [21]), модел-зависни к-фит (слика 1.3.5 [21]) и EFT фит (табела 1.3.3 [21]). Мерења односа гранања попут овога представљеног у овој тези, представљају инпут за глобални фит.

Parameter	Relative precision		
	350 GeV 4 ab ⁻¹	+ 1.4 TeV + 2.5 ab ⁻¹	+ 3 TeV + 5 ab ⁻¹
g_{HZZ}	0.3 %	0.3 %	0.3 %
g_{HWW}	0.5 %	0.3 %	0.3 %
g_{Hbb}	1.0 %	0.5 %	0.4 %
g_{Hcc}	2.2 %	1.4 %	1.1 %
$g_{H\tau\tau}$	1.5 %	1.0 %	0.8 %
$g_{H\mu\mu}$	—	12.1 %	5.6 %
g_{Htt}	—	2.9 %	2.9 %
g_{Hgg}^{\dagger}	1.3 %	0.9 %	0.7 %
$g_{H\gamma\gamma}^{\dagger}$	—	4.8 %	2.3 %
$g_{HZ\gamma}^{\dagger}$	—	13.3 %	6.6 %
Γ_H	2.4 %	1.5 %	1.3 %



Слика 1.3.4. Пројекције релативне статистичке грешке Хигсових спрезања у модел-независном фиту.

Parameter	Relative precision		
	350 GeV 4 ab ⁻¹	+ 1.4 TeV + 2.5 ab ⁻¹	+ 3 TeV + 5 ab ⁻¹
κ_{HZZ}	0.2 %	0.1 %	0.1 %
κ_{HWW}	0.4 %	0.1 %	0.1 %
κ_{Hbb}	0.6 %	0.3 %	0.2 %
κ_{Hcc}	2.0 %	1.4 %	1.1 %
$\kappa_{H\tau\tau}$	1.4 %	0.9 %	0.7 %
$\kappa_{H\mu\mu}$	—	12.1 %	5.6 %
κ_{Htt}	—	2.9 %	2.9 %
κ_{Hgg}	1.0 %	0.8 %	0.6 %
$\kappa_{H\gamma\gamma}$	—	4.8 %	2.3 %
$\kappa_{HZ\gamma}$	—	13.3 %	6.6 %



Слика 1.3.5. Пројекције релативне статистичке грешке Хигсових спрезања у модел-зависном к-фиту.

	Benchmark	HL-LHC	HL-LHC + CLIC		
			380 GeV 4 ab ⁻¹	1.5 TeV 2.5 ab ⁻¹	3 TeV 5 ab ⁻¹
$g_{HZZ}^{\text{eff}} [\%]$	SMEFT _{ND}	3.6	0.3	0.2	0.16
$g_{HWW}^{\text{eff}} [\%]$	SMEFT _{ND}	3.2	0.3	0.17	0.14
$g_{H\gamma\gamma}^{\text{eff}} [\%]$	SMEFT _{ND}	3.6	1.3	1.3	1.1
$g_{HZ\gamma}^{\text{eff}} [\%]$	SMEFT _{ND}	11.	9.3	3.2	2.5
$g_{Hgg}^{\text{eff}} [\%]$	SMEFT _{ND}	2.3	0.9	0.7	0.60
$g_{Htt}^{\text{eff}} [\%]$	SMEFT _{ND}	3.5	3.1	2.1	2.1
$g_{Hcc}^{\text{eff}} [\%]$	SMEFT _{ND}	—	2.1	1.5	1.2
$g_{Hbb}^{\text{eff}} [\%]$	SMEFT _{ND}	5.3	0.64	0.42	0.36
$g_{H\tau\tau}^{\text{eff}} [\%]$	SMEFT _{ND}	3.4	1.0	0.78	0.65
$g_{H\mu\mu}^{\text{eff}} [\%]$	SMEFT _{ND}	5.5	4.3	4.1	3.5
$\delta g_{1Z} [\times 10^{-2}]$	SMEFT _{ND}	0.66	0.027	0.009	0.007
$\delta \kappa_\gamma [\times 10^{-2}]$	SMEFT _{ND}	3.2	0.044	0.023	0.017
$\lambda_Z [\times 10^{-2}]$	SMEFT _{ND}	3.2	0.022	0.0051	0.0018

Табела 1.3.3. Пројекције релативне статистичке грешке Хигсових спрезања добијених EFT фитом, у комбинацији са пројектованим резултатима са HL-LHC.

Као што се са **слика 1.3.4** и **1.3.5** и из **табеле 1.3.3** може видети, мерење већине Хигсових спрезања могуће је са релативном статистичком грешком реда промила, осим нпр. у случају ретких Хигсових распада. Такође, CLIC (као и друге будуће Хигсове фабрике) значајно унапређује тачност мерења у Хигсовом сектору достижну у будућој фази LHC (HL-LHC). Пројекције дате у табелама које се односе на спрезање Хигсовог бозона са фотонима на 3 TeV су екстраполиране користећи резултате истог канала распада на енергији од 1.4 TeV у систему центра масе [19].

2. Компактни линеарни сударач (CLIC)

У овом поглављу биће описан будући сударач честица Compact Linear Collider (CLIC), кључне карактеристике акцелератора, дизајн акцелератора, као и његов потенцијални научни утицај. CLIC је један од предложених будућих акцелератора високих енергије за сударе електрона и позитрона дизајниран тако да истражује физику изван могућности тренутних акцелератора честица. CLIC јесте један од потенцијалних будућих пројеката који се разматрају заједно са другим сударачима честица као што су: International Linear Collider (ILC), Future Circular Collider (FCC) као и Chinese Electron Positron Collider (CEPC).

Један од главних циљева CLIC-а јесте постизање изузетно високе енергије у систему центра масе, која може да достигне и неколико тера електрон-волти (TeV). Поред тога CLIC има за циљ постизање високе тренутне луминозности, која представља број судара по секунди. Висока луминозност је битна за посматрање ретких процеса који имају мали однос гранања. Један од тих процеса, распад Хигсовог бозона на пар фотона јесте и тема ове докторске дисертације.

Једна од ствари које издвајају CLIC од других будућих акцелератора је и метод убрзања снопа помоћу два снопа. Укључена су два паралелна линеарна акцелератора: убрзавајући сноп и главни сноп. Убрзавајући сноп је сноп електрона високог интензитета, креће се паралелно са главним снопом, који је ниског интензитета али који се састоји од електрона, односно позитрона високе енергије. Убрзавајући сноп преноси енергију у главни сноп, тако да се достиже велики градијент поља (100 MW/m) чиме се постиже смањење потрошње електричне енергије.

Прстенови за успоравање и пригушење служе да, пре него што уђу у главни линеарни део за убрзање, електронски и позитронски снопови буду оптимизовани у прстеновима за успоравање тако да се смањи њихова величина а повећа њихова густина. Такође, користе се системи за колимацију снопа, како би се сноп очистио од нежељених честица, обезбеђујући већи квалитет судара.

Судари при високим енергијама у систему центра масе ($> 1 \text{ TeV}$) на CLIC-у омогућили би детаљније истраживање у Хигсовом сектору својстава Хигсовог бозона као и интеракције и спрезања са другим честицама. Такође би пружали могућности за испитивање физике ван Стандардног модела, као што су кандидати за тамну материју, суперсиметрија, додатне димензије и нарушење CPV симетрије. Такође, CLIC омогућава високу прецизност у мерењу спрезања Хигсовог бозона са топ кварком, који је најтежа елементарна честица. Захваљујући високој интегрисаној луминозности, CLIC је идеалан за прецизна мерења електрослабих

процеса, која би потврдила Стандардни модел или у случају одступања од теоријских предвиђања дала назнаку постојања физике ван Стандардног модела.

2.1. Акцелератор

Будуће Хигсове фабрике предвиђене су као електрон-позитронски сударачи, а они који достижу скалу TeV енергија у систему центра масе – *линеарни*. Када се наелектрисане честице крећу по кружној путањи оне доминантно губе енергију на синхротронско зрачење до кога долази јер се брзина као векторска величина мења. У циркуларном сударачу, енергија која се изгуби кроз синхротронско зрачење по једном кругу обрнуто је пропорционална маси честице m

$$\Delta E_{\text{sinhrotron}} \propto \frac{E_{\text{snop}}^4}{\rho m^4} \quad (2.1)$$

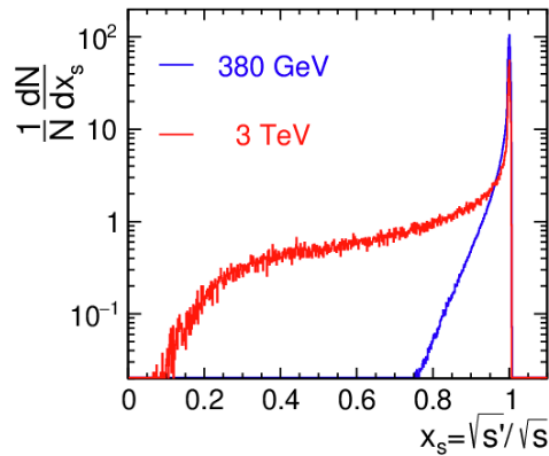
где је E_{snop} енергија снопа, док ρ представља пречник сударача. С обзиром да је протон око 2000 пута тежи од електрона, из израза (2.1) је очигледно да електрони губе значајно више енергије него протони услед синхротронског зрачења. То је разлог због кога се циркуларни сударачи махом реализују као хадронски.

Један од недостатака протонских сударача јесте тај да непознати партони (кваркови из огромног броја протона) учествују у интеракцији. Последица тога је да је само део енергије из система центра масе доступан продуктима распада, док су почетна енергија и импулс партона непознати за реконструкцију финалног стања. Други недостатак је присуство 'остатака' протона у форми QCD шума. С друге стране, код лептонских сударача почетно, а самим тим и финално стање може се реконструисати из првих принципа (закони одржања енергије и импулса), док се енергија доступна за продукте интеракције доминантно губи услед зрачења снопа (*Beamstrahlung* - *BS*), што је приказано на **слици 2.1.1**. Зрачење снопа последица је узајамног утицаја електромагнетних поља долазећих снопова један на други, који доводе до емисије фотона енергија реда 20% [13]. Овај ефекат је израженији што је енергија у систему центра масе већа.

Параметар	Симбол	Јединица	Фаза 1	Фаза 2	Фаза 3
Енергија у систему центра масе	\sqrt{s}	GeV	380	1500	3000
Учестаност возова	f_{rep}	Hz	50	50	50
Број вагона по возу	n_b		352	312	312
Учесталост вагона	Δt	ns	0.5	0.5	0.5
Дужина пулса	τ_{puls}	ns	244	244	244
Градијент електричног поља	G	MV/m	72	72/100	72/100
Номинална луминозност	\mathcal{L}	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	1.5	3.7	5.9
Вршна луминозност	$\mathcal{L}_{0.01}$	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	0.9	1.4	2
Укупна потрошња струје	P wall	MW			
Број честица по вагону	N	10^9	5.2	3.7	3.7
Дужина вагона	σ_z	μm	70	44	44
Попречне димензије снопа у тачки интеракције	σ_x / σ_y	ηm	149/2.9	~60/1.5	~40/1
Дужина тунела		km	11.4	29	50.1

Табела 2.1.1. Параметри акцелератора CLIC на различитим енергијама у систему центра масе.

Израчени фотони могу се конвертовати у хадроне, што доводи до стварања значајног шума за централни детектор трагова. **Слика 2.1.1** приказује разлику у спектру луминозности на две енергије у систему центра масе, где је, услед зрачења снопа, дисторзија спектра луминозности на 3 TeV толика да само 34% догађаја има више од 99% номиналне енергије у систему центра масе [21]. Што су димензије вагона (*bunch*) од којих се састоји снап мање, односно број честица по вагону већи електромагнетна поља су јача па је и BS ефекат израченији. У **табели 2.1.1** наведени су параметри акцелератора CLIC за све три енергетске фазе рада [22]. Емисија фотона услед ефекта зрачења снопа по више основа одређује експерименталне услове на CLIC и томе ће бити речи у **поглављу 2.3**.



Слика 2.1.1. Спектар луминозности на CLIC, на енергијама у систему центра масе од 380 GeV и 3 TeV.

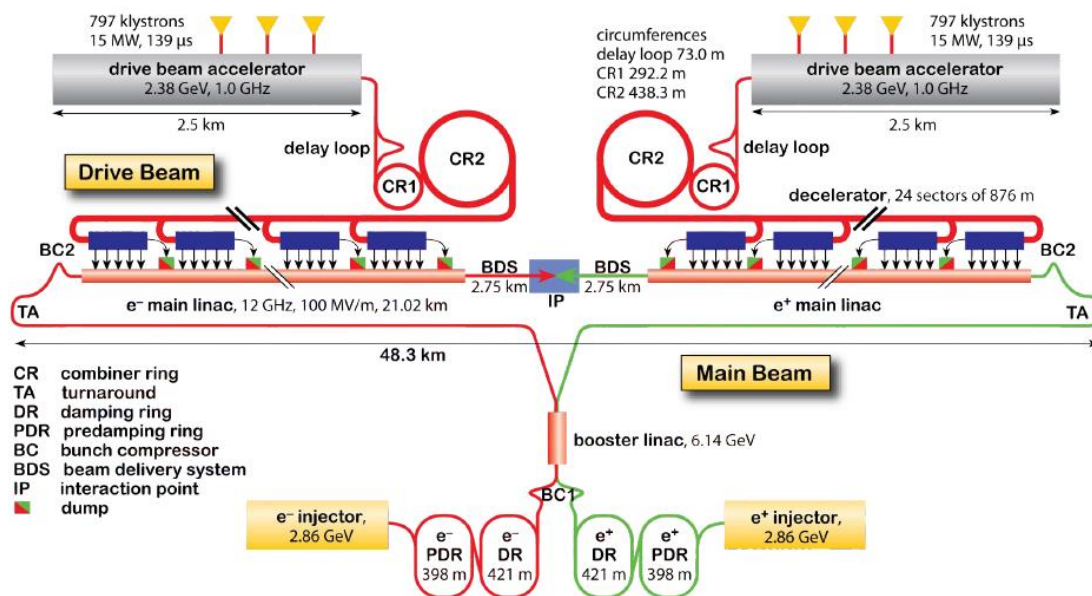
Компактни линеарни сударач користи иновативни приступ за убрзавање честица на собној температури, за разлику од већине досадашњих сударача високих енергија који су реализовани као суперпроводни акцелератори. На **слици 2.1.2** дата је шема CLIC акцелератора са два снопа за убрзавање нормално-проводном убрзавајућом структуром градијента електричног поља у опсегу вредности од 70-100 MV/m. Снага из ниско-енергетског снопа високе струје се екстрахује да би се генерисала радио-фреквенција од 12 GHz која се користи за убрзавање честица у главном снопу. CLIC такође пружа могућност поларизације снопа електрона од $\pm 80\%$. На енергијама у систему центра маса изнад 500 GeV, продукција Хигсових бозона се доминантно врши у процесу WW-фузије. Ефикасни пресек продукције Хигсовог бозона се увећава за 50% леворуком поларизацијом електрона (-80%) [22], док је деснорука поларизација снопа електрона корисна за дискриминацију BSM модела.

Као што се из шематског приказа конфигурације CLIC акцелератора са **слике 2.1.2** [13] може видети, главни подсистеми CLIC акцелератора су:

- ❖ извор електрона и извор позитрона,
- ❖ претпрстенови за пригушење који редукују емитансу снопа,
- ❖ прстенови за пригушивање снопа који након претпрстенова за пригушивање снопа, додатно редукују емитансу снопа,
- ❖ систем за пренос снопа од прстенова до главног снопа (линака), који служи за сабијање снопова у лонгитудиналном (z) правцу, а такође и за убрзавање главног снопа до 9 GeV до 1.5 TeV,
- ❖ главни линеарни акцелератор са 70000 до 400000 RF јединица, на 350 GeV и 3 TeV, респективно,

- ❖ систем за испоручивање снопова који доводи снопове до сударања у тачки интеракције (IP).

Да би се тестирао концепт снопа високог интензитета, направљен је објекат STF3 (сада CLEAR) где је експериментално потврђена могућност постизања градијента електричног поља од 145 MV/m [13].



Слика 2.1.2. Шема акцелератора CLIC у опцији рада на енергији у систему центра масе 3 TeV.

У табели 2.1.1 приказани су неки од кључних параметара снопова за све три фазе рада CLIC. Снопови честица подељени су на возове који се састоји од 312 вагона са временским размаком од 0.5 ns између вагона. Време које прође између пролаза два воза је 50 Hz. Другим речима, на сваких 20 ns се сударају возови електрона и позитрона. У просеку се очекује ~ 1 судар електрона и позитрона по вагону честица, односно не долази до вишеструких интеракција електрона и позитрона (*pile-up*) у периоду читавања детекторских подсистема. Ово омогућава да се детекторски подсистеми читавају након сваког вагона честица (на сваких 10 ns) без окидача који су неопходни у сударима снопова у којима постоје вишеструки судари по вагону, као што је то случај на LHC.

2.2 CLIC_ILD модел детектора

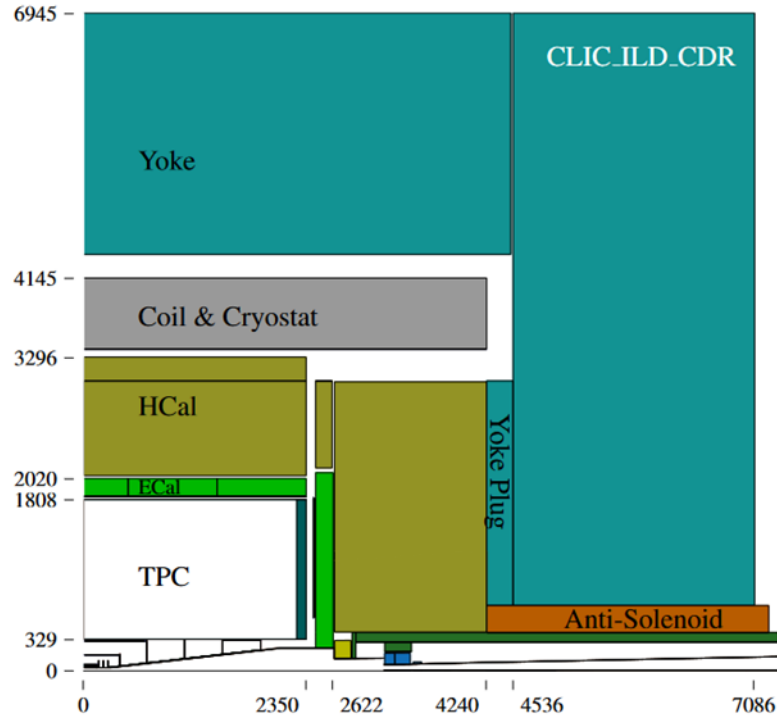
Дизајн детектора за CLIC директно је повезан и проистиче из физичких циљева и програма мерења. Као што је дискутовано у поглављу 1.3, будуће Хигсове фабрике имају за циљ мерења велике тачности у Хигсовом сектору, као и директне и индиректне тестове модела изван Стандардног модела. Као почетна тачка при развијању CLIC_ILD модела [13] детектора узет је ILD модел детектора [23] развијан за ILC, с обзиром да су почетне енергетске фазе за оба

судараца упоредиве, 380 GeV на CLIC и 250 GeV на ILC, и 1 TeV на ILC и 1.5 TeV на CLIC. С обзиром да ће на CLIC бити могуће постићи енергије у систему центра масе од 3 TeV, ILD детектор је оптимизован према експерименталним условима на свим фазама рада CLIC судараца, укључујући и присуство шума насталих конверзијом заочног зрачења. Узимајући у обзир захтеве који произилазе из пројектоване тачности физичких мерења, оба детектора (ILD и CLIC_ILD) слично су конципирана: као хибридни цилиндрични системи са гасним централним детектором трагова и високо сегментираним калориметрима унутар соленида индукције од неколико Т. Примена алгоритма тока честица, у циљу смањења утицаја релативно лоше резолуције калориметара у поређењу са централним детектором трагова, омогућава реконструкцију млазева (експериментални потпис кваркова) са грешком мерења енергије од 3% до 5%, за млазеве енергије од 50 GeV до 1 TeV. У овом приступу, само се реконструкција фотона и неутралних хадрона врши искључиво електромагнетним, односно хадронским калориметром.

CLIC_ILD модел детектора одликују следеће карактеристике:

- Ефикасни детектори трагова са одличном реконструкцијом импулса од $2 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-1}$;
- Ултра лак (дебљине 0.2 радијационе дужине) вертекс детектор високе резолуције од 3 μm ;
- Високо сегментирани електромагнетни и хадронски калориметри унутар магнетног поља, који допуњавају мерења из централног детектора трагова у примени методе 'тока честица' (*Particle Flow Algorithms - PFA*) у реконструкцији и идентификацији честица;
- Херметичност детектора, односно инструментација детектора при малим поларним угловима до 40 mrad, која је круцијална за мерење енергије која недостаје у догађају а која је сигнатура неких BSM процеса;
- Инструментализован јарам детектора ради идентификације миона са ефикасношћу од 99%.

На слици 2.2.1 [13] дат је шематски приказ детектора CLIC_ILD. У даљем тексту, у основним цртама дискутовани су подсистеми CLIC_ILD детектора, са посебним освртом на електромагнетни калориметар као главни подсистем за идентификацију фотона у централној области. Такође указано је и на измене у дизајну детектора који су предложени у оквиру CLICdet модела детектора [24], које, међутим, нису од значаја за мерење представљено у овој тези.



Слика 2.2.1. Модел детектора CLIC_ILD.
Димензије детекторских подсистема дате су у милиметрима.

2.2.1. Вертекс детектор

Вертекс детектор је пикселизован силицијумски детектор трагова који омогућава реконструкцију вертекса као и трагова у непосредној близини осе снопа, у опсегу малих поларних углова. Једна од улога вертекс детектора је да обезбеди ефикасну реконструкцију секундарних вертекса насталих распадом тешких кваркова, као и тау лептона. Да би се са великом вероватноћом ($\geq 90\%$) реконструисали и ефикасно идентификовали као тешки аромати, вертекс детектор треба да поседује одличну резолуцију мерења параметра судара, задовољавајућу геометријску покривеност до ниских поларних углова, релативно ниску окупираност система за читавање, као и малу ефективну радијациону дебљину јер се налази испред електромагнетног калориметарског система, као што је илустровано на **слици 2.2.1**. Параметар судара представља удаљење честице од примарног вертекса (IP). Резолуција мерења параметра судара може се изразити [13]

$$\sigma_{d_0} = \sqrt{a^2 + b^2 \cdot GeV^2 / (p^2 \sin^3 \theta)}, \quad (2.2)$$

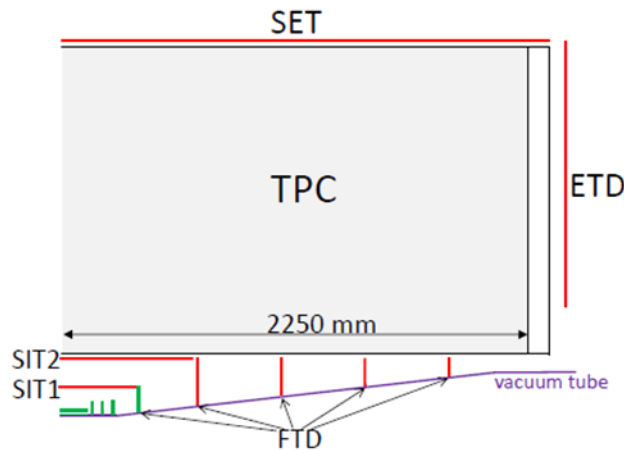
где константа a зависи од резолуције одређивања положаја тачке вертекс детектором, а параметар b повезан је са вишеструким расејањем и зависи од количине материјала у CLIC_ILD детектору као и од геометријског распореда слојева вертекс детектора, док θ представља поларни угао трага чији се параметар судара мери. Дизајнирана вредност ових

параметра износи $a \approx 5 \mu\text{m}$ и $b \approx 15 \mu\text{m}$, што одговара резолуцији мерења параметра судара од $3 \mu\text{m}$ за трагове појединачних честица (single point resolution).

2.2.2 TPC (Time Projection Chamber)

TPC је гасни детектор типа вишежичане коморе, радијуса 1.8 m и дужине 4.5 m , испуњен гасом $\text{Ar}/\text{CF}_4/\text{C}_4\text{H}_{10}$ у односу $95\%/3\%/2\%$. Покрива вредности поларних углова од 12 до 168 степена. Када наелектрисана честица прође кроз гас у комори, гас се јонизује и ослобађају се електрони који дрифтују ка задњем делу коморе. Електрони затим стижу на анодне плочице стварајући електрични сигнал. Услед јаког електричног поља долази до стварања електронске лавине тако што примарно ослобођени електрони узрокују секундарну јонизацију. Детектор се понаша као пропорционална комора када је електрично поље довољно јако да створи секундарну јонизацију али не превише јако већ тако да број прикупљених електрона остаје пропорционалан броју примарних јонских парова. Локација електронске лавине која стигне на аноду може се одредити дељењем аноде на мање блокове. На овај начин се одређују просторне координате сегмента трагова у равнима ортогоналним на z -осу. Како је јачина струје која се детектује на аноди сразмерна броју електрона који на њу стигну, сразмерна је и удаљености иницијалног електрона; познајући електрично поље могуће је тачно одредити тренутак (и место) интеракције улазне честице са гасом на основу јачине струје детектоване на аноди.

TPC представља главни део система за реконструкцију трагова на CLIC_ILD детектору (магнетно поље индукције $B = 3.5 \text{ T}$), док је у CLICdet ($B = 4 \text{ T}$) моделу детектора замењен силицијумским детектором. Силицијумски детектори компактнији су од гасних, а толеришу јача магнетна поља на која је TPC комора осетљива због дрефта јона (*Ion Back Flow*) који се такође дешава упоредо са дрефтом електрона, па су прикладнији за употребу у јачим магнетним пољима, која са друге стране, обезбеђују већу тачност мерења импулса наелектрисане честице.



Слика 2.2.2. Шема CLIC_ILD система детектора за реконструкцију трагова која приказује TPC детектор и силиконске детекторе (SIT1 и SIT2).

SET и ETD представљају Si-пиксел детекторе који у предњој области настављају систем за реконструкцију трагова под поларним угловима од 7° до 12° .

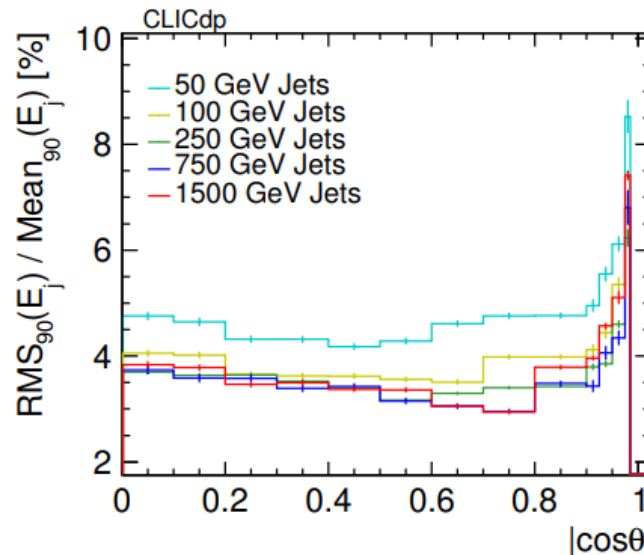
CLIC_ILD вертекс детектор као и TPC допуњени су силицијумским системом детектора за реконструкцију трагова који се састоји од SIT (*Silicon Internal Tracker*), FTD (*Forward Tracking Discs*) као и SET (*Silicon External Tracker*) и ETD (*Endcap Tracking Disc*) детекторских подсистема. Ови додатни системи за реконструкцију трагова повећавају угаони опсег детектора трагова до поларних углова од 7° . Комбинација TPC и слојева силицијумских детектора омогућава временску реконструкцију трагова са тачношћу реда неколико наносекунди. Шематски приказ детектора трагова дат је на **слици 2.2.2** [13].

2.2.3 Калориметарски системи детектора

Један од главних задатака калориметрије на CLIC, али и на осталим будућим пројектима Хигсових фабрика, јесте да заједно са детекторима трагова омогући сепарацију млазева који потичу из распада W, Z и Хигсових бозона. Иако релативно блиских маса, хадронска финална стања W, Z и Хигсовог бозона могу се експериментално разликовати уколико је енергетска резолуција реконструкције млазева довољно добра. Са CLIC_ILD моделом детектора може се остварити масена резолуција од 2.5%, што одговара енергетској резолуцији млазева од 3.5% [13] које емитују поменути бозони произведени на енергијама рада CLIC. За дату енергетску резолуцију, стохастички члан у калориметријској формули треба да износи $\leq 30\%/\sqrt{E}$, где је E енергија млазева. У традиционалној калориметрији, енергија млаза се у великој мери одређује помоћу хадронских калориметара чији стохастички члан обично износи $\leq 55\%/\sqrt{E}$, па самим тим ни енергетска резолуција млазева није довољно висока. Са друге стране, око 60% енергије млазева односе наелектрисане честице, 30% фотони и само 10% неутрално

наелектрисане честице [13]. У приступу тока честица (PFA) комбинују се информације из детектора трагова за *све наелектрисане честице*, док се само фотони и неутрални хадрони идентификују у електромагнетном калориметру, односно хадронском калориметру. На овај начин, само 10% енергије млазева мери се у хадронском калориметру чија је енергетска резолуција лошија у поређењу са електромагнетним калориметром или системом за реконструкцију трагова. Детаљним симулацијама је показано да се енергија млазева може мерити са релативном неодређеношћу од 3%, у опсегу енергија млаза од 100 GeV до 1 TeV, **слика 2.2.3.**

Калориметарски систем у централној области CLIC_ILD детектора чине електромагнетни калориметар (ECAL) и хадронски калориметар (HCAL). Електромагнетни калориметар у CLIC_ILD моделу детектора јесте сендвич-калориметар са волфрамом као апсорбером и са високо-грануларним силицијумским сензорима (димензија пиксела $5 \times 5 \text{ mm}^2$) [13]. Састоји се од 30 лонгитудиналних слојева апсорбера и силицијумских сензора и дугачак је 24 радијационе дужине. ECAL се налази унутар магнетног поља индукције 4 T као и систем за реконструкцију трагова. Разлог због којег су оба система постављена унутар магнетног поља је примена алгоритма тога честица, који као што је речено омогућава реконструкцију енергије млазева са грешком од 3%-5%.



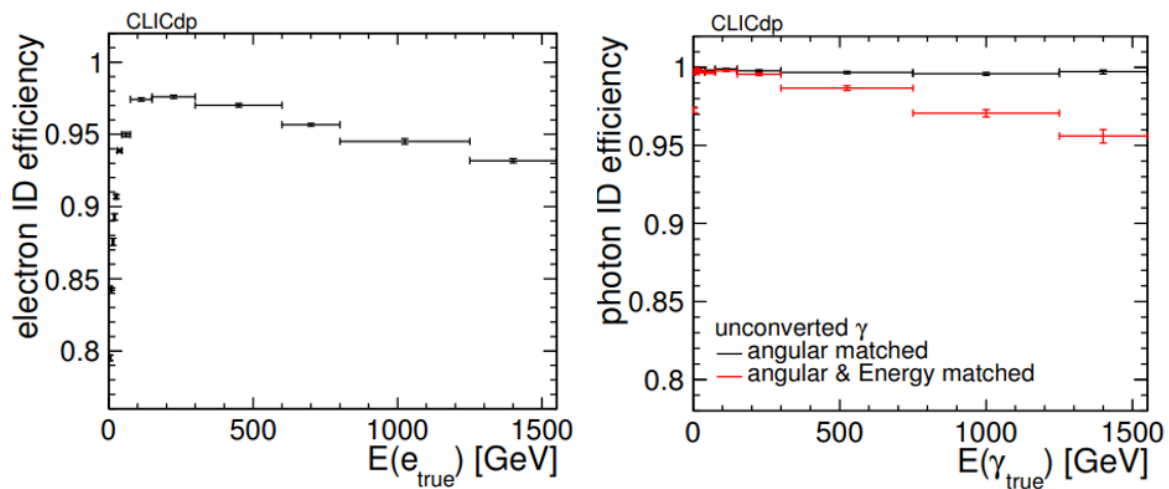
Слика 2.2.3. Енергетска резолуција млазева за различите енергије у функцији $|\cos\theta|$.

На слици се упоређује укупна реконструисана енергија са сумом енергија свих видљивих Монте Карло честица.

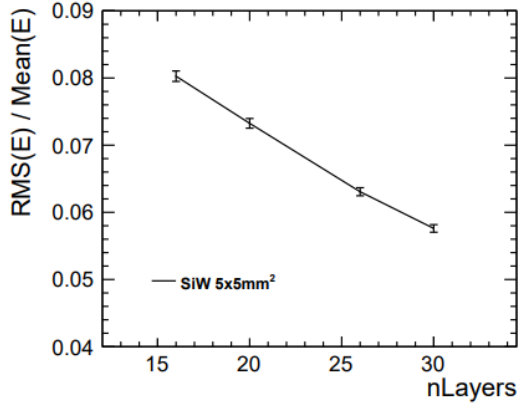
Парадигма тока честица имала је велики утицај на сам дизајн ECAL детектора, тако да поред идентификације и мерење енергије фотона, ECAL је дизајниран да разликује електромагнетне пљускове од хадронских пљускова, узевши у обзир да око 50% хадронских

пљускова почиње у електромагнетном калориметру. Волфрам је одабран као апсорбер јер има повољан однос нуклеарне интеракционе дужине ($\lambda = 9.95 \text{ cm}$) и радијационе дужине ($X_0 = 0.35 \text{ cm}$). Мала радијациона дужина доводи до стварања електромагнетних пљускова у предњем делу калориметра док већа интеракциона дужина редукује број хадронских пљускова у предњем делу електромагнетног калориметра, тако да је могуће пристојно раздвајање електромагнетних и хадронских пљускова.

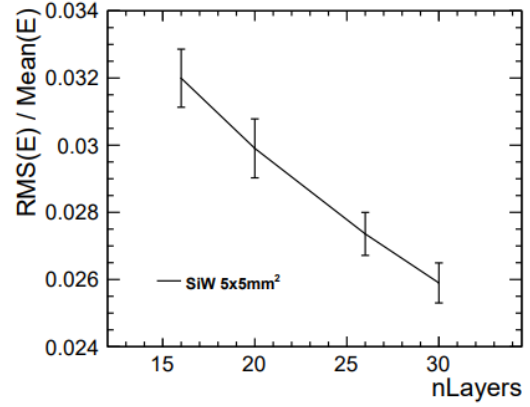
Велика грануларност ECAL у комбинацији са информацијама из централног детектора трагова омогућава да се сепаришу електрони и фотони, те се фотони могу реконструисати са ефикасношћу од 99% [2.2.4], а електрони од 96% [2.2.4] уз примену PFA алгоритма. Стохастички члан $ECAL \leq 20\%/\sqrt{E}$ обезбеђује енергетску резолуцију од 2 GeV за фотоне енергије $E = 100 \text{ GeV}$. На **слици 2.2.5** [25] приказана је зависност енергетске резолуције електрона у функцији броја слојева електромагнетног калориметра. Већи број слојева очекивано омогућава бољу резолуцију мерења енергије фотона.



Слика 2.2.4. Идентификација електрона у функцији енергије (лево) и идентификација фотона у функцији енергије (десно).



(a) 10 GeV photons



(b) 100 GeV photons

Слика 2.2.5. Енергетска резолуција електромагнетног калориметра у CLIC_ILD моделу детектора, за фотоне енергија 10 GeV и 100 GeV у функцији броја слојева ECAL.

Главна улога хадронског калориметра јесте да идентификује пљускове настале интеракцијом неутралних хадрона са апсорбером и измери депоновану енергију тешких неутралних честица. HCAL у CLIC_ILD моделу детектора је сендвич-калориметар са челиком као апсорбером и сцинтилаторским сензорима. Однос између хадронске интеракционе дужине и електромагнетне радијационе дужине је такав да се типични хадронски пљускови заустављају унутар HCAL дебљине 7.5λ . Сцинтилаторске плочице су димензија $(3 \times 3) \text{ cm}^2$ и обезбеђују читавање енергије и позиције честица.

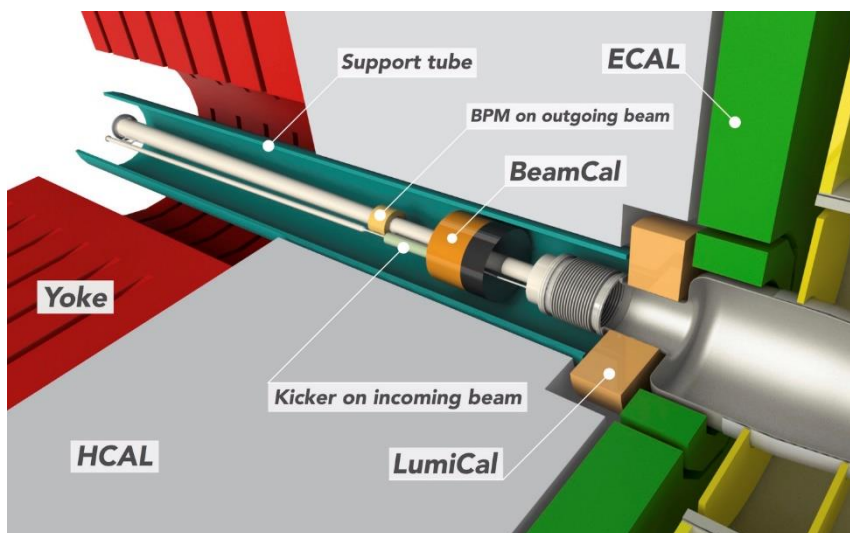
2.2.4 Калориметри предње области

Калориметри предње области омогућавају мерење тренутне и интегрисане луминозности и покривају опсег најмањих поларних углова од 0.6° до 6° , са превасходним циљем идентификације високо-енергетских електрона. Калориметарски систем предње области се састоји од два калориметра: луминометра (*LumiCal*) и калориметра за мерење параметара снопа (*BeamCal*). Луминометар омогућава пребројавање електрона и позитрона расејаних Bhabha расејањем ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$), са релативном системском грешком од 10^{-3} , на енергијама од 350 GeV до 3 TeV. Број Bhabha догађаја одређује интегрисану луминозност као $L = \frac{N}{\sigma_{\text{Bh}}}$, где је σ_{Bh} ефикасни пресек за Bhabha расејање на датој енергији у систему центра масе. Непознавање интегрисане луминозности водећи је извор систематске грешке у мерењу ефикасних пресека физичких процеса као и других релевантних физичких опсервабли. Парови електрон-позитрон који настају некохерентном конверзијом фотона зрачења снопа погађају BeamCal и омогућавају мониторинг тренутне луминозности по судару вагона. Због депозиција електрон-позитрон парова, радијација коју прими BeamCal може бити реда MGy на годишњем нивоу,

што захтева велику радијациону отпорност сензора овог калориметра како би се задржао линеаран одговор детектора.

Покривањем малих углова обезбеђује се херметичност CLIC_ILD детектора, што је значајно за детектовање евентуалних нових процеса чија је сигнатура енергија која недостаје, као што је то случај са супер-симетричним BSM моделима, као и елиминације шума за ове процесе који потиче од процеса двофотонске измене између иницијалног електрона и позитрона. Такође, посебно на већим енергијама у систему центра масе, млазеви настали хадронизацијом кваркова емитују се ближе оси снопа, па добра покривеност мањих поларних углова омогућује бољу реконструкцију млазева. Улога детектора предње области такође је и да представљају штит централним детекторима трагова од честица расејаних уназад. Положај калориметара предње области је приказан на **слици 2.2.6** [13].

LumiCal и BeamCal су компактни силицијум-волфрам сендвич-калориметри који покривају интервал поларних углова од 0.6° до 6.3° . Састоје се од 40 (LumiCal) односно 30 (BeamCal) слојева апсорбера направљених од волфрама између којих су постављени пикселизовани сензори. Сензори луминометра су фино сегментирани да обезбеде бољу просторну резолуцију трагова високо енергетских електрона емитованих под малим поларним угловима.



Слика 2.2.6. Калориметри далеке предње области детектора CLIC_ILD.

2.3. Експериментално окружење

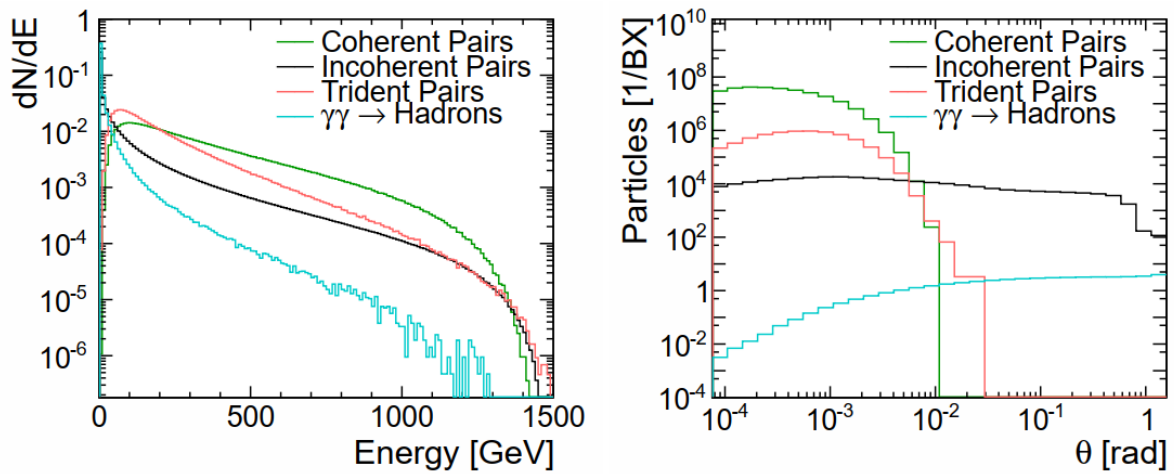
Дизајн CLIC детектора одређен је како циљевима у погледу физичких мерења у свакој од три енергетске фазе, тако и експерименталним условима на свакој од ових енергија. Као што је већ речено у **поглављу 2.1**, велика густина наелектрисања снопа и мале попречне димензије вагона у интеракционој тачки доводе до тога да електрони и позитрони израчују фотоне у интеракцији са електромагнетним пољем долазећег снопа. Осим деформације спектра

луминозности које је дискутовано у **поглављу 2.1**, Beamstrahlung производи и шум, посебно на вишим енергијама у систему центра масе, како у централној, тако и у предњој области детектора. Шум који потиче од зрачења снопа често се назива и машинским шумом и укључује:

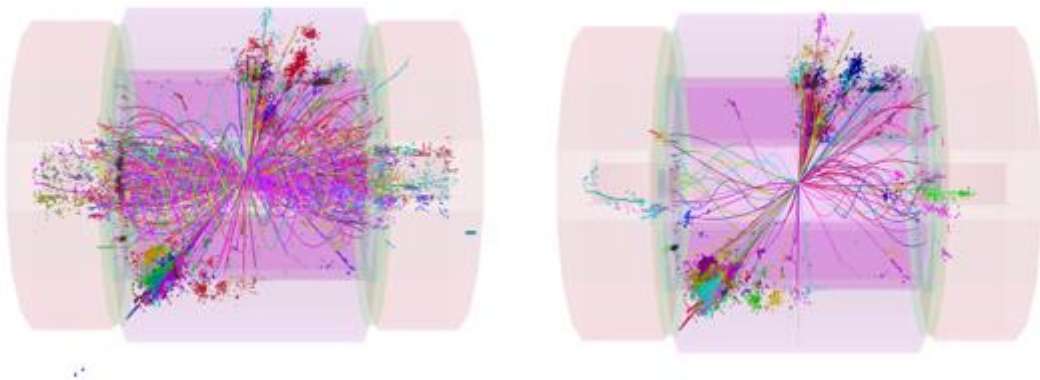
- ❖ електрон-позитрон парове настале некохерентном конверзијом BS фотона, који се доминантно емитују са ниским трансверзалним импулсом и погађају калориметре предње области, првенствено BeamCal,
- ❖ хадроне настале у интеракцији BS фотона који драматично повећавају окупираност централног детектора трагова депонујући енергију до 20 TeV по судару вагона.

На **слици 2.3.1** [13] дата је заступљеност шумава који потичу од фотона израчених интеракцијом снопова, производећи различитим механизмима e^+e^- парове или хадроне. Може се видети да је диференцијални ефикасни пресек за емисију некохерентних парова највећи под малим поларним угловима и они су, као што је већ речено у **поглављу 2.3**, главни узрок радијационог оптерећења BeamCal. Са друге стране, хадрони се производе под довољно великим поларним угловима, тако да представљају значајан шум у детекторима трагова и калориметрима.

У просеку се 3.2 догађаја $\gamma\gamma \rightarrow X(\text{hadrons})$ депонује по судару вагона на енергији од 3 TeV у систему центра масе, при чему велики проценат фотона зрачења снопа може имати енергију већу од 100 GeV. Да би се решио проблем преоптерећења система за читавање услед присуства овог шума, читавање детектора трагова врши се у кратком интервалу од 10 ns (*time-stamping*). Ово време одговара сударима 20 вагона. Ефекат примене ограниченог временског читавања је илустрован на **слици 2.3.2** [13]. Када је реч о централним калориметрима (ECAL и HCAL), депозиције шума су такође значајне. Како не би дошло до дегенерације у перформансама калориметра, ECAL се такође читава у временском интервалу од 10 ns док се HCAL читава у интервалу од 100 ns због споријег одговора.



Слика 2.3.1. Дистрибуција шума који потичу из ефекта интеракције снопова:
 (лево) дистрибуције енергија честица шума на енергији у систему центра масе од 3 TeV;
 (десно) Угаона дистрибуција честица различитих шума на енергији од 3 TeV
 у систему центра масе.



Слика 2.3.2. (лево) Реконструкција честица CLIC_ILD детектором, у процесу $e^+e^- \rightarrow \text{HH} \rightarrow \text{tb} \text{bt}$, на енергији 3 TeV у систему цетра масе, у присуству шума $\gamma\gamma \rightarrow X$,
 (десно) Ефекат примене временски ограниченог читавања у реконструкцији истог догађаја.

3. Продукција и распад Хигсовог бозона и конкурентни процеси

3.1. Продукција Хигсовог бозона на CLIC

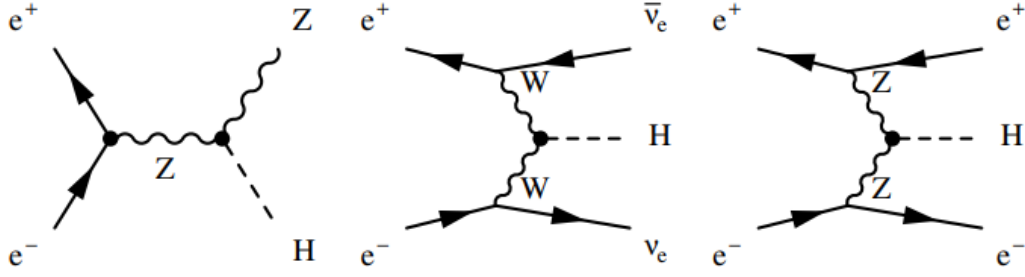
Будући линеарни сударац честица CLIC, као што је већ речено, обезбеђује окружење за мерења високе тачности у окружењу са минималним физичким шумовима, док високе енергије доступне у систему центра масе, као и могућност поларизације снопова, пружају могућност анализе бројних канала за продукцију и распад Хигсовог бозона. Као што је већ речено, CLIC је планиран да ради у три енергетске фазе (380 GeV, 1.5 TeV, 3 TeV) и то омогућава да његов потенцијал за физичка мерења буде максимално искоришћен. Када је реч о CLIC као фабрици Хигсових бозона, постоји неколико доминантних процеса продукције Хигсовог бозона. На **слици 1.3.3** приказани су процеси продукције Хигсовог бозона у зависности од енергије судара у систему центра масе.

Очекиван број Хигсових бозона у свакој од три енергетске фазе са неполаризованим сноповима је дат у **Табели 3.1.1**. На **слици 3.1.1** су приказани Фејнманови дијаграми главних процеса продукције Хигсовог бозона, и то: а) у процесу Хигсштралунг, б) у процесу WW-фузије, в) у процесу ZZ-фузије. На енергијама $\sqrt{s} \leq 500$ GeV доминантан процес продукције јесте Хигсштралунг, где Z бозон израчи Хигсов бозон, а одбијена маса продуката распада Z бозона има вредност масе мировања Хигсовог бозона пружајући могућност за њено модел-независно мерење са статистичком грешком од 3.8% [19]. Ово је илустровано на **слици 3.1.2** [19].

\sqrt{s}	380 GeV	1500 GeV	3000 GeV
$\mathcal{L}_{\text{integral}}$	1 ab ⁻¹	2.5 ab ⁻¹	5 ab ⁻¹
$\sigma(e^+e^- \rightarrow ZH)$	133 fb	8 fb	2 fb
$\sigma(e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e)$	34 fb	276 fb	415 fb
$\sigma(e^+e^- \rightarrow H e^+e^-)$	7 fb	28 fb	48 fb
No. of ZH events	133 000	2 000	10 000
No. of $H\nu_e\bar{\nu}_e$ events	34 000	690 000	2 385 000
No. of $H e^+e^-$ events	7 000	70 000	240 000

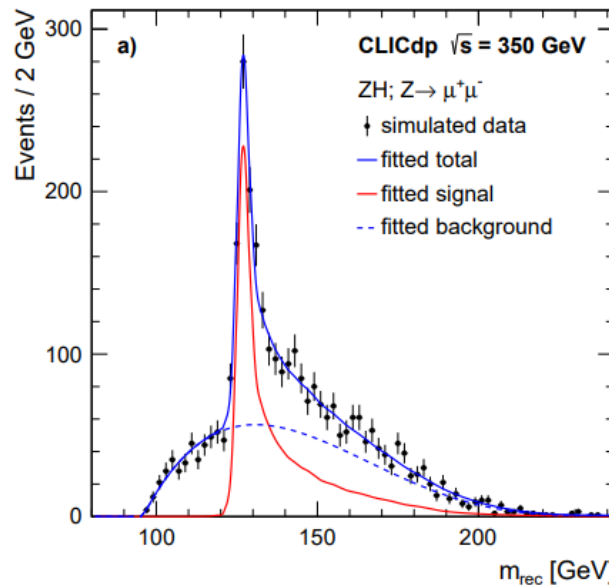
Табела 3.1.1. Очекивани број Хигсових бозона при номиналној интегралној луминозности на различитим енергијама у систему центра масе на CLIC².

² Укључени су ефекти зрачења почетног стања (ISR). Ефикасни пресеци дати су за неполаризоване снопове.



Слика 3.1.1 Фејнманови дијаграми процеса продукције Хигсовог бозона на CLIC:

а) Higgsstrahlung, б) WW-фузија, в) ZZ-фузија.



Слика 3.1.2. Реконструкција одбијене маса у процесу $HZ, Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ на енергији 350 GeV у систему центра масе. Хистограм је нормализован на интегрисану луминозност од 500 ab^{-1} .

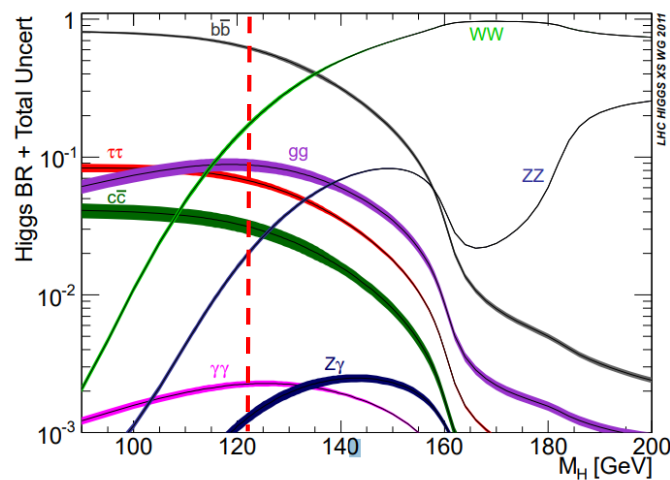
На **слици 3.1.2**, илустрована је маса реконструисаног Хигсовог бозона, у случају када се примарни Z бозон распада на пар миона. Видимо да се јавља продужетак дистрибуције (тзв. „реп“) ка вишим вредностима реконструисане масе који потиче од чињенице да зрачење снопа умањује расположиву енергију у систему центра масе у односу на номиналну вредност, па се при реконструкцији честица финалног стања манифестује као привидно тежи Хигсов бозон.

На вишим енергијама у систему центра масе ($\sqrt{s} > 1 \text{ TeV}$) доминантни процес за продукцију Хигсовог бозона постаје вектор-бозон фузија, односно WW-фузија и ZZ-фузија, где WW-фузија има за ред величине већи ефикасни пресек него ZZ-фузија. У оба случаја електрон и позитрон емитују бозоне (W бозон или Z бозон), који се спрежу са Хигсовим бозоном. На вишим енергијама у систему центра масе двострука продукција Хигсовог бозона постаје доступна. Фејнманови дијаграми за двоструку продукцију Хигсовог бозона су

приказани на **слици 1.3.2** и као што је дискутовано у **поглављу 1.3** обезбеђује највећу тачност мерења параметра Хигсовог самоспрезања λ на будућим Хигсовим фабрикама, **табела 1.3.2**.

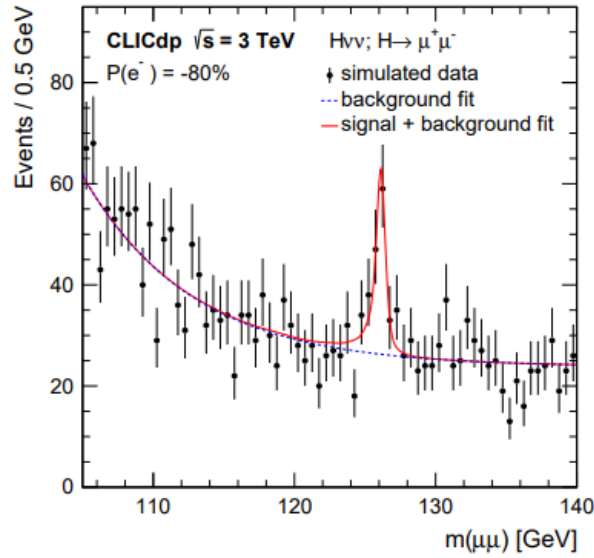
Као што је речено, на енергијама у систему центра масе $\sqrt{s} > 500$ GeV, WW-фузија постаје доминантан канал продукције Хигсовог бозона. Већа статистика омогућава мерење спрезања Хигсовог бозона у каналима распада који имају релативно мале односе гранања, нпр. на процентном нивоу или мање. Ретки распади Хигса постају доступни ($H \rightarrow \mu^+\mu^-$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ и $H \rightarrow Z\gamma$).

На **слици 3.1.3** [27] дат је преглед односа гранања Хигсовог бозона у опсегу маса, где је експериментално измерена маса представљена црвеном линијом.



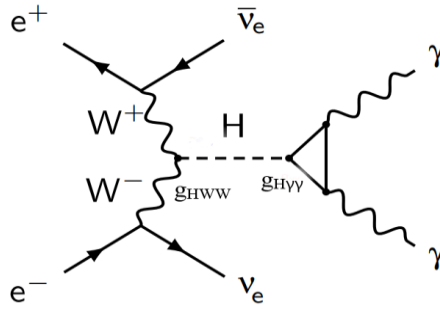
Слика 3.1.3. Односи гранања Хигсовог бозона за различите масе. Експериментално утврђена маса Хигсовог бозона означена је црвеном испрекиданом линијом.

Као што се са **слике 3.1.3** може видети, односи гранања за двомионски или двофотонски распад мањи су од промила или реда промила, респективно. Ово чини реконструисање ретког сигнала наспрам шума захтевним. Често је потребно користити машинско учење у форми мултиваријантне анализе да би се ова сепарација постигла. Резултат једног таквог мерења на 3 TeV CLIC дат је на **слици 3.1.4** [19]. Као што је дискутовано у **поглављу 2**, мерења ретких процеса у Хигсовом сектору постављају изазовне захтеве и пред детекторске системе на будућим Хигсовим фабрикама.



Слика 3.1.4. Реконструисана инваријантна маса двомионског система из распада $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ на енергији 3 TeV у систему центра масе. Дистрибуција је скалирана на номиналну интегрисану луминозност од 2 ab^{-1} .

3.2. Двофотонски распад Хигсовог бозона



Слика 3.2.1. Фејнманов дијаграм распада Хигсовог бозона на пар фотона у процесу продукције Хигсовог бозона WW-фузијом.

Као што је већ речено, доминантни канал продукције Хигсовог бозона на пар фотона на енергији 3 TeV у систему центра масе јесте WW-фузија. Фејнманов дијаграм продукције Хигсовог бозона и даљег распада на пар фотона приказан је на **слици 3.2.1**. С обзиром да су фотони безмасени, Хигсов бозон не спреже се са фотонима на Борновом нивоу већ преко процеса вишег реда, у такозваним процесима типа петље (*loop*), у којима се превасходно измењују тешке честице са којима се Хигсов бозон најјаче спреже, а које могу бити и честице изван Стандардног модела. Самим тим распад Хигсовог бозона на пар фотона један је од могућих канала у којима се може тестирати физика изван Стандардног модела. Као што се може видети из **табеле 1.3.1**, последице реализације BSM модела релативне су промене

Хигсовог спрезања са фотонима $g_{H\gamma\gamma}$ у опсегу од промила до неколико процената. Овим се поставља циљана тачност мерења спрезања $g_{H\gamma\gamma}$ на будућим Хигсовим фабрикама.

Број догађаја сигнала $e^+e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e H$, $H \rightarrow \gamma\gamma$, при одговарајућој интегрисаној луминозности, зависи од фактора спрезања g_{HWW} и $g_{H\gamma\gamma}$ који су придружени одговарајућим вертексима. Знајући ефикасни пресек за продукцију Хигсовог бозона $\sigma(H\nu\nu)$, мерењем односа гранања Хигса са паром фотона $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$, могуће је одредити вредност опсервабле $\sigma(H\nu\nu)BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$, а самим тим и однос $\frac{g_{HWW} g_{H\gamma\gamma}}{\Gamma_H}$, где је g_{HWW} фактор спрезања Хигсовог бозона са W бозонима, док Γ_H предстаља ширину Хигсовог бозона. У поглављу 1.3 већ је описано како се може одредити фактор Хигсовог спрезања са електрослабим бозонима и ширина за распад Хигсовог бозона Γ_H . Очекивана вредност односа гранања $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ у Стандардном моделу износи $0.23 \cdot 10^{-2}$ [28].

Ефикасни пресек за продукцију Хигсовог бозона у процесу WW -фузије износи $\sigma(e^+e^- \rightarrow H\nu_e \bar{\nu}_e) = 415 \text{ fb}$, док је ефективни ефикасни пресек за распад тако продукованог Хигсовог бозона на пар фотона $\sigma_{\text{signal}} = 0.95 \text{ fb}$, што овај процес чини ретким. Грешка процене ефикасног пресека $\sigma(e^+e^- \rightarrow H\nu_e \bar{\nu}_e)$ износи мање од 1% на нивоу генератора. Очекивани број догађаја у природи може се израчунати формулом $N = \sigma \mathcal{L}$, при чему је \mathcal{L} интегрисана луминозност. С обзиром да интегрисана луминозност на 3 TeV CLIC износи 5 ab^{-1} , очекивани број догађаја у природи је 4750. Број догађаја сигнала који је симулиран и доступан за анализу је ~ 25000 што је за око 5 пута више него очекивани број догађаја са 5 ab^{-1} података.

Канал распада Хигсовог бозона на пар фотона један је од најважнијих процеса којима је експериментално потврђено постојање Хигсовог бозона у ATLAS [3] и CMS [4] експериментима на сударачу LHC у CERN. У том смислу, двофотонски распад Хигсовог бозона имао је кључну улогу у дизајну електромагнетног калориметра како за ATLAS, тако и за CMS модел детектора. Стохастички члан електромагнетног калориметра CMS детектора износи 2.8% [29], и реализован је као херметички, хомогени, фино сегментиран кристални калориметар.

Тренутни резултати мерења Хигсовог спрезања са фотонима у LHC експериментима [30] и пројекције за HL-LHC [17] који ће на истој енергији у систему центра масе од 13 TeV имати 10 пута већу интегрисану луминозност (3000 ab^{-1}) него LHC, дате су у табели 3.2.1.

	LHC ($\mathcal{L} = 300 \text{ fb}^{-1}$)	HL-LHC ($\mathcal{L} = 3000 \text{ fb}^{-1}$)
k_γ	5 %	1.6 %

Табела 3.2.1. Експериментална и пројектована тачност мерења Хигсовог спрезања са фотонима у LHC и HL-LHC експериментима, респективно.

3.3. Шумови

Поред сигнала, у сударима снопова се дешавају и физички процеси који имају слично или исто финално стање као и сигнал и они се називају шумовима. Као што је речено у поглављу 2.4, присутни су и машински шумови изазвани интеракцијом фотона израчених из снопова сударајућих електрона и позитрона. Сви релевантни шумови имају ефикасни пресек значајно већи него што је ефикасни пресек за сигнал што његову сепарацију чини нетривијалном.

Пошто се реконструкција фотона врши у опсегу коначно великих поларних улова (8° - 172°), у такозваној централној регији детектора, при генерисању физичких процеса шума се постављају следећи генераторски услови:

- ❖ да постоји пар фотона чија је инваријантна маса система у опсегу $100 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 150 \text{ GeV}$,
- ❖ да поларни углови тих фотона буду између $5^\circ < \theta_\gamma < 175^\circ$.

Наметнутим условима губи се значајан број догађаја шума јер маса произвољног двофотонског система шума није нужно у опсегу маса блиских Хигсовом бозону, или се пак, као у случају машинског шума, фотони доминантно емитују под мањим поларним угловима. Примера ради, ефикасни пресек процеса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ у природи износи $\sim 185000 \text{ fb}$, док је након датих услова око 500 пута мањи ($\sim 335 \text{ fb}$). У **табели 3.3.1** дати су ефективни ефикасни пресеци релевантних шума, заједно са очекиваним бројем догађаја након примене описаних услова, при интегрисаној луминозности од 5 ab^{-1} . Шум доминира над сигналом за неколико редова величине након примене наведених услова за продукцију физичких процеса: $N_s/N_b = 4.5 \cdot 10^{-6}$ ($1.4 \cdot 10^{-4}$) пре (после) примене генераторских услова. Тако да се у даљу анализу улази са $\sim 3.6 \cdot 10^6$ догађаја шума и 4750 догађаја сигнала. Овако неповољан однос повлачи нужну примену мултиваријантне анализе (MVA), која ће бити описана у **поглављу 4.3**.

Као што се из **табеле 3.3.1** може видети, главни извори шума потичу пре свега од процеса $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ који имају сигнатуру налик сигналу (изолизоване фотоне и недостајућу енергију) као и неколико редова величине веће ефикасне пресеке. Чак и процеси који немају недостајуће енергије морају бити узети у обзир, јер детектор није идеално

херметичан. Процеси са једним фотоном такође су конкурентни, јер се неизоставно присутни процеси зрачења снопа суперимпонирају како на сигнал, тако и на шум.

Процес	$\sigma(\text{fb})$	N^* на 5ab^{-1}	N_{sim}
$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma^*$	15.2	$7.6 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*$	335	$1.7 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^6$
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma^*$	33	$1.6 \cdot 10^5$	$1.5 \cdot 10^5$
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$	210	$1.1 \cdot 10^6$	$1.2 \cdot 10^6$
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma\gamma$	47	$2.3 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$
$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma^*$	13	$6.6 \cdot 10^4$	$1.9 \cdot 10^5$
$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma^*$	26	$1.3 \cdot 10^4$	$1.6 \cdot 10^5$
$e^+e^- \rightarrow \text{HWW} \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$	0.95	4 750	24 500

Табела 3.3.1. Листа разматраних процеса са одговарајућим ефективним ефикасним пресецима σ . Ефикасни пресеци означени са * генерисани су под условима описаним у тексту. Сигнал је означен подебљањем.

3.4. Узорци података и софтверски алати

Пошто је реч о будућем експерименту, сигнал (заправо псеудо-сигнал) представља скуп догађаја генерисаних а потом реконструисаних и записаних на исти начин као и у реалном експерименту. Исто важи и за физичке шуме, као и за машинске процесе који се јављају у интеракцији сударајућих честица. Сами експериментални услови, као што је дискутовано у **поглављу 2.1**, а који подразумевају реалистични спектар луминозности, као и реконструкцију догађаја у условима постојања машинског шума, такође морају бити адекватно симулирани. У овом поглављу биће речи о софтверским алатима употребљеним за добијање реалистичних псеудо-података, као и о другим софтверским алатима коришћеним у самом току (*off-line*) анализе.

Први корак у свакој физичкој симулацији јесте генерисање догађаја, тј. креирање листе свих финалних честица са дефинисаним кинематичким својствима које се даље пропадају кроз симулацију интеракције са супстанцијалном средином (детектором). Генерисани узорци представљају „физичку истину“, а адекватним описом интеракција са средином детектора, могу се користити да се утврди у којој мери се кинематичка или статистичка информација модификује интеракцијом са супстанцијалном средином, као и самом селекцијом догађаја. Такође, физичка слика која потиче од претпоставке о одређеним физичким моделима (нпр Стандардни или BSM модели) може се арбитрарно мењати. У том смислу се перформансе детектора будућих експеримената могу оптимизовати према задатом моделу, у смислу циљане

тачности мерења одређених физичких својстава процеса од интереса. Генератор догађаја WHIZARD 1.95 [31] јесте софтвер намењен генерисању вишечестичних финалних стања и користи се за генерисање како сигнала тако и шума, у овом случају претпостављајући нулту поларизацију снопова електрона и позитрона. Симулиран је угао између сударајућих снопова од 20 mrad предвиђен номиналним дизајном CLIC детектора, те су и сигнал и сви релевантни шумови генерисани узимајући у обзир ову претпоставку. Реалистични спектар луминозности на енергији у систему центра масе од 3 TeV, као и зрачења иницијалног и финалног стања (ISR, FSR) узети су у обзир при самом генерисању догађаја. Спектар луминозности је симулиран коришћењем GUINEA-PIG софтвера, којим су симулирани ефекти интеракције снопова и продукција машинског шума који је суперпониран на физичке процесе у фази дигитализације сигнала из детектора [32]. Хадронизација кваркова као и радијација финалног стања фрагмената је симулирана програмом PYTHIA [33].

Након симулације, генерисани догађаји сигнала и шума пролазе кроз симулацију интеракције са супстанцијалном средином детектора, чије су технологије и дизајна описани програмом GEANT 4 [34], интегрисаним у програму Mokka [35]. Алгоритам за реконструкцију трагова честица Marlin [36], у оквиру кога је интегрисан PFA алгоритам обезбеђује испис коначних података у LCIO формату [37]. Комплетан опис детектора (материјали, геометрија, поравнање, калибрација, читавање и друго) интегрисан је у софтверски оквир DD4HeP [38]. Целокупно окружење представља платформа iLCSoft [39], намењена симулацијама мерења са будућим линеарним сударањима.

Фотони се реконструишу PandoraPFA v03-01-02 photon процесором [40] Marlin алгоритма.

Како се веома значајни рачунарски ресурси ангажују при обради података у оваквим симулацијама, а пре свега у циљу обраде реалних података са LHC, приступ рачунарском гриду (врсти рачунарске мреже која омогућава симултано дељење ресурса) врши се преко ILC DIRAC система [42].

У физици високих енергија, где је потребно издвојити сигнал који је вишеструко мањи него шум, неопходно је селекцију догађаја оптимизовати тако да се шум редукује што више уз минималне губитке сигнала. Методе мултиваријантне класификације засноване на машинском учењу постале су неопходне за већину анализа како би се обезбедила селекција догађаја уз максимизацију статистичке значајности која се дефинише као

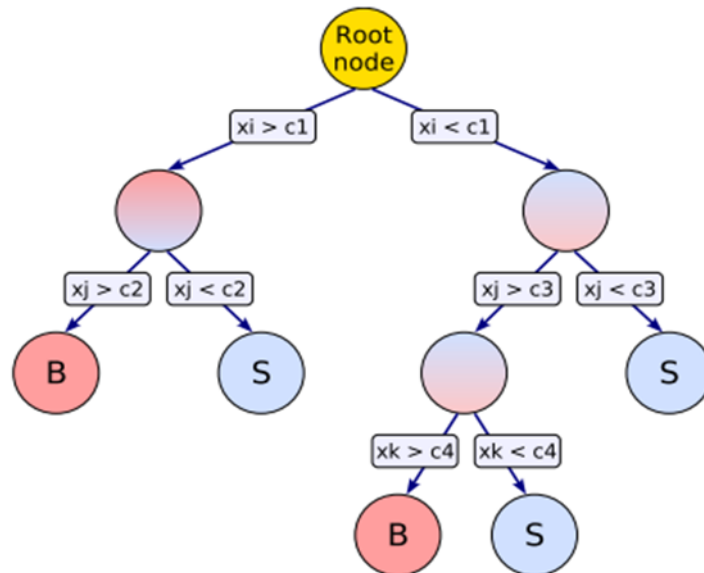
$$S = \frac{N_s}{\sqrt{N_s + N_b}}, \quad (3.1)$$

где су N_s и N_b број селектованих догађаја сигнала и шума, респективно. Примена мултиваријантне анализе омогућава симултану оптимизацију великог броја опсервабли мање

или веће сепарационе моћи сигнала у односу на шум, у циљу максимизације статистичке значајности S .

Програмски пакет TMVA [41] коришћен је за анализу експерименталних података применом метода мултиваријантне анализе. Сам број опсервабли, као и саме опсервабле којима су описани сигнал и шум је различит за сваку анализу и њих је потребно оптимизовати и даље користити за обуку (*тренинг*) саме методе како би она могла да разазна сигнал од шума. У оквиру TMVA пакета постоји више метода за дискриминацију сигнала од шума. У овој анализи коришћена је варијанта метода *стабла одлуке* - *Gradient Boosted Decision Tree* (BDTG), која се показала као оптимална метода за ову анализу, јер обезбеђује највишу статистичку значајност. Детаљи перформанси BDTG методе дискутовани су у **поглављу 4.3**.

Пре него што се TMVA примени за раздвајање сигнала од шума, као што је поменуто, пролази кроз фазу тренинга. Модел користи сет варијабли као улазне параметре који су у некој мери различити за сигнал и шум. Да би се користила MVA класификација, тренирани модел се користи на другом узорку података (*тест узорак*) у односу на примену (*примењени узорак*). Значајно је добро оптимизовати модел који користи TMVA. За оптимизацију модела треба одабрати оптималан број слободних параметара модела. Може се направити комплексан модел који одлично описује узорак за тренинг, али на примењеном узорку даје лош резултат. Простији модел је погоднији због мањег утицаја статистичких флукуација тест узорака на коначни резултат, али се прост модел с друге не мора најоптималније извршавати. Први описани случај назива се прекомерно тренирање (*overtraining*), а други случај недовољно тренирање (*undertraining*).



Слика 3.4.1 Шематски приказ дрвета одлуке. Варијабле у стаблу одлучивања

рангирају се према томе колико пута су коришћене у чворовима,

са отежњавањем према томе колика је сепарација сигнала и шума постигнута у сваком чвору.

Формирање алгоритама за дискриминацију шума у односу на сигнал одвија се у вишестепеном процесу у коме се на одговарајући начин комбинују две или више улазне променљиве у чворовима одлуке. Чворови одлуке садрже информације о разлици сигнала од шума добијенима на основу сваке од осетљивих опсервабли, и оне се на нетривијалан начин комбинују у чворовима одлуке. Чворови одлуке су узастопни низ питања, на које се може дати један одговор по чвору одлуке. Свако следеће питање зависи од претходних одговора. Коначна одлука се доноси након максимално дозвољеног броја понављања питања. Како се помера на више у логичкој структури, број чворова се смањује и конвергира се ка одређивању вредности излазне променљиве за сваки догађај. Излазна променљива је дискриминативна величина која омогућава раздвајање сигнала од шума са одређеном ефикасношћу селекције сигнала као и ефикасношћу одбацивања шума. Заједно са статистичком значајношћу, ово су најважније карактеристике перформанси TMVA метода. На **слици 3.4.1** [41] дат је шематски приказ логичке структуре дрвета одлуке.

4. Селекција догађаја

Резултати ове доктоске дисертације описани у поглављима 4 и 5 су обаљени у [44].

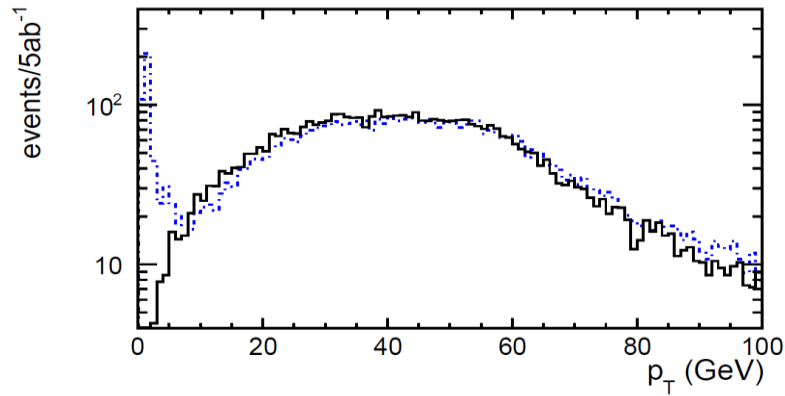
Мерењем броја догађаја у датом каналу распада и продукције Хигсовог бозона, а знајући ефикасни пресек за процес продукције, може се измерити одговарајући однос гранања те онда употребити као улазна опсервабла за одређивање Хигсових спрезања, што ће бити касније описано у поглављу 5.1.

Како је реч о реалистичној симулацији експеримента (тзв. псеудо-експеримент), дискутујући шумове у поглављу 4.2, било је утврђено да у 5 ab^{-1} интегрисане луминозности преостаје $5.9 \cdot 10^{-4}$ мање сигнала него шума, а који задовољава следеће услове: да инваријантна маса двофотонског система лежи у опсегу $100 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 150 \text{ GeV}$, као и да поларни угао фотона буде у интервалу $5^\circ < \theta_\gamma < 175^\circ$. Под овим условима преостаће 4750 догађаја сигнала.

Међутим, пошто неће сваки двофотонски пар потицати из распада Хигсовог бозона, потребно је извршити сепарацију сигнала од шума и реконструисати четворовектор Хигсовог бозона, а на основу информација прикупљених CLIC_ILD детектором у пуној симулацији сигнала и шума. Ово поглавље посвећено је реконструкцији и идентификацији сигнала у односу на шум.

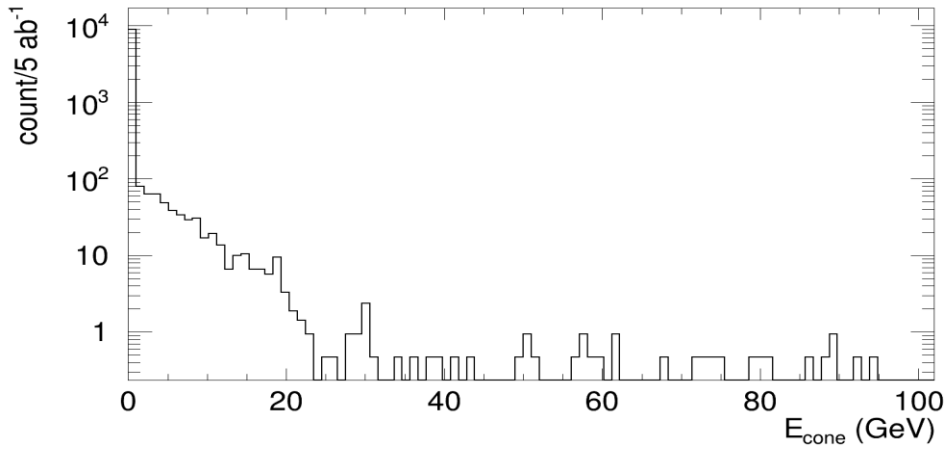
4.1. Реконструкција Хигсовог бозона

Као што је приказано на слици 3.2.1, експериментална сигнатура распада Хигсовог бозона на пар фотона, када је Хигсов бозон продукован у процесу WW-фузије, јесте енергија која недостаје као и два изолована фотона. У самим догађајима сигнала осим фотона насталих распадом Хигсовог бозона, реконструишу се и фотони који потичу из зрачења финалног стања као и фотони који настају као последица интеракције снопова. Фотони настали зрачењем иницијалног стања по правилу су емитовани у непосредној близини осе снопа. У просеку се реконструише чак око 100 фотона по догађају сигнала који не представљају продукте распада Хигсовог бозона. На слици 4.1.1 [44] дата је дистрибуција трансверзалног импулса фотона за фотоне са другим највећим трансверзалним импулсом у догађају, за реконструисане фотоне из Хигсовог распада као и све генерисане фотоне у догађају сигнала. Као што се са слике 4.1.1 може видети, услов да оба реконструисана фотона имају вредности трансверзалног импулса веће од 15 GeV у великој мери уклања фотоне који не потичу из распада Хигсовог бозона у догађајима сигнала. Условом да постоји бар један фотон са трансверзалним импулсом мањим од 15 GeV губи се 14.8% догађаја сигнала, услед чињенице да један од фотона из распада Хигсовог бозона није реконструисан.

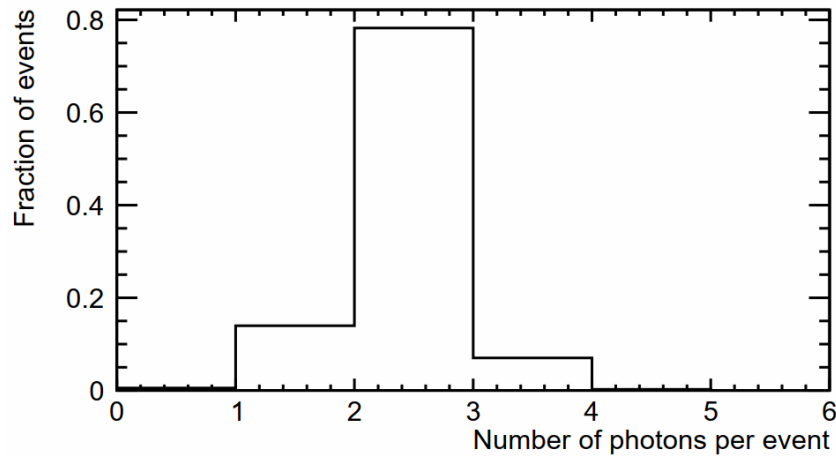


Слика 4.1.1. Дистрибуција трансверзалног импулса фотона са другим највећим трансверзалним импулсом по догађају, за генерисане фотоне из распада Хигсовог бозона (пуна линија) и све реконструисане фотоне у догађајима сигнала (испрекидана линија).

На основу карактеристика фотона који потичу из распада Хигсовог бозона илустрованих на **слици 4.1.1**, селекују се само догађаји где оба фотона имају трансверзални импулс већи од 15 GeV. Уз то, поменути фотони морају бити и *изоловани*. Сматра се да је фотон изолован ако је енергија свих реконструисаних честица у конусу описаном око фотона величине 14 mrad мања од 20 GeV. Ово је илустровано на **слици 4.1.2** [44]. Условом за изолацију фотона губитак сигнала је реда промила, док губитак шума износи $\sim 23\%$, и то првенствено шума који имају млазеве у финалном стању попут $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma\gamma$. На **слици 4.1.3** приказан је број догађаја сигнала са фотонима који испуњавају све наведене услове. Може се видети да 78% догађаја сигнала има *тачно* два изолована фотона са трансверзалним импулсом већим од 15 GeV. 15% догађаја сигнала има само један реконструисан изоловани фотон са трансверзалним импулсом већим од 15 GeV, при чему други фотон није реконструисан или није задовољио селекционе услове. Могући разлози зашто фотон није реконструисан су да је израчен под малим углом и није детектован у електромагнетном калориметру, или да је погрешно идентификован. У 8% догађаја сигнала реконструише се више од два изолована фотона са трансверзалним импулсом већим од 15 GeV, и ти догађаји су такође изгубљени без неке додатне сепарације којом би се одредило да ли неки од фотона потиче из распада Хигсовог бозона. Догађаје који у финалном стању имају два изолована фотона са трансверзалним импулсом већим од 15 GeV сматрамо потенцијалним сигналом, а двофотонски систем кандидатом за Хигсов бозон.



Слика 4.1.2. Реконструисана енерија честица у конусу од 14 mrad око фотона који потичу од распада Хигсовог бозона.



Слика 4.1.3. Број реконструисаних изолованих фотона по догађају са трансвералним импулсом већим од 15 GeV.

4.2. Преселекција

Након примене услова којим се дефинише кандидат за Хигсов бозон, шум и даље доминира над сигналом у односу 130:1. Како је сигнал редак а процеси шума статистички доминантни, неопходно је применити додатну селекцију која укључује:

- ❖ Преселекцију са циљем да супримира шумове са великим ефикасним пресецима који су више од стотину пута већи него ефикасни пресек сигнала, као што су $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$;
- ❖ Мултиваријантну анализу која има за циљ супримирање шума са најмањим губитком статистичке значајности (о чему ће бити више речу у **поглављу 4.3**).

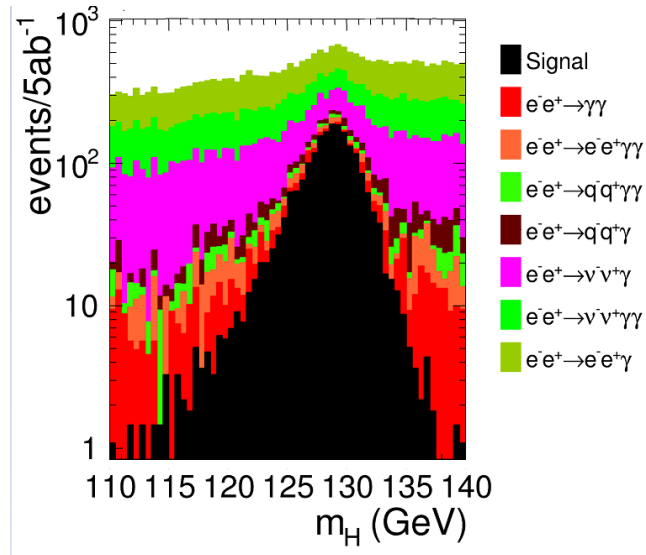
Услови преселекције су следећи:

- ❖ Реконструисана инваријантна маса двофотонског система лежи у опсегу од 100 GeV до 150 GeV. Са **слике 4.1.4** [44] може се видети да сигнала готово и да нема ван задатог интервала, док се значајни проценат догађаја шума се налази изван овог опсега;
- ❖ Реконструисана енергија двофотонског система лежи у опсегу од 100 GeV до 1000 GeV. Са **слике 4.1.5** [44] може се видети да се, за разлику од шума, велики део сигнала налази у задатом опсегу енергија јер фотони сигнала односе сву видљиву енергију у догађају;
- ❖ Догађаји где се реконструисан трансверзални момент импулса налази у опсегу од 20 GeV до 600 GeV. Са **слике 4.1.6** [44] се види да су догађаји сигнала далеко мање централни од шума, јер се Хигсов бозон производи у t-каналу WW-фузије.

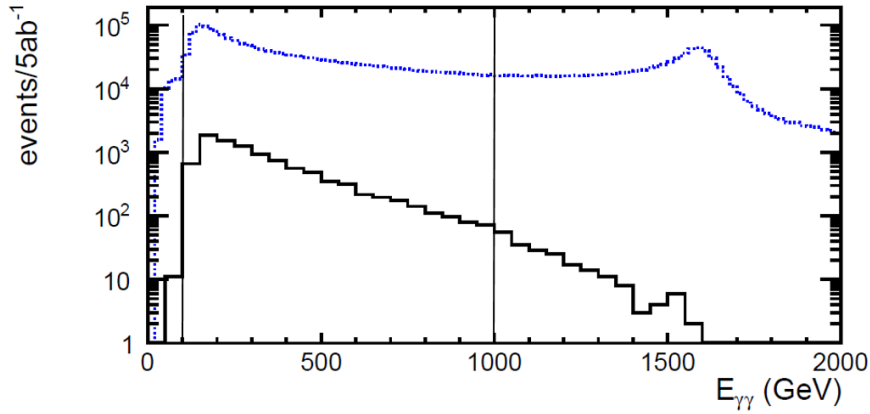
Као што се може видети у **табели 4.1.1** [44] шумови су значајно смањени преселекцијом, али и поред значајне редукције шума, однос сигнала и шума након преселекције износи $N_b/N_s = 24$. Ефикасност преселекције сигнала износи 70%, а преостали број догађаја сигнала у 5 ab^{-1} интегрисане луминозности је 3320. Како би се спречио даљи губитак сигнала и шум супримирао на статистички оптималан начин, у наредном кораку је примењена сепарација сигнала и шума на основу симултане анализе већег броја осетљивих опсервабли.

Процеси	$\epsilon_{\text{preselection}} (\%)$	$N_{\text{preselection}}$
$\sigma(H\nu\nu) \times BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$	70	3 320
$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma^*$	11.6	8791
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*$	1.3	21 273
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma^*$	3.7	6 060
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$	0.06	651
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma\gamma$	4.0	9 362
$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma^*$	13.4	8 714
$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma^*$	19.3	25 149

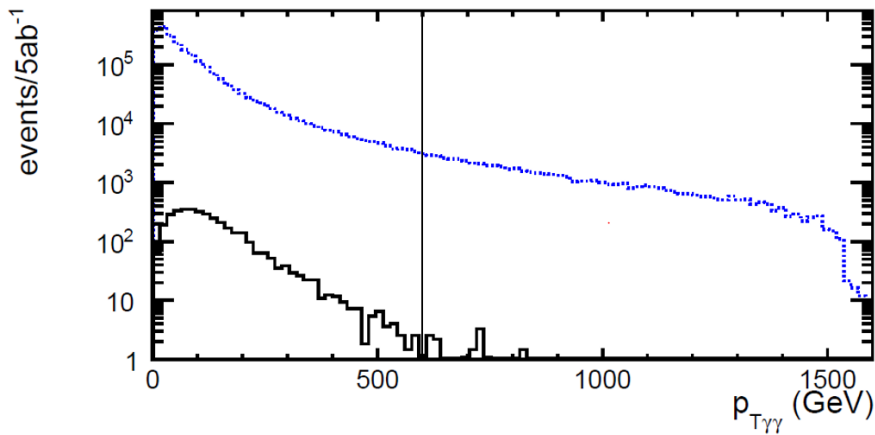
Табела 4.1.1 Ефикасност преселекције
и број догађаја сигнала и шума након преселекције.



Слика 4.1.4 Дистрибуција инваријантне масе двофотонског система сигнала и шумава након преселекције. Шум је суперимпониран на сигнал.



Слика 4.1.5 Дистрибуција енергије двофотонског система сигнала (пуна линија) и шумава (испрекидана линија). Вертикална линија представља граничну вредност.



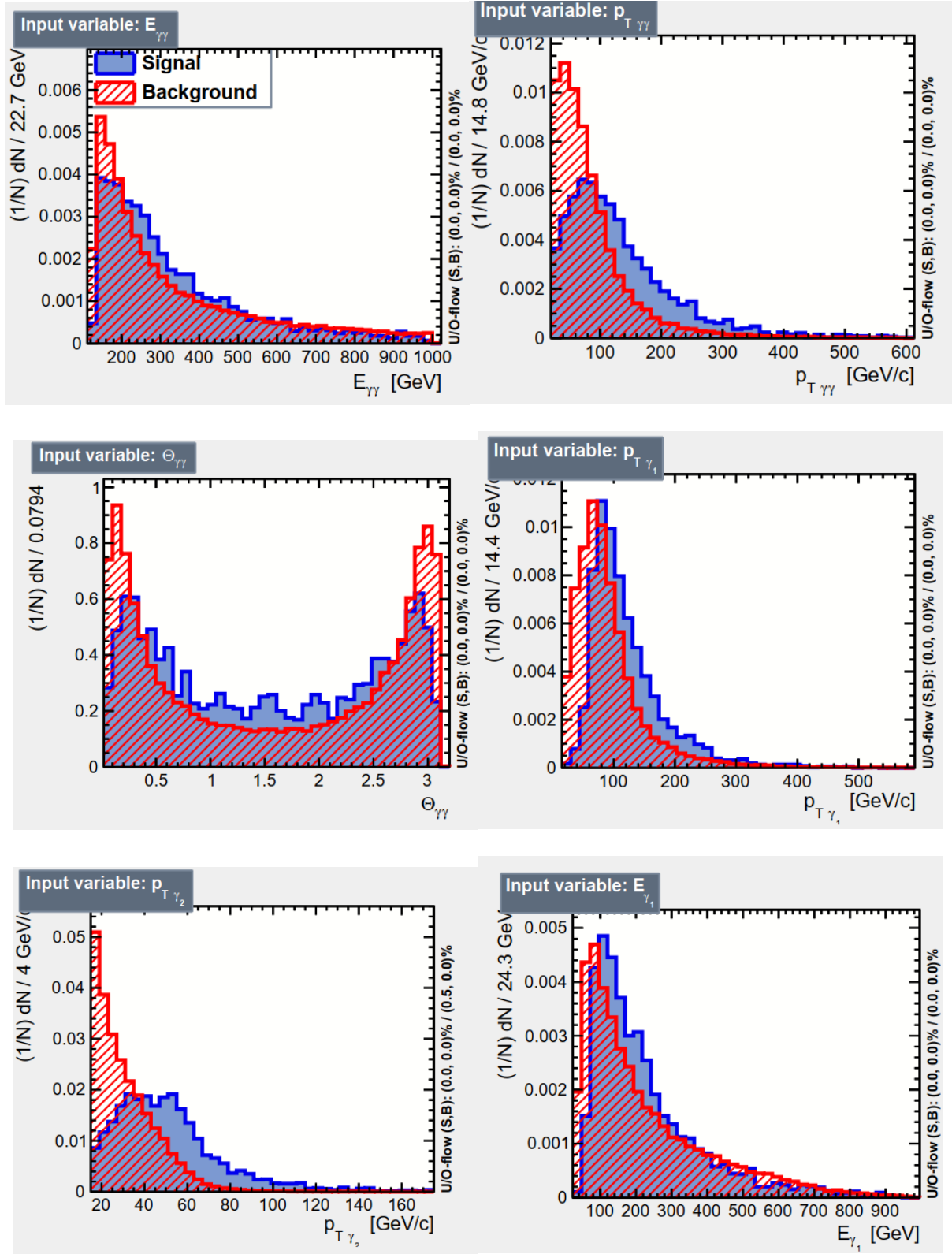
Слика 4.1.6. Дистрибуција трансверзалног импулса двофотонског система сигнала (пуна линија) и шумава (испрекидана линија). Вертикална линија представља граничну вредност.

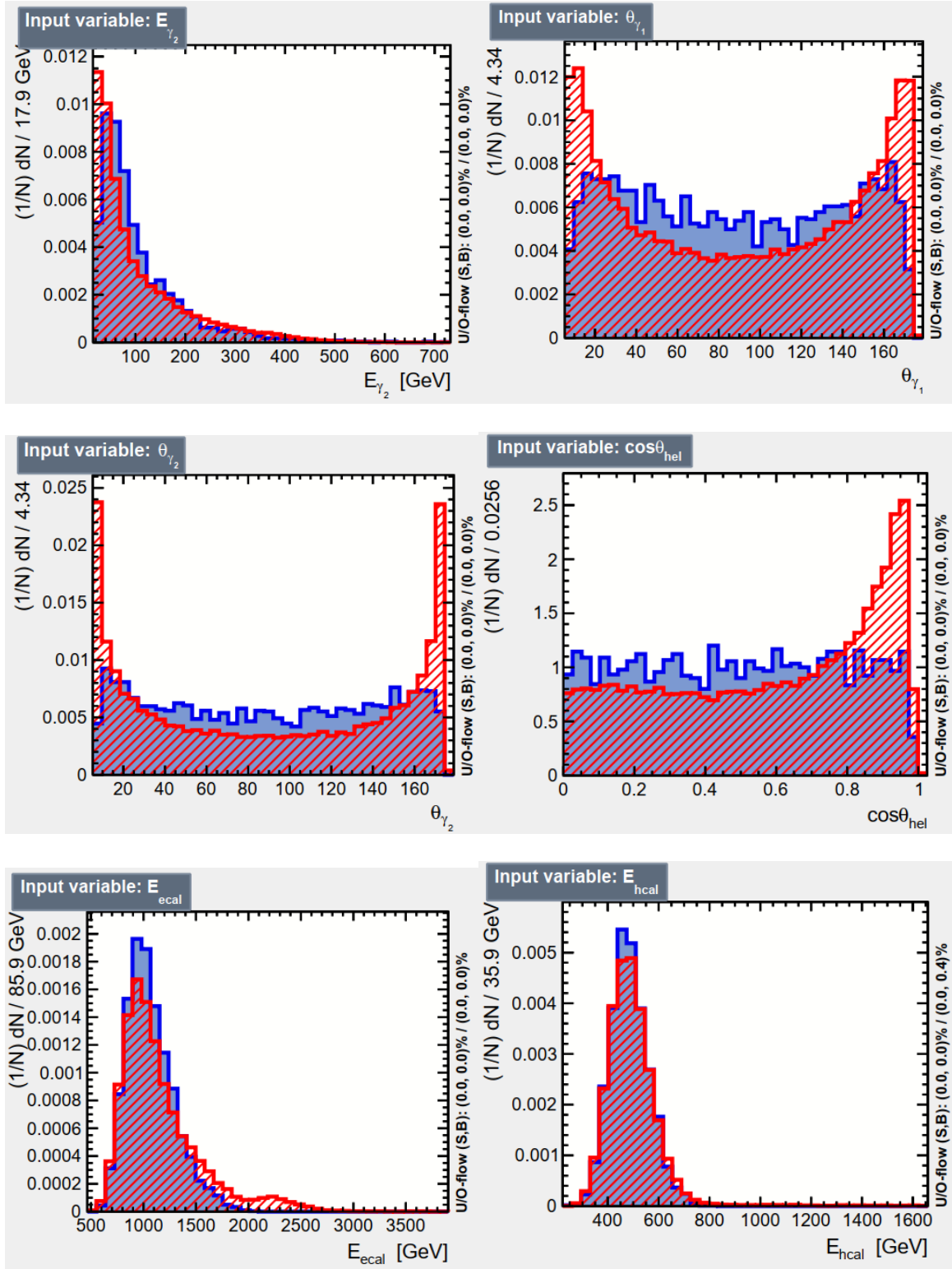
4.3. Мултиваријантна анализа

Након преселекције, следећи корак у селекцији догађаја је примена мултиваријантне анализе. У овој анализи примењена је BDTG метода, описана у **поглављу 3.4**. У случају сигнала, за тренинг и тест фазу узета је половина сигнала од укупно симулираних 24500 догађаја ($\sim 5 \text{ ab}^{-1}$), док је од сваког шума узета трећина симулираног узорка, **табела 3.3.1**, што одговара интегралној луминозности од приближно 1 ab^{-1} . Осетљиве опсервабле коришћене у фази тренинга као улазне променљиве су:

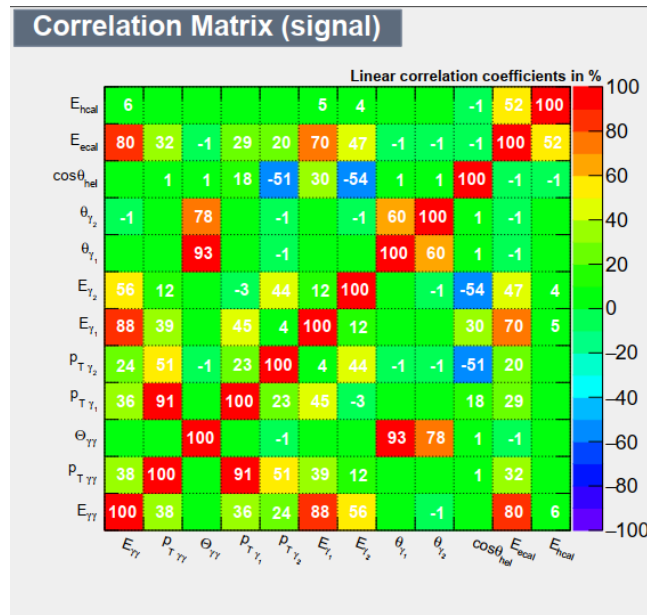
- ❖ Енергија двофотонског система, $E(\gamma\gamma)$;
- ❖ Трансверзални импулс двофотонског система, $p_T(\gamma\gamma)$;
- ❖ Поларни угао двофотонског система, $\theta(\gamma\gamma)$;
- ❖ Косинус угла хелицитета $\cos \theta_{\text{hel}}$, где угао хелицитета представља мањи угао који заклапају вектор правца Хигсовог бозона у лабораторијском систему и вектори праваца фотона кандидата у Хигсовом систему референце;
- ❖ Трансверзални импулси фотона кандидата (овде и на даље, индекс 1 се односи на већу вредност), $p_T(\gamma_1)$ и $p_T(\gamma_2)$;
- ❖ Поларни углови фотона кандидата $\theta(\gamma_1)$ и $\theta(\gamma_2)$;
- ❖ Енергија фотона кандидата $E(\gamma_1)$ и $E(\gamma_2)$;
- ❖ Депонована енергија у електромагнетном калориметру по догађају E_{ECAL} ;
- ❖ Енергија депонована у хадронском калориметру по догађају E_{HCAL} .

Индивидуални фотони сортирани су на такав начин да фотон са већом вредношћу трансверзалног импулса има индекс 1. На овај начин је осигурано да варијабле индивидуалних фотона нису биране на случајан начин. У супротном би дистрибуције 5-7 за γ_1 и γ_2 биле приближно исте и као такве мање осетљиве у смислу сепарације сигнала од шума. Осетљиве варијабле које су коришћене у фази тренинга дате су на **слици 4.3.1**, док је на **слици 4.3.2** дата корелисаност између осетљивих варијабли сигнала. Са **слике 4.3.2** се види да су варијабле довољно декорелисане да би MVA вршио добру сепарацију сигнала од шума. Неке варијабле природно су корелисане (нпр. енергија двофотонског пара и енергија појединачних фотона) али постоји довољно декорелисаних варијабли да би се сигнал добро сепарисао од шума.





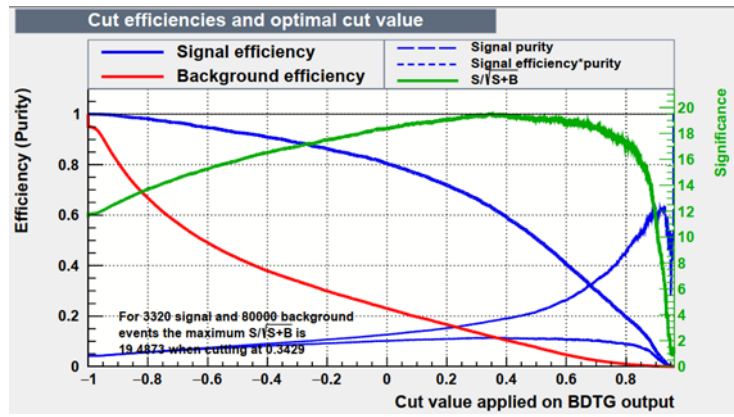
Слика 4.3.1. Осетљиве опсервабле за сигнал (плаво) и шум (црвено) коришћене у фази тренирања BDTG.



Слика 4.3.2. Корелације осетљивих варијабли у фази тренинга у MVA.

Као што је раније напоменуто, изабрана је метода BDTG у оквиру TMVA пакета, јер даје најбољи резултат у погледу статистичке значајности у фази тренирања, као што је илустровано на слици 4.3.3, гранична вредност BDTG варијабле је $BDT_{out} > 0.3429$, и овај услов треба да задовољи сваки селектовани догађај. Оваквој селекцији у фази тренинга одговара статистичка значајност $S \approx 19.5$. Статистичка значајност $S(3.1)$, садржи информацију како о ефикасности, тако и о чистоћи селекције. Са слике 4.3.3 видимо да је S истог понашања као и производ чистоће и ефикасности селекције сигнала које треба симултано оптимизовати. Ефикасност селекције сигнала у фази тренинга износи 63%, а чистоћа 18%.

Следи фаза апликације у којој софтвер примењује оптимизовано одлучивање научено у фази тренинга. Ефикасност MVA селекције за сигнал је 62.6%, док је шум супримиран 4 пута. Узимајући у обзир ефикасност преселекције и MVA селекције, укупна ефикасност одабира догађаја сигнала је 43% што одговара статистици од 2080 селектованих догађаја сигнала. Након свих фаза селекције преостаје приближно за ред величине више шума од сигнала, иако је шум редукован 154 пута.

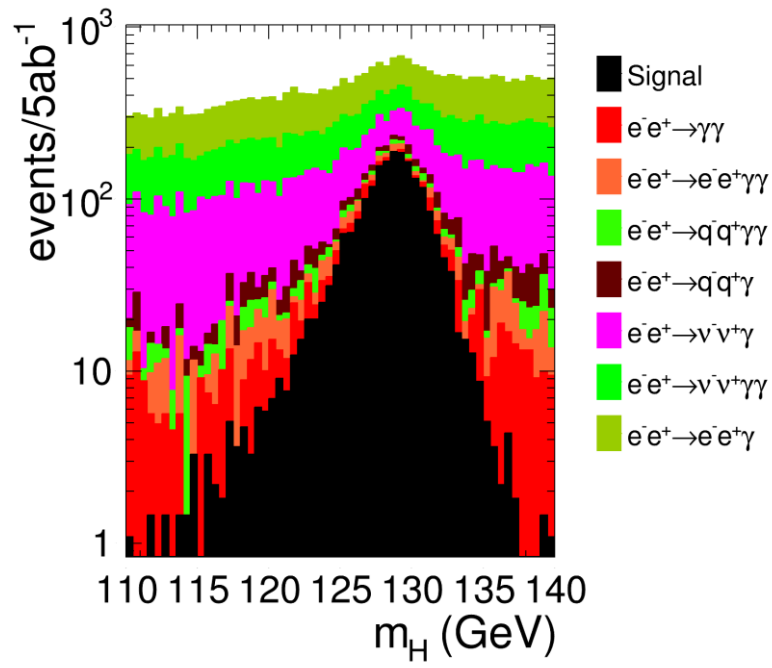


Слика 4.3.3 Перформансе BDTG методе у фази тренинга.

Статистика процеса након свих фаза селекције приказана је у **табели 4.3.1**. Процеси $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$, сигналу врло сличних експерименталних сигнатура, преостају и након примене мултиваријантне анализе у значајном броју и представљају иредуцибилне шуме. Након мултиваријантне анализе у великом броју остају и догађаји из процеса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ који има значајан ефикасни пресек од 335 fb^{-1} . На **слици 4.3.4** [44] је дата дистрибуција масе двофотонског система након MVA селекције, за сигнал и иредуцибилне шуме.

Процес	$\epsilon_{\text{BDTG}} (\%)$	N_{BDTG}
$\sigma(H\nu\nu) \times BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$	62.6	2080
$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma^*$	5.7	499
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*$	52.5	11171
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma^*$	7.6	460
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$	96.7	621
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma\gamma$	3.6	335
$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma^*$	38.4	3345
$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma^*$	24.3	6116

Табела 4.3.1. Ефикасност MVA селекције ϵ_{BDTG} , као и очекивани број догађаја након свих селекционих корака N_{BDTG} , претпостављајући интегралну луминозност од 5 ab^{-1} .



Слика 4.3.4. Дистрибуција инваријантне масе двофотонског система за сигнал и за шум, након MVA селекције. Шум је суперимпониран на сигнал.

5. Мерење односа гранања $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$

5.1. Псеудоексперименти

Када се у реалном или симулираном експерименту применом мултиваријантне анализе изврши селекција догађаја описана у претходном поглављу, селектовани сигнал не може се разликовати од шума који и даље доминира над сигналом, као што се са **слике 4.3.4** може видети. С друге стране, да би се измерио однос гранања, односно производ ефикасног пресека за продукцију Хигсовог бозона и односа гранања, потребно је *што тачније одредити број догађаја сигнала*

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu}) \times BR(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{N_s}{L \epsilon_s} \quad (5.1)$$

где L представља интегрисану луминозност, а ϵ_s укупну ефикасност реконструкције и селекције сигнала, укључујући и ограничену угаону прихватљивост детектора као и ефикасност идентификације фотона. При ефикасности селекције сигнала од 43% и ефикасности реконструкције од 96% [25] укључујући и угаони опсег детектора, ϵ_s износи 0.42.

Да би се из масе селектованих догађаја могла одредити заступљеност/одброј сигнала, збирна дистрибуција са **слике 4.3.4** мора се деконволуирати тако да садржи засебне математичке описе сигнала и шума. Комбиновани фит дистрибуције инваријантне масе двофотонског система над селектованим догађајима износи

$$f(m_{\gamma\gamma}) = N_s f_s(m_{\gamma\gamma}) + N_b f_b(m_{\gamma\gamma}) \quad (5.2)$$

где су f_s и f_b функције густине вероватноће (PDF) које представљају математички опис дистрибуција инваријантне масе двофотонског система одређен у симулацији за сигнал и шум. Фитом (5.2) могу се симултано одредити N_s и N_b који представљају број селектованих догађаја сигнала и шума у реалним или псеудоподацима. Интересантно је приметити да можемо знати само *број* селектованих догађаја сигнала, који је слободан параметар фита (5.2), али не и *да ли* је појединачни селектовани догађај сигнал.

Да би се добио адекватан математички опис дистрибуције са **слике 4.3.4** PDF функцијама, фитовано је неколико хиљада (милиона) симулираних догађаја сигнала (шума). Сигнал је фитован функцијом f_s која представља конволуцију две Гаусове функције, једне која описује крајеве дистрибуције, f_{flat} , и друге која описује експоненцијални део, f_{exp} , дистрибуције двофотонске инваријантне масе за сигнал

$$f_s = f_{\text{flat}} + C_1 f_{\text{exp}} \quad (5.3)$$

$$f_{\text{flat}} = \begin{cases} \frac{-(m_{\gamma\gamma} - m_H)^2}{e^{2\sigma^2 + \beta_L(m_{\gamma\gamma} - m_H)^2}}, & (m_{\gamma\gamma} < m_H) \\ \frac{-(m_{\gamma\gamma} - m_H)^2}{e^{2\sigma^2 + \beta_R(m_{\gamma\gamma} - m_H)^2}}, & (m_{\gamma\gamma} > m_H) \end{cases} \quad (5.4)$$

$$f_{\text{exp}} = \begin{cases} \frac{-(m_{\gamma\gamma} - m_H)^2}{e^{2\sigma^2 + \alpha_L|m_{\gamma\gamma} - m_H|}}, & (m_{\gamma\gamma} < m_H) \\ \frac{-(m_{\gamma\gamma} - m_H)^2}{e^{2\sigma^2 + \alpha_R|m_{\gamma\gamma} - m_H|}}, & (m_{\gamma\gamma} > m_H) \end{cases} \quad (5.5)$$

где су C_1 , σ , $\alpha_{L,R}$, $\beta_{L,R}$ као и маса Хигсовог бозона m_H слободни параметри фита (5.3) и дати су у **табели 5.1.1**

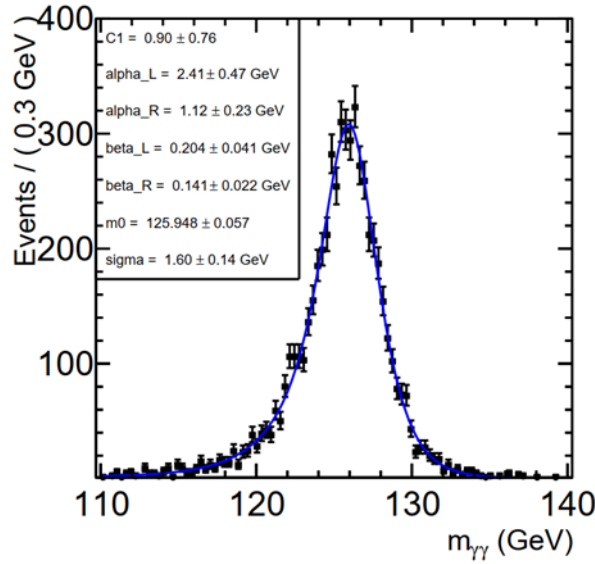
Параметар	Вредност
C_1	0.90 ± 0.76
α_L	2.41 ± 0.47
α_R	1.12 ± 0.23
β_L	0.24 ± 0.041
β_R	0.141 ± 0.022
m_H	$125.948 \pm 0.057 \text{ GeV}$
σ	$1.60 \pm 0.14 \text{ GeV}$

Табела 5.1.1. Параметри фита дистрибуције инваријантне масе двофотонског система сигнала PDF функцијом (5.3).

Дистрибуција двофотонске масе за шум након свих фаза селекције фитована је линеарном функцијом f_b

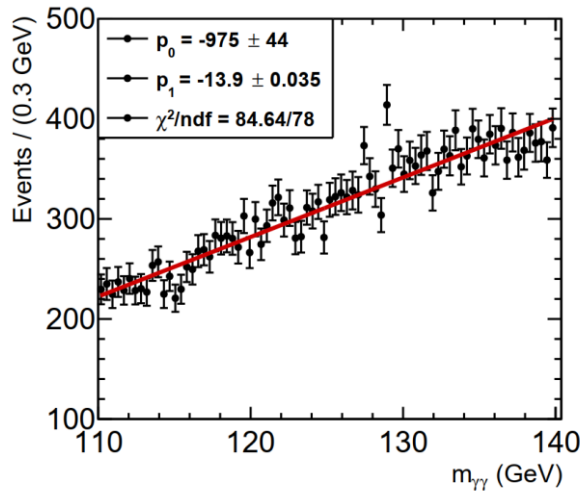
$$f_b = p_0 + p_1 m_{\gamma\gamma} \quad (5.6)$$

где су p_0 и p_1 слободни параметри фита који износе 975 и -13.9 респективно. На **сликама 5.1.1** и **5.1.2** приказана је дистрибуција $m_{\gamma\gamma}$ након селекције, фитована PDF функцијама f_s и f_b , за сигнал и шум, респективно.

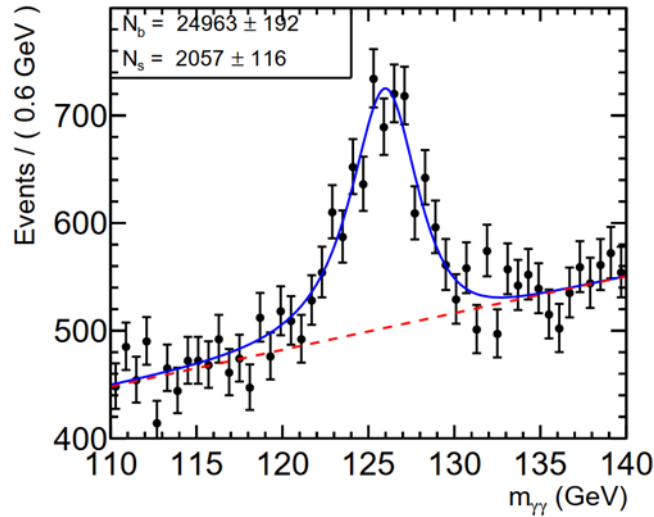


Слика 5.1.1. Дистрибуција инваријантне масе двофотонског система на симулираном, селектованом узорку сигнала, фитована PDF функцијом f_s према (5.3).

Дистрибуција података добијена у експерименту (или симулацијом), сада је разложена на дистрибуције сигнала и шума након MVA селекције, који се суперпонирају у псеудо-податке приказане на **слици 5.1.3**. Знајући математичку форму PDF функција f_s и f_b , може се извршити фит псеудо-података функцијом f која је дата изразом (5.2), у циљу одређивања броја догађаја сигнала N_s и шума N_b као слободних параметара фита. На овај начин, број догађаја сигнала се одређује на исти начин као што би се одредио и на узорку експерименталних података, што називамо *псеудо-експериментом*. Пример псеудо-експеримента приказан је на **слици 5.1.3**. Резултат фита показује грешку параметра N_s од 5.5%. Поставља се, међутим, питање да ли један псеудо-експеримент са случајно издвојеним сигналом и шумом у узорку величине 5 ab^{-1} адекватно представља статистичку *популацију*. Ово питање ће бити разматрано у наредном, **поглављу 5.2**.



Слика 5.1.2. Дистрибуција инваријантне масе двофотонског система симулираног, селектованог шума, фитованог PDF функцијом f_b из израза (5.6).



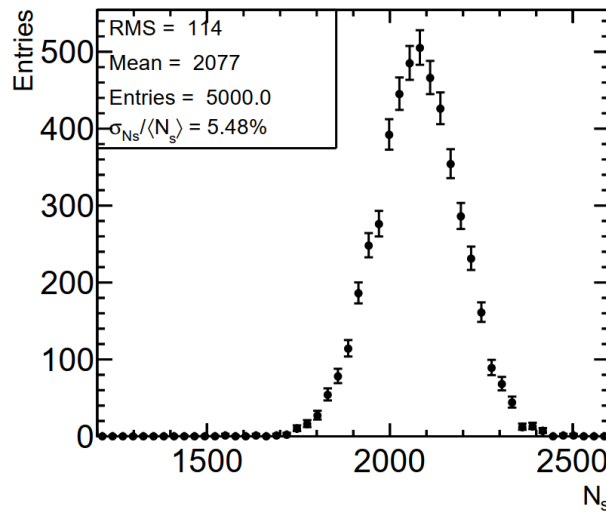
Слика 5.1.3. Пример псеудо-експеримента. Приказана је дистрибуција двофотонске инваријантне за маса псеудо-податаке (црне тачке), разложене на сигнал (плава линија) и шум (црвена линија). Фит комбинацијом функција из формуле (5.2) враћа број догађаја сигнала и шума као слободне параметре фита.

5.2. Статистичка неодређеност мерења

Да би се одговорило на претходно постављено питање, потребно је одредити статистичку дисипацију средњих (очекиваних) вредности поновљених псеудо-експеримената. У том смислу, број догађаја сигнала N_s одређен је у 5000 поновљених псеудо-експеримената, дајући Гаусову дистрибуцију са **слике 5.2.1**. Ширина на половини висине тако добијене дистрибуције представља меру статистичке дисипације средње вредности мерења. Као што се може видети,

она износи 5.5% и условљена је малом статистиком сигнала, тј. чињеницом да је двофотонски распад Хигсовог бозона редак процес.

Псеудо-подаци за сигнал добијају се насумичним одабиром инваријантне масе двофотонског система сигнала из комплетне симулације, док се псеудо-подаци за шум насумично бирају из података генерисаних помоћу PDF функције шума мењајући на насумичан начин параметре p_0 и p_1 из једначине (5.6). Сигнал и шум различито су симулирани пошто су ефикасни пресеци за шум значајно већи него ефикасни пресек за сигнал, и комплетна симулација интеракције и реконструкције догађаја у детектору при интегралној луминозности од 5 ab^{-1} довела би до огромног утрешка времена и ресурса.



Слика 5.2.1. Дистрибуција броја догађаја сигнала у поновљених 5000 псеудо-експеримената.

Узевши у обзир статистичку значајност мерења, можемо интерпретирати добијени резултат у светлу z -вредности за дати интервал поверења

$$BR = BR_{SM} \pm \frac{z}{S} BR_{SM}$$

где $S = 1/\delta$ представља средњу статистичку значајност 5000 поновљених мерења чија дисипација очекиване вредности износи $\delta = 5.5\%$. Апсолутне вредности параметра z дате за одређене нивое поверења (68% CL, 95% CL, 99% CL) наведене су у **табели 5.2.1**. Резултат мерења односа гранања Хигсовог бозона на пар фотона, интерпретиран за различите вредности нивоа поверења такође је дат у **табели 5.2.1**.

Интервал поверења	z -вредност	$BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$
68%	1	$(1 \pm 0.055) BR_{SM}$
95%	1.96	$(1 \pm 0.108) BR_{SM}$
99%	2.575	$(1 \pm 0.141) BR_{SM}$

Табела 5.2.1. Интерпретација тачности мерења односа гранања $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ у контексту интервала поверења.

5.3. Систематска неодређеност мерења

Идентификовано је неколико извора систематске неодређености за ово мерење и они су ниже квантификовани или дискутовани квалитативно.

Неодређеност ефикасности идентификације фотона

Као што је речено у **поглављу 2.3**, ефикасност идентификације фотона износи 99%. Систематска неодређеност асоцирана са непознавањем ефикасности идентификације фотона захтева детаљнију студију, јер зависи од начина на који се алгоритмом тока честица третирају фотони настали конверзијом електрон-позитронских парова који чине око 10% свих фотона у електромагнетном калориметру [15]. Претпоставивши неодређеност идентификације фотона од 0.5%, то резултује систематском неодређеношћу од реда 1% при мерењу односа гранања Хигсовог бозона на пар фотона.

Релативна неодређеност интегрисане луминозности

Релативна неодређеност интегрисане луминозности преводи се у неодређеност мерења $\sigma(e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu}) \times BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$, на основу израза (5.1). Како је процењена неодређеност интегрисане луминозности на CLIC-у реда неколико промила [19], утицај на добијени резултат мерења је на промилном нивоу.

Неодређеност реконструкције спектра луминозности

Истакнуто је да је мерење вршено у потпуној симулацији реалистичних експерименталних услова на CLIC. То подразумева и симулацију реалистичног спектра луминозности модификованог интеракцијом сударајућих снопова. У [43] је показано да се спектар луминозности на CLIC-у, на енергији од 3 TeV у систему центра масе, може кориговати боље од 5% за вредности енергија у систему центра масе већим од 50% номиналне вредности енергије, док је за енергије веће од 75% номиналне енергије у систему центра масе неодређеност спектра луминозности позната на промилном нивоу.

Енергетска резолуција електромагнетног калориметра

Грешка стохастичког члана калориметријске формуле за ECAL не може бити адекватно процењена без експерименталне калибрације уређаја. Ако се претпостави релативна неодређеност од 10% за стохастички члан ECAL, резултујућа неодређеност енергије реконструисаног фотона је око 40 MeV, што има промилни утицај на ефикасност преселекције сигнала.

Математичко моделирање PDF функције шума

Да би се одредио систематски утицај избора функције којом моделујемо шум, линеарни фит из формуле (5.6) замењен је квадратном функцијом. Утицај моделовања шума занемарљив (промилни) је на одброј сигнала.

Узимајући у обзир наведене изворе систематских неодређености, процењена релативна систематска неодређеност мерења је реда процента и мања је него статистичка неодређеност.

5.4. Дискусија резултата

Распад Хигсовог бозона на пар фотона представља редак процес те су, да би се обезбедио статистички релевантан сигнал, потребни процеси продукције Хигсовог бозона са великим ефикасним пресеком, попут WW-фузије на енергијама изнад 500 GeV у систему центра масе. Једна таква анализа урађена је, при интегрисаној луминозности од 1.5 ab^{-1} на енергији од 1.4 TeV у систему центра масе [19]. Скалирањем на интегрисану луминозност од 5 ab^{-1} , процењена је релативна статистичка тачност мерења од 6% на енергији од 3 TeV у систему центра масе [21], **табела 5.4.1**. У њој су дате релативне грешке мерења производа ефикасног пресека за продукцију Хигсовог бозона и односа гранања Хигсовог бозона ($BR \rightarrow \gamma\gamma$), односно релативне тачности опсервабле $\frac{g_{HVV}^2 g_{H\gamma\gamma}^2}{\Gamma_H}$, на енергијама 1.4 TeV и 3 TeV у систему центра масе, где је Γ_H укупна ширина Хигсовог бозона, а g_{HVV} фактор спрезања Хигсовог и векторских (електрослабих) бозона у вертексима продукције. На нижим енергијама у систему центра масе, статистика продуктованих Хигсових бозона недовољна је за мерење ретких процеса као што је распад Хигсовог бозона на пар фотона. Резултат представљен у овој тези, добијен комплетном симулацијом експерименталног мерења на 3 TeV CLIC, у складу је, тј. незнатно је бољи од пројектованог резултата датог у **табели 5.4.1**.

Програм мерења у Хигсовом сектору на CLIC-у укључује мерења у све три енергетске фазе рада акцелератора, то јест 380 GeV, 1.4 (1.5) TeV и 3 TeV. Кумулативно сакупљени подаци са интегрисаном луминозношћу од 4 ab^{-1} , 2.5 ab^{-1} и 5 ab^{-1} , респективно, предмет су глобалног фита, спроведеног на модел независан или модел зависан начин, као што је дискутовано у

поглављу 1.3, и за који индивидуална мерења попут овог представљеног у овој тези представљају инпут. Са слика 1.3.4 и 1.3.5 може се видети да је релативна статистичка тачност мерења Хигсовог спрезања g_{HVV} процењена глобалним фитом реда 2.3%, што је довољна осетљивост мерења да буде примећен сигнал BSM модела, попут композитног Хигсовог бозона или пак модела који укључују постојање додатни тешких скаларних SU(2) синглета, између осталих.

Сам резултат индивидуалног мерења односа гранања $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ на енергији од 3 TeV у систему центра масе има релативну статистичку тачност лимитирану статистиком сигнала и присуством иредуцибилних шума. За разлику од хадронских судараца, систематска односно теоријска грешка су значајно мање, односно занемарљиве у односу на статистичку.

Механизам продукције	Мерена величина	Опсервабла	Релативна статистичка неодређеност	
			$\sqrt{s} = 1.4 \text{ TeV}$ $\mathcal{L} = 2.5 \text{ ab}^{-1}$	$\sqrt{s} = 3 \text{ TeV}$ $\mathcal{L} = 5 \text{ ab}^{-1}$
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	Маса Хигсовог бозона	m_H	36 MeV	28 MeV
ZH	$\sigma(ZH) \rightarrow BR(H \rightarrow b\bar{b})$	$g_{HZZ}^2 g_{Hbb}^2 / \Gamma_H$	2.6%	4.3%0
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \rightarrow BR(H \rightarrow b\bar{b})$	$g_{HWW}^2 g_{Hbb}^2 / \Gamma_H$	0.3%	0.2%
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \rightarrow BR(H \rightarrow c\bar{c})$	$g_{HWW}^2 g_{Hcc}^2 / \Gamma_H$	4.7%	4.4%
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \rightarrow BR(H \rightarrow g\bar{g})$		3.9%	2.7%
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \rightarrow BR(H \rightarrow \tau\bar{\tau})$	$g_{HZZ}^2 g_{H\tau\tau}^2 / \Gamma_H$	3.3%	2.8%
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \rightarrow BR(H \rightarrow \mu^+\mu^-)$	$g_{HZZ}^2 g_{H\mu\mu}^2 / \Gamma_H$	29%	16%
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \rightarrow BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$	$g_{HZZ}^2 g_{H\gamma\gamma}^2 / \Gamma_H$	12%	6%*
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \rightarrow BR(H \rightarrow Z\gamma)$		33%	19%*
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \rightarrow BR(H \rightarrow WW^*)$	g_{HWW}^4 / Γ_H	0.8%	0.4%*
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \rightarrow BR(H \rightarrow ZZ^*)$	$g_{HWW}^2 g_{HZZ}^2 / \Gamma_H$	4.3%	2.5%*
He^+e^-	$\sigma(He^+e^-) \rightarrow BR(H \rightarrow b\bar{b})$	$g_{HZZ}^2 g_{Hbb}^2 / \Gamma_H$	1.4%	1.5%*
$t\bar{t}H$	$\sigma(t\bar{t}H) \rightarrow BR(H \rightarrow b\bar{b})$	$g_{H\tau\tau}^2 g_{Hbb}^2 / \Gamma_H$	5.7	-

Табела 5.4.1. Релативна статистичка неодређеност опсервабли у Хигсовом сектору на CLIC-у, на енергијама у систему центра масе од 1.4 TeV и 3 TeV, при интегрисаној луминозности од 2.5 ab^{-1} и 5 ab^{-1} , респективно.

Обе енергије подразумевају неполаризоване снопове. Знак „–“ означава да мерење није могуће на датој енергији. Резултати обележени са „*“ добијени су екстраполацијом резултата мерења на 1.4 TeV склалаирањем на интегрисану луминозност [21].

Закључак

У овој тези представљена је анализа потпуне симулације експерименталног мерења односа гранања за распад Хигсовог бозона на пар фотона, на енергији 3 TeV у систему центра масе на будућем Компактном линеарном сударачу CLIC.

Извршена је симулација узорака догађаја сигнала и шума који одговарају интегрисаној луминозности од 5 ab^{-1} , са неполаризованим сноповима електрона и позитрона. У потпуности је симулирано експериментално окружење на CLIC, узевши у обзир спектар луминозности и релевантне физичке и машинске шуме у пуној реконструкцији. Разматрана је продукција Хигсових бозона у WW-фузији, чији је ефикасни пресек на енергији од 3 TeV у систему центра масе познат са релативном теоријском неодређеношћу реда неколико промила.

Познајући ефикасни пресек за продукцију Хигсових бозона под наведеним условима, показано је да је могуће измерити производ односа гранања за распад Хигсовог бозона на пар фотона $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ са релативном статистичком неодређеношћу од 5.5% на нивоу поверења од 68%. Очекивана релативна систематска неодређеност мања је него статистичка.

Литература

1. Higgs, P. (1964), [Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, *Physical Review Letters* 13 \(16\): 508–509](#)
2. Englert, F.; Brout, R. (1964), [Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons, *Physical Review Letters* 13 \(9\): 321–23](#)
3. ATLAS collaboration, **Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC**, *Physics Letters B*, 716,1 (2012)
4. CMS collaboration, **Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC**, *Physics Letters B*, 716,1 (2012)
5. **The European Strategy for particle physics** (2020).
<https://home.cern/resources/brochure/cern/european-strategy-particle-physics>
6. Nina Byers, E. Noether's Discovery of the Deep Connection Between Symmetries and Conservation Laws, ISRAEL MATHEMATICAL CONFERENCE PROCEEDINGS Vol. 12, (1999)
7. Kane, G. (2017). **Modern Elementary Particle Physics: Explaining and Extending the Standard Model** (2nd ed.). Cambridge University Press. doi:10.1017/9781316691434
8. S. Myers, **The LEP Collider, from design to approval and commissioning**,
<http://cds.cern.ch/record/226776>
9. Apollinari, G, Béjar Alonso, I, Brüning, O, Lamont, M, Rossi, L et al. (editors), **High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Preliminary Design Report**, CERN-2015-005 (CERN, Geneva), DOI: 10.5170/CERN-2015-005
10. ATLAS Collaboration, **Combined measurement of the Higgs boson mass from the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ decay channels with the ATLAS detector using $\sqrt{s} = 7,8$ and 13 TeV pp collision data**
11. ATLAS Collaboration, **Projected sensitivity of Higgs boson pair production combining the $b\bar{b}\gamma\gamma$ and $b\bar{b}\tau^-\tau^+$ final states with the ATLAS detector at the HL-LHC**, ATL-PHYS-PUB-2022-005
12. Tim Barklow, Keisuke Fujii, Sunghoon Jung, Robert Karl, Jenny List, Tomohisa Ogawa, Michael E. Peskin, and Junping Tian, **Improved formalism for precision Higgs coupling fits**, *Phys. Rev. D* **97**, 053003 (2018)
13. L. Linssen et al. (editors), **Physics and Detectors at CLIC: CLIC Conceptual Design Report**, ANL-HEP-TR-12-01, CERN-2012-003, DESY 12-008, KEK Report 2011-7, arXiv:1202.5940, CERN, 201

14. T. Behnke, J. E. Brau, B. Foster, J. Fuster, M. Harrison, et al., **The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary**, arXiv:1306.6327.
15. **CEPC Conceptual Design Report (CDR), Volume II Physics and Detector**, 2018, 381 pp, IHEP-CEPC-DR-2018-02
16. The FCC Collaboration, **FCC Physics Opportunities: Future Circular Collider Conceptual Design, Report Volume 1**, *European Physical Journal C* 79 (2019)
17. de Blas, J., Cepeda, M., D'Hondt, J. et al. **Higgs Boson studies at future particle colliders**. *J. High Energ. Phys.* 2020, 139 (2020). [https://doi.org/10.1007/JHEP01\(2020\)139](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2020)139)
18. **Physics at the CLIC e^+e^- Linear Collider**, 2013, submitted to the 2013 Snowmass process, <https://edms.cern.ch/document/1277977>
19. H. Abramowicz et al., **Higgs Physics at the CLIC Electron-Positron Linear Collider**, accepted to *Eur. Phys. J. C*, 2017, DOI: 10.1140/epjc/s10052-017-4968-5, ISSN: 1434-6044
20. E. Rossi, *Il Nuovo Cimento C* 43 (2020) 95
21. A. Robson and P. Roloff, J. De Blas, **CLIC Higgs coupling prospects with a longer first energy stage**, Technical Report No. CLICdp-Note-2020-001, 2021.
22. H. Abramowicz et al. [CLICdp Collaboration], **Top-Quark Physics at the CLIC Electron-Positron Linear Collider**, accepted for publication in *JHEP*, CLICdp-Pub-2018-003, [arXiv:1807.02441].
23. T. Abe et al., **The International Large Detector: Letter of Intent**, 2010, arXiv:1006.3396
24. CLICdp Collaboration, **CLICdet: The post-CDR CLIC detector model**, Report No. CLICdp-Note-2017-001, 2017
25. D. Arominski et al., **A detector for CLIC: Main parameters and performance**, arxiv:1812.07337v1
26. Biagio Di Micco, Maxime Gouzevitch, Javier Mazzitelli, Caterina Vernieri, **Higgs boson potential at colliders: Status and perspectives**, FERMILAB-CONF-19-468-E-T, LHCXSWG-2019-005
27. LHC Higgs Cross Section Working Group, **Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions**, CERN-2012-002
28. J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* **86**, 010001 (2012)
29. CMS Collaboration, **CMS Technical Proposal**, CERN-LHCC-94-38, 1994
30. CMS Collaboration, **Projected Performance of an Upgraded CMS Detector at the LHC and HL-LHC: Contribution to the Snowmass Process**, CMS NOTE-13-002
31. W. Kilian, T. Ohl, and J. Reuter, **WHIZARD: Simulating Multi-Particle Processes at LHC and ILC**, *Eur. Phys. J. C* 71 (2011) p. 1742, doi: 10.1140/epjc/s10052-011-1742-y, arXiv:0708.4233 [hep-ph]

32. D. Schulte, **Beam-beam simulations with GUINEA-PIG**, *5th International Computational Accelerator Physics Conference*, Monterey, CA, 1999 pp. 127–131
33. T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, **PYTHIA 6.4 Physics and Manual**, *JHEP* **05** (2006), hep-ph/0603175 p. 026, doi: 10.1088/1126-6708/2006/05/026
34. S. Agostinelli et al., **Geant4 - a simulation toolkit**, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **506**, 250 (2003)
35. P. Mora de Freitas and H. Videau, **Detector simulation with MOKKA/GEANT4: Present and future**, *International Workshop on Linear Colliders*, Report No. LCTOOL-2003-010, JeJu Island, Korea, 2002
36. F. Gaede, Marlin and LCCD, **Software tools for the ILC**, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **559**, 177 (2006)
37. F. Gaede, T. Behnke, N. Graf, T. Johnson, CHEP03 March 24-28, 2003 La Jolla, USA *Conference proceedings*, TUKT001, arXiv:physics/0306114
38. M Frank et al, 2014 J. Phys.: Conf. Ser. 513 022010
39. **ILC Software**, official web page, <http://ilcsoft.desy.de/portal>
40. <https://github.com/PandoraPFA>,
41. TMVA Collaboration Andreas Hocker(CERN) et al., TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis
42. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CLIC/ILCDiracApplicationInterface>
43. S. Poss and A. Sailer, *Luminosity spectrum reconstruction at linear colliders*, *Eur. Phys. J. C* **74**, 2833 (2014).
44. G. Kačarević, I. Božović-Jelisavčić, N. Vukašinović, G. Milutinović-Dumbelović, I. Smiljanić, T. Agatonović-Jovin, M. Radulović, and J. Stevanović, Measurement of the Higgs boson branching ratio $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ at a 3 TeV CLIC, *Phys. Rev. D* **105**, 092009 – Published 20 May 2022


Measurement of the Higgs boson branching ratio $\text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)$ at a 3 TeV CLIC

G. Kačarević[✉], I. Božović-Jelisavčić[✉], N. Vukašinović[✉], G. Milutinović-Dumbelović,
I. Smiljanić[✉], and T. Agatonović-Jovin

*“VINČA” Institute of Nuclear Sciences—National Institute of the Republic of Serbia,
University of Belgrade, 11000 Belgrade, Serbia*

M. Radulović[✉] and J. Stevanović[✉]

University of Kragujevac, Faculty of Science, 34000 Kragujevac, Serbia

 (Received 11 January 2022; accepted 28 January 2022; published 20 May 2022)

In this paper we address the potential of a 3 TeV center-of-mass energy Compact Linear Collider (CLIC) to measure the branching fraction of the Higgs boson decay to two photons, $\text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)$. Since photons are massless, the Higgs boson coupling to photons is realized through higher order processes involving heavy particles either from the Standard Model or beyond. Any deviation of the measured $\text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)$, and consequently of the Higgs coupling $g_{H\gamma\gamma}$ from the predictions of the Standard Model, may indicate new physics. The Higgs decay to two photons is thus an interesting probe of the Higgs sector. This study is performed using the simulation of the detector for CLIC and by considering all relevant physics and beam-induced processes in a full reconstruction chain. It is shown that the product of the Higgs production cross section in W^+W^- fusion and $\text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)$ can be measured with a relative statistical uncertainty of 5.5%, assuming the integrated luminosity of 5 ab^{-1} and unpolarized beams.

DOI: 10.1103/PhysRevD.105.092009

I. INTRODUCTION

The Higgs boson decay to a pair of photons was one of the discovery channels at the LHC [1,2] and also a benchmark process that has shaped requirements for the electromagnetic calorimetry at ATLAS [3] and CMS [4]. This channel is also important at proposed e^+e^- colliders, both in terms of detector performance requirements and complementary to the expected HL-LHC results [5]. Global fit of data collected through a staged realization of a linear collider as a Higgs factory leads to a relative statistical uncertainties of the Higgs to photons coupling ($g_{H\gamma\gamma}$) at the level of 1–2% [6]. In particular, operation at the highest center-of-mass energy improves statistical precision due to vector boson-fusion modes of the Higgs boson production. This uncertainty is an order of magnitude smaller than the one achievable with the current LHC data [7]. Accuracy of the $g_{H\gamma\gamma}$ determination at the future electron-positron colliders is comparable to the one of the combined ATLAS and CMS projection for HL-LHC of 1.8% for the total relative uncertainty [6]. However, the combined HL-LHC and future e^+e^- collider measurements are expected to give sub percent accuracy of the Higgs to photons coupling [6].

CLIC provides an excellent environment to study the properties of the Higgs boson, including its couplings, with a very high precision. Operation is expected to be staged at three center-of-mass energies: at 380 GeV, 1.5 TeV, and 3 TeV. WW fusion, t-channel exchange of W bosons, (Fig. 1) as the dominant Higgs production mechanism at center-of-mass energies above ~ 500 GeV will produce large signal yields allowing rare processes such as $H \rightarrow \mu^+\mu^-$, $H \rightarrow Z\gamma$ and $H \rightarrow \gamma\gamma$ to be studied. As can be seen from the Fig. 1, Higgs boson coupling to photons is realized through higher order processes that may involve heavy, beyond the Standard Model physics. Thus Higgs boson diphoton decay is an interesting process to probe eventual realization of beyond the Standard Model physics in the Higgs sector. Typically, $g_{H\gamma\gamma}$ could be modified up to 1–3% in the most sensitive cases [8], requiring a combination of individual measurements, like the one presented in this paper through a global fit of data within a single experiment or even combinations between experiments, in particular with HL-LHC. For a Higgs mass of 126 GeV, the SM prediction for the branching fraction $\text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)$ is 2.23×10^{-3} [9]. It is expected that 2×10^6 Higgs bosons will be produced at 3 TeV, assuming the nominal integrated luminosity of 5 ab^{-1} which will be used in this paper unless stated otherwise. The signal yield can be increased with the proposed beam polarization by a factor of 1.5 [10]. The high photon-identification efficiency and good photon

[✉]kaicarevicgoran@vin.bg.ac.rs

Биографија

Горан Качаревић, дипломирани физичар, запослен је у групи за физику високих енергија Лабораторије за физику Института Винча - Институту од националног значаја Републике Србије од 2014. године. Године 2013. дипломирао је на основним академским студијама на Природно-математичком факултету Универзитета у Крагујевцу. са општим успехом 8.27 у току студија и оценом 10 на дипломском испиту са темом „Контролисана термонуклеарна фузија“, чиме је стекао академски и стручни назив дипломирани физичар за примењену физику.

Јануара 2014. године уписао је докторске академске студије на Природно-математичком факултету Универзитета у Крагујевцу. У предвиђеном року положио је све испите на докторским студијама са средњом оценом 9.5. Године 2018. фактички започиње израду тезе под насловом „Метод мерења односа гранања Хигсовог бозона $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ на 3 TeV CLIC“, под менторством др Иванке Божовић-Јелисавчић, научног саветника Института Винча јер колега са којим је до тада сарађивао одлази у иностранство. У току 2018. године, боравио је на Универзитету Тохоку, Јапан, као стипендиста програма „Tohoku University Research-Oriented Incoming Student (ROIS) Scholarship“. Докторску тезу пријавио је на Природно-математичком факултету Универзитета у Крагујевцу 2021.

У оквиру групе за физику високих енергија Института Винча, кандидат се превасходно бави физиком Хигсовог бозона на будућим сударачима CLIC и ILC (у оквиру колаборација CLICdr и ILD). Активан је и у колаборацијама ILD (у оквиру пројекта ILC) и CEPC. Истраживања кандидата су усмерена на физику Хигсовог бозона, као и на мерење луминозности на будућим електрон-позитронским сударачима CLIC, ILC и CEPC (такозваним Хигсовим фабрикама).

Услед доста разгранате активности и интересовања како за физичка мерења тако и за симулацију и развој детектора, кандидат је аутор/коаутор већег броја научних радова, од којих су 4 рада, иначе сва посвећена мерењу Хигсових односа гранања на будућим Хигсовим фабрикама, објављена у водећим међународним часописима категорије M21. Један од тих радова: G. Kacarevic, I. Bozovic-Jelisavcic, N. Vukasinovic, G. Milutinovic-Dumbelovic, I. Smiljanic, M. Radulovic, J. Stevanovic, T. Agatonovic-Jovin, Measurement of the Higgs boson branching ratio $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ at a 3 TeV CLIC, Phys. Rev. D 105 (2022) директно представља резултате докторске тезе кандидата. Као номиновани предавач испред CLICdr колаборације, представио је ове резултате на водећем међународном скупу посвећеном будућим Хигсовим фабрикама: The 2021 International Workshop on Future Linear Colliders (LCWS2021), организованом од стране CERN, 2021. године.

Као аутор или коаутор, Горан Качаревић је објавио укупно 5 радова категорије M21 од којих се 4 (наводи 1-3 и 5 из библиографије) односе на мерење односа гранања Хигсовог бозона, као и 1 рад категорије M23. Уз то, допринео је низу резултата представљених на међународним скуповима.

Библиографија

Радови публиковани у врхунским међународним часописима (M21)

1. G. Milutinović-Dumbelović, I. Božović-Jelisavčić, C. Grefe, **G. Kačarević**, S. Lukić, M. Pandurović, P. Roloff, I. Smiljanić, Physics potential for the measurement of $\sigma(H\nu)\times BR(H\rightarrow\mu^+\mu^-)$ at the 1.4 TeV CLIC collider, Eur. Phys. J. C 75 (2015) 515, ISSN:1434-6044, IF: 5.084 (2014)
2. H. Abramowicz, I. Božović-Jelisavčić, **G. Kačarević**, S. Lukić, G. Milutinović-Dumbelović, et al. (CLICdp collaboration), Higgs Physics at the CLIC Electron-Positron Linear Collider, Eur. Phys. J. C 77:475, DOI: 10.1140/epjc/s10052-017-4968-5, ISSN:1434-6044, IF: 5.084
3. H. Abramowicz, Ivanka Bozovic-Jelisavcic , **G. Kacarevic**, N. Vukasinovic et al. (FCAL Collaboration), Performance and Molière radius measurements using a compact prototype of LumiCal in an electron test beam, Dec 29, 2018. 16 pp., Eur.Phys.J. C79 (2019) no.7, 579, IF 5.17 (2017)
4. **G. Kacarevic**, I. Bozovic-Jelisavcic, N. Vukasinovic, G. Milutinovic-Dumbelovic, I. Smiljanic, M. Radulovic, J. Stevanovic, T. Agatonovic-Jovin, Measurement of the Higgs boson branching ratio $BR(H\rightarrow\gamma\gamma)$ at a 3 TeV CLIC, Phys. Rev. D 105 (2022), DOI:10.1103/PhysRevD.105.092009, arXiv:2201.03203v1 [physics.acc-ph] (2022).
5. N. Vukasinovic, I. Bozovic-Jelisavcic, **G. Kacarevic**, G. Milutinovic-Dumbelovic, T. Agatonovic-Jovin, I. Smiljanic, M. Radulovic, J. Stevanovic, Measurement of the H to ZZ branching fraction at a 350 GeV and 3 TeV CLIC, Phys. Rev. D Vol. 105 No. 9, DOI: 10.1103/PhysRevD.105.092008, arXiv:2202.04395v1 [hep-ex] (2022).

Радови публиковани у међународним часописима (M23)

6. Ivan Smiljanic, Ivanka Bozovic Jelisavcic, **Goran Kacarevic**, Natasa Vukasinovic, Ivana Vidakovic and Vladimir Rekovic, Systematic uncertainties in integrated luminosity measurement at CEPC, JINST 17 P09014, 2022, DOI: 10.1088/1748-0221/17/09/P09014 M23

Саопштење са међународног скупа штампано у целини (M33)

7. Ivan Smiljanic (VINCA Inst. Nucl. Sci., Belgrade), Ivanka Bozovic-Jelisavcic(VINCA Inst. Nucl. Sci., Belgrade), Goran Kacarevic (VINCA Inst. Nucl. Sci., Belgrade), Suen Hou(Taiwan, Inst. Phys.), Hongbo Zhu(Beijing, KITPC), Integrated luminosity measurement at CEPC, (Nov 27, 2020)Published in: PoS ICHEP2020 (2021) 715.
8. I. Smiljanić, I. Božović-Jelisavčić, G. Kačarević, N. Vukašinović, T. Agatonović-Jovin, G. Milutinović-Dumbelović, J. Stevanović, M. Radulović, Integrated luminosity measurement at

- CEPC, International Workshop on Future Linear Colliders (LCWS2021), 15-18 March 2021, C21-03-15.1., pp. 7, arXiv:2105.06245v2[physics.ins-det].
9. G. Kačarević, I. Božović-Jelisavčić, N. Vukašinović, G. Milutinović-Dumbelović, M. Radulović, J. Stevanović, Ivan Smiljanić, T. Agatonović-Jovin, [on behalf of the CLICdp Collaboration], Measurement of the Higgs branching ratio $BR(H \rightarrow \gamma\gamma)$ at 3 TeV CLIC, International Workshop on Future Linear Colliders (LCWS2021), 15-18 March 2021, C21-03-15.1., CLICdp-Conf-2021-002, pp. 6, arXiv:2105.06795v2[hep-ex].
 10. N. Vukašinović, I. Božović-Jelisavčić, I. Smiljanić, G. Kačarević, G. Milutinović-Dumbelović, T. Agatonović-Jovin, M. Radulović, J. Stevanović, [on behalf of the CLICdp Collaboration], Measurement of the H to ZZ branching fraction at 350 GeV and 3 TeV CLIC, International Workshop on Future Linear Colliders (LCWS2021), 15-18 March 2021, C21-03-15.1., CLICdp-Conf-2021-001, pp. 8, arXiv:2105.06792v2[hep-ex].
 11. Gordana Milutinović-Dumbelović, Ivanka Božović-Jelisavčić, Christian Grefe, Goran Kačarević, Strahinja Lukić, Mila Pandurović, Philipp Roloff, Ivan Smiljanic, Measurement of the branching ratios for the standard model Higgs decays into muon pairs and into Z boson pairs at a 1.4 TeV CLIC, AIP Conf.Proc. 1722 (2016) 070006, C15-08-24.3, 2016, pp. 4.
 12. T. Agatonović-Jovin(VINCA), N. Vukašinović (VINCA), I. Božović-Jelisavčić (VINCA), G. Kačarević (VINCA), M. Radulović (Kragujevac U.), J. Stevanović (Kragujevac U.), G. Milutinović-Dumbelović (VINCA), I. Smiljanić (VINCA); CP violation in the Higgs sector at ILC; European Physical Society Conference on High Energy Physics 2021 (EPS-HEP2021); ILDPHYS-PROC-2021-011; e-Print: 2110.12830 [hep-ph], 4 pp. 2021; M33
 13. G. Kacarevic, I. Bozovic-Jelisavcic, N. Vukasinovic, M. Radulovic, J. Stevanovic, Measurement of the Higgs to $\gamma\gamma$ branching fraction at 3TeV CLIC, PoS(BPU11)092.
 14. Measurement of the CPV Higgs mixing angle in ZZ-fusion at 1 TeV ILC, International Workshop on Future Linear Colliders (LCWS 2023), 15-19 May 2023. C23-05-15.3, ILDPHYS-PROC-2023-006.

Публиковани резултати докторске дисертације


Measurement of the Higgs boson branching ratio $\text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)$ at a 3 TeV CLIC

G. Kačarević^{*}, I. Božović-Jelisavčić[✉], N. Vukašinović[✉], G. Milutinović-Dumbelović,
I. Smiljanić[✉], and T. Agatonović-Jovin

“VINČA” Institute of Nuclear Sciences—National Institute of the Republic of Serbia,
University of Belgrade, 11000 Belgrade, Serbia

M. Radulović[✉] and J. Stevanović[✉]

University of Kragujevac, Faculty of Science, 34000 Kragujevac, Serbia

 (Received 11 January 2022; accepted 28 January 2022; published 20 May 2022)

In this paper we address the potential of a 3 TeV center-of-mass energy Compact Linear Collider (CLIC) to measure the branching fraction of the Higgs boson decay to two photons, $\text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)$. Since photons are massless, the Higgs boson coupling to photons is realized through higher order processes involving heavy particles either from the Standard Model or beyond. Any deviation of the measured $\text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)$, and consequently of the Higgs coupling $g_{H\gamma\gamma}$ from the predictions of the Standard Model, may indicate new physics. The Higgs decay to two photons is thus an interesting probe of the Higgs sector. This study is performed using the simulation of the detector for CLIC and by considering all relevant physics and beam-induced processes in a full reconstruction chain. It is shown that the product of the Higgs production cross section in W^+W^- fusion and $\text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)$ can be measured with a relative statistical uncertainty of 5.5%, assuming the integrated luminosity of 5 ab^{-1} and unpolarized beams.

DOI: 10.1103/PhysRevD.105.092009

I. INTRODUCTION

The Higgs boson decay to a pair of photons was one of the discovery channels at the LHC [1,2] and also a benchmark process that has shaped requirements for the electromagnetic calorimetry at ATLAS [3] and CMS [4]. This channel is also important at proposed e^+e^- colliders, both in terms of detector performance requirements and complementary to the expected HL-LHC results [5]. Global fit of data collected through a staged realization of a linear collider as a Higgs factory leads to a relative statistical uncertainties of the Higgs to photons coupling ($g_{H\gamma\gamma}$) at the level of 1–2% [6]. In particular, operation at the highest center-of-mass energy improves statistical precision due to vector boson-fusion modes of the Higgs boson production. This uncertainty is an order of magnitude smaller than the one achievable with the current LHC data [7]. Accuracy of the $g_{H\gamma\gamma}$ determination at the future electron-positron colliders is comparable to the one of the combined ATLAS and CMS projection for HL-LHC of 1.8% for the total relative uncertainty [6]. However, the combined HL-LHC and future e^+e^- collider measurements are expected to give sub percent accuracy of the Higgs to photons coupling [6].

CLIC provides an excellent environment to study the properties of the Higgs boson, including its couplings, with a very high precision. Operation is expected to be staged at three center-of-mass energies: at 380 GeV, 1.5 TeV, and 3 TeV. WW fusion, t -channel exchange of W bosons, (Fig. 1) as the dominant Higgs production mechanism at center-of-mass energies above ~ 500 GeV will produce large signal yields allowing rare processes such as $H \rightarrow \mu^+\mu^-$, $H \rightarrow Z\gamma$ and $H \rightarrow \gamma\gamma$ to be studied. As can be seen from the Fig. 1, Higgs boson coupling to photons is realized through higher order processes that may involve heavy, beyond the Standard Model physics. Thus Higgs boson diphoton decay is an interesting process to probe eventual realization of beyond the Standard Model physics in the Higgs sector. Typically, $g_{H\gamma\gamma}$ could be modified up to 1–3% in the most sensitive cases [8], requiring a combination of individual measurements, like the one presented in this paper through a global fit of data within a single experiment or even combinations between experiments, in particular with HL-LHC. For a Higgs mass of 126 GeV, the SM prediction for the branching fraction $\text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)$ is 2.23×10^{-3} [9]. It is expected that 2×10^6 Higgs bosons will be produced at 3 TeV, assuming the nominal integrated luminosity of 5 ab^{-1} which will be used in this paper unless stated otherwise. The signal yield can be increased with the proposed beam polarization by a factor of 1.5 [10]. The high photon-identification efficiency and good photon

^{*}kacarevicgoran@vin.bg.ac.rs



CLICdp-Conf-2021-002
21 June 2021

MEASUREMENT OF THE HIGGS BRANCHING RATIO $\text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)$ AT 3 TeV CLIC

G. Kačarević^{1a}, I. Božović-Jelisavčić^a, N. Vukašinović^a, G. Milutinović-Dumbelović^a, M. Radulović^b, J. Stevanović^b, T. Agatonović-Jovin^a

On behalf of the CLICdp Collaboration

^a Vinca Institute of Nuclear Sciences, University of Belgrade, Belgrade, Serbia, ^b University of Kragujevac, Faculty of Science, Kragujevac, Serbia

Abstract

In this paper we address the potential of a 3 TeV center-of-mass energy Compact Linear Collider (CLIC) to measure the Standard Model (SM) Higgs boson decay to two photons. Since photons are massless, they are not coupled to the Higgs boson at tree level, but they are created in a loop exchange of heavy particles either from the Standard Model or beyond. Any deviation of the effective $H \rightarrow \gamma\gamma$ branching ratio and consequently of the Higgs to photon coupling may indicate New Physics. The Higgs decay to two photons is thus an interesting probe of the Higgs sector, both at the running and future experiments. A similar study has been performed at 1.4 TeV CLIC, where the statistical uncertainty is determined to be 15% for an integrated luminosity of 1.5 ab^{-1} with unpolarized beams.

This study is performed using a full simulation of the detector for CLIC and by considering all relevant physics and beam-induced processes in a full reconstruction chain. The measurement is simulated on 5000 pseudo-experiments and the relative statistical uncertainty is extracted from the pull distribution. It is shown that the Higgs production cross-section in W^+W^- fusion times the branching ratio $\text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)$ can be measured with a relative statistical accuracy of 8.2%, assuming an integrated luminosity of 5 ab^{-1} with unpolarized beams.

Talk presented at the International Workshop on Future Linear Colliders (LCWS2021), 15-18 March 2021. C21-03-15.1

© 2021 CERN for the benefit of the CLICdp Collaboration.

Reproduction of this article or parts of it is allowed as specified in the CC-BY-4.0 license.

¹kacarevicgoran@vin.bg.ac.rs

Measurement of the Higgs to $\gamma\gamma$ branching fraction at 3 TeV CLIC

G. Kačarević,^{a,*} I. Božović-Jelisavčić,^a N. Vukašinović,^a M. Radulović^b and J. Stevanović^b

^a"VINČA" Institute of Nuclear Sciences - National Institute of the Republic of Serbia, University of Belgrade, Mike Petrovića Alasa 12-14, 11351 Belgrade, Serbia

^bFaculty of Science, University of Kragujevac, Radoja Domanovića 12, 34000 Kragujevac, Serbia

E-mail: kacarevicgoran@vin.bg.ac.rs

In this talk we address a full simulation of experimental measurement of the Standard Model Higgs boson decaying to di-photon at 3 TeV center-of-mass energy at the Compact Linear Collider (CLIC). Photons are massless and do not couple to Higgs boson at the tree level, but rather are created in a loop exchange of heavy particles either from the Standard Model or beyond. Any deviation of the Higgs to $\gamma\gamma$ branching fraction and consequently of the effective Higgs coupling may indicate a New Physics. It is shown that the product of the Higgs production cross section in WW-fusion and BR ($H \rightarrow \gamma\gamma$), as the observable for determination of the Higgs to photon coupling, can be measured with a relative statistical precision of 5.5%, assuming the integrated luminosity of 5 ab^{-1} and unpolarized beams.

11th International Conference of the Balkan Physical Union (BPU11),
28 August - 1 September 2022
Belgrade, Serbia

*Speaker

© Copyright owned by the author(s) under the terms of the Creative Commons
Attribution-NonCommercial-NoDerivatives 4.0 International License (CC BY-NC-ND 4.0).

<https://pos.sissa.it/>