Универзитет у Београду

Физички факултет

Гордана Ж. Милутиновић-Думбеловић

Методе мерења односа гранања Хигсовог бозона у процесима $\mathrm{H} \to \mu^{+}\mu^{-}$ и $\mathrm{H} \to \mathrm{ZZ}^{*}$ на 1.4 TeV на будућем линеарном сударачу CLIC

докторска дисертација

Београд, 2017

University of Belgrade

Faculty of Physics

Gordana Z. Milutinovic-Dumbelovic

Methods of the $\sigma \times BR(H \to \mu^+\mu^-)$ and $\sigma \times BR(H \to ZZ^*)$ measurements at 1.4 TeV CLIC

Doctoral dissertation

Belgrade, 2017

Ментор:

Др Иванка Божовић Јелисавчић,

научни саветник, научна област - физика честица и поља/физика високих енергија, Институт за нуклеарне науке "Винча"

Чланови комисије:

Др Иванка Божовић Јелисавчић,

научни саветник, Институт за нуклеарне науке "Винча"

Др Јован Пузовић,

ванредни професор, Универзитет у Београду, Физички факултет

Др Воја Радовановић,

редовни професор, Универзитет у Београду, Физички факултет

Датум одбране

____

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".

Желела бих посебно да се захвалим ментору Др Иванки Божовић-Јелисавчић, научном саветнику ИНН "Винча", на руковођењу овом тезом као и на пруженом поверењу, несебичној и безграничној помоћи и подршци, свакодневним разговорима и саветима током израде ове тезе. Драга Иванка, неизмерно сам Вам захвална што сте веровали у мене свих ових година и што сте увек били много више од ментора!

Такође, желим да се захвалим свим колегама из CLICdp колаборације, посебно Др Филипу Ролофу (Philipp Roloff) на техничкој помоћи, као и на изузетно корисним саветима и разговорима током израде ове тезе.

Велику захвалност дугујем и колегама из групе за експерименталну физику вискоких енергија, а пре свега Др Страхињи Лукићу и Др Мили Пандуровић, на помоћи, саветима и пријатељској подршци од првог дана мог доласка у Институт Винча. Такође, захвалност следи и мом другу-колеги Горану Качаревићу на пријатељсттву, подршци и дивним песмама. Желела бих да се захвалим и секретару Лабораторије за физику Снежани Милосављевић, драгој Снешки, која је увек имала решење за све могуће и немогуће захтеве.

Захвалност дугујем својим родитељима Снежи и Жики, као и мојој сестри Гаги и драгој Лики на годинама подршке и љубави.

Захвалност следи и мојој драгој Тањи, Ради, баби и деди за разумевање које су имали свих ових година, а највише Мири, која је била уз мене у свим фазама израде ове тезе.

Посебну захвалност дугујем мојој највећој љубави, сину Новаку, јер је увек имао стрпљења за мамин посао.

Методе мерења односа гранања Хигсовог бозона у процесима $\mathrm{H} \to \mu^{+}\mu^{-}$ и $\mathrm{H} \to \mathrm{ZZ}^{*}$ на 1.4 TeV на будућем линеарном сударачу CLIC

РЕЗИМЕ

Ова теза је урађена на пројекту Компактног линеарног сударача CLIC (Compact Linear Collider) који се реализује у Европској организацији за нуклеарна истраживања у Женеви, Швајцарска. Представљена су два мерења производа ефикасног пресека за продукцију Хигсовог бозона и одговарајућег односа гранања за распад Хигсовог бозона, што је, уједно, и опсервабла из које се могу екстраховати спрезања Хигсовог бозона. Разматрани су распади Хигсовог бозона на пар миона (редак процес) са односом гранања $\sim 10^{-4}$ и на пар Z бозона, на интермедијарној енергији рада CLIC од 1.4 TeV у систему центра масе.

Симулирани су узорци догађаја сигнала и шума који одговарају интегралној луминозности од 1.5 ab^{-1}, односно четири године рада акцеларатори при номиналној луминозности од $3.7 \cdot 10^{34}$ $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, претпостављајући ефикасност прикупљања података од 50%.

Показано је да је могуће одредити производ ефикасног пресека односа гранања за продукцију Хигсовог бозона механизмом WW-фузије и односа гранања за распад Хигсовог бозона на пар миона $\sigma_{H\nu_e\overline{\nu}_e} \times BR(H \to \mu^{+}\mu^{-})$, са релативном статистичком неодређеношћу од 38% без поларизације снопова, односно од 25% при поларизацији снопа електрона од -80%. Релативна систематска неодређеност је мања од 2%.

Показано је да је могуће одредити производ ефикасног пресека односа гранања за продукцију Хигсовог бозона механизмом WW-фузије и односа гранања за распад Хигсовог бозона на пар Z бозона $\sigma_{H\nu_e\overline{\nu}_e} \times BR(H \to ZZ^{*})$, са релативном статистичком неодређеношћу од 17.7% за хадронско финално стање

$ZZ^* \rightarrow q_1\bar{q}_1q_2\bar{q}_2$, односно са релативном статистичком неодређеношћу од 5.6% за семилептонско финално стање $ZZ^* \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$. Релативна систематска неодређеност је испод једног процента.

Добијени резултати су укључени у модел-независни и модел-зависни фит, који у свакој фази рада машине (350 GeV, 1.4 TeV и 3 TeV), односно за сваку од три енергије у систему центра маса, укључују и статистику из претходних фаза. Релативна статистичка неодређеност Хигсовог спрезања са мионима $g_{H\mu\mu}$ добијна модел-независним фитом износи 14.1% на енергији од 1.4 TeV, односно 7.8% на енергији од 3 TeV. Резултати модел-зависног фита, који полази од претпоставке да је укупна ширина Хигсовог бозона одређена односима гранања предвиђеним Стандардним моделом, не дају побољшану тачност мерења узевши у обзир ограничену статистику сигнала.

Релативна статистичка неодређеност Хигсовог спрезања са Z бозонима g_{HZZ} добијна модел-независним фитом износи 0.8%, на свим расположивим енергијама у систему центра масе, јер је спрезање g_{HZZ} превасходно одређено мерењем у процесу Хигсштралунга на енергији од 350 GeV у систему центра масе, и стога ограничава тачност мерења осталих спрезања која од њега индиректно зависе. Резултати модел-зависног фита смањују релативну статистичку неодређеност мерења g_{HZZ} на 0.6%, 0.4% и 0.3%, на енергијама од 350 GeV, 1.4 TeV и 3 TeV у систему центра масе, респективно, и уклањају ограничење модел-независног фита које проистиче из лимитиране тачности мерења спрезања g_{HZZ} у процесу Хигсштралунга на енергији од 350 GeV у систему центра масе.

КЉУЧНЕ РЕЧИ: *Компактни линеарни сударач, Хигсов бозон, Хигсова спрезања, спрезање Хигсовог бозона са мионима, спрезање Хигсовог бозона са електрослабим бозонима*

НАУЧНА ОБЛАСТ: *физика*

УЖА НАУЧНА ОБЛАСТ: *експериментална физика високих енергија*

УДК БРОЈ:

ABSTRACT

This thesis has been done at the CLIC (Compact Linear Collider) project, to be hosted by the European Organisation for Nuclear Research in Geneva (CERN), Switzerland. The CLIC is an option for a future e+e- collider operating at the centre-of-mass energies up to 3 TeV, providing sensitivity to a wide range of new physics phenomena and precision physics measurements at the energy frontier. Operating at three center-of-mass energy stages (350 GeV, 1.4 TeV and 3 TeV), the CLIC enables tight constraints on the Higgs boson couplings.

Two measurements of a product of the Higgs production cross-section in WW-fusion and the corresponding branching ratio of the Higgs boson decay, are presended in this thesis. The Higgs boson decay to a pair of muons, being a rare process with a branching ratio of order of 10^{-4}, and the Higgs boson decay to a pair of Z bosons are considered, assuming the intermediate CLIC center-of-mass energy of 1.4 TeV. Higgs production cross-section times a branching ratio of a Higgs boson decay is the observable from which Higgs boson couplings can be extracted either from the individual measurements or from a global fit that significantly improves the statistical precision.

The samples of signal and background processes are simulated to correspond to the integrated luminosity of 1.5 ab^{-1}, equivalent to a four years of of detector operation at the nominal luminosity of $3.7 \cdot 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1}, assuming an effective up-time of 50%.

It has been shown that it is possible to determine the product of the Higgs production cross-section in WW-fusion and the branching ratio of the Higgs boson decay to a pair of muons, ($\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to \mu^+\mu^-)$), with the relative statistical uncertainty of 38%, without beam polarisation, and with the relative statistical uncertainty of 25% assuming electron beam polarisation of -80%. The relative systematic uncertainty is less than 2%.

It has also been shown that it is possible to determine the product of the Higgs production cross-section in WW-fusion and the branching ratio of the Higgs boson decay to a pair of Z bosons, ($\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to ZZ^*)$), with the relative statistical uncertainty of 17.7% for the hadronic final state ($ZZ^* \to q_1\bar{q}_1 q_2\bar{q}_2$), and with the relative statistical uncertainty of 5.6% for the semileptonic final state ($ZZ^* \to q\bar{q}l^+l^-$).

without polarisation included. The relative systematic uncertainty is less than 1%.

The relative statistical uncertainty of the Higgs coupling to muons ($g_{H\mu\mu}$) in the model-independent fit is calculated to be 14.1%, at the centre-of-mass energy of 1.4 TeV, and 7.8% at the centre-of-mass energy 3 TeV. Results of the model-dependent fit, which assumes the total Higgs boson width as constrained by the Standard Model, do not give improved measurement accuracy given the limited statistics of the signal.

The relative statistical uncertainty of the Higgs coupling to Z bosons (g_{HZZ}) extracted from the model-independent fit is 0.8%, at all available CLIC energies. This is due to the fact that the Higgs coupling to Z bosons is primarily determined by the measurements in the Higgstrahlung process at 350 GeV centre-of-mass energy, serving as an imput parametr to the global model-independent fit. The model-dependent fit reduces the relative statistical uncertainty of the Higgs to Z bosons coupling measurements to 0.6%, 0.4% and 0.3%, at centre-of-mass energies of 350 GeV, 1.4 TeV and 3 TeV, respectively, and removes the limitations of the model-independent fit which arise from the limited statistical accuracy of the g_{HZZ} measurement at 350 GeV center-of-mass energy.

KEYWORDS: *Compact Linear Collider (CLIC), Higgs boson, Higgs couplings, Higgs coupling to muons, Higgs coupling to EW bosons*

SCIENTIFIC AREA: *Physics*

FIELD OF ACADEMIC EXPERTISE: *Experimental High Energy Physics*

UDK number:

Садржај

Посвећено Нолету

Увод

Стандардни модел у физици честица (SM) представља отворени математички модел основних интеракција у природи, осим гравитације. Да би се тестирала предвиђања Стандардног модела и пронашли докази за евентуалну "нову" физику изван SM, направљени су акцелератори са сударајућим сноповима (сударачи) све већих енергија, попут Великог хадронског сударача (LHC) [1] у CERN, Швајцарска, који је тренутно у функцији. Све до 2012. године, основни проблем теорије уобличене у Стандардни модел био је изостанак експерименталних доказа о пореклу масе елементарних честица. Услед недостајућих експлицитних масених чланова у Лагранжијану Стандардног модела, Стандардни модел је средином шездесетих година 20. века, проширен Хигсовим механизмом који обезбеђује решење питања порекла масе спонтаним нарушењем SU(2) симетрије Лагранжијана Стандардног модела, али експерименталног доказа није било до почетка рада LHC. Постојање Хигсовог бозона експериментално је потврђено на нивоу 5.9 σ, са 5.8 fb^{-1} и 5.3 fb^{-1} података прикупљених током Run I (током 2011. и 2012. године), у експериментима ATLAS [2] и CMS [3] на LHC, респективно. Чињеница да се на LHC сударају композитне честице, те да, стога, иницијално стање није познато, већ је садржај протона описан функцијама расподеле густине вероватноће присуства појединачних партона (структурне функције), реконструкција финалног стања није могућа из првих принципа и присутан је значајан квантнохромодинамички (QCD) шум. Експериментално окружење у LHC експериментима, а посебно растуће преклапање догађаја (pile-up) са порастом луминозности, доводи до тога да је тачност мерења у Хигсовом сектору ограничена.

Са друге стране, да би се могло рећи да је новооткривена честица управо Хигсов бозон Стандардног модела, те да би се могли одбацити алтернативни модели у којима се Хигсов сектор описује сложенијим структурама (модели са два или више Хигсових дублета, композитност), неопходно је познавати особине Хигсовог бозона, пре свега спрезања са другим елементарним честицама, са мањом релативном неодређеношћу од оне од неколико процената процењене на Великом хадронском сударачу унапређене луминозности (HL-LHC) [4]. Даље, и изван Хигсовог сектора постоји потреба да се кроз индиректна мерења адресира што већа скала енергије како би се тестирали модели изван SM (BSM), попут нових градијентних теорија у којима је SM инкорпориран у шире математичке структуре. Заправо, читав дијапазон мерења, од физике са Хигсовим бозоном, преко мерења масе и Јукава (Yukawa) спрезања t-кварка, до BSM теорија попут суперсиметрије, проширених градијентних теорија или теорија са додатним просторним димензијама, захтева што мању релативну грешку мерења, често изван лимита LHC и његове унапређене верзије HL-LHC.

За разлику од LHC, који је хадронски сударач честица, будући лептонски сударачи пружају могућност потпуне реконструкције иницијалног и финалног стања, практично у одсуству QCD шума и преклапања догађаја, обезбеђујући на тај начин мерења велике тачности која често укључују и процесе који на LHC нису доступни, попут ретких распада Хигсовог бозона, на пример на пар миона што је и предмет ове докторске тезе. Са друге стране, продукција Хигсовог бозона Хигсштралунг (Higgsstrahlung) механизмом омогућава мерења у Хигсовом сектору независна од канала распада Хигсовог бозона на будућим електрон-позитронским сударачима. У том смислу, развија се неколико пројеката будућих електрон-позитронских сударача, од којих су неки предвиђени као линеарне, неки као циркуларне машине. То су: Међународни линеарни сударач ILC [5], Компактни линеарни сударач CLIC [6], Циркуларни електрон-позитронски сударач CEPC [7], Будући циркуларни сударач $\mathrm{FCC_{ee}}$ [8], где степен тренутне развијености пројеката у смислу техничког дизајна одговара редоследу по коме су наведени.

Ова теза је урађена на пројекту Компактног линеарног сударача CLIC (Compact Linear Collider) у Европској организацији за нуклеарна истраживања у Женеви, Швајцарска. Представљена су два мерења производа ефикасног пресека за продукцију Хигсовог бозона и одговарајућег односа гранања за распад Хигсовог бозона, што је, уједно, и опсервабла из које се могу екстраховати спрезања Хигсовог бозона. Разматрани су распади Хигсовог бозона на пар миона (редак процес) са односом гранања $\sim 10^{-4}$ и на пар Z бозона, на интермедијарној енергији рада CLIC од 1.4 TeV у систему центра масе.

Симулација је извршена на узорку података од 1.5 ab^{-1}, укључивши реално експериментално окружење на CLIC, у смислу спектра луминозности, физичких и машинских шумова, радијације почетног и финалног стања, као и EPA апроксимације (Equivalent Photon Aproximation) [9] у опису сигнала и шума где је то потребно. Симулиран је CLIC_ILD модел детектора [10]. Добијени резултати коришћени су у глобалном фиту којим се на модел-независан или модел-зависан начин могу екстраховати Хигсова спрезања користећи све фазе рада CLIC (350 GeV, 1.4 TeV и 3 TeV у систему центра масе).

По први пут је симулиран редак распад Хигсовог бозона на пар миона на интермедијарној енергији рада CLIC, са циљем да се утврди оптимална селекција сигнала у присуству вишеструко већег шума (иницијални однос шума према сигналу је $\sim 10^6$), односно да се оптимизује релативна статистичка неодређеност мерења максимизацијом статистичке значајности. У симулацији распада $H \rightarrow ZZ^*$ основни циљ анализе је, такође, успостављање селекције на начин да максимизује значајност у присуству иредуцибилног шума који потиче из $H \rightarrow WW^*$ распада, а који има приближно 10 пута већи ефикасни пресек од сигнала и чија идентификација захтева одличне перформансе детектора (резолуцију енергије млаза) и саме реконструкције, како би се разликовала хадронска финална стања (млазеви) који потичу из Z и W бозона.

Теза је подељена у четири тематске целине. Први део представља општи увод у Стандардни модел у физици честица као теоријски оквир за физику са Хигсовим бозоном. У општем делу је дат опис концепта CLIC сударача (поглавље 1.1), као и опис детектора CLIC_ILD модела (поглавље 1.2) који је коришћен у обе анализе приказане у тези. У поглављу 1.4 представљена су општа софтверска оруђа и технике коришћене у обема анализама, попут реконструкције и идентификације честица методом тока честица (Particle Flow Algorithm - PFA) [11] и метода мултиваријантне анализе (MVA) [12].

Други и трећи део тезе посвећени су методама мерења односа гранања Хигсовог бозона у процесима $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $H \rightarrow ZZ^*$ са посебним освртом на процесе који представљају сигнал и шум, као и на сепарацију сигнала, реконструкцију опсервабли, статистичку и систематску грешку мерења, као и утицај поларизације снопа електрона на резултат мерења (поглавља 2.1 до 3.6). У последњем, четвртом поглављу, дискутовани су резултати обе анализе у контексту глобалног фита коришћеног за екстракцију Хигсових спрезања.

Теза је урађена у групи за експерименталну физику високих енергија Института за нуклеарне науке Винча који учествује на пројекту CLIC од 2012. године. Резултати ове тезе публиковани су у два рада у часописима међународног значаја (*G. Milutinovic-Dumbelovic, I. Bozovic-Jelisavcic, C. Grefe, G. Kacarevic, S. Lukic, M. Pandurovic, P. Roloff, I. Smiljanic, Physics potential for the measurement of* $\sigma(H\nu\bar{\nu}) \times BR(H \rightarrow \mu^{+}\mu^{-})$ *at the 1.4 TeV CLIC collider, Eur. Phys. J. C75, 2015, 10 pp, ISSN: 1434-6044, IF 5.436* и *H. Abramowicz, G. Milutinovic-Dumbelovic, et al.* $[CLICdp\ collaboration]$*, 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, IF 5.436*) и представљени на више међународних конференција

([13], [14], [15], [16]).

Општи део

1.1 Компактни линеарни сударач CLIC

Будући компактни линеарни сударач CLIC ће представљати фабрику Хигсових бозона са очекиваних 10^6 догађаја у три фазе рада машине на енергијама у систему центра масе од 350 GeV, 1.4 TeV и 3 TeV, и као такав пружа погодно окружење за мерења у Хигсовом сектору. Ово, наравно, имајући у виду опште карактеристике e^+e^- сударача попут реконструктабилног иницијалног и финалног стања, занемарљивог QCD шума и могућности модел независних мерења када се Хигсов бозон продукује процесом Хигсштралунга. Последњих година, а посебно од 2012. године до данас, урађене су студије изводљивости CLIC акцелератора и детектора које су дале одговоре на главне техничке изазове [6], попут остваривања високог градијента (~100 MV/m) убрзавајућег електромагнетног поља (EM) које обезбеђују радиофреквентне јединице класичне проводности (RF). Концептуални дизајн акцелератора и детектора [6], [17] објављен је 2012. године. Модел детектора ILD [18], предложен за ILC, редизајниран је у складу са експерименталним окружењем на CLIC. Такође, SiD модел детектора за ILC [19], где је централни детектор трагова TPC замењен Si детектором, прилагођен је експерименталним условима CLIC у CLIC_SiD [20] моделу. Коначно, започет је развој јединственог CLICdet_2015 детектора [21], који оба концепта детектора CLIC_ILD и CLIC_SiD оптимизује у један модел детектора. CLIC_ILD модел детектора, описан у поглављу 1.2, коришћен је у симулацији овде представљених мерења.

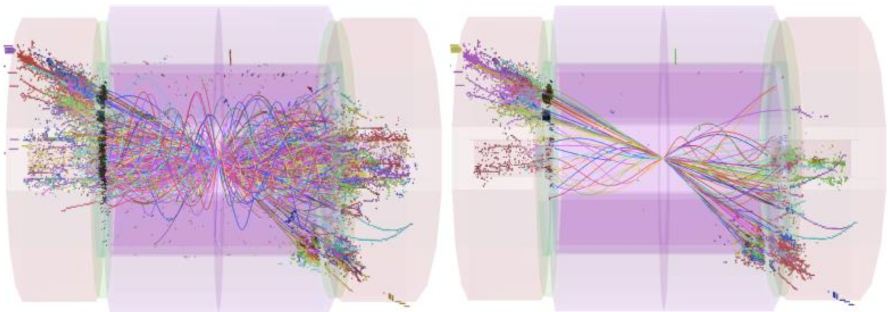
Пројекат CLIC реализује се у оквиру две међународне колаборације CLIC/CTF3 (акцелератор) и CLICdp (CLIC Detector and Physics Study). Група за физику високих енергија Института Винча, у оквиру које је и урађена ова теза, учествује у CLICdp колаборацији која окупља 28 институција из целог света и задужена је за неколико мерења у Хигсовом сектору од којих су два представљена у овој тези.

1.1.1 Пројекат CLIC

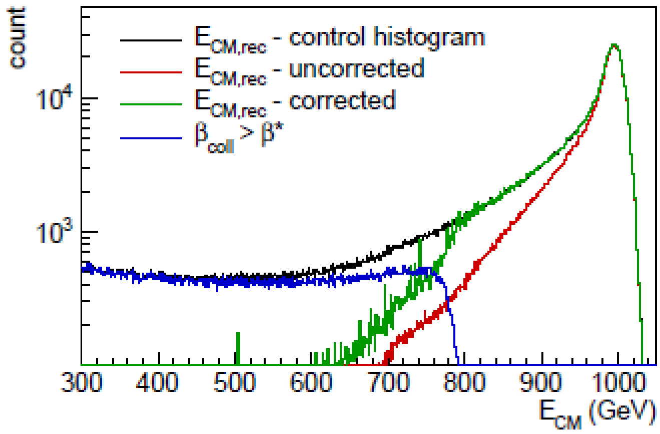
CLIC акцелератор је заснован на конвенционалној (насупрот суперпроводне) технологији убрзавања два снопа честица на собној температури. Сноп високог интензитета (drive-beam) са јачином струје од 100 A и ниском енергијом од 2.4 GeV се користи за генерисање радиофреквентног електричног поља фреквенције 12 GHz ([17]). Помоћу редиофреквентних PETS уређаја (Power Extraction and Transfer Structure) [22] енергија радиофреквентног електричног поља се користи за убрзавање главног снопа честица (main beam). Описане структуре убрзавања обезбеђују градијент електричног поља од 100 MV/m, што је демонстрирано тестовима обављеним на инсталацији CTF3 у CERN. Резултати тих тестова документовани су у [6].

Снопови честица на CLIC ће бити подељени у ткз. возове (trains), трајања 156 ns, који се састоје од пакета честица или вагона (bunches). Сваки воз се састоји од 312 појединачних вагона са временским размаком од 0.5 ns између вагона. Време између проласка два воза биће 50 Hz. Ово значи да ће се e^+e^- судари у детектору (интеракциона тачка - IP) дешавати сваких 20 ms што омогућава да се детекторски системи очитавају након сваког воза честица без окидача. Такође, као што ће бити дискутовано у поглављу 1.2, овакви услови дозвољавају наизменично напајање система за очитавање (power-pulsing) и самим тим смањење потрошње укупне електричне енергије, као и масе појединих детекторских система (пре свега детектора трагова). Нагомилавања догађаја практично нема, и у средњем се очекује ~ 1 e^+e^- судар по возу честица. Мале димензије ($\sigma_x = 40$ nm, $\sigma_y = 1$ nm), као и густо паковање честица у вагону (3.7×10^9 честица) доводе до ефекта зрачења снопа (Beamstrahlung). Овај процес представља израчивање фотона од стране електрона и позитрона у електричном пољу супротног снопа. Beamstrahlung резултује високом стопом инкохерентних електрон-позитрон парова насталих конверзијом тако израчених фотона, (γ_{BS}) као и продукцијом хадрона у $\gamma_{BS}\gamma_{BS} \rightarrow hadrons$ интеракцијама. $\gamma_{BS}\gamma_{BS} \rightarrow hadrons$ процеси дешавају се са учестаношћу од 3.2 интеракције по судару вагона, на енергији од 3 TeV у систему центра масе. То доводи до значајне заузетости система за очитавање централних детектора и намеће очитавање централног детектора трагова у интервалу од 10 ns [6], а калориметара у интервалу од 100 ns [6] како не би дошло до детериорације перформанси калориметара. На слици 1.1.1 [23] у CLIC_SiD моделу детектора симулиран је један догађај производње пара топ кварка ($e^{+}e^{-} \rightarrow t\bar{t}$), са и без примене поменутих интервала очитавања (time-stamping), на енергији од 3 TeV у систему центра масе. У овом конкретном случају, окупираност централних детектора редукује се 200 пута [24] применом очитавања детектора у поменутим интервалима.

Beamstrahlung такође утиче и на спектар луминозности, генеришући дугачак ниско-енергетски реп у спектру луминозности (Слика 1.1.2 [25]), али се тај ефекат може кориговати на промилном нивоу, као што је показано у [26]. Услед потребе за што прецизнијим мерењима у Хигсововом сектору, али и у физици изван SM, CLIC акцелератор је предвиђен као машина која ће радити на три енергије у систему центра масе од око 350 GeV, 1.4 TeV и 3 TeV.



Слика 1.1.1 *Реконструкција* $e^{+}e^{-} \rightarrow t\bar{t}$ *догађаја у CLIC_SiD детектору, са укљученим* $\gamma_{BS}\gamma_{BS} \rightarrow hadrons$ *шумом, на енергији од 3 TeV у систему центра масе без примене интервала очитавања (лево) и након примене интервала очитавања (десно).*



***Слика 1.1.2** Корекције губитка сигнала услед Beamstrahlung и ISR на енергији од 1 TeV у систему центра масе на ILC.*

Прва фаза рада CLIC, на енергији од око 350 GeV мотивисана је, као што је већ речено мерењем масе t-кварка на енергетском прагу за продукцију пара $t\bar{t}$, као и модел-независним мерењима Хигсових спрезања у процесу Хигсштралунга. Од посебног интереса је директно и модел-независно мерење спрезања Хигсовог и Z-бозона (g_{HZZ}), које је сензитивно на структуру Хигсовог сектора (нпр. композитност Хигсовог бозона [27]).

Друга фаза рада, на енергији од 1.4 TeV у систему центра масе, мотивисана је мерењем Хигсових спрезања са тешким ароматима, а параметри Хигсовог потенцијала (λ), Yukawa спрезања t-кварка и ретки распади Хигсовог бозона постају доступни.

У последњој фази рада машине, на енергији од 3 TeV у систему центра масе, потенцијал CLIC се повећава са порастом ефикасног пресека за продукцију Хигсових бозона, као и могућности директне опсервације нових честица (масе $\lesssim$ 1.5 TeV), као и у смислу тестирања BSM модела кроз индиректна мерења. Када је о индиректним мерењима реч, много веће скале енергија од оне доступне у систему центра масе постају доступне, као на пример у случају проширених градијентних теорија, где се маса нових бозона може мерити до енергија реда десетина TeV [28].

Главни параметри снопа на различитим енергијама рада CLIC у систему центра масе дати су у Табели 1.1.1 [17].

Табела 1.1.1 *Параметри акцелератора CLIC на различитим енергијама рада.*

Параметар	Симбол	Јединица	Фаза 1	Фаза 2	Фаза 3
Енергија у систему центра масе	$\sqrt{s}$	GeV	350	1500	3000
Учестаност возова	f_{rep}	Hz	50	50	50
Број вагона по возу	n_b		352	312	312
Учестаност 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	$\mathcal{L}$	$10^{34}cm^{-2}s^{-1}$	1.5	3.7	5.9
Вршна луминозност[1]	$\mathcal{L}_{0.01}$	$10^{34}cm^{-2}s^{-1}$	0.9	1.4	2
Укупна потрошња струје	P_{wall}	MW	252	364	589
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 инеракције (IP)	σ_x/σ_y	nm	149/2.9	60/1.5	40/1
Дужина тунела		km	11.4	29	50.1

На слици 1.1.3 је дат схематски приказ шеме акцелератора CLIC прилагођеног раду на енергији у систему центра масе од 3 TeV, са главним подсистемима [17]. Структурни елементи из сваке претходне фазе рада машине, могу бити искоришћени у следећој фази.

Као што се на Слици 1.1.3 може видети, главни подсистеми CLIC акцелератора су:

- извор електрона

- извор позитрона

- пред-прстенови за пригушење који редукују емитанцу снопа[2]

- прстенови за пригушивањеснопа који након пред-прстенова за пригушивање снопа, додатно редукују емитанцу снопа.

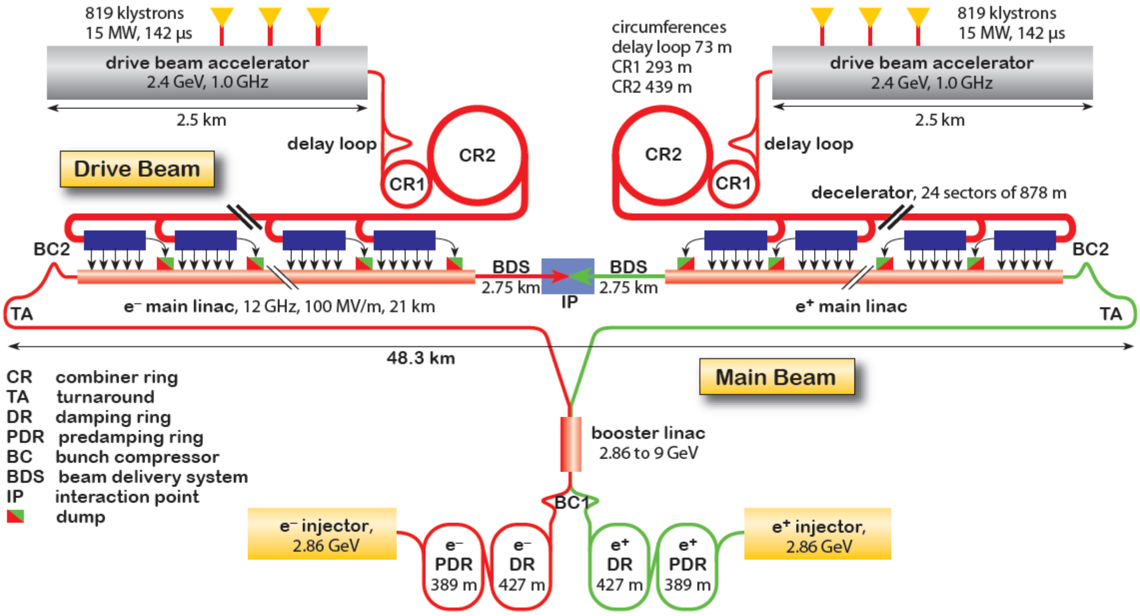
[1] Вршна луминозност представља луминозност интегрисану у вршних 1% спектра.

[2] Емитанца снопа представља линеарно расипање координата честица у фазном простору положаја и импулса и има димензију дужине.

- систем за пренос снопа од прстенова до главног снопа (линака), који служи за сабијање снопова у лонгитудиналном 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.

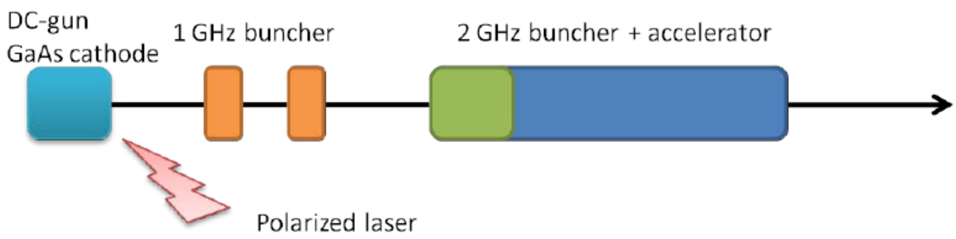
- систем за испоручивање снопова који доводи снопове до сударања у тачки интеракције.



Слика 1.1.3 *Схематски приказ акцелератора CLIC, на енергији у систему цента масе од 3 TeV, са главним деловима: изворима електрона и позитрона, главним електронским и позитронским линацима, прстеновима за пригушивање и компресорима вагона у систему за испоручивање снопа.*

Важно је истаћи да поларизација снопова електрона и позитрона може значајно утицати на резултате мерења, и то, у Хигсовом сектору утичући на ефикасне пресеке за продукцију Хигсовог бозона, као и на супресији шумова од SM процеса. Утицај поларизације на мерење односа гранања $BR(H \to \mu^+\mu^-)$ детаљно је описан у поглављу 2.8.

Извор поларизованих електрона на CLIC састоји се од електронског топа, система за груписање честица у вагоне (buncher, Слика 1.1.4) и система за груписање и убрзавање електрона до енергије од 200 MeV, пре него што се електрони пребаце у заједнички сноп. Да би се произвели поларизовани електрони на CLIC, циркуларно поларизовани ласерски зрак осветљава фотокатоду. Фотокатода која је обрађена тако да има негативан афинитет према електронима, како би се издвојили поларизовани електрони. Овај извор користи GaAs или InGaAs–AlGaAs катоде, док је ласер израђен у Ti:сафир технологији и емитује светлост таласне дужине 800 nm, уз могућност подешавања до ±25 nm, циркуларно поларизовану > 99.8%. Испред пред-прстенова за пригушење, потребно је извршити ротацију спина електрона, како би се спин усмерио вертикално пре убризгавања у прстенове за пригушење. Шематски приказ извора електрона приказан је на Слици 1.1.4 [17]. На овај начин могуће је поларизовати електроне до 80%.



Слика 1.1.4 *Схематски приказ извора поларизованих електрона*

Начин поларизације позитрона на CLIC се базира на више могућих сценарија. Један од могућих сценарија је прозиводња фотона помоћу Комптоновог расејања ласерске светлости, где се добијени циркуларно поларизовани фотони шаљу на мету од волфрама, одакле конверзијом настају парови лонгитудинално поларизованих електрона и позитрона. Друга могућност добијања поларизованих позитрона је помоћу спиралног ондулатора кроз који пролази сноп електрона. Последица кретања електронског снопа кроз ундудалот јесте настајење снопа фотона. Гама зраци који се производе у ондулатору, директно се усмеравају на мету од титанијума што узрокује производњу поларизованих позитрона, који се даље сакупљају, убрзавају и транспортују до пред-прстенова за пригушење. На овај начин могуће је лонгитудинално поларизовати сноп позитрона до 30% [29].

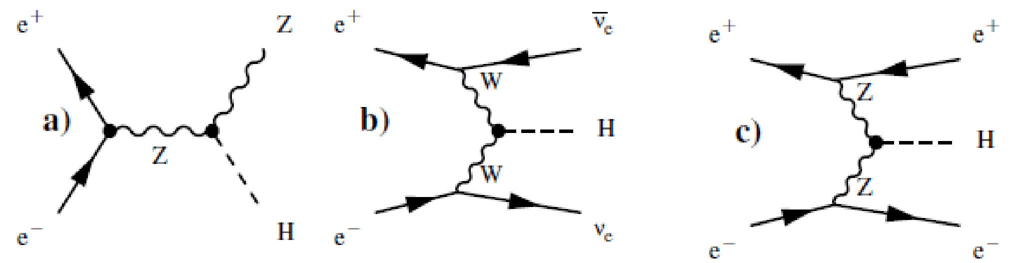
Иако је реализабилност предложене технологије за CLIC демонстрирана у експерименталним тестовима на CLIC CTF3 тест локацији, као што је документовано у [17], пројекат CLIC акцелератора се сусреће са неколико главних технолошких изазова: постизање величине снопа од неколико нанометара у тачки судара, добијање високе луминозности контролисањем високоенергетских снопова са малом емитансом, питање смањења потрошње електричне енергије, посебно у последњој фази рада на 3 TeV. Узевши у обзир да је суперпроводна технологија у изради убрзавајућих структура веома честа када је реч о акцелераторима високих енергија, избор конвенционалне проводности и шема акцелератора са "водећим снопом" представља ново решење за постизање високог градијента ($\sim 100\ \mathrm{MV/m}$) убрзавајућег електричног поља.

1.1.2 Могућности испитивања Хигсовог сектора на CLIC

Као што је већ напоменуто, Компактни линеарни сударач CLIC је предвиђен и као фабрика Хигсових бозона радећи на три енергије у систему центра маса, у распону од прага за продукцију пара t-кваркова, до 3 TeV. Овај приступ омогућава искоришћење пуног статистичког потенцијала за мерења у процесима са Хигсовим бозоном и t-кварком, али и директна и индиректна мерења у физици изван Стандардног модела.

Откриће Хигсовог бозона на LHC дало је експерименталну потврду механизма спонтаног нарушења електрослабе симетрије, ипак остављајући отворено питање да ли је новооткривени бозон фундаментална честица Стандардног модела или има сложенију структуру, односно да ли је реч о једном SU(2) дублету Хигсовог поља, или се пак ради о сложенијој структури (са вишеструким дублетима) Хигсовог сектора као што предвиђају неки BSM модели. Узевши у обзир милионску продукцију Хигсових бозона, у све три фазе рада машине, минимални QCD шум, као и друге опште предности e^+e^- сударача попут реконструктабилног иницијалног и финалног стања и могућности модел-независних мерења, CLIC нуди оптимално експериментално окружење за прецизна мерења у Хигсовом сектору.

Хигсштралунг ($e^+e^- \to ZH$) и WW-фузија ($e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e$) представљају доминантне процесе продукције Хигсовог бозона на ниским (350 GeV) и високим енергијама (> 1 TeV), респективно (Слика 1.1.5 а) и б)). Поред тога, ZZ фузија ($e^+e^- \to He^+e^-$) пружа незанемарљиво учешће у производњи Хигсовог бозона на вишим енергијама (Слика 1.1.5 ц)), са 10% (10%) учешћа у укупном ефикасном пресеку за продукцију Хигсовог бозона на енергији у систему центра масе од 1.4 TeV (3 TeV). У зависности од механизма продукције, поларизација може и двоструко увећати статистику [30]. Утицај поларизације снопа електрона и позитрона на ефикасни пресек за продукцију Хигсовог бозона је дат у Табели 1.1.2 [30], за различите процесе продукције Хигсовог бозона. Очекивани број произведених Хигсових бозона по енергијама у систему центра масе, са неполаризованим сноповима, је дат у Табели 1.1.3. Треба имати у виду да утицај поларизације снопова не доприноси само увећању ефикасног пресека за производњу Хигсовог бозона, већ и редукцији шума насталог механизмом наелектрисаних струја (charge-current). На слици 1.1.6 приказана је зависност ефикасног пресека за произвидњу Хигсовог бозона, у односу на расположиву енергију у систему центра масе, за доминантне процесе производње Хигсовог бозона у опсегу енергије до 3 TeV.



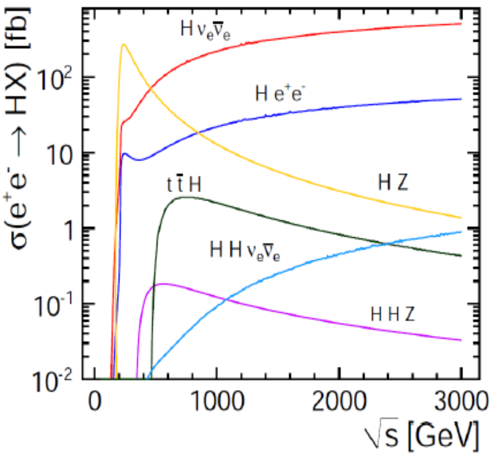
Слика 1.1.5 *Фејнменови дијаграми доминантних процеса за продукцију Хигсовог бозона на ниским енергијама (a) и високим енергијама (b и c,) на CLIC.*

Табела 1.1.2 *Ефективно увећање ефикасног пресека за продукцију Хигсовог бозона применом поларизованих снопова, за три доминантна процеса продукције.*

Поларизација $P(e^-)$: $P(e^+)$	Фактор увећања		
	$e^+e^- \to ZH$	$e^+e^- \to H\nu_e\overline{\nu_e}$	$e^+e^- \to He^+e^-$
без поларизације	1.00	1.00	1.00
80%: 0%	1.12	1.80	1.12
-80%: +30%	1.40	2.34	1.17
-80%: -30%	0.83	1.26	1.07
+80%: 0%	0.88	0.20	0.88
+80%: +30%	0.69	0.26	0.92
+80%: -30%	1.08	0.14	0.84

Табела 1.1.3 *Неполаризовани ефикасни пресеци (σ) и очекивани број догађаја (N) за процесе Хигсштралунга, WW-фузије и ZZ-фузије, за симулирану масу Хигсовог бозона од 126 GeV, на три енергије у систему центра масе. За сваку енергију је додата и интегрална луминозност ($\mathcal{L}_{int}$) која одговара периоду рада акцелератора од 4 године при номиналној луминозности, подразумевајући детекциону ефикасност од 50%.*

Енергија у систему центра масе	380 GeV	1.4 TeV	3 TeV
$\mathcal{L}_{\mathrm{int}}$	500 fb^{-1}	1.5 ab^{-1}	2 ab^{-1}
$\sigma(e^+e^- \to ZH)$	133fb	8 fb	2 fb
$\sigma(e^+e^- \to H\nu\bar{\nu})$	34 fb	276 fb	477 fb
$\sigma(e^+e^- \to He^+e^-)$	7 fb	28 fb	48 fb
N_{ZH}	68000	20000	11000
$N_{H\nu\bar{\nu}}$	17000	370000	830000
$N_{He^+e^-}$	3700	37000	84000



Слика 1.1.6 *Ефикасни пресек за продукцију Хигсовог бозона у функцији енергије у систему центра масе за најзначајније процесе продукције Хигсовог бозона на CLIC.*

Ниско енергетска фаза рада CLIC око прага за продукцију пара топ кварка ~ 350 GeV, је мотивисана директним и модел-независним мерењем Хигсовог спрезања са Z бозоном које се може добити из дистрибуције одбијене (recoil) масе у процесу Хигсшталунга (HZ). У процесу Хигсштралунга који има сигнатуру $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow$ ZH, Хигсов бозон се може реконструисати потпуно независно од његовог канала распада, познавањем само продуката распада Z бозона. Лептонски и хадронски расапади Z бозона пружају могућност мерења инваријантне масе Хигсовог бозона, знајући одбијену масу пара фермиона из распада Z бозона. Одбијена маса може се израчунати из четворовектора финалног стања од кога је одузет четворовектор који описује Z бозон:

$$P_{rec} = \left(\sqrt{s} - E_Z, -\overrightarrow{p_Z}\right) \qquad (1.1.1)$$

односно,

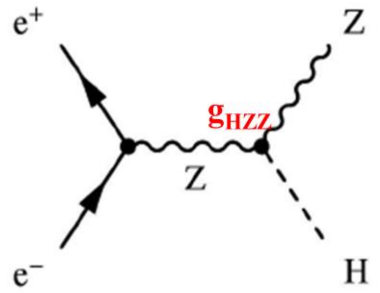
$$m_{rec}^2 = s + m_z^2 - 2E_z\sqrt{s} \qquad (1.1.2)$$

где су m_Z и E_z маса и енергија Z бозона реконструисани на основу фермионског пара из распада Z бозона. У реконструкцији расположиве енергије у систему центра масе у обзир се узимају ефекти зрачења снопа (релативистички спектар луминозности), као и зрачење почетног снопа (ISR).

На слици 1.1.7 приказан је Фејнменов дијаграм Хигсштралунг процеса који омогућава директно мерење спрезања Хигсовог бозона са Z бозоном (g_{HZZ}). Опсервабла је производ ефикасног пресека за продукцију Хигсовог бозона ($\sigma(e^+e^- \to HZ)$) и односа гранања $BR(Z \to l^+l^-)$ или $BR(Z \to q\bar{q})$, при чему је:

$$\frac{\Delta g_{HZZ}}{g_{HZ}} = \frac{\Delta[\sigma(e^+e^- \to HZ) \cdot BR(Z \to f\bar{f})]}{\sigma(e^+e^- \to HZ) \cdot BR(Z \to f\bar{f})} \tag{1.1.3}$$

где Δ означава статистичку грешку мерења. У случају лептонског канала распада Z бозона, мерење је ограничено односом гранања $BR(Z \to l^+l^-) \approx 10\%$ [31], док су $Z \to q\bar{q}$ статистички вероватнији, иако су са сложенијом експерименталном сигнатуром (због комплексније реконструкције млазева у односу на изоловане лептоне).



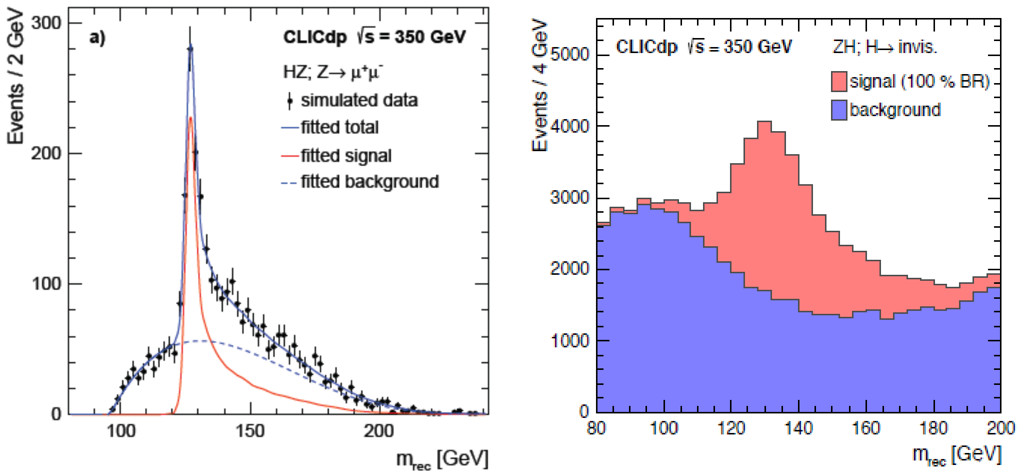
Слика 1.1.7 *Фејнманов дијаграм Хигсштралунг процеса.*

У процесу Хигсштралунга одбијена маса заправо представља масу Хигсовог бозона која се може одредити са статистичком неодређеношћу од 110 MeV. Реконструкција масе Хигсовог бозона на основу дистрибуције одбијене масе у процесу $e^+e^- \to ZH$, $Z \to \mu^+\mu^-$ дата је на слици 1.1.8 лево. Ефикасни пресек процеса продукције Хигсовог бозона (σ_{HZ}) може се одредити са статистичком неодређеношћу од $\frac{\Delta\sigma(HZ)}{\sigma(HZ)}$ =3.8%, интеграљењем фитоване функције са слике 1.1.8 лево. Ограничење тачности ових мерења потиче од релативно малих односа гранања за лептонске распаде Z бозона као и од утицаја зрачења снопа на спектар луминозности што резултује у појави "репа" у дистрибуцији одбијене масе из лептонских распада Z бозона (Слика 1.1.8 лево). Ово је стога што ефекат зрачења снопа (уколико се не узме у обзир у симулацији) ефективно увећава одбијену масу, смањујући расположиву енергију у систему центра масе у односу на номиналну вредност. Ефекат је још израженији за електроне који лакше зраче у финалном стању због мање масе, а притом је присутан и већи шум који потиче од врло вероватног Баба (Bhabha) расејања $\sigma_{Bh}\sim$ неколико nb [32].

Као што ће бити описано у одељку 1.3, детектор треба да обезбеди ефикасну реконструкцију како изолованих лептона тако и млазева, односно мора да поседује одређене перформансе као што је одлична резолуција трага импулса лептона или енергије млаза ($\frac{\Delta p_t}{p_t^2}\sim 10^{-5} GeV^{-1}$ и $\frac{\sigma_E}{E}\leq 3.5\%$). Процес Хигсштралунга омогућава директну потрагу за невидљивим распадима Хигсовог бозона идентификацијом видљивих $\mathrm{Z}\rightarrow q\bar{q}$ догађаја и недостајуће енергије (Слика 1.1.8 десно). Сигнатура оваквих догађаја са два млаза чија инваријантна маса одговара маси Z бозона и одбијена маса маси Хигсовог бозона и значајно је присутво енергије која недостаје. Основни шум потиче из процеса сличне сигнатуре типа $\mathrm{e^+e^-}\rightarrow q\bar{q}l\nu_e$ и $\mathrm{e^+e^-}\rightarrow q\bar{q}\nu\bar{\nu}$. Статистичка неодређеност $\Delta BR(H\rightarrow inv.)$ одређује се на основу броја догађаја сигнала (N_S) и шума (N_b) након свих фаза селекција:

$$\Delta BR(H\rightarrow inv.)=\frac{\sqrt{N_b}}{N_S} \quad (1.1.4)$$

Статистичка неодређеност односа гранања Хигсовог бозона на невидљиве распаде се одређује под претпоставком да је однос гранања Хигсовог бозона на невидљиве распаде 100%. Под овом претпоставком, невидљиви распади Хигсовог бозона се могу ограничити на однос гранања од 0.57% са статистичком неодређеношћу од 1 σ [30]. Да би било могуће прецизно реконструисати хадронске распаде Z бозона, односно јасно одвојити млазове који потичу из распада Z, W или Хигс бозона, потребно је да резолуција енергије млазева буде $\frac{\sigma_E}{E}\leq 3.5\%$, што је захтев који се поставља како пред детектор, тако и пред сам алгоритам за реконструкцију. Реконструисана маса Z бозона из распада $\mathrm{Z}\rightarrow q\bar{q}$ у зависности од одбијене масе кварковског пара, односно масе Хигсовог бозона, приказана је на слици 1.1.9, нормирана на интегралну луминозност од 500 fb^{-1}.

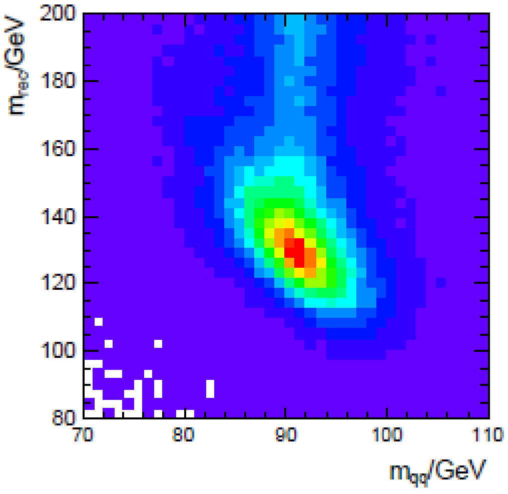


Слика 1.1.8 *Дистрибуција одбијене масе из процеса $HZ, Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $HZ, Z \rightarrow q\bar{q}$, на 350 GeV у систему центра масе, нормализована на интегралну луминозност од 500 fb^{-1}.*

Комбиновањем модел-независних мерења ефикасног пресека за Хигсштралунг, из лептонских и хадронских распада Z бозона, могуће је одредити константу спрезања Хигсовог бозона са Z бозоном са статистичком прецизношћу од 0.8%. Одређивање константе спрезања Хигсовог бозона са Z бозоном представља једно од основних мерења Хигсових спрезања, из разлога што, у модел-независном фиту релевантних мерења добијених у току свих фаза рада CLIC (поглавље 4.1.1), g_{HZZ} представља улазни параметар за одређивање других Хигсових спрезања и самим тим ограничава тачност ових мерења.

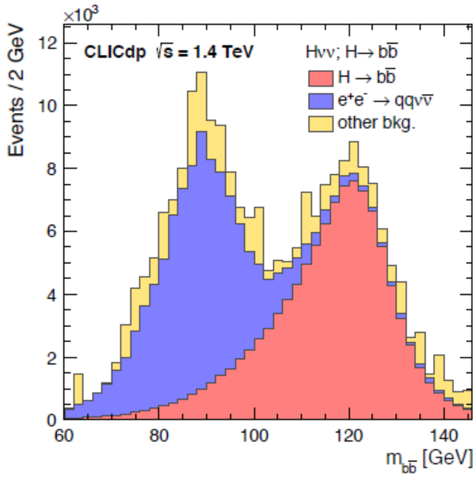
Познајући g_{HZZ}, Хигсово спрезање са W бозоном се може одредити знајући односе гранања за распад $H \rightarrow b\bar{b}$ у процесу Хигсштралунга и WW-фузије:

$$\frac{\sigma(\mathrm{e^+e^-\rightarrow ZH}) \times BR(H\rightarrow b\bar{b})}{\sigma(\mathrm{e^+e^-\rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e H}) \times BR(H\rightarrow b\bar{b})} \propto \left(\frac{g_{HZZ}}{g_{HWW}}\right)^2 \tag{1.1.5}$$



Слика 1.1.9 *Реконструисана маса Z бозона из распада $Z \rightarrow q\bar{q}$ у зависности од одбијене масе у Хигсштралунг процесу.*

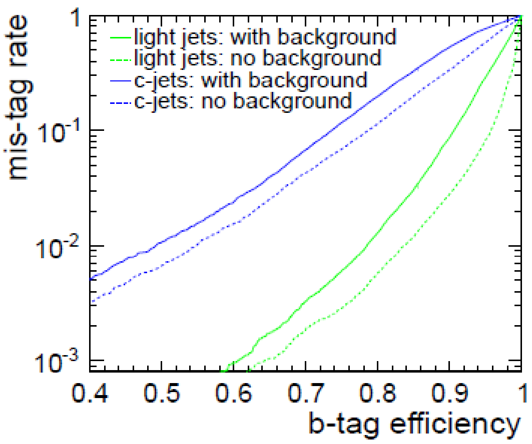
Са ефикасним пресеком $\sigma_{H\nu\nu}$ који расте као log(s), WW-фузија постаје доминантан процес продукције Хигсових бозона на вишим енергијама у систему центра масе (Слика 1.1.5). Због великог броја догађаја у којима се производи Хигсов бозон, WW-фузија омогућава одређивање спрезања Хигсовог бозона са другим честицама на процентном нивоу. Пример постизања високе тачности мерења у процесима са WW-фузијом, је "златни", односно доминантни канал распада Хигсовог бозона ($H \rightarrow \mathrm{b\bar{b}}, \mathrm{BR} = 56\,\%$), чији се однос гранања може одредити са статистичком неодређеношћу од 0.4% на 1.4 TeV у систему центра масе. Ово мерење захтева одличне перформансе алгоритама за идентификацију аромата кваркова (tagging) која омогућава сепарацију распада тешких b и c кваркова. Из овог распада може се одредити маса Хигсовог бозона, фитовањем дистрибуције инваријантне масе два млаза настала хадронизацијом $\mathrm{b(\bar{b})}$ кваркова. На овај начин маса Хигсовог бозона се може одредити са статистичком неодређеношћу од $\Delta m_H = 44\ MeV$, на енергији од 3 TeV у систему центра масе. Комбиновање мерења на енергијама од 1.4 TeV и 3 TeV у систему центра масе побољшава тачност мерења масе Хигсовог бозона на 32 MeV. Поређења ради, пројектована статистичка грешка мерења масе Хигсовог бозона на будућем HL-LHC експерименту је $\Delta m_H = 50\ MeV$ [33]. На слици 1.1.10 дата је дистрибуција реконструисане масе Хигсовог бозона, која потиче од два $\mathrm{b}-$млаза, на енергији од 1.4 TeV у систему центра масе, у присиуству шума који потиче од процеса описаних Стандардним моделом. Са слике 1.1.10 се види да инваријантна маса два b – млаза има очекивану вредност масе Хигсовог бозона, док главни шум потиче из процеса са два млаза у финалном стању из e^+e^- или фотон-фотон интеракције, за које су ефикасни пресеци и до неколико стотина пута већи него за сигнал.[3]



Слика 1.1.10 *Дистрибуција реконструисане инваријантне масе два млаза из распада $H \to b\bar{b}$ и шум процеси на енергији 1.4 TeV у систему центра масе, нормализована на интергралну луминозност од 1.5 ab^{-1}.*

На слици 1.1.11 илустрована је моћ раздвајања тешких кваркова (b и c кварка), на енергији од 3 TeV у систему центра масе [6]. Као што је већ напоменуто, одличне перформансе алгоритама за идентификацију b-кварка омогућавају уклањање дела шума и статистичке неодређености на енергији од 3 TeV у систему центра масе су 0.3%, 6.9% и 4.3%, респективно, за распаде Хигсовог бозона на b-кваркове, c- кваркове и глуоне. Ови резултати одговарају статистичкој неодређености констатни спрезања Хигсовог бозона са c-кварком и b-кварком ($\frac{g_{Hcc}}{g_{Hbb}}$) од 1.5%. Мерење односа $\frac{g_{Hcc}}{g_{Hbb}}$ још један је од тестова Стандардног модела, у смислу евентуалне разлике у спрезањима за различите пројекције слабог изоспина (T_3).

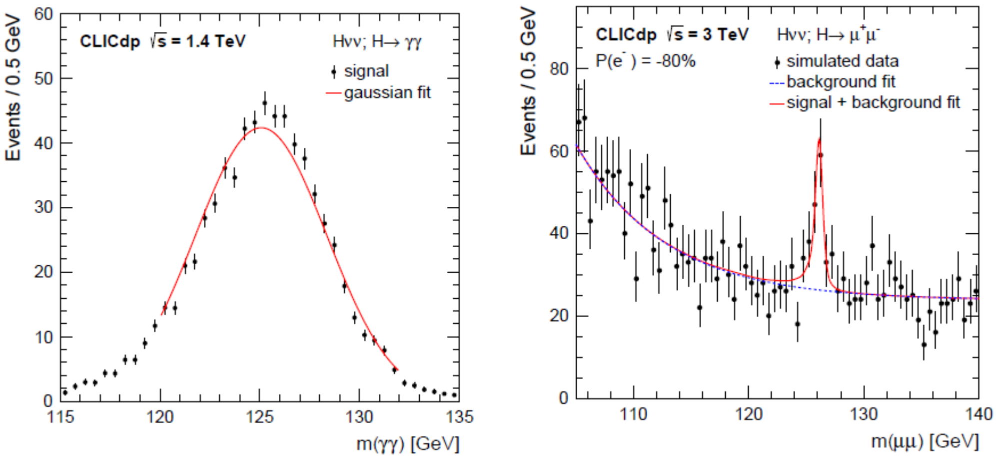
[3] Фотони потичу или из зрачења снопа или су квази-реални фотони у EPA апроксимацији.



Слика 1.1.11 *Могућност раздвајања тешких кваркова, илустрована је зависношћу фракције погрешних идентификација (ордината) у односу на укупну ефикасност идентификације б-кваркова (апсциса) на енергији 3 TeV у систему центра масе.*

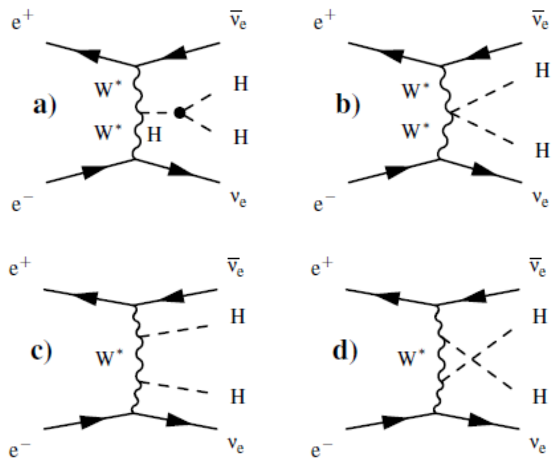
Велики ефикасни пресек за продукцију Хигсовог бозона WW-фузијом (244 fb), омогућава испитивање ретких распада Хигсовог бозона (BR$\sim 10^{-3}$), као што су $H \to \mu^+\mu^-$, $H \to Z\gamma$ и $H \to \gamma\gamma$ већ на енергији 1.4 TeV у систему центра масе, са статистичком неодређеношћу од 38%, 42% и 15%, респективно. Ови резултати могу бити побољшани за фактор ~0.7, ако се укључи поларизација електрона од -80%, као што је приказано у Табели 1.1.2. Тачност мерења може се побољшати на енергији од 3 TeV у систему центра масе, где је ефикасни пресек за продукцију Хигсовог бозона WW фузијом око 70% већи (415 fb) од истог процеса на енергији од 1.4 TeV у систему центра масе. На слици 1.1.12 приказане су реконструисане инваријантне масе дво-мионског (десно) и дво-фотонског система (лево) из распада $H \to \mu^+\mu^-$ на 3 TeV [34] и $H \to \gamma\gamma$ на 1.4 TeV [35]. Главно ограничење у постизању веће тачности мерења код ретких распада Хигсовог бозона огледа се у малој статистици сигнала и иредуцибилним шумовима са истим финалним стањем као сигнал. Пошто је сигнала релативно мало у односу на шум (однос пре селекције је реда $\frac{S}{B} \sim 10^{-3}$), сама сепарација сигнала је сложена и спроводи се у више корака, укључујући и примену мултиваријантне анализе. Што се перформанси детектора тиче, резолуција мерења импулса миона $\frac{\Delta p_t}{p_t^2} \sim 10^{-5} GeV^{-1}$

не представља значајан извор систематске грешке, а калориметри предње области, односно херметичност детектора омогућавају идентификацију електрона под малим угловима значајну у супресији шума од дво-фотонских интеракција описаних Стандардним моделом. У другом делу тезе биће детаљно разматрано мерење односа гранања за распад $H \to \mu^+\mu^-$.



Слика 1.1.12 *Дистрибуције реконструисаних инваријантних маса дво-фотонског система из распада* $H \to \gamma\gamma$ *на енергији* $1.4\,TeV$ *у систему центра масе и дво-мионског система из распада* $H \to \mu^+\mu^-$ *на енергији* $3\,TeV$ *у систему центра масе. Дистрибуције су нормиране на интегралне луминозности од 1.5* ab^{-1} *и 2* ab^{-1}*, респективно.*

Мерења на енергији од 3 TeV у систему центра масе су посебно значајна због могућности мерења Хигсовог самоспрезања λ, као и четвороспрезања са W бозонима (g_{HHWW}) у процесу двоструке продукције Хигсовог бозона $e^+e^- \to HH\nu_e\bar{\nu}_e$ механизмом WW-фузије, што је показано на слици 1.1.13.



Слика 1.1.13 *Фејнманови дијаграми за процесе у којима се производе два Хигсова бозона и недостајућа енергија на CLIC, на енергијама изнад 1 TeV у систему центра масе. Дијаграм а) је осетљив на трилинеарно Хигсово самоспрезање* $\boldsymbol{\lambda}$. *Дијаграм б) је осетљив на четвороспрезање* g_{HHWW}.

Ефикасни пресек за продукцију процеса са два Хигсова бозона је осетљив на трилинеарно Хигсово самоспрезање λ које одређује облик основног Хигсовог потенцијала:

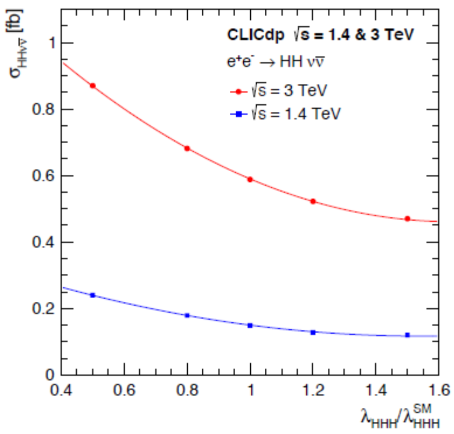
$$V(\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \qquad (1.1.6)$$

где је $\mu = m_H$ маса Хигсовог бозона.

С обзиром да и други процеси поред Фејнмановог дијаграма са Слике 1.1.13 а) доприносе двострукој продукцији Хигсових бозона, сви они се морају узети у разматрање. То се може урадити на два начина. Прво, параметризацијом ефикасног пресека $\mathrm{HH}\nu_e\overline{\nu}_e$ на генераторском нивоу у функцији улазне вредности λ, што је приказано на Слици 1.1.14. Израз који повезује релативну неодређеност ефикасног пресека $\mathrm{HH}\nu_e\overline{\nu}_e$ процеса и релативну неодређеност трилинераног Хигсовог спрезања је:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \kappa\frac{\Delta\sigma_{HH\nu\bar{\nu}}}{\sigma_{HH\nu\bar{\nu}}} \qquad (1.1.7)$$

где се параметар κ може одредити управо описаном параметризацијом и има вредности $\kappa = 1.22$, односно $\kappa = 1.47$ на енергији у систему центра масе 1.4 TeV и 3 TeV, респективно. Други метод подразумева фитовање излазне дистрибуције неуронске мреже комбинацијом Монте Карло узорака догађаја са двоструком продукцијом Хигсових бозона који укључују како λ-осетљив Фејнманов дијаграм (са различитим претпоставкама вредности λ) тако и остале процесе који дају два Хигсова бозона у финалном стању. Овај метод има предност у односу на први метод, зато што први метод не узима у обзир могућност да селекција догађаја може фаворизовати одређене Фејнманове дијаграме у односу на друге. Иако, процес двоструке продукције Хигсових бозона има мали ефикасни пресек на енергијама 1.4 TeV и 3 TeV (0.15 fb и 0.59 fb, респективно), параметар трилинеарног Хигсовог самоспрезања λ може се екстраховати претходно описаном методом описаном са релативном статистичком неодређеношћу од 22%, при поларизацији снопа електрона од -80%. Поларизација снопа има важну улогу у оваквом типу мерења, како због повећања ефикасног пресека продукције Хигсових бозона тако и због редуковања одређених врста шумова (Табела 1.1.2). Комбиновањем мерења на енергијама 1.4 TeV и 3 TeV, може се остварити релативна статистичка неодређеност мерења од 19% за параметар Хигсовог самоспрезања λ. Поред тога, двострука продукција Хигсових бозона пружа могућност да се екстрахује четвороспрезање g_{HHWW}, у доминантном процесу када се оба Хигсова бозона распадну на пар b-кваркова, што даје експерименталну сигнатуру од четири b млаза уз присуство недостајуће енергије. И у овом случају, неопходно је да детектор има одличне перформансе у погледу резолуције импакт параметра [30] и реконструкције секундарног вертекса, те да алгоритам за идентификацију тешких аромата омогућава издвајање сигнала са задовољавајућом чистоћом и ефикасношћу.



Слика 1.1.14 *Ефикасни пресек за двоструку продукцију Хигсових бозона на енергијама 1.4 TeV и 3 TeV у систему центра масе, у функцији од односа Хигсовог самоспрезања и његове очекиване вредности у Стандардном моделу* $\frac{\lambda}{\lambda_{SM}}$.

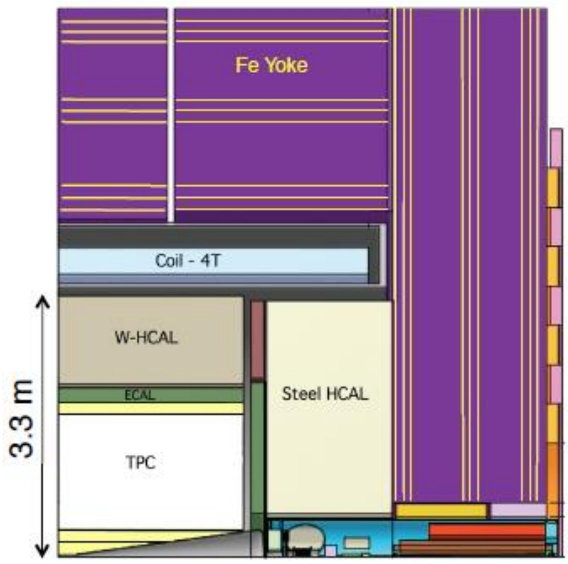
Као што је речено, велики број Хигсових спрезања, пре свега оних са елементарним бозонима и тежим фермионима се може одредити са процентном релативном статистичком неодређеношћу, већ у појединачним мерењима на 3 енергије рада CLIC. Изузетак су ретки процеси, који су у основи одређени ограниченом статистиком. Комбиновани резултат мерења из свих фаза рада CLIC, оптимално користи целокупан статистички потенцијал и омогућава да готова сва Хигсова спрезања, са изузетком ретких процеса, буду измерена са релативном статистичком неодређеношћу на суб-процентном нивоу. Знајући спрезање Хигсовог бозона са W и Z бозонима, могуће је одредити укупну ширину распада Хигсовог бозона из $H \to WW^*$ или $H \to ZZ^*$ распада. На пример, мерење производа ефикансог пресека и односа гранања за $H \to WW^*$ распад у WW-фузији, омогогућава одређивање укупне ширине Хигсовог бозона, односно:

$$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \times BR(H \to WW^*) \propto \frac{g_{HWW}^4}{\Gamma_H} \quad (1.1.8)$$

Ширина Хигсовог бозона се такође одређује или као слободан параметар у модел-независном фиту, или је пак, у модел-зависном приступу фиксирана као збир парцијалних ширина предвиђених Стандардним моделом. О овоме ће детаљно бити речи у поглављима 4.1.1 и 4.1.2.

1.2 CLIC_ILD модел детектора

У овом поглављу биће описан CLIC_ILD [18] модел детектора који је коришћен у обе анализе ове тезе. На слици 1.2.1 приказан је уздужни пресек CLIC_ILD модела детектора [30]. Укупна висина CLIC_ILD модела детектора је 14 m [6], док је његова дужина 12.8 m [6]. Систем за реконструкцију трагова у овом моделу детектора, као и калориметарски систем постављен је у магнетно поље индукције 4 T које генерише суперпроводни соленоид постављен око детекторског система. Разлог за овакву конфигурацију је примена калориметрије тока честица (PFA) [11], која омогућава реконструкцију енергије млазева са грешком реда 3%-4%, што је готово 5 пута боље него на LEP [49]. Овај детектор састоји се од неколико поддетекторских система, чије ће перформансе, које проистичу из захтева физичких процеса који су од интереса на CLIC, бити детаљно описане у потпоглављима 1.2.1 до 1.2.3.



Слика 1.2.1 *Попречни пресек квадранта CLIC_ILD модела детектора са основним детекторским подсистемима: Централни детектор трагова (TPC), електромагнетни калориметар (ECAL), хадронски калориметар (HCAL), као и инструментализовано гвожђе (Fe Yoke).*

1.2.1 Детектори за реконструкцију трагова

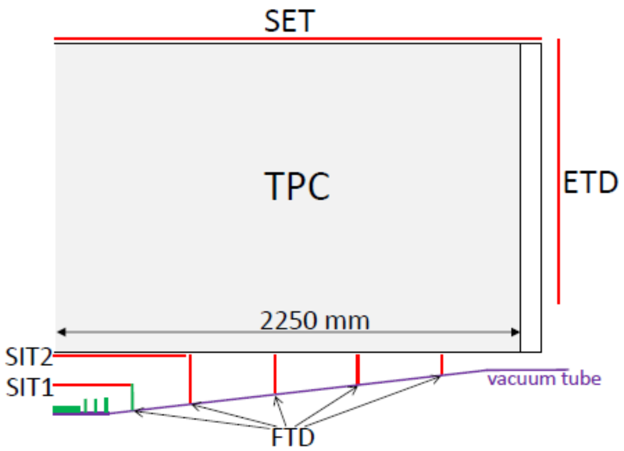
Систем детектора за реконструкцију трагова на CLIC састоји се у централном делу (12° до 168°) из два детекторска система (вертекс детектор и централни детектор трагова) који је дизајниран тако да обезбеди реконструкцију вертекса и трагова наелектрисаних честица, као и система за реконструкцију миона.

Вертекс детектор (VTX) се састоји од три дупла слоја пикселизованих силиконских детектора. VTX детектор је постаљен близу тачке интеракције, како би се добила што боља реконструкција секундарних вертекса дугоживећих честица (нпр. тешких кваркова који типично хадронизују на неколико стотина μm од тачке судара - IP). Унутрашњи радијус овог детектора је 31 mm како би се избегли погодци који потичу од интеракције снопова. VTX детектор поседује одличну просторну резолуцију како би се постигла захтевана тачност у мерењу параметра судара трагова честица којима се ефективно изражава удаљење честице од примарног вертекса (IP).

Резолуција параметара судара дефинисана је релацијом [6]:

$$\sigma_{d_0}^2 = a^2 + \frac{b^2}{p^2 sin^3\theta} \qquad (1.2.1)$$

где константа a зависи од резолуције одређивања положаја тачке у VTX детектору, а параметар b је повезан са вишеструким расејањем и на тај начин зависи од количине материјала у детектору и од геометријског распореда слојева. Угао θ представља поларни угао детектора. Вредности ових параметара за CLIC су $a \leq 5\ \mu m$ и $b \leq 15\ \mu mGeV$ [6]. Резолуција мерења импакт параметра вертекс детектора износи 3 μm [6].



Слика 1.2.2 *Шема CLIC_ILD система детектора за реконструкцију трагова која приказује TPC детектор и силиконске детекторе (SIT1 и SIT2). SET и ETD су силиконски спољни детектор и Endcap Tracking Disk, респективно, а FTD (Forward Tracking Disc) представљају Si-пиксел детекторе који настављају систем за реконструкцију трагова у предњој области под угловима од 7° до 12°.*

Главни део система за реконструкцију трагова на CLIC представља централни детектор, односно TPC (Time Projection Chamber). TPC је гасни детектор типа вишежичне коморе, радијуса 1.8 m и дужине 4.5 m удаљен од осе снопа 33 cm. Помоћу TPC могуће је реконструисати 200 тачака по трагу, при чему је просторна резолуција у $R\varphi$ равни 100 μm или боља [6].

Гас којим ће се пунити TPC је мешавина $Ar/CF_4/iC_4H_{10}$ у односу 95%/3%/2%.. Наелектрисане честице пролазећи кроз гас ослобађају електроне који потом дрифтују ка задњем крају TPC детектора. Услед јаког електричног поља долази до амплификације – стварања електронске лавине. Електрони затим стижу на анодне плочице, на којима бивају сакупљени. На овај начин могу се одредити просторне координате сегмената трагова у равнима паралелним задњем крају детектора, као и временске координате (јачина струје која се детектује на аноди директно је сразмерна броју електрона који на њу стигну, што је, услед лавинског ефекта, директно сразмерно удаљености иницијалног електрона, тј. места интеракције у гасу од аноде; познајући електрично поље могуће је, на основу јачине струје која се детектује на аноди, тачно одредити тренутак и место интеракције улазне честице са гасом). Најважнији изазов у реконструкцији трагова TPC детектором на CLIC јесте разликовање трагова у високо енергетским млазевима.

Изван TPC детектора постављени су додатни силицијумски слојеви детектора. Систем силицијумских детектора чине SIT (Silicon Internal Tracker), FTD (Forward Tracking Disks), као и SET (Silicon External Tracker) и ETD (Endcap Tracking Disk). Овај систем додатних детектора обезбеђује реконструкцију трагова честица и у области поларних углова до 7° и омогућава реконструкцију трагова честица на периферним деловима TPC детектора и предњем делу електромагнетног калориметра (ECAL). За разлику од калориметара, одзив детектора за реконструкцију трагова је довољно брз да је могуће очитавање података у интервалу од 10 ns (time-stamping). Као што је већ речено у 1.1.1, разлог за пример оваквог начина очитавања је смањење окупираности централног детектора за реконструкцију трагова услед присуства шума који потиче од интеракције снопова ($\gamma_{BS}\gamma_{BS} \rightarrow hadrons$).

Индентификација миона и мерење њиховог импулса представља један од важних аспеката функционисања детектора за предвиђени програм истраживања на CLIC (нпр. у идентификацији ретких распада Хигсовог бозона на пар миона $H \rightarrow \mu^+\mu^-$, који ће детаљно бити описан у поглављу II). Мионски систем употпуњује информацију добијену о наелектрисаним честицама из централних детектора за реконструкцију трагова и може представљати део хардверског окидачког система тамо где за тим има потребе (нпр. на LHC). За идентификацију миона на CLIC користиће се гвоздено језгро инструментализовано гасним детекторима типа RPC [6] и то 9 слојева RPC детектора. Захтев који произилази из самог програма истраживања на CLIC јесте резолуција мерења импулса миона од $\frac{\Delta p_T}{p_T^2} = 2 \cdot 10^{-5} GeV^{-1}$. Први слојеви мионског система уједно служе као "хватачи" за систем калориметрије, како би побољшали енергетску резолуцију за касно започете пљускове који иду иза магнета. Као што је приказано на Слици 1.2.1 [6], мионски детектори су поређани у три групе по три слоја. У централном делу (barrel), где је најкритичније цурење хадронских пљускова, први слој детектора је смештен између криостата соленоида и гвозденог јарма, док су на крајевима (end-cup) сви слојеви уграђени у материјал јарма. Ефикасност реконструкције за изоловане мионе, у региону $\theta > 10^{\circ}$, чија је енергија већа од 7.5 GeV, је већа од 99% [6].

1.2.1 Калориметрија

Један од главних задатака калориметарског система заједно са детекторима трагова на CLIC, јесте ефикасна реконструкција млазева који потичу из распада W, Z или Хигсовог бозона. У том смислу потребно је обезбедити резолуцију $\frac{\sigma_E}{E} \leq 3.5\%$ за енергије млаза од 100 GeV до 1 TeV, што одговара стохастичком члану од $\leq 30\%/\sqrt{E}$, тешко остварљивом код хадронских калориметара. Код традиционалног приступа калориметрији, приближно 72% енергије млаза (62% наелектрисани хадрони, 10% неутрални хадрони) мери се у хадронским калориметрима који имају релативно лошу резолуцију мерења енергије ($\geq 55\%/\sqrt{E}$) [11]. PFA алгоритам [11] комбинује информације (мерења) из централних детектора трагова за све наелектрисане честице, док се само фотони односно неутрални хадрони, идентификују у електромагнетном односно хадронском калориметру, респективно. На тај начин само 10% енергије млаза се мери хадронским калориметром чија је резолуција најслабија. За PFA калориметрију највећи изазов стога представља раздвајање каскада које потичу од различитих врста честица (нпр. каскаде у електромагнетном калориметру које потичу од наелектрисаних честица (хадрона) или фотона), па PFA калориметри морају бити компактни, што значи фино сегментирани и са малим Молијеровим (Molière) радијусом[4].

Калориметарски систем у централној области CLIC_ILD детектора чине електромагнетни калориметар (ECAL) и хадронски калориметар (HCAL). ECAL је силикон-волфрамски сендвич калориметар, код кога је волфрам одабран као апсорбер, док се као активна супстанца користе пикселизовани силиконски сензори. Волфрам је одабран као апсорбер услед тога што има велики однос

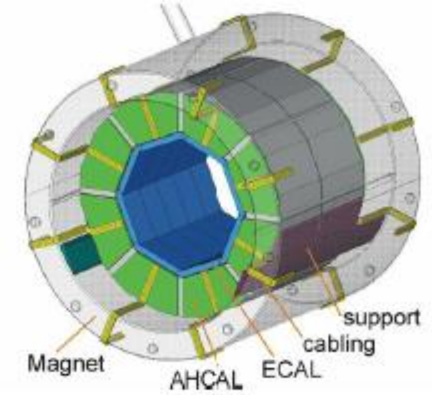
[4] Молијеров радијус, $\mathcal{R}_{\mathcal{M}}$, представља радијус области у којој је депоновано 90% од укупне енергије електромагнетне каскаде који потиче од електрона или фотона високе енергије.

хадронске интеракционе дужине[5] ($\lambda = 9.95\ cm$) и електромагнетне радијационе дужине[6] ($X_0 = 0.35\ cm$), који је потребан због одвајања електромагнетних и хадронских каскада. Компактност калориметра описана је малим Молијеровим радијусом ($\mathcal{R}_{\mathcal{M}}$=19 mm), који уједно значи бољу позициону и енергетску резолуцију калориметра.

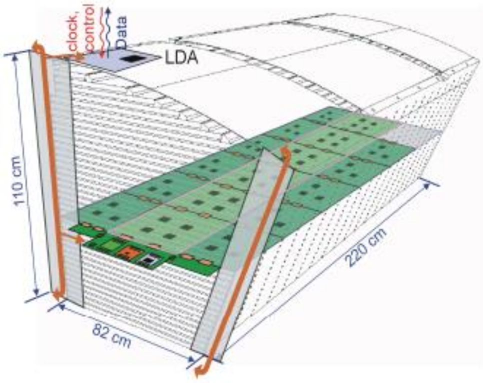
Електромагнетни калориметрар се састоји од 30 слојева силиконских сензора, за којим следе слојеви апсорбера. На Слици 1.2.3 [18] приказана је структура ECAL: на рам од угљеничних влакана ојачан епоксидном смолом интегрисане су волфрамске плоче за апсорпцију. Између волфрамских плоча остављено је место за детекторске плоче на којима су силиконски сензори. Сензори се састоје се од квадратних плочица величине 5 mm × 5 mm и дебљине 300 μm [37].

Хадронски калориметар (HCAL) је сегментирани (сендвич) калориметар код кога је као апсорбер одабран челик 16 mm или волфрам дебљине 10 mm, док се као сензор користи пластични сцинтилатор (аналогни модел HCAL - AHCAL) или гасни детектори (дигитални модел HCAL - DHCAL). За очитавање сцинтилатора се користе силиконски фотомултипликатори (SiPM). Сегментација HCAL треба да задовољи услов раздвајања енергетских депозиција хадронских пљускова који потичу од различитих честица. Студије ([18]) су показале да се најбољи резултати постижу у аналогнним HCAL од $3 \times 3\ cm^2$. HCAL такође, треба да има довољну дебљину, око 7.5 λ како би се при лонгитудиналној пропагацији високо-енергетски хадрони у потпуности зауставили. На слици 1.2.4 приказана је шема аналогног хадронског калориметра AHCAL.

[5] Хадронска (нуклеарна) интеракциона дужина λ представља средњу слободну путању честице при којој енергија честице опадне на 1/e почетне енергије.
[6] Радијациона дужина представља средњу слободну путању електрона, при којој енергија електрона опадне на 1/e почетне енергије.



Слика 1.2.3 *Калориметри на CLIC (ECAL је приказан плавом, а AHCAL зеленом бојом). Калориметри су смештени унутар магнетног поља 4 T.*



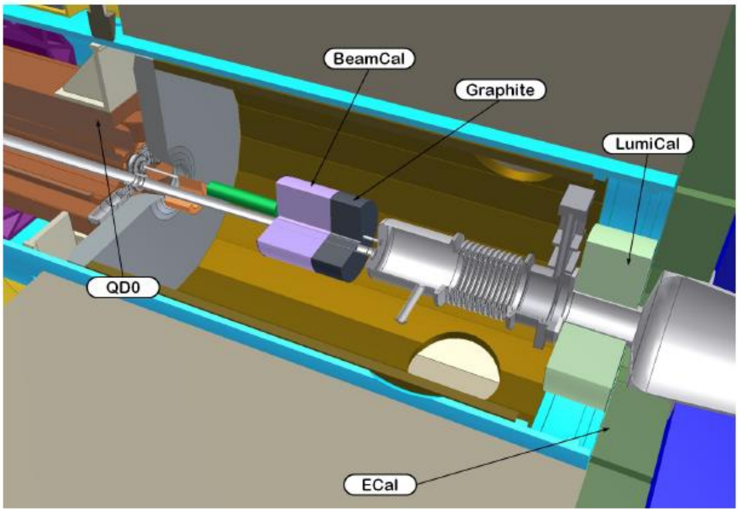
Слика 1.2.4 *Шематски приказ аналогног модела HCAL - AHCAL .*

Очитавање калориметара у "time-stamping" режиму је условљено брзином колектовања каскада и врши се у интервалу од 100 ns.

1.2.3 Детектори предње области

Калориметри далеке предње области (Forward CALorimetry - FCAL) покривају опсег најмањих поларних углова, од 10 mrad до 110 mrad [6], обезбеђујући максималну могућу херметичност CLIC_ILD детектора, што је од значаја за детектовање евентуалних нових честица чија је сигнатура енергија која недостаје, као и за побољшање енергетске резолуције млазева. Основана улога ових калориметара јесте да обезбеде мерење тренутне и интегралне луминозности, као и мерење димензија снопа (вагона) у тачки интеракције. Детектори у предњој области такође представљају и заклон централног детектора трагова од честица расејаних уназад. У контексту анализа презентованих у овој тези, два калориметра предње области (LumiCal и BeamCal) користе се за идентификацију високоенергетских електрона под малим угловима (испод 7°). Ово је важно да би се редуковао шум од четворофермионских процеса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ код којих се управо овакви електрони (спектатори) емитују у близини осе снопа и недетектовани, дају лажну сигнатуру енергије која недостаје.

Систем за калориметрију у далекој предњој области састоји се од два главна калориметра: калориметар за дијагностику снопа (мерење параметара снопа и тренутне луминозности) - BeamCal и калориметар за мерење интегралне луминозности - LumiCal. Положај предњих калориметара у CLIC_ILD детекторском систему приказан је на Слици 1.2.5. LumiCal је постављен 2.6 m од тачке интеракције, одмах иза отвора у предњем делу електромагнетног калориметра, док је BeamCal постављен испред квадрипола за финално фокусирање (QD0).



Слика 1.2.5 *Далека предња област ILD детектора на CLIC.*

BeamCal је дизајниран као сензор-волфрам сегментирани калориметар који покрива опсег поларних углова од 10 mrad до 40 mrad. Састоји се од 30 слојева сензор-апсорбер, где је дебљина волфрамског апсорбера 3.5 mm (једна радијациона дужина). Управо је избор сензора главни технолошки изазов BeamCal, јер се очекујуапсорбоване дозе зрачења од ~1 MGy годишње при којима детектор треба да задржи линеарност одговора на сигнал.. Тренутно се испитује неколико сензорских материјала за овај калориметар: поликристални CVD (Chemical Vapor Deposition) дијамант, монокристални CVD дијамант, GaAs и силикон отпоран на радијацију. Шематски приказ BeamCal детектора је приказан на Слици 1.2.6.

BeamCal има три главне функције:

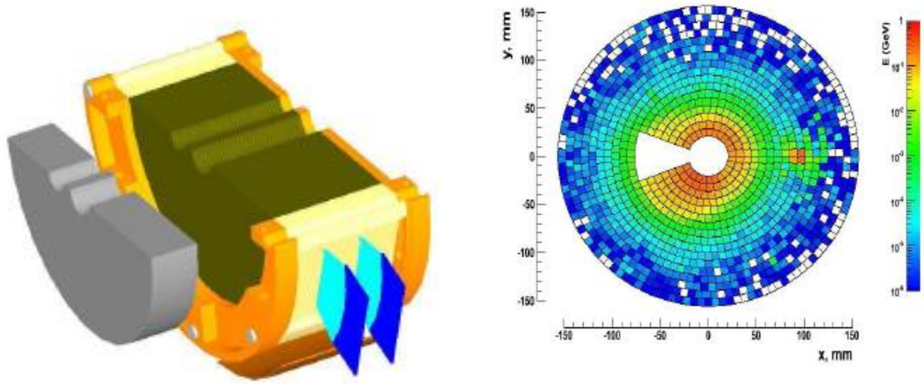
(1) BeamCalом се идентификују некохерентни парови и ова мерења се даље користе за одређивање тренутне луминозности,

(2) побољшава херметичност електромагнетног калориметра омогућавајући идентификацију високоенергетских електрона који су продуковани под малим угловима.

(3) служи као маска повратном расејању у регион вертекс детектора.

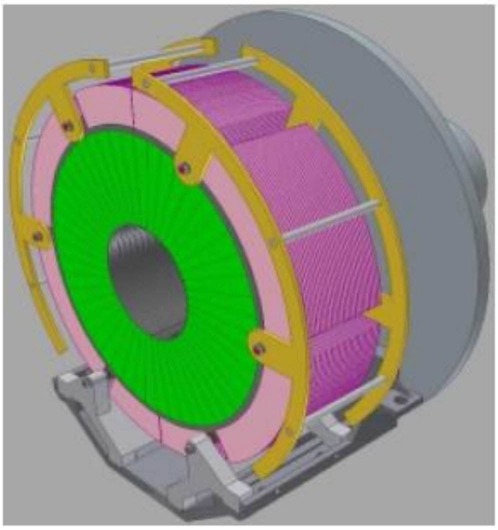
Ефикасност идентификације високоенергетских електрона, од значаја за анализу приказану у овој тези, износи 98% [38]. Реконструкција високо-енергетских електрона у BeamCal дата је на слици 1.26 (десно) [39].

Калориметар за мерење луминозности (LumiCal) чине два сегментирана силикон-волфрам (Si/W) калориметра позиционирана дуж излазних снопова позитрона и електрона. LumiCal покрива поларне углове између 38 mrad и 110 mrad. Дизајниран је као "сендвич" калориметар, кога чини 40 наизменично постављених дискова активне супстанце (пикселизовани силиконски сензори) и апсорбера (волфрам). Дебљина апсорбера од 3.5 mm, одговара једној радијационој дужини, док је Молијеров радијус 1.1 cm [6]. Механички дизајн LumiCal је приказан на Слици 1.2.7 [6].



(a) (б)

Слика 1.2.6 *а) Шематски приказ половине BeamCal детектора са графитним апсорбером који је постављен испред детектора. б) дистрибуција енергије у BeamCal коју депонују парови електрон-позитрон, конвертовани некохерентним процесима из зрачења снопа.*



Слика 1.2.7 *Предложени LumiCal дизајн са сегментима силиконских сензора (зелена боја), структуре од волфрама (љубичаста боја на слици), док је жутом бојом приказан механички оквир за позиционирање сензора и апсорбера.*

Монте Карло студије [6] су показале да енергетска резолуција пљускова у LumiCal износи $\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{0.21}{\sqrt{E(GeV)}}$. Мали Молијеров радијус и фино сегментирани сензори силицијума, обезбеђују ефикасну селекцију Bhabha догађаја (ефикасност идентификације високо-енергетских електрона износи 98.5% [38]) и добру резолуцију позиције пљуска ($\sigma_\theta = 2.18 \times 10^{-2} mrad$ [25]).

Деатаљан опис улоге калориметара предње области за идентификацију електрона у анализи $H \to \mu^+\mu^-$ биће дат у поглављу 2.2.

1.3 Стандардни модел у физици честица и Хигсов механизам

Стандардни модел у физици елементарних честица представља квантну теорију електромагнетног, слабог и колор поља, односно електромагнетне, слабе и јаке интеракције елементарних честица. Са овим пољима асоциране су симетрије Лагранжијана Стандардног модела репрезентоване U(1), SU(2) и SU(3) групом, респективно. По својој математичкој структури Стандардни модел представља Јанг-Милсову (Jung-Mills) теорију, тј, не-Абелову теорију са локалном фазном инваријантношћу Лагранжијана. Маса елементарних бозона и фермиона уводи се спонтаним нарушењем SU(2) и U(1) симетрије на нивоу основног стања, што је познато под називом Браут-Англер-Хигс (Brout-Englert-Higgs) механизам, или у даљем тексту Хигсов механизам.

Градијентне симетрије Лагранжијана Стандардног модела као и са њима асоцирана векторска поља биће дискутована у поглављу 1.3.2, а сам Лагранжијан електрослабе интеракције у поглављу 1.3.3. Хигсов механизам биће описан у поглављу 1.3.4.

1.3.1 Класификација елементарних честица

Елементарне честице су објекти без унутрашње структуре. Могу се класификовати по више основа. Као честице које формирају структуре супстанце (атомска језгра, атоми) и то су кваркови и лептони, и као преносиоци фундаменталних интеракција – градијентни бозони ($\gamma, W^{\pm}, Z^{0}$и глуони). Конкретно, само u и d кваркови и електрон формирају атомско језгро и електронски омотач, респективно.

У погледу статистике којом се описују, лептони и кваркови су фермиони (честице разломљеног спина), док је спин свих градијентних бозона $J^{P} = 1^{-}$, тј. сви градијентни бозони су векторски. Изузетак је гравитон, хипотетични преносилац гравитационе интеракције за који је предвиђено да треба да буде тензорска честица ($\mathrm{J} = 2$).

Као што ће у потпоглављу 1.3.2 бити речи, у математичкој репрезентацији симетрија Стандардног модела, појављују се квантни бројеви који су "генератори" одређених интеракција. Квантни бројеви колор наелектрисање, слаби изоспин и хипернаелектрисање одређују унутрашње просторе у којима делују групе симетрија Лагранжијана SM, представљене групама SU(3), SU(2) и U(1), респективно. У том смислу, хипернаелектрисање, слаби изоспин и колор наелектрисање се могу схватити као аналогони електричном наелектрисању које је извор електричног поља. Математичка веза, у формализму квантне теорије поља биће дата у 1.3.2.

У погледу горенаведених квантних бројева, елементарни фермиони имају особине као у Табели 1.3.1 [39].

Из Табеле 1.3.1 се може видети да се фермиони леве и десне хиралности разликују у погледу репрезентације у простору слабог изоспина. Лево оријентисани фермиони, формирају дублете, по аналогији са протоном и неутроном који су нуклеони са различитом пројекцијом јаког изоспина I_3, док су десно оријентисане честице SU(2) синглети ($T_3 = 0$). Аналогно, као необојене честице, лептони су колор синглети, док кваркови формирају триплете у простору стања колор наелектрисања (боје). Другим речима, у погледу вредности пројекције слабог изоспина, могуће је формирати дублете честица леве оријентације за све три фамилије лементарних фермиона.

$$L_I = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \; Q_I = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad L_{II} = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \; Q_{II} = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad L_{III} = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \; Q_{III} = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \tag{1.3.1}$$

где $i = I, II, III$ означавају фамилију фермиона, а L и Q означавају одговарајући SU(2) дублет лептона или кваркова леве оријентације. Није познат фундаментални разлог који би објаснио постојање баш три фамилије елементарних фермиона. Експериментални резултати (нпр. из мерења невидљиве ширине распада Z бозона) [41] ограничавају број различитих аромата (фамилија) неутрина на $N = 2.92 \pm 0.05$.

О градијентним бозонима, њиховим својствима и вези са симетријама у унутрашњим просторима стања асоцираних са хипернаелектрисањем, слабим изоспином и бојом биће речи у наредном поглављу.

Док су лептони елементарне честице, кваркови граде везана стања и то $q_1 q_2 q_3$, $q\bar{q}$ која називамо хадронима (барионима и мезонима, респективно). Као што је већ речено, бариони протон и неутрон, у чији састав улазе u и d кварк, формирају атомско језгро, док се електрон налази у омотачу атома. Кваркови везани у барионе и мезоне, за сваку вредност укупног спинског момента везаног стања граде ткз. мултиплете којима одговарају различите вредности других квантних бројева (јаког изоспина и страности). Интересантно је приметити да је целокупна материја у опсервабилном универзуму (често називана и “барионском материјом”) изграђена од елементарних фермиона прве фамилије.

Табела 1.3.1 *Преглед особина елементарних фермиона: спин, маса, боја, пројекција слабог изоспина, хипернаелектрисање и електрично наелектрисање.*

Честица	Спин (J)	Маса[7] (m)	Боја	Слаби изоспин (T_3)	Хипернаелектрисање (Y_H)	Електрично наелектрисање ($Q = T_3 + \frac{Y_H}{2}$)
ν_{eL}	+1/2	< 3 eV	синглет	+1/2	-1	0
$\nu_{\mu L}$		< 0.19 MeV				
$\nu_{\tau L}$		<18.2 MeV				
e_L^-	+1/2	0.51 MeV	синглет	-1/2	-1	-1
μ_L^-		105.65 MeV				
τ_L^-		1777.03 MeV				
e_R^-	+1/2	0.51 MeV	синглет	0	-2	-1
μ_R^-		105.65 MeV				
τ_R^-		1777.03 MeV				
u_L	+1/2	1.8-3 MeV	триплет	+1/2	1/3	$+\frac{2}{3}$
c_L		1.25-1.3 GeV				
t_L		174 GeV				
u_R	+1/2	1.8-3 MeV	триплет	0	4/3	$+\frac{2}{3}$
c_R		1.25-1.3 GeV				
t_R		174 GeV				
d_L	+1/2	4.5-5.3 MeV	триплет	-1/2	1/3	$-\frac{1}{3}$
s_L		90-100 MeV				
b_L		4.15-4.21 GeV				
d_R	+1/2	4.5-5.3 MeV	триплет	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$
s_R		90-100 MeV				
b_R		4.15-4.21 GeV				

[7] Овде је реч о масама које кваркови добијају у интеракцији са Хигсовим пољем. Називају се још и масом слободних кваркова (current quark masses). Везани у хадрону, кваркови услед колор интеракције стичу конституентне масе, а асорпцијом или емисијом γ, Z и $W^{\pm}$ бозона које се могу описати пертубативно, маса кварка добија и ткз. радијативне корекције.

1.3.2 Локална фазна инваријантност

У поглављу 1.3.1 уведен је појам квантних бројева попут јаког и слабог изоспина. Протон и неутрон, у једном таквом примеру чине дублет у простору јаког изоспина и одговарају им пројекције јаког изоспина $(J_3(p) = +1/2)$ и $(J_3(n) = -1/2)$. Ова стања нуклеона трансформишу се једно у друго ротацијом у овом унутрашњем простору. Дакле, у унутрашњим просторима стања могу се дефинисати трансформације симетрије и математички асоцирати са одговарајућим специјалним унитарним групама. Специјалним из разлога да би се очувало нормирање вероватноће квантног стања на 1. При томе се може поставити питање шта је последица захтевања локалне фазне инваријантности једначине кретања?

На примеру Шредингерове једначине показаћемо да локална фазна инваријантност једначине кретања повлачи постојање векторског поља.

Претпоставимо Шредингерову једначину као једначину кретања нерелативистичке честице без спина:

$$-\frac{1}{2m}\nabla^2\Psi(\vec{r},t) = i\,\frac{\partial\Psi(\vec{r},t)}{\partial t} \qquad (1.3.2)$$

Шредингерова једначина (1.3.2) је инваријантна у односу на трансформацију:

$$\psi \to \psi' = e^{-i\theta}\psi \qquad (1.3.3)$$

где је θ арбитрарна фаза, а $\psi = \Psi(\vec{r},t)$. Оваква трансформација где је θ независно од $\vec{r}$ и t назива се глобалном. Шредингерова једначина је, дакле, инваријантна у односу на глобалну трансформацију симетрије која ψ преводи у ψ', тј. ако важи (1.3.2) онда важи и:

$$-\frac{1}{2m}\nabla^2\psi'(\vec{r},t) = i\,\frac{\partial\psi'(\vec{r},t)}{\partial t} \qquad (1.3.4)$$

Међутим, уколико је трансформација локална, односно:

$$\psi \to \psi' = e^{-i\chi(\vec{r},t)}\psi \qquad (1.3.5)$$

где $\chi(\vec{r},t)$ зависи од просторно-временских координата, неопходно је увести векторско поље A^{μ}, описано контраваријантним чествороvектором $\mathrm{A}^{\mu}=\left(V,\vec{A}\right)$. Временски ($V$) и просторни део ($\vec{\mathrm{A}}$) четворовектора A^{μ} представљају скаларни и векторски потенцијал поља. На овај начин, модификаована Шредингерова једначина (која описује кретање наелектрисане честице у присуству електричног поља):

$$\frac{1}{2m}(-i\nabla+\mathrm{e}\vec{A})^2\psi=\left(i\frac{\partial}{\partial t}+\mathrm{e}V\right)\psi \tag{1.3.6}$$

постаје локално фазно инваријантна у односу на симултане трансформације

$$\Psi(\vec{r},t)\rightarrow\Psi'(\vec{r},t)=e^{-i\chi(\vec{r},t)}\psi(\vec{r},t) \tag{1.3.7а}$$

$$A\rightarrow A'=\mathrm{A}+\frac{1}{\mathrm{e}}\nabla\chi \tag{1.3.7б}$$

$$V\rightarrow V'=V-\frac{1}{e}\frac{\partial\chi}{\partial t} \tag{1.3.7ц}$$

Другим речима, уведимо четворовектор:

$$D^{\mu}=\left(D^0,\vec{D}\right) \tag{1.3.8}$$

где је:

$$\vec{D}=-\nabla-ie\vec{A} \tag{1.3.9}$$

$$D^0=\frac{\partial}{\partial t}-ieV \tag{1.3.10}$$

чиме (1.3.6) можемо написати у облику

$$\frac{1}{2m}\left(i\vec{D}\right)^2\psi=iD^0\psi \tag{1.3.11}$$

Овако дефинисан извод D^{μ} се назива коваријантним изводом и под (1.3.7а) $D^{\mu}\psi$ се трансформише на исти начин као ψ. Уколико је честица (електрично) наелектрисана, инваријантност једначине кретања у односу на локалне фазне трансформације, захтева увођење векторског поља. Јасно је да је овде реч о електромагнетном пољу.

У принципу, уколико честица има својство "наелектрисања" одређене врсте, локализовање глобалне симетрије захтева увођење векторског поља A^{μ} да би теорија (једначина кретања или Лагранжијан) остала инваријантна. Из четворовекторског облика уведеног поља A^{μ} следи да је преносилац (градијент) поља векторска честица спина $J^P = 1^-$. Другим речима, уколико је једначина кретања инваријантна у односу на локалне фазне трансформације, које се још из историјских разлога називају и градијентним трансформацијама, онда мора постојати асоцирано векторско поље чији су преносиоци честице спина 1^-, односно векторски бозони.

Ако претпоставимо, на пример, репрезентацију нуклеона у простору јаког изоспина $N = \binom{p}{n}$, трансформације ротације у овом простору чине групу унитарних оператора, тачније специјалну унитарну групу SU(2), који се могу записати у облику:

$$\binom{p'}{n'} = e^{i\vec{\alpha}\frac{\vec{\tau}}{2}}\binom{p}{n} \tag{1.3.12}$$

где је $\vec{\alpha} = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ вектор параметара ротације, а $\tau_i\,(i = 1,2,3)$ су Паулијеве матрице. Како Паулијеве матрице не комутирају тј.

$$[\tau_i\,, \tau_j\,] = 2i\varepsilon_{ijk}\tau_k \tag{1.3.13}$$

где је ε симбол Леви-Чивита (Levi-Civita), редослед ротација је од значаја, односно овако дефинисана група трансформација је не-Абелова.

Слично, може се у неком другом простору стања у коме честице носе квантне бројеве $a_i (i = 1,2,3)$ захтевати инваријантност у односу на SU(3) групу ротација облика:

$$\begin{pmatrix} a_1' \\ a_2' \\ a_3' \end{pmatrix} = e^{i\overline{\alpha'}\frac{\vec{\lambda}}{2}}\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix} \tag{1.3.14}$$

где је $\overrightarrow{\alpha'} = (\alpha_1, \dots \alpha_8)$ вектор параметара ротације, а $\lambda_i (i = 1, \dots 8)$ Гел-Манове (Gell-Mann) матрице. Као и у случају ротација у дводимензионалном простору, редослед трансфромација није неразличив.

Како се било који унитарни оператор може представити у облику:

$$U = e^{i \sum_{j=1}^{n} \alpha_j H_j} \tag{1.3.15}$$

где је (у општем случају) H_j хермитски оператор $n \times n$, а у случају специјалних унитарних група захтевамо и:

$$\det U = 1 \Rightarrow Tr\, H_j = 0\ (\forall j) \tag{1.3.16}$$

Свака матрица H_j представља генератор групе $\mathrm{SU(n)}$ и број генератора износи n^2-1. Другим речима, постоји 3 (8) Хермитских оператора трага 0 који представљају генераторе група симетрија SU(2) (SU(3)) Лагранжијана Стандардног модела. Параметри a_i су одговарајући степени слободе, односно квантни бројеви који узимају вредности пројекције слабог изоиспина $T_3 \left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$ и боје (r, g, b), респективно, када говоримо о SU(2) и SU(3) групи симетрија. Као што ћемо у наредном поглављу видети, број хермитских генератора одговара броју преносилаца (градијентних бозона) који ће се појавити уколико захтевамо да трансформације симетрије буду локалне, тј. да α и α' зависе од $\vec{r}$ и t.

У поглављу 1.3.3 показаћемо да се са три конкретне локалне фазне инваријантности, у односу на ротације у унутрашњим просторима хипернаелектрисања, слабог изоспина и боје, а које су математички репрезентоване групама U(1), SU(2) и SU(3), могу асоцирати фундаменталне интеракције елементарних фермиона: електромагнетна, слаба и колор интеракција.

1.3.3 Лагранжијан Стандардног модела

У претходном поглављу је на примеру Шредингерове једначине показано да локална фазна инваријантност захтева увођење векторског поља A^{μ}. У општем случају, за релативистичку честицу спина $\frac{1}{2}$ једначина кретања је Диракова и она представља Ојлер-Лагранжову једначину за Дираков Лагранжијан [39]:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m)\psi \tag{1.3.17}$$

где ψ представља таласну функцију стања Диракове честице масе m, γ^{μ} су Диракове матрице, а ∂_{μ} је четворовектор извода $\partial_{\mu} = \left(\frac{\partial}{\partial t}, \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}\right)$.

Да би се обезбедила локална фазна инваријантност Лагранжијана у односу на трансформације описане у (1.3.12) и (1.3.14) које су не-Абелове, Абелов коваријантни извод[8] дат у (1.3.8) као:

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} - igA_{\mu} \tag{1.3.18}$$

добија облик (1.3.19) како би узео у обзир некомутирајуће трансформације симетрије:

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} - ig_2\frac{\vec{\tau}}{2}\overrightarrow{W_{\mu}} \tag{1.3.19}$$

у случају SU(2) симетрије Лагранжијана Стандардног модела, односно:

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} - ig_3\frac{\vec{\lambda}}{2}\vec{G}_{\mu} \tag{1.3.20}$$

у случају SU(3) ротација у колор простору, где су $\overrightarrow{W_{\mu}}$ и $\vec{G}_{\mu}$ тродимензионални и осмодимензионални вектори поља $\left(W_{\mu}^{0}, W_{\mu}^{1}, W_{\mu}^{2}\right)$ и $\left(G_{\mu}^{1}, G_{\mu}^{2}, \dots G_{\mu}^{8}\right)$, респективно.

Слично, U(1) групи трансформација симетрије у простору хипернаелектрисања Y одговара коваријантни извод:

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} - ig_1\frac{Y}{2}B_{\mu} \tag{1.3.21}$$

[8] Где је, за сада g арбитрарни фактор.

Узимајући у обзир општи облик Дираковог Лагранжијана (члан који одговара кинетичкој енергији) из (1.3.17), и објединивши захтев за истовременом локалном фазном инваријантношћу у односу на трансформације описане групама U(1), SU(2) и SU(3), можемо писати:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} i \gamma^{\mu} D_{\mu} \psi \tag{1.3.22}$$

где је:

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} - i g_1 \frac{Y}{2} B_{\mu} - i g_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \overrightarrow{W_{\mu}} - i g_3 \frac{\vec{\lambda}}{2} \vec{G}_{\mu} \tag{1.3.23}$$

при чему ψ представља одговарајуће репрезентације елементарних фермиона (лептона и кваркова) у унутрашњим просторима хипернаелектрисања, слабог изоспина и боје. Као што је већ речено у поглављу 1.3.1 (Табела 1.3.1) кваркови и лептони леве оријентације (узет је пример прве фамилије) формирају SU(2) дублете: $L = \begin{pmatrix} \nu_{\mathrm{e}} \\ e^{-} \end{pmatrix}_L, Q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$, док су десно оријентисани фермиони SU(2) синглети, а кваркови представљају SU(3) триплете $q = \begin{pmatrix} q_r \\ q_g \\ q_b \end{pmatrix}$, док су лептони колор синглети.

Имајући у виду (1.3.23), U(1) чланове Лагранжијана за лептоне прве фамилије можемо написати у облику:

$$-\mathcal{L}_{ferm}(U(1), leptons) = \bar{L} i \gamma^{\mu} \left(i g_1 \frac{Y_L}{2} B_{\mu} \right) L + \bar{e}_R i \gamma^{\mu} \left(i g_1 \frac{Y_R}{2} B_{\mu} \right) e_R \tag{1.3.24}$$

узевши у обзир да Y узима различите вредности за лево (Y_L) и десно оријентисане фермионе (Y_R).

Узевши у обзир (1.3.1) можемо писати:

$$\bar{L} \gamma^{\mu} L = \bar{\nu}_L \gamma^{\mu} \nu_L + \bar{e}_L \gamma^{\mu} e_L \tag{1.3.25}$$

тако да (1.3.24) постаје:

$$-\mathcal{L}_{ferm}(U(1), leptons) = \frac{g_1}{2} [Y_L (\bar{\nu}_L \gamma^{\mu} \nu_L + \bar{e}_L \gamma^{\mu} e_L) + Y_R \bar{e}_R \gamma^{\mu} e_R] B_{\mu} \tag{1.3.26}$$

На примеру U(1) и SU(2) симетрије, развијајући Лагранжијан Стандардног модела, на крају ће бити дискутован конкретан физички смисао константи g, као и физичких поља $B_\mu, \overrightarrow{W_\mu}$ и $\vec{G}_\mu$.

Слично, SU(2) члан Лагранжијана за лептоне прве фамилије можемо написати у облику:

$$-\mathcal{L}_{ferm}(SU(2), leptons) = \bar{L} i \gamma^\mu \left[i g_2 \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i \right] L =$$
$$-\frac{g_2}{2} (\bar{\nu}_L \quad \bar{e}_L) \gamma^\mu \begin{pmatrix} W_\mu^0 & W_\mu^1 - i W_\mu^2 \\ W_\mu^1 + i W_\mu^2 & -W_\mu^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} =$$
$$-\frac{g_2}{2} (\bar{\nu}_L \quad \bar{e}_L) \gamma^\mu \begin{pmatrix} W_\mu^0 \nu_L - (W_\mu^1 - i W_\mu^2) e_L \\ (W_\mu^1 + i W_\mu^2) \nu_L - W_\mu^0 e_L \end{pmatrix} = -\frac{g_2}{2} \left[\bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L W_\mu^0 - \bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L W_\mu^1 + \right.$$
$$\left. \bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L i W_\mu^2 + \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L W_\mu^1 + \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L i W_\mu^2 - \bar{e}_L \gamma^\mu e_L W_\mu^0 \right]$$
(1.3.27)

Изрази (1.3.26) и (1.3.27) описују све интеракције лептона прве фамилије, осим гравитационе и интеракције са Хигсовим пољем. Фермиони су колор-синглети па не интерагују колор интеракцијом. Имајући у виду да је:

$$\bar{\psi} \gamma^\mu \psi = \bar{\psi}_L \gamma^\mu \psi_L + \bar{\psi}_R \gamma^\mu \psi_R \qquad (1.3.28)$$

Издвојићемо из (1.3.26) и (1.3.27) чланове типа $\bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L$ и $\bar{\nu}_R \gamma^\mu \nu_R$који одговарају интеракцијама неутрина. Добијамо:

$$-\frac{1}{2} \left(g_1 Y_L B_\mu + g_2 W_\mu^0 \right) \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L \qquad (1.3.29)$$

јер постојање десно оријентисаних неутрина није потврђено па $\bar{\nu}_R \gamma^\mu \nu_R$ члан изостаје. Уведимо поље Z_μ поље такво да је:

$$Z_\mu \sim g_1 Y_L B_\mu + g_2 W_\mu^0 \qquad (1.3.30)$$

Како неутрино као електрично неутрална честица нема електромагнетну интеракцију, поље A_μ које одговара електромагнетној интеракцији асоцираној са електричним наелектрисањем Q мора бити ортогонално[9] на Z_μ. Уколико дефинишемо A_μ као:

$$\mathrm{A}_\mu \sim g_2 B_\mu - g_1 Y_L W_\mu^0 \tag{1.3.31}$$

може се доказати ортогоналност A_μ и Z_μ, односно описати чињеница да неутрино нема електромагнетну интеракцију. Даље, потребно је поља A_μ и Z_μ нормализовати на 1, што је, ако су B_μ и W_μ^0 нормализовани, задовољено уколико је:

$$A_\mu = \frac{g_2 B_\mu - g_1 Y_L W_\mu^0}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}} \tag{1.3.32}$$

$$Z_\mu = \frac{g_1 Y_L B_\mu + g_2 W_\mu^0}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}} \tag{1.3.33}$$

Сада, A_μ одговара електромагнетном пољу и интеракција са овим пољем изостаје, а значење новоуведеног поља Z_μ биће разматрано касније.

Слично, можемо груписати чланове који описују интеракције електрона:

$$\bar{e}_L \gamma^\mu e_L \left[-\frac{g_1}{2} Y_L B_\mu + \frac{g_2}{2} W_\mu^0 \right] + \bar{e}_R \gamma^\mu e_R \left[-\frac{g_1}{2} Y_R B_\mu \right] \tag{1.3.34}$$

Решавањем (1.3.32) и (1.3.33) по B_μи W_μ^0добијамо:

$$B_\mu = \frac{g_2 A_\mu + g_1 Y_L Z_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}} \tag{1.3.35}$$

$$W_\mu^0 = \frac{-g_1 Y_L A_\mu + g_2 Z_\mu}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}} \tag{1.3.36}$$

што заменом у (1.3.34) даје:

$$-A_\mu \left\{ \bar{e}_L \gamma^\mu e_L \left[\frac{g_1 g_2 Y_L}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}} \right] + \bar{e}_R \gamma^\mu e_R \left[\frac{g_1 g_2 Y_R}{2\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}} \right] \right\} \tag{1.3.37}$$

[9]Ортогоналност поља A_μ и Z_μ значи да је њихов скаларни производ једнак нули.

$$-Z_\mu \left\{ \bar{e}_L \gamma^\mu e_L \left[\frac{g_1^2 Y_L^2 - g_2^2}{2\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}} \right] + \bar{e}_R \gamma^\mu e_R \left[\frac{g_1^2 Y_L Y_R}{2\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}} \right] \right\}$$

Како члан са A_μ представља електромагнетну интеракцију електрона, одговарајући коефицијенти у (1.3.37) морају да узму вредност електричног наелектрисања електрона (е):

$$-e = \frac{g_1 g_2 Y_L}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}} \tag{1.3.38}$$

$$-e = \frac{g_1 g_2 Y_R}{2\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}} \tag{1.3.39}$$

Решавањем (1.3.38) и (1.3.39) по хипернаелектрисању електрона следи:

$$Y_R = 2Y_L$$

$$Y_L = -e\frac{\sqrt{g_2^2 + g_1^2 Y_L^2}}{g_1 g_2} \tag{1.3.40}$$

где су, као и до сада, g арбитрарне константе. Ако једноставности ради усвојимо да је хипернаелектрисање лево оријентисаног електрона 1 (што је у складу са његовим електричним наелектрисањем и слабим изоспином), из (1.3.40) следи:

$$e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \tag{1.3.41}$$

Уколико дефинишемо:

$$sin\theta = \frac{e}{g_2} \quad \text{и} \quad cos\theta = \frac{e}{g_1} \tag{1.3.42}$$

тада, на основу (1.3.41) можемо писати

$$sin\theta = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \qquad cos\theta = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \tag{1.3.43}$$

Смисао угла θ биће дискутован пошто утврдимо физички смисао поља Z_μ и $W_\mu^{0,1,2}$ и значење константи g. Ипак, из 1.3.43 је очигледно да θ описује мерење интеракција којима су присружени фактори g_1 и g_2).

Груписањем чланова Лагранжијана елементарних фермиона прве фамилије по интеракцијама, добијамо:

$$\mathcal{L} \;=\; \sum_{f=\nu_e,e,u,d} eQ_f\left(\bar{f}\gamma^\mu f\right)A_\mu + \frac{g_2}{cos\theta}\sum_{f=\nu_e,e,u,d}\left[\bar{f}_L\gamma^\mu f_L\left(T_f^3 - Q_f sin^2\theta\right) + \bar{f}_R\gamma^\mu f_R\left(-Q_f sin^2\theta\right)\right]Z_\mu + \frac{g_2}{2}\left[(-\bar{\nu}_L\gamma^\mu\nu_L+\bar{e}_L\gamma^\mu e_L)W_\mu^0 + (\bar{\nu}_L\gamma^\mu e_L-\bar{e}_L\gamma^\mu\nu_L)W_\mu^1 + (-\bar{\nu}_L\gamma^\mu e_L - \bar{e}_L\gamma^\mu\nu_L)iW_\mu^2\right] + \frac{g_3}{2}\sum_{q=u,d,\;\; a=1,..8,\;\; \alpha,\beta=r,g,b}\bar{q}_\alpha\,\gamma^\mu\lambda_{\alpha\beta}^a q_\beta G_\mu^a \tag{1.3.44}$$

где сума по f иде по свим фермионима прве фамилије, док α,β узимају вредности квантног броја боје. У изразу (1.3.44) f означава иницијално стање фермиона или финално стање антифермиона, док $\bar{f}$ означава финално стање фермиона или иницијално стање антифермиона.

Уместо W_μ^1 и W_μ^2 уведимо:

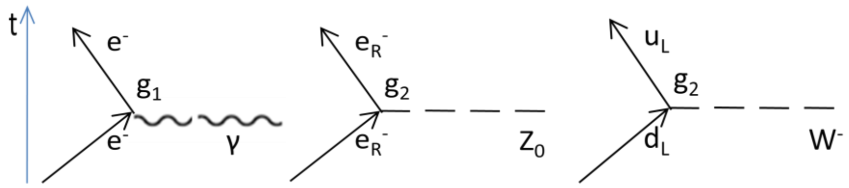
$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2\right) \tag{1.3.45}$$

Сада Лагранжијан Стандардног модела можемо писати као:

$$\mathcal{L} \;=\; \sum_{f=\nu_e,e,u,d} eQ_f\left(\bar{f}\gamma^\mu f\right)A_\mu + \frac{g_2}{cos\theta}\sum_{f=\nu_e,e,u,d}\left[\bar{f}_L\gamma^\mu f_L\left(T_f^3 - Q_f sin^2\theta\right) + \bar{f}_R\gamma^\mu f_R\left(-Q_f sin^2\theta\right)\right]Z_\mu + \frac{g_2}{\sqrt{2}}\left[(\bar{u}_L\gamma^\mu d_L + \bar{\nu}_{eL}\gamma^\mu e_L)W_\mu^+ + \;(\bar{d}_L\gamma^\mu u_L + \bar{e}_L\gamma^\mu\nu_{eL})W_\mu^-\right] + \frac{g_3}{2}\sum_{q=u,d,\;\; a=1,..8,\;\; \alpha,\beta=r,g,b}\bar{q}_\alpha\,\gamma^\mu\lambda_{\alpha\beta}^a q_\beta G_\mu^a \tag{1.3.46}$$

Из (1.3.46) природно се издвајају векторска поља асоцирана са електромагнетном (A_μ), слабом ($Z_\mu, W_\mu^\pm$) и јаком интеракцијом ($G_\mu^a, a = 1,..8$). Овим пољима одговарају векторски бозони фотон, $Z^0, W^\pm$ и осам глуона, респективно. Приметимо да су у формули (1.3.46) сви ови бозони без масе, тј. да масених чланова нема. Пошто су члановима израза (1.3.46) описане интеракције елементарних фермиона (прве фамилије) са одговарајућим пољима, константе g_i $(i = 1,2,3)$ су заправо фактори спрезања које придружујемо вертексима одговарајућих интеракција (Слика 1.3.1). Угао θ у (1.3.43) представља угао "мешања" g_1и g_2, односно електромагнетне и слабе интеракције и назива се Вајнбергов (Weinberg) угао (θ_W). Мерење вредности Вајнберговог угла представља једно од најважнијих прецизних електрослабих мерења помоћу којих је тестиран Стандардни модел у низу експеримената, и вредност θ_W измерена је на промилном нивоу [41]:

$$sin^2\theta_W = 0.22296 \pm 0.00028 \tag{1.3.47}$$



а) б) ц)

Слика 1.3.1 *Пример неких интеракција описаних електрослабим члановима Лагранжијана Стандардног модела (1.3.46).*

Фактори спрезања које придружујемо вертексима одговарајућих интеракција одређују матрични елемент процеса M (M$\sim g$), где је даље вероватноћа процеса (јачина интеракције) пропорционална са $|\mathrm{M}^2|$, односно g^2. На тај начин природно се могу увести константе интеракције $\alpha \sim g^2$. Тачније:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \tag{1.3.48а}$$

$$\alpha_1 = \frac{g_1^2}{4\pi} \tag{1.3.48б}$$

$$\alpha_2 = \frac{g_2^2}{4\pi} \tag{1.3.48ц}$$

$$\alpha_3 = \frac{g_3^2}{4\pi} \tag{1.3.48д}$$

где је α константа електромагнетне интеракције описане првим чланом Лагранжијана (1.3.46), а α_2 и α_3 представљају константе слабе и јаке интеракције, респективно. Прецизно говорећи, константа интеракције није независна од скале енергија на којој посматрамо дату интеракцију (running coupling constatnt) тј. важи [42]) :

$$\alpha(q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1+\frac{\alpha(\mu^2)}{3\pi}ln\frac{q^2}{\mu^2}} \quad (1.3.49)$$

где је q^2 пренети импулс, а μ дефинише скалу енергије. Дакле константе интеракција $\alpha, \alpha_1, \alpha_2$ и α_3 зависе од пренетог импулса, и за вредности q^2 реда $\sim 1\ GeV$ приближно износе:

$$\alpha \cong \frac{1}{137} \quad (1.3.49а)$$

$$\alpha_1 \cong \frac{1}{100} \quad (1.3.49б)$$

$$\alpha_2 \cong \frac{1}{30} \quad (1.3.49ц)$$

$$\alpha_3 \cong 0.3 \quad (1.3.49д)$$

Као што се са слике 1.3.1 може видети, при прелазу из иницијалног у финално стање праћено емисијом (апсорпцијом) Z^0бозона нема промене аромата фермиона (1.3.1 б), док у случају емисије (апсорпције) наелектрисаних $W^\pm$ бозона долази до промене аромата, односно дешава се ротација у простору слабог изоспина T_3. Процеси праћени изменом Z^0 бозона називају се "неутралним струјама" при којима не долази до промене аромата (GIM механизам [43]), док се при емисији (апсорпцији) $W^\pm$ бозона аромат мења и говоримо о "наелектрисаним струјама". Другим речима, Лагранжијан из (1.3.46) може се написати у облику:

$$\mathcal{L}_{int} = \mathcal{L}_{em} + \mathcal{L}_{neutralne\ struje} + \mathcal{L}_{nael.struje} \quad (1.3.50)$$

где је:

$$\mathcal{L}_{nael.struje} = \frac{g_2}{\sqrt{2}}\left[(\bar{u}_L\gamma^\mu d_L + \bar{\nu}_{eL}\gamma^\mu e_L) + W_\mu^+ + (\bar{d}_L\gamma^\mu u_L + \bar{e}_L\gamma^\mu \nu_{eL})W_\mu^-\right]$$

(1.3.51)

Лагранжијан наелектрисаних струја, а

$$\mathcal{L}_{neut\text{р}.struje=}\frac{g_2}{cos\theta}\sum_{f=\nu_e,e,u,d}\left[\bar{f}_L\gamma^\mu f_L\left(T_f^3 - Q_f sin^2\theta\right) + \bar{f}_R\gamma^\mu f_R\left(-Q_f sin^2\theta\right)\right]Z_\mu \quad (1.3.52)$$

Лагранжијан неутралних струја.

Интересантно је напоменути да чланови Лагранжијана (1.3.46) не описују интеракције између различитих фамилија фермиона (нпр. $b \rightarrow c$ или $b \rightarrow u$) које се у природи догађају. Гледајући само електромагнетне интеракције за трећу фамилију кваркова (наелектрисане струје), b кварк би био стабилан. Кабибо-Кобајаши-Маскава (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa - CKM) матрица, која представља матрицу развоја електрослабих стања по масеним својственим стањима, својим недијагоналним елементима допуњава интеракције између кваркова различитих аромата [44].

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.3.53}$$

$$V = \begin{pmatrix} 0.97427 \pm 0.00015 & 0.22534 \pm 0.00065 & 0.00351^{+0.00015}_{-0.00014} \\ 0.22520 \pm 0.00065 & 0.97344 \pm 0.00016 & 0.0412^{+0.0011}_{-0.0005} \\ 0.00867^{+0.00029}_{-0.00031} & 0.0404^{+0.0011}_{-0.0005} & 0.999146^{+0.000021}_{-0.000046} \end{pmatrix} \tag{1.3.54}$$

У дводимензионалном случају матрица V се може параметризовати уз помоћ само једног параметра ротације θ:

$$V = \begin{pmatrix} cos\theta & sin\theta \\ -sin\theta & cos\theta \end{pmatrix} \tag{1.3.55}$$

који износи $\theta \approx 13°$ и назива се Кабибо (Cabibbo) угао.

Увођењем CKM матрице, четворовектор наелектрисаних струја за све три фамилије кваркова износи:

$$J^{\mu}_{nael.struja} = (\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t})\gamma^{\mu} P_L V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.3.56}$$

где P_L пројектује простор струја леве оријентације. Интересантно је приметити да четворовектор неутралних струја $J^{\mu}_{neutr.struja}$:

$$J^{\mu}_{neutr.struja} = \sum_{f=u,c,d,s} \left(\bar{f}_L \gamma^{\mu} \left[T^L_3 - Q_f sin^2\theta \right] f_L + \bar{f}_R \gamma^{\mu} \left[-Q_f sin^2\theta \right] f_R \right) \tag{1.3.57}$$

остаје инваријантан при аналогној ротацији (1.3.53) описаној матрицом V, што је и математичка формулација GIM механизма. Доказ ове тврдње дат је у дводимензионалном случају у Прилогу 1.

Слично, матрица развоја електрослабих масених својствених стања се може увести и за лептоне, назива се Понтекорво-Маки-Накагава-Саката (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) матрица и на природан начин уводи осцилације неутрина.

Стандардни модел (Glashow-Weinberg-Salam модел) је формулисан крајем шездесетих година прошлог века и до данас, није пронађена ни једна честица коју овај модел не предвиђа. Главна потврда Стандардног модела била су открића електрослабих бозона ($W^{\pm}$ и Z^0) у ЦЕРН 1983. године на SPS акцелератору у експериментима UA1 и UA2. За ова откића Карло Рубиа и Симон ван дер Мер (Carlo Rubbia, Simon van der Meer) су добили Нобелову награду за физику 1984.године.

Као што је већ речено, електрослаби бозони, и уопште сви преносиоци векторских поља асоцирани са локалним симетријама Лагранжијана Стандардног модела, су безмасени. Питање увођења масе бозона и елементарних фермиона у Стандардни модел биће дискутивано у следећем поглављу.

1.3.4 Хигсов механизам

У овом поглављу биће описан Хигсов механизам, којим се обезбеђује увођење масених чланова градијентних бозона и елементарних фермиона у Лагранжијану Стандардног модела. Спонтано нарушење симетрије[10] представља ситуацију где је извесна симетрија одржана на нивоу теорије (Лагранжијана), а нарушена на нивоу основног стања (вакуума). Спонтаним нарушењем континуалних симетрија у теорији се јављају Голдстонови (Goldston) бозони (безмасене честице спина 0). У случају локалних фазних трансформација симетрије (градијентних симетрија), спонтано нарушење симетрије доводи до појаве масивних бозона.

[10] Уколико је симетрија нарушена на нивоу Лагранжијана говоримо о експлицитном нарушењу симетрије.

На примеру реалног поља $\phi(x)$, даље ϕ, чији је Лагранжијан самоинтеракције дат са:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - V(\phi) \tag{1.3.58}$$

где је $V(\phi)$ потенцијал поља:

$$V(\phi) = \frac{\mu^2}{2}\phi^2 + \frac{\lambda}{4}\phi^4 \tag{1.3.59}$$

показаћемо да нарушење симетрије $\phi \to -\phi$ (рефлексије) Лагранжијана на нивоу минимума потенцијала (вакуума)[11] резултује тиме да поље ϕ постаје масивно. Нека су μ и λ из (1.3.59) произвољни параметри потенцијала V.

Услов за екстремну вредност потенцијала V:

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = 0 \tag{1.3.60}$$

даје:

$$\phi = \pm\sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} = v \tag{1.3.61}$$

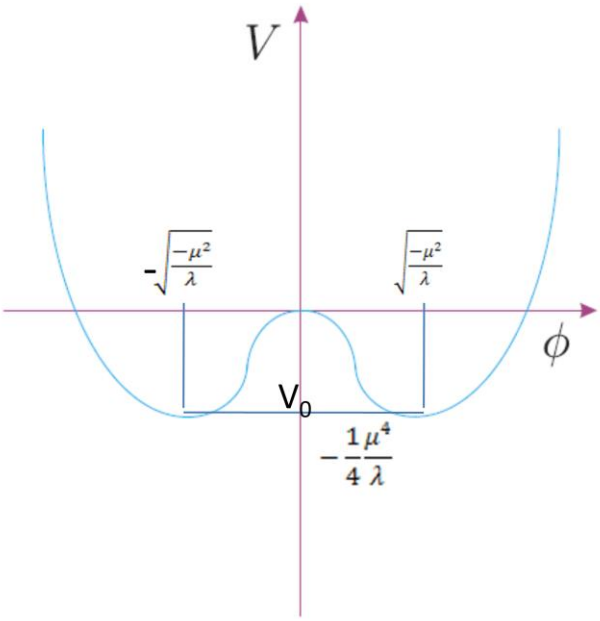
као нетривијално решење, где је $\phi = v$ основно стање или вакуум за које је потенцијал $V(\phi)$ минималан. Пошто је поље реално $\mu^2 < 0$, и, посебно, само ненулто ϕ и μ задовољавају услов за минимум:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} = \mu^2 + 2\lambda\phi > 0 \tag{1.3.62}$$

Биће показано да се μ^2 може схватити као маса (преносиоца) поља која је последица самоинтеракције, а параметар потенцијала поља λ мора бити већи од 0 ($\lambda > 0$) да би (1.3.62) био задовољен.

Зависност потенцијалне енергије $V(\phi) = \frac{1}{2}\left(\mu^2\phi^2 + \frac{1}{2}\lambda\phi^4\right)$ од ϕ дата је на слици 1.3.2.

[11] Претпоставимо да је $\phi(x) = const.$ тј. да је кинетичка енергија минимална.



Слика 1.3.2 *Зависност потенцијалне енергије $V(\phi)$ реалног поља ϕ, за случај када је параметар $\mu^2 < 0$ ([45]).*

С обзиром да се у једначини (1.3.61) појављују два стабилна минимума $\pm\sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$, изабраћемо једну вредност и око те вредности развити поље ϕ. Под претпоставком да је изабрана вредност вакуума $v = +\sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$ [12], поље ϕ може се написати као:

$$\phi = v + \eta(x) \tag{1.3.63}$$

где $\eta(x)$ представља реално поље.

Заменом поља ϕ из једначине (1.3.63) у Лагранжијан дат једначином (1.3.58) добија се:

[12] До потпуно истог Лагранжијана би се дошло и одабиром вредности $v = -\sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$, јер је Лагранжијан инваријантан на рефлексију $\phi \to -\phi$.

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta\right) - \left\{\frac{1}{2}\mu^2[v^2 + 2\eta v + \eta^2] + \frac{1}{4}\lambda[v^4 + 4v^3\eta + 6v^2\eta^2 + 4v\eta^3 + \eta^4]\right\} =$$

$$\frac{1}{2}\left(\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta\right) - \left\{\frac{v^2}{2}\left(\mu^2 + \frac{1}{2}\lambda v^2\right) + \eta v(\mu^2 + \lambda v^2) + \frac{\eta^2}{2}(\mu^2 + 3\lambda v^2) + \lambda v\eta^3 + \frac{1}{4}\lambda\eta^4\right\} \quad (1.3.64)$$

и даље, коришћењем (1.3.61) Лагранжијан постаје:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\left(\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta\right) - \frac{1}{2}\left((-2\mu^2)\eta^2 + 2\lambda v\eta^3 + \frac{1}{2}\lambda\eta^4\right) + \frac{\mu^2 v^2}{4} \quad (1.3.65)$$

Члан $-2\mu^2\eta^2$ можемо схватити као масени члан поља $\eta(x)$:

$$m_\eta^2 = -2\mu^2 = 2\lambda v^2 \quad (1.3.66)$$

чије су самоинтеракције (трилинеарна и квадратна) описане члановима $2\lambda v\eta^3$ и $\frac{1}{2}\lambda\eta^4$. Параметар λ описује интензитет самоспрезања. Константни члан $\frac{\mu^2 v^2}{4}$ може се игнорисати, јер се нулти ниво потенцијала увек може редефинисати.

У претходном примеру је разматрано реално самоинтерагујуће поље $\phi(x)$ и Лагранжијан симетричан у односу на рефлексију $\phi \to -\phi$. Показано је да спонтано нарушење ове симетрије (рефлексије), до кога долази избором очекиване вредности вакуума, доводи до појаве масивног поља $\eta(x)$, развојем поља ϕ око минимума потенцијала. Целокупан овај след може се размотрити и у случају када симетрија није рефлексија већ локалне симетрије Лагранжијана Стандардног модела U(1) и SU(2), а уместо реалног поља $\phi(x)$ увешћемо комплексно скаларно поље које је SU(2) дублет:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.3.67)$$

где је

$$\phi^+ = \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \quad (1.3.68)$$

$$\phi^0 = \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}} \quad (1.3.69)$$

Лагранжијан овог поља можемо писати у сличном облику као (1.3.65):

$$\mathcal{L}_\phi = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - \mu^2\phi^\dagger\phi - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \tag{1.3.70}$$

где су μ и λ параметри потенцијала

$$V(\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \tag{1.3.71}$$

Потенцијал $V(\phi)$ је инваријантан у односу на локалне трансформације описане SU(2) групом:

$$\phi(x) \to \phi'(x) = e^{i\vec{\alpha}(x)\frac{\vec{\tau}}{2}}\phi(x) \tag{1.3.72}$$

Поступајући као и у раније описаном случају, за $\mu^2 < 0$, $V(\phi)$ има минимум за:

$$\phi^\dagger\phi = \frac{-\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2} \tag{1.3.73}$$

Поново је потребно (арбитрарно) изабрати решење по ϕ за које је потенцијал минималан. Нека је то ϕ_0:

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\binom{0}{v} \tag{1.3.74}$$

про чему је

$$\phi_3 = v,\ \phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0 \tag{1.3.75}$$

Развојем комплексног скаларног поља ϕ око изабране очекиване вредности вакуума добија се:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \tag{1.3.76}$$

где је $H(x)$ новоуведено комплексно скаларно поље, аналогно пољу $\eta(x)$ из (1.3.63). $\phi(x)$, односно $H(x)$ представља Хигсово поље по Браут-Англер-Хигсовом (Braut-Englert-Higgs) механизму спонтаног нарушења симетрије (1964) који је 1967. године инкорпориран у Стандардни модел од стране Вајнберга и Салама (Weinberg, Salam), како би се обезбедиле масе градијентних бозона.

Размотрићемо инваријантност вакуума ϕ_0 (1.3.74) у односу на трансформације симетрије (1.3.72). Пошто је ϕ_0 SU(2) дублет, али само једна компонента добија очекивану вредност вакуума, следи да је SU(2) симетрија нарушена самим избором ϕ_0 (1.3.74). Из (1.3.67) се може видети да је ϕ_0 изабрано тако да само једна компонента (ϕ^0) добија очекивану вредност v. Другим речима, изабран је електрично неутралан вакуум како би се обезбедио закон одржања наелектрисања. Знајући да важи релација Накано-Нишиџима (Nakano-Nishijima) [46], која повезује бројеве електричног наелектрисања Q, треће пројекције слабог изоспина T3 и хипернаелектрисање Y:

$$Y = 2(Q - T_3) \tag{1.3.77}$$

видимо да електрично неутралан вакуум има хипернаелектрисање 1 чиме је спонтано нарушена и U(1) симетрија Лагранжијана. Међутим, електрично наелектрисање вакуума је 0, тј.:

$$\hat{Q}\phi_0 = (T_3 + \frac{Y}{2})\phi_0 = 0 \tag{1.3.74}$$

где је $\hat{Q}$ оператор електричног наелектрисања.

Другим речима, може се увести група трансформација $U(1)_Q$, асоцирана са оператором $\hat{Q}$ као генератором групе која оставља вакуум (ϕ_0) инваријантним:

$$\phi_0 \to \phi_0' = e^{i\alpha(x)\hat{Q}}\phi_0 = \phi_0 \tag{1.3.75}$$

Другим речима, преносилац векторског поља (фотон) асоциран са $U(1)_Q$
локалном симетријом, остаје без масе, јер нема нарушења $U(1)_Q$ симетрије на
нивоу вакуума.

Као последица спонтаног нарушења симетрије, појавиће се, међутим, масивни бозони чије ћемо масе препознати у одговарајућим члановима Лагранжијана (1.3.70) у коме ћемо ϕ заменити развојем око очекиване вредности вакуума (1.3.76), а, истовремено, писати коваријантни извод D_μ:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1\frac{Y}{2}B_\mu - ig_2\frac{\vec{\tau}}{2}\overrightarrow{W_\mu} \tag{1.3.76}$$

као што је већ уведено у (1.3.23), само без ротација у колор простору.

Узевши у обзир да смо у (1.3.32) и (1.3.33) увели поља A_μ и Z_μ асоцирана са електромагнетном и слабом интеракцијом (неутралне струје), у Лагранжијану се појављују следећи нови чланови [39]:

$$\left(\frac{1}{2}vg_2\right)^2 W_\mu^+ W^{\mu-} \tag{1.3.77 а}$$

$$\left(\frac{1}{2}v\sqrt{g_1^2+g_2^2}\right)^2 Z_\mu Z^\mu \tag{1.3.77 б}$$

$$-\lambda v^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4 \tag{1.3.77 ц}$$

као и додатни интеракциони чланови између Хигсовог и градијентних поља.

Физички смисао чланова уз $W_\mu^+ W^{\mu-}$ и $Z_\mu Z^\mu$ препознајемо као масу градијентних бозона $W^\pm$ и Z^0:

$$m_{W^\pm} = \frac{1}{2}vg_2 \tag{1.3.78}$$

$$m_{Z^0} = \frac{1}{2}v\sqrt{g_1+g_2} \tag{1.3.79}$$

Како је Вјнбергов угао θ_W дат изразом: $cos\theta = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}$ (1.3.43), следи да је:

$$cos\theta_w = \frac{m_{W^\pm}}{m_Z} \text{ односно } \rho = \frac{m_{W^\pm}}{m_Z cos\theta_w} = 1 \tag{1.3.80}$$

Многи експериментални тестови, посебно они на LEP [47] потврдили су важење релације (1.3.80). Свако евентуално одступање од вредности $\rho = 1$ представљало би значајан индикатор физике изван Стандардног модела.

Интересантно је приметити да нема чланова у Лагранжијану облика $m^2 A_\mu A^\mu$ односно да фотон као векторски бозон поља асоцираног са локалном $U(1)_Q$ симетријом остаје безмасен, јер, као што смо видели, нарушења $U(1)_Q$ симетрије на нивоу вакуума нема.

Маса Хигсовог бозона дата је са:

$$m_H^2 = -\lambda v^2 \tag{1.3.81}$$

док чланови $-\lambda v$ и $-\frac{\lambda}{4}$ одређују јачину трилинеарног и квадратног (само) спрезања Хигсовог поља.

Хигсов бозон откривен је на експериментима ATLAS [2] и CMS**Error! Reference source not found.** 2012. године у ЦЕРН, Женева, Швајцарска. Измерена маса Хигсовог бозона износи, у случају ATLAS експеримента, $m_H = 126 \pm 0.4 \pm 0.4\, GeV$, док је CMS дтектором измерена маса Хигсовог бозона $m_H = 125.3 \pm 0.4 \pm 0.5\, GeV$. Пре овог открића, директна потрага за Хигсовим бозоном на LEP сударачу, поставила је доњу границу за вредност његове масе од 114.4 GeV са нивоом поверења од 95% [48]. Такође, на основу резултатадобијених у експериментима D0 и CDF на Теватрон сударачу, искључено је постојање Хигсовог бозона између 147 GeV и 180 GeV са нивоом поверења од 95% [49]. Као што је већ речено у 1.1.2, тачност мерења масе Хигсовог бозона на на будућем HL-LHC експерименту износиће $\Delta m_H = 50\, MeV$, док је очекивана тачност мерења масе Хигсовог бозона на будућем лептонском сударачу CLIC 32 MeV. Вредност параметра Хигсовог самоспрезања λ не проистиче из саме теорије и може се експериментално мерити са тачношћу од $\approx 10\%$ као што је дискутовано у (1.1.2) на будућим високоенергетским e^+e^- сударачима.

Што се тиче масе фермиона, Лагранжијан интеракција лептона са Хигсовим пољем се може написати у облику:

$$\mathcal{L}_{int} = g_e(\bar{L}\phi e_R^- + \phi^\dagger \overline{e_R^-} L) \tag{1.3.82}$$

где је $L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$, а g_e арбитрарни фактор спрезања.

За разлику од градијентних бозона чија маса проистиче из спонтаног нарушења локалних симетрија Стандардног модела, елементарни фермиони добијају масу услед самог постојања (тј. интеракције са) Хигсовог поља.

Развојем ϕ као у (1.3.76) и заменом у (1.3.82) добијамо:

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{g_e v}{\sqrt{2}}(\overline{e_L^-} e_R^- + \overline{e_R^-} e_L^-) + \frac{g_e}{\sqrt{2}}(\overline{e_L^-} e_R^- + \overline{e_R^-} e_L^-)H \tag{1.3.83}$$

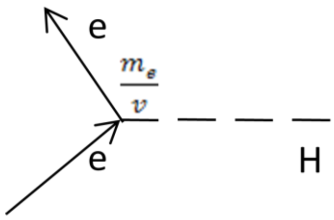
Први члан Лагранжијана из једначине (1.3.83) даје масу електрона:

$$m_e = \frac{g_e v}{\sqrt{2}} \qquad (1.3.84)$$

док други члан Лагранжијана из једначине (1.3.83) описује интеракцију електрона са Хигсовим бозоном, где је фактор спрезања:

$$\frac{g_e}{\sqrt{2}} = \frac{m_e}{v} \qquad (1.3.85)$$

Другим речима, вертексу интеракције eeH може се придружити фактор $\frac{m_e}{v}$ чији квадрат одређује вероватноћу да електрон или позитрон израче Хигсов бозон, односсно да се Хигсов бозон распадне на e^+e^-.



Слика 1.3.3 *Електрон-Хигс вертекс.*

Замењујући масу електрона у Лагранжијан дат једначином (1.3.83) добија се:

$$\mathcal{L}_{int} = m_e \bar{e}e + \frac{m_e}{v}\bar{e}eH \qquad (1.3.86)$$

Из једначине (1.3.86) може се приметити да не постоји масени члан за неутрине, односно $m_\nu = 0$, јер постојање масеног члана захтева постојање ν_R(односно $\bar{\nu}_L$), које није утврђено у природи. Ако би постојали десно оријентисани неутрини, било би их тешко детектовати, јер би њихови квантни бројеви били $T_3 = 0,\ Q = 0$ и не би интераговали са $W^{\pm}, Z^0$ бозонима, као ни са фотоном. Због тога се, хипотетични десно оријентисани неутрини називају "стерилним". По аналогији са (1.3.82), стерилни неутрино би могао бити масиван, и, уопште, својим постојањем обезбедио би да неутрина имају масу Дираковог типа (као у 1.3.83).

Слично, интеракциони Лагранжијан са Хигсовим пољем има следећи облик за кваркове прве фамилије:

$$\mathcal{L} = g_d \overline{Q_L}\phi d_R + g_u \overline{Q_L}\phi u_R \qquad (1.3.87)$$

где су $g_{u,d}$ арбитрарни фактори спрезања.

Развојем ϕ око v, и увођењем масе (m_q) кварка q:

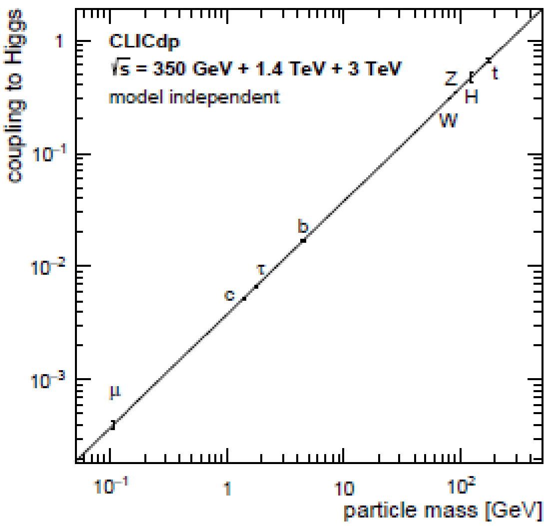
$$m_q = \frac{g_q v}{\sqrt{2}} \tag{1.3.88}$$

Лагранжијан (1.3.86) постаје:

$$\mathcal{L} = m_d \bar{d}d + m_u \bar{u}u + \frac{m_d}{v}\bar{d}dH + \frac{m_u}{v}\bar{u}uH \tag{1.3.89}$$

Последња два члана у (1.3.89) квантификују спрезања између кваркова и Хигсовог бозона, тј. интеракције међу њима. Интересантно је приметити да Хигсова спрезања са лептонима (1.3.84) и кварковима (1.3.88) линеарно зависе од масе ових честица. Ова линеарност један је од важнијих тестова предвиђања Стандардног модела.

На Слици 1.3.4 приказана је зависност Хигсових спрезања од масе честица, узевши у обзир очекивану тачност мерења на CLIC.



Слика 1.3.4 *Зависност Хигсових спрезања од масе честица узевши у обзир тачност мерења добијену модел-независним фитом на CLIC.*

Стандардни модел представља теорију која описује све до сада познате честице и њихове интеракције, осим гравитације, и успешно је потврђен у експериментима на SPS, LEP и Теватрон сударачима честица. Добијене су 4 Нобелове награде: за открића $W^{\pm}$и Z^{0} бозона (као што је речено у 1.3.3 награду су добили Карло Рубиа и Симон ван дер Мер), затим за потвду постојања Хигсовог бозона 2013. године (награђени су Англер и Хигс), док је прва Нобелова награда повезана са Стандардним моделом додељена 1979. године за уједињење електромагнетне и слабе интеракције у теорију коју данас називамо Стандардним моделом (Глашоу, Салам и Вајнберг). Ипак, Стандардни модел није затворена математичка теорија, већ представља отворену теорију са 19 слободних параметара (масе електрона, миона и тау лептона, масе шест кваркова, 3 угла мешања из CKM матрице и комплексна фаза из CKM матрице (повезана са нарушењем CP симетрије у електрослабом сектору), константе спрезања асоциране са U(1), SU (2) и SU(3) симетријама, параметар Хигсовог самоспезања λ, маса Хигсовог бозона и угао θ_{QCD} повезан са нарушењем CP симетрије у јакој интеракцији).

Испитивање Хигсовог сектора ће бити од посебне важности за будуће експерименте у физици високих енергија, јер ће евентуална одступања од вредности предвиђених Стандардним моделом или евентуално откриће нових Хигсових бозона, указати на то да ли је новооткривени бозон фундаментална честица Стандардног модела или има сложенију структуру, односно да ли је реч о једном SU(2) дублету Хигсовог поља, или се пак ради о сложенијој структури (са вишеструким дублетима) Хигсовог сектора. Уопште, одступања у Хигсовом сектору од предвиђања Стандардног модела могу у ширем смислу указати на екстензије Стандардног модела попут Суперсиметрије или других теорија са вишеструким Хигсовим дублетима, композитности, постојања до сада неоткривених (или са детектором неинтерагујућих) честица чије присуство мења укупну и невидљиву ширину Хигсовог бозона и др.

1.4 Симулација физичких процеса и мултиваријантна анализа

У овом поглављу биће детаљно описана симулација догађаја коришћених у анализама распада $H \rightarrow \mu^{+}\mu^{-}$ и $H \rightarrow ZZ^{*}$, као и реконструкција самих догађаја.

Такође, биће дат опис метода Мултиваријантне анализе (MVA), који је коришћен за одвајање сигнала од шума у обе анализе.

1.4.1 Симулација догађаја

Узорци догађаја сигнала и физичког фона генерисани су генератором WHIZARD 1.95 [50], за случај чеоног судара електрона и позитрона, уз зрачење почетног стања. Угао између сударајућих снопова од 20 mrad, предвиђен номиналним дизајном CLIC, узет је у обзир лоренцовом трансформацијом коначног стања честица

Фрагментација Хигсовог бозона, као и радијација финалног стања симулирана је програмом PYTHIA [51]. Распад тау лептона симулиран је TAUOLA [52] програмом, док је спектар луминозности генерисан користећи GUINEAPIG [53] програм, којим су симулирани ефекти интеракције снопова. За масу Хигсовог бозона узета је вредност од 126 GeV и симулирана је програмом PYTHIA са односима гранања узетим из [54].

Нагомилавање догађаја по судару вагона до којег долази услед интеракција фотона зрачења снопа ($\gamma_{BS}\gamma_{BS} \rightarrow hadrons$), укључено је у симулацију пре фазе дигитизације. Процеси са квази-реалним фотонима су описани Вајзекер-Вилијамсовом (Weizsäcker-Williams) апроксимацијом (EPA апроксимација), имплементираном у WHIZARD генератор.

Интеракције са детектором су симулиране користећи CLIC_ILD модел детектора у оквиру пакета MOKKA [55], који се базира на GEANT4 [56] симулацији одговора супстанцијалне средине на присуство честице.

1.4.2 Реконструкција догађаја

Након симулације, добијени узорци догађаја сигнала и шума пролазе кроз алгоритам за реконструкцију трагова честица, који је имплементиран у PFA алгоритам [11]. Алгоритам k_t [57] који је саставни део FastJet [58] пакета, коришћен је у ексклузивном моду како би у сваком догађају груписао честице у млазеве. За идентификацију b и c кваркова коришћен је LCFIPlus [59] пакет. IsolatedLeptonFinder [60] и TauFinder [61] су процесори програма MARLIN, коришћени за идентификацију електрона, миона и тау честица, респективно. Детаљан опис критеријума примењених у идентификацији ових честица биће дат у 3.2.

1.4.3 Мултиваријантна анализа у мерењима у Хигсовом сектору

TMVA је програмски пакет за анализу експерименталних података применом метода мултиваријантне статистике. Пакет садржи више метода које се могу примењивати независно једна од друге. TMVA пакет је базиран на ROOT [62] програмском пакету за анализу и графичку обраду резултата мерења. Оба програмска пакета су написана у програмском језику C++.

Методе мултиваријантне анализе података се базирају на тзв. "машинском учењу" тј. стварању алгоритама дискриминације на основу којих метода "учи" да разликује сигнал од шума. Улазне променљиве метода су опсервабле које показују значајну разлику у дистрибуцијама за сигнал и шум засебно. Неопходна претпоставка је постојање засебних Монте Карло узорака сигнала и шума. У овој тези коришћена је метода "Стабло одлуке" (Boosted Decission Tree - BDT), која чини један од неколико метода пакета TMVA.

Анализа података се одвија у два корака: фаза тренинга и тестирања и фаза примене. Прва фаза обухвата тренирање метода на Монте Карло узорцима сигнала и шума. Под тренирањем метода подразумевамо процес налажења алгоритама за раздвајање сигнала од шума, у функцији осетљивих опсервабли. Један од посебних проблема мултиваријантне анализе представља међусобна зависност осетљивих опсервабли. Овај проблем се у оквиру мултиваријантне статистике решава методама за декорелацију варијабли. Такође посебан проблем, који се јавља код тренирања метода, јесте тзв. претренирање метода. То је случај када мрежа даје добру сепарацију сигнала од шума за Монте Карло узорак на коме је тренирана, али има малу предиктивну моћ при примени на други узорак. Овај проблем се обично решава повећањем узорка на коме се методи тренирају.

Формирање алгоритама за дискриминацију сигнала од шума одвија се у вишестепеном процесу у коме се на одговарајући начин комбинују две или више улазне променљиве у тзв. чворовима одлуке. Чворови одлуке садрже информације о разлици сигнала од фона, екстраховане из сваке од осетљивих опсервабли, које се на комплексан начин комбинују. Каскадним спрезањем и смањењем броја чворова у сваком следећем нивоу постиже се формирање крајње тј. излазне променљиве за сваку од метода. Излазна променљива садржи информацију о вероватноћи присуства сигнала односно фона у датом узорку. Како се раздвајање сигнала од шума врши на основу вероватноће да је догађај типа "сигнала" или "шума" процес раздвајања је статистичке природе, и карактеришу га две, већ поменуте, величине: ефикасност издвајања сигнала и чистоћа издвојеног узорка које зависе од изабране критичне (cut-off) вредности излазне променљиве метода.

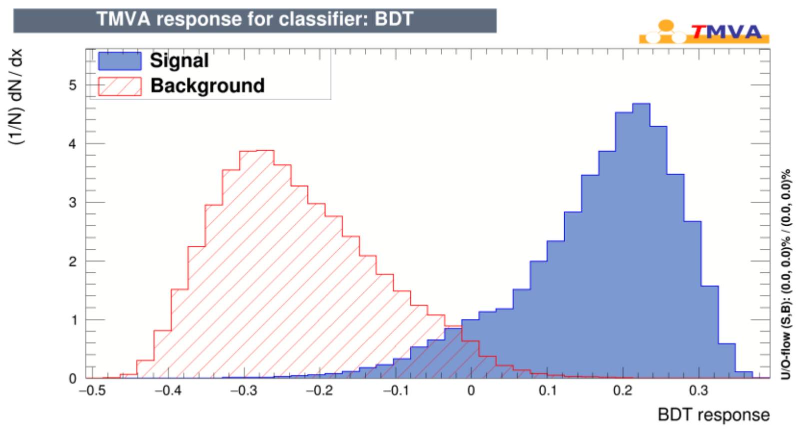
Друга фаза је фаза примене научених алгоритама за раздвајање сигнала од шума, за сваку од примењених мултиваријантних метода (у овом случају само BDT), на узорку експериментално добијених података. Резултат ове фазе представља једна излазна променљива, која одражава присуство сигнала и шума у датом узорку.

Као што је већ напоменуто у поглављу 1.1.2, могућност испитивања Хигсовог сектора на CLIC заснива се на великом броју мерења које карактерише присуство шумова било физичке или машинске природе (сличних или различитих топологија у односу на сигнал), а, у неким случајевима и екстремно велики ефикасни пресеци (нпр. у мерењу $\sigma(e^+e^- \to H\nu\bar{\nu}) \times BR(H \to WW^*, WW^* \to q_1q_2l\bar{\nu}_l)$, где сигнал $H \to WW^*, WW^* \to q_1q_2l\bar{\nu}_l$ има ефикасни пресек 18.9 fb, а процес $\gamma e^\pm \to q\bar{q}e^\pm$ који представља шум има 4500 пута већи ефикасни пресек од сигнала). Иако на e^+e^- сударачима није значајно присуство QCD шума (као на LHC), ипак је потребно, а зарад достизања ултимативне тачности мерења, симултано редуковати велики број шумова различите кинематике и то се постиже применом техника мултиваријантне анализе.

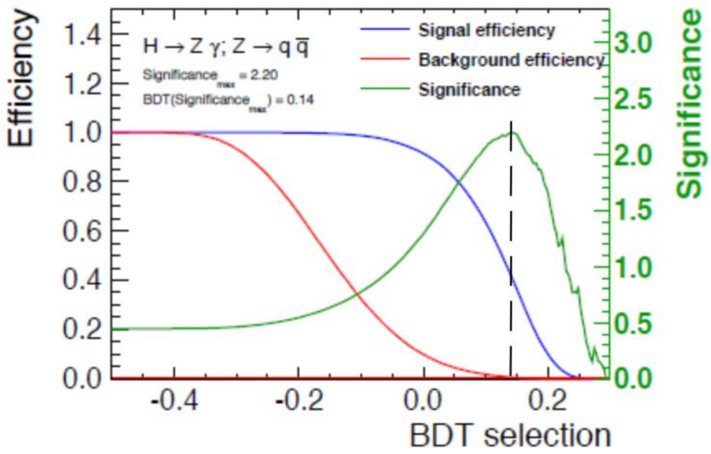
На слици 1.4.1 [63] дат је пример дистрибуције излазне промениљиве BDT методе за сигнал и шум, у мерењу $\sigma(e^+e^- \to H\nu\bar{\nu}) \times BR(H \to WW^*, WW^* \to q_1 q_2 l\bar{\nu}_l)$ на 1.4 TeV CLIC. Шум представља збирни фон који потиче од већег броја процеса који су детаљно описани у [63]. Раздвајање сигнала од шума се постиже одређивањем граничне вредности излазне варијабле, која се оптимизује тако да одговара максималној значајности $s = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$.

Успешност раздвајања се карактерише чистоћом финалног узорка, која представља однос догађаја сигнала и укупног броја догађаја у коначном узорку, и ефикасношћу издвајања сигнала тј. односом броја догађаја сигнала након и пре селекције. На слици 1.4.2 дат је пример дистрибуције ефикасности сигнала и шума, као и значајности у функцији BDT излазне вредности променљиве у мерењу $\sigma(e^+e^- \to H\nu\bar{\nu}) \times BR(H \to Z\gamma, Z \to q\bar{q})$ на 1.4 TeV CLIC [64]. Може се видети да је критична вредност излазне променљиве $BDT_{out} = 0.14$ изабрана да одговара максималној значајности s, а практично сав шум је одсечен при ефикасности издвајања сигнала од $\sim 50\%$.

Детаљан опис примене мултиваријантне анализе, у конкретном случају анализа које су предмет ове тезе, биће дат у поглављима 2.5 и 3.5.



Слика 1.4.1 *Излазне дистрибуције BDT метода, за сигнал (плава боја) и шум (црвена боја) на примеру мерења* $\sigma(e^+e^- \to H\nu\bar{\nu}) \times BR(H \to WW^*, WW^* \to q_1 q_2 l\bar{\nu}_l)$ *на 1.4 TeV CLIC [63].*



Слика 1.4.2 *Ефикасност сигнала и шума, као и значајност у функцији вредности излазне промењиве BDT, у мерењу* $\sigma(e^+e^- \to H\nu\bar{\nu}) \times BR(H \to Z\gamma, Z \to q\bar{q})$ *на*

1.4 TeV CLIC [64].

II Метод мерења BR($H \to \mu^+\mu^-$) на 1.4 TeV CLIC

Као што је већ речено у поглављу 1.1.2, мерења односа гранања Хигсовог бозона као и Хигсових спрезања представљају тест Стандардног модела, односно пробу евентуалне физике изван SM. Мерења ретког распада Хигсовог бозона, као што је $\boldsymbol{H \to \mu^+\mu^-}$ представља посебан изазов због малог односа гранања ($\boldsymbol{BR(H \to \mu^+\mu^-) \sim 2 \times 10^{-4}}$) [71] предвиђеном Стандардним моделом. Ово се преводи у мање од 20 догађаја годишње, на 1.4 TeV CLIC, при номиналној луминозности[13]. Резултати показују да LHC са до сада оствареном статистиком од ~60 fb^{-1} [72] нема могућност мерења спрезања Хигсовог бозона са мионима ($\boldsymbol{g_{H\mu\mu}}$) [73] и тек са укупним статистичким потенцијалом од 300 fb^{-1} биће могуће мерење са статистичком грешком од 40% [74]. Поређења ради, ултимативна тачност мерења спрезања $\boldsymbol{g_{H\mu\mu}}$ на CLIC је 7.8%. Овај резултат биће детаљније дискутован у поглављима 4.1.1 и 4.1.2.

У овом поглављу биће представљен метод мерења $\boldsymbol{\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \times BR(H \to \mu^+\mu^-)}$ на енергији 1.4 TeV у систему центра масе на CLIC, укључујући симулацију процеса и детектора, детаље селекције, математичку опис података који се односе на сигнал и шум, екстракцију резултата и статистичке грешке и, коначно, дискусију систематске неодређености.

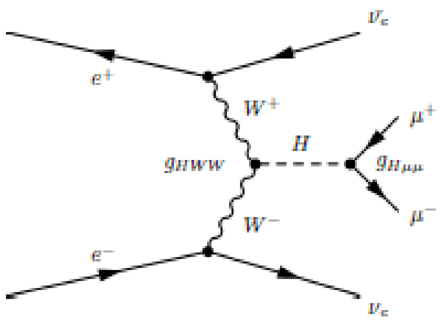
2.1 Сигнал и шум

На енергији 1.4 TeV у систему центра масе на CLIC, доминантан процес продукције Хигсовог бозона представља WW-фузија (Слика 1.1.6). Фејнманов дијаграм за WW-фузију дат је на слици 2.1.1. Видимо да ће број догађаја типа (сигнала): $e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to \mu^+\mu^-$ зависи од фактора спрезања g_{HWW} и $g_{H\mu\mu}$ придруженим одговарајућим вертексима. Другим речима, мерењем броја догађаја сигнала може се екстраховати опсервабла $\frac{g_{HWW} \cdot g_{H\mu\mu}}{\Gamma_H}$

[13] Узевши у обзир ефикасност прикупљања података од ~50% [28].

$$\delta_{exp} = \delta\left(\frac{g_{HWW} \cdot g_{H\mu\mu}}{\Gamma_H}\right) \tag{2.1.1}$$

са истом релативном статистичком неодређеношћу δ_{exp}. У поглављу 1.1.2 је већ дискутовано како се може одредити Хигсово спрезање g_{HWW} и Хигсова ширина Γ_H, тако да се у принципу, из овог појединачног (ексклузивног) мерења може екстраховати релативна неодређеност $\delta g_{H\mu\mu}$. Ипак, као што ће бити дискутовано у поглављима 4.1.1 и 4.1.2 сви добијени резултати из свих фаза рада CLIC симултано се оптимизују у модел-независном (или модел-зависаном) фиту, резултујући у ултимативној[14] тачности мерења (свих) спрезања.Ефикасни пресек за продукцију Хигсовог бозона WW-фузијом $\sigma(e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e) = \sigma_{H\nu\bar{\nu}} = 244.1$ fb[15], док ефикасни пресек за распад тако продукованог Хигсовог бозона на два миона износи $\sigma_{signal} = 52.24$ ab.



Слика 2.1.1 *Фејнманов дијаграм за процес $H \to \mu^+\mu^-$у продукцији Хигсовог бозона WW-фузијом.*

На Слици 2.1.2 (а, б, ц) дате су дистрибуције видљиве енергије, импулса миона и поларног угла миона. Као што се може видети, мионски пар максимално односи до 50% расположиве енергије у систему центра масе, при чему око 60% миона заправо носи мање од 20% расположиве енергије, а по расподели поларних углова може се видети да не постоје преференцијални правци у односу на осу снопа (z-осу). Наравно, већ са Слике 2.1.1 је очигледно да инваријантна маса двомионског пара одговара маси Хигсовог бозона. У Табели 2.1.1 дати су ефикасни пресеци за сигнал и разматране шумове пре извршене било какве селекције. Видимо да

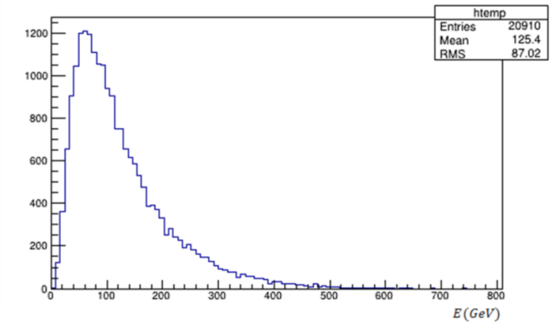
[14] Израз "ултимативно" користи се у смислу највеће тачности која се може достићи при датим условима.
[15] Ово је резултат симулације, а релативна грешка генератора је промилна, па је овде изостављена.

постоје шумови попут $e^{\pm}\gamma \rightarrow e^{\pm}\mu^{+}\mu^{-}$ чији је ефикасни пресек и милион пута већи у односу на сигнал. У Табели 2.1.1 треба имати у виду да γ представља било квази-реални (γ_{EPA}), било реални фотон који потиче од зрачења снопа.

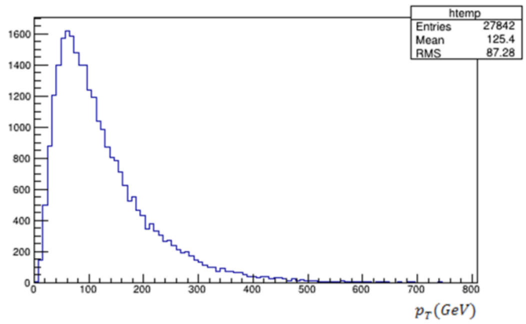
Табела 2.1.1 *Листа разматраних процеса са одговарајућим ефикасним пресецима. Ефикасни пресеци означени * су генерисани под следећим условима*[16]*:* $100\ GeV \leq m_{\mu\mu} \leq 150\ GeV$ *и* $8° \leq \theta_{\mu} \leq 172°$*, где је* $m_{\mu\mu}$ *инваријантна маса дво-мионског пара, а* θ_{μ}*поларни угао реконструисаних миона. Ефикасни пресеци за процесе* $e^{\pm}\gamma \rightarrow e^{\pm}\mu^{+}\mu^{-}$ *и* $e^{\pm}\gamma \rightarrow e^{\pm}\nu_{\mu}\bar{\nu}_{\mu}\mu^{+}\mu^{-}$ *представљају суму ефикасних пресека у којима је иницијална честица електрон или позитрон.*

Процес	$\sigma(fb)$[17]
$H \rightarrow \mu^{+}\mu^{-}$	0.05224
$e^{+}e^{-} \rightarrow e^{+}e^{-}\mu^{+}\mu^{-}$	24.5
$e^{+}e^{-} \rightarrow \nu\bar{\nu}\mu^{+}\mu^{-}$	129*
$e^{\pm}\gamma \rightarrow e^{\pm}\nu_{\mu}\bar{\nu}_{\mu}\mu^{+}\mu^{-}$	1098*
$e^{\pm}\gamma \rightarrow e^{\pm}\nu_{\mu}\bar{\nu}_{\mu}\mu^{+}\mu^{-}$	30
$\gamma\gamma \rightarrow \nu_{\mu}\bar{\nu}_{\mu}\mu^{+}\mu^{-}$	162
$e^{+}e^{-} \rightarrow e^{+}e^{-}\nu_{\mu}\bar{\nu}_{\mu}\mu^{+}\mu^{-}$	1.6
$e^{+}e^{-} \rightarrow \mu^{+}\mu^{-}$	15
$e^{+}e^{-} \rightarrow \tau^{+}\tau^{-}$	358
$e^{+}e^{-} \rightarrow \tau^{+}\tau^{-}\nu\bar{\nu}$	84.5

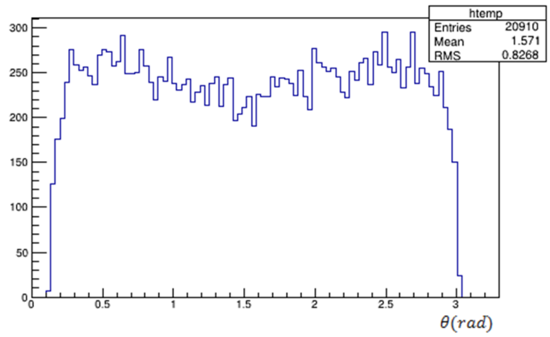
[16] Ови критеријуми су примењени да би се избегла дивергенција ефикасних пресека под малим угловима, када генератор не даје адекватан опис процеса (прорачун матричних елемената матрице прелаза).
[17] Иако су, у принципу, ефикасни пресеци за различите процесе шума познати на промилном нивоу, узевши у обзир разлику у ефикасним пресецима и до 10^{3} између шумова, по конвенцији су све вредности ефикасних пресека за шумове заокружене на 0.1 fb.



а)



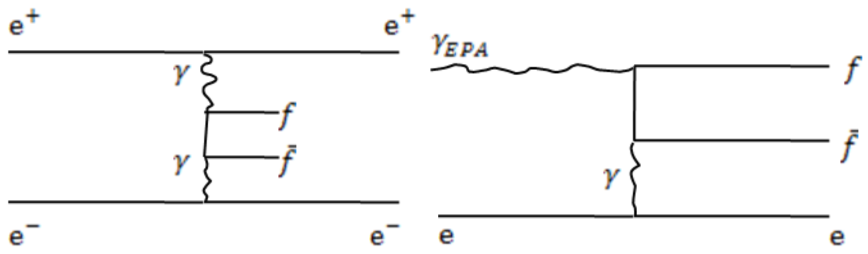
б)



ц)

Слика 2.1.2 *Дистрибуције видљиве енергије миона (а), импулса миона (б) и поларног угла миона (ц).*

Главни извори шума потичу од више врста процеса, а пре свега од $e^+e^- \to \mu^+\mu^-\nu\bar{\nu}$ који има потпуно исту сигнатуру као сигнал, и као такав представља иредуцибилни шум. Четворофермионски процес $e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$ карактеришу електрони (спектатори) који се емитују у близини осе снопа и на тај начин дају лажну сигнатуру енергије која недостаје. Због тога је од изузетне важности за ову анализу метод идентификације електрона у далекој предњој области о коме ће више бити речи у поглављу 2.2. Још један извор шума у овој анализи представљају процеси који потичу од квази-реалних фотона, као што су $e^{\pm}\gamma \to e^{\pm}\mu^+\mu^-$, $e^{\pm}\gamma \to e^{\pm}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu\mu^+\mu^-$ и $\gamma\gamma \to \nu_\mu\bar{\nu}_\mu\mu^+\mu^-$ и они су описани у EPA апроксимацији. EPA апроксимација (позната и као Вајцекер-Вилијамс апроксимација) користи се да опише интеракцију у којој је размењен (виртуелни) фотон мале виртуелности[18] (овде $Q^2 < 4\ GeV^2$), такав фотон је квази реалан (γ_{EPA}) и интеракције типа Ландау-Лифшиц или Бете-Хајдлерг могу се свести на интеракције Бете-Хајдлерг и Брајт-Вилеровог типа, респективно. На слици 2.1.3 дат је пример како интеракција типа Ландау-Лифиц постаје типа Бете-Хајдлер у EPA апроксимацији. Ови процеси се могу ефикасно редуковати применом мултиваријантне анализе, о којој ће бити речи у поглављу 3.5.

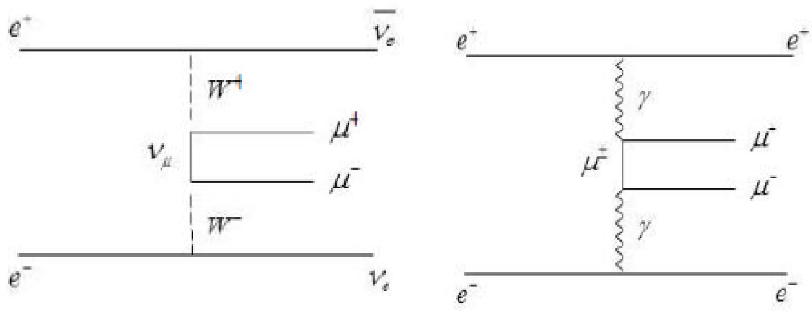


а) *б)*

Слика 2.1.3 *Пример интеракције типа Ландау-Лифшиц (а) у интеракцију типа Бете-Хајтлер (б), у EPA апроксимацији.*

Поред поменутих шумова, разматрани су још и процеси $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, као и процеси који укључују тау лептоне у финалном стању као што су $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$, $e^+e^- \to e^+e^-\tau^+\tau^-, e^+e^- \to \nu_\tau\bar{\nu}_\tau\tau^+\tau^-$. Ови процеси постају релеватни само у случају када се оба тау лептона распадну на мионе, што се дешава у 3% случаја [65]. Међутим, инварijнтна маса таквог дво-мионског пара се не поклапа са инваријантном масом Хигсовог бозона, те се стога ови процеси могу лако одбацити. У поглављу 2.4 ће детаљно бити дискутоване методе селекције којима се оптимизује присуство шума у односу на сигнал. На слици 2.1.4 приказани су Фејнманови дијаграми неких од процеса који представљају шум у овој анализи.

[18] Виртуелност је одступање квадрата четворовектора од квадрата масе честице. За реалну честицу то је очигледно 0, док за виртуелну није јер због релације неодређености закони одржања енергије не важе за унутрашње линије (виртуелне честице) Фејнманових дијаграма.

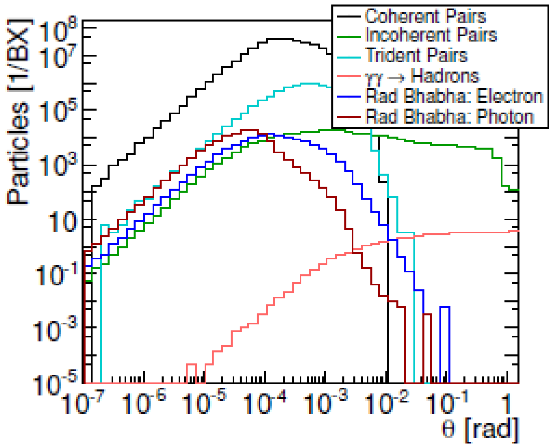


Слика 2.1.4 *Фејнманови дијаграми за процесе $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\nu\bar{\nu}$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$, који су извори шума који дају исту експерименталну сигнатуру као и сигнал.*

2.2 Идентификација електрона у далекој предњој области

У области поларних углова испод 8°престаје идентификација честица детекторима за реконструкцију трагова. Шумови који укључују електроне спектаторе (Табела 2.2.1) могу имитирати сигнатуру сигналадајући лажну енергију која недостаје услед чињенице да се ови електрони емитују управо под поларним угловима испод 8°. Из тог разлога, као што је већ споменуто у 1.2.3, калориметри предње области, BeamCal и LumiCal имају значајну улогу у идентификацији високо-енергетских електрона.

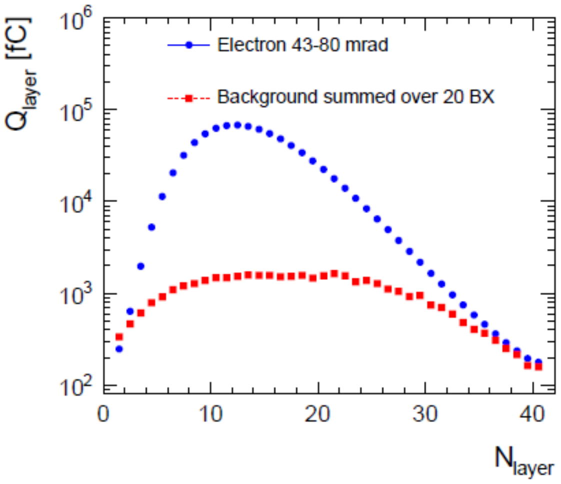
Детекција високо-енергетских електрона у далекој предњој области CLIC_ILD детектора, подразумева реконструкцију електромагнетних пљускова који потичу од таквих електрона, у присуству шумова изазваним ефектом интеракције снопова, који се састоје од великог броја ниско-енергетских честица, углавном некохерентних парова и хадрона насталих у интеракцијама фотона зрачења снопа. Депозиције наелектрисаних парова по судару вагона износе и до 10^5 парова (Слика 2.2.1).



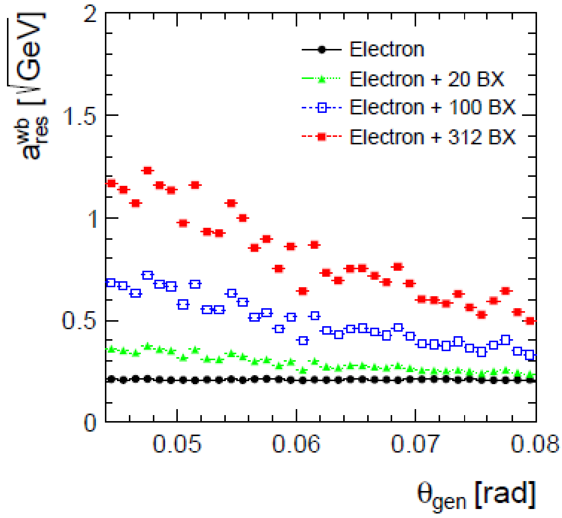
Слика 2.2.1 *Дистрибуција шумова по поларном углу [24] индукованих интеракцијама снопова.*

Све поменуто доводи до промене лонгитудиналног профила електромагнетне каскаде која потиче од високо-енергетских електрона (Слика 2.2.2 [66]).Такође док је депозиција енергије електрона у функцији поларног угла практично каскадна у луминометру, шум флуктуира и облик дистрибуције депоноване енергије зависи од интервала очитавања (20, 100 или 312 судара вагона - BX), Слика 2.2.3 [66]. На слици 2.2.3 флуктуације у депонованој енергији изражене су у функцији стохастичког параметра α, јер је:

$$\Delta E = \alpha\sqrt{E} \tag{2.2.1}$$



Слика 2.2.2 *Лонгитудинални профили енергетске депозиције електромагнетних пљускова у LumiCal изазвани високо-енергетским електронима и шумом интегрисаним за 20 судара вагона [66], (односно 10 ns) након којих се врши очитавање.*



Слика 2.2.3 *Ефекат депозиције шума на енергетску резолуцију електрона у LumiCal.Зависност стохастичког члана у фидуцијалној запремини детектора дата је у функцији броја судара вагона након којих се врши очитавање.*

Укупна еквивалентна енергетска депозиција (E_{dep}) може се на апроксимативан начин параметризовати као:

$$E_{dep} = E_e + \langle E_{bkg} \rangle + \Delta E_{res} + \Delta E_{bkg} \tag{2.2.2}$$

тако да узме у обзир средњу вредност енергије шума $\langle E_{bkg} \rangle$ у слоју са максималном депозицијом и неодређеност енергије ΔE које потичу од резолуције детектора, као и од статистичких флуктуација депоноване енергије шума. У том смислу ΔE_{bkg} је добијено екстраховањем вредности из Гаусове дистрибуције чија је ширина $\sigma_{bkg}(\theta)$ како би се узеле у обзир флуктуације шума у функцији поларног угла, а неодређеност енергије електрона ΔE_{res} екстрахована је из Гаусове дистрибуције ширине σ_{res} одређене стохастичким чланом α_{res}:

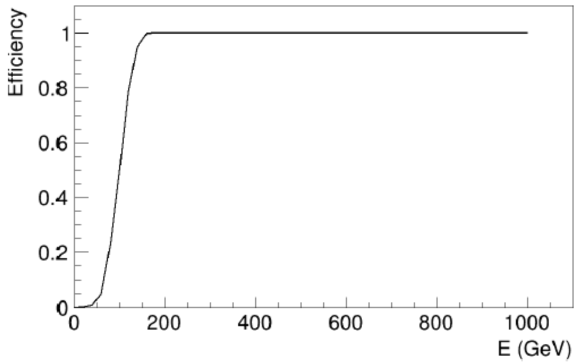
$$\sigma_{res} = \alpha_{res}\sqrt{E_e} \tag{2.2.3}$$

Уколико је задовољен услов да је

$$E_{dep} > \langle E_{bkg} \rangle + 4\sigma \tag{2.2.4}$$

где4σпредставља 4 стандардне девијације од средње вредности шума $\langle E_{bkg} \rangle$, сматрамо да таква каскада потиче од високо-енергетског електрона и да је идентификација (tag)позитивна. Ефикасност идентификације високо-енергетских електрона (изнад 200 GeV) у LumiCal је практично стопроцентна ($>$ 98% [38]). Ово је илустровано на Слици 2.2.4 [67], где је на свакој енергији симулирано 1000 електрона.

Такође, Bhabha догађаји, где се један или оба електрона детектују у калориметрима далеке предње области, могу се десити истовремено са сигналом или шумом, чак и поред очитавања од 10 ns. Bhabha електрони су високо-енегетски електрони који типично носе преко 80% расположиве енергије у систему центра масе и, такође, представљају непожељан шум у идентификацији електрона спектатора из процеса $e^{\pm}\gamma \rightarrow e^{\pm}\mu^{+}\mu^{-}$ или мултиперифералних двофотонских процеса $e^{+}e^{-} \rightarrow e^{+}e^{-}\mu^{+}\mu^{-}$. Учестаност Bhabha догађаја износи 0.071 по возу (312 BX) на 3 TeV CLIC без примене интервала очитавања од 10 ns, и 0.5% са применом интервала очитавања, а без укључених ефеката интеракције снопова.



Слика 2.2.4 *Ефикасност идентификације високо-енергетских електрона (изнад 200 GeV) у LumiCal, у функцији енергије електрона.*

Дисторзија углова Bhabha електрона услед ефекта интеракције снопова увећава коинциденцију да Bhabha електрон буде погрешно идентификован као електрон спектатор шума, и она на енергији 1.4 TeV у систему центра масе, у угловном опсегу ($15\ mrad < \theta < 140\ mrad$)и у временском интервалу од 10 ns, износи $\sim 30\%$ [68]. Применом критеријума да се високо-енергетски електрон (E$>$ 200GeV) идентификује изнад поларног угла $\theta > 30\ mrad$, одсеца се највећи део Bhabha спектра и коинциденција са Bhabha електронима смањује на $\sim 7\%$, у интервалу од 10 ns (20 BX), на енергији 1.4 TeV у систему центра масе.

У табели 2.2.1 приказан је проценат одбацивања броја догађаја сигнала и шумова који садже електроне спектаторе [69]. Из табеле се јасно може видети да се идентификацијом високо-енергетских електрона у далекој предњој области одбацује готово половина шумова са електронима спектаторима, док се, са друге стране, губи 7% сигнала због коинциденције са Bhabha догађајима.

Табела 2.2.1 *Проценат одбацивања догађаја сигнала и шума методом идентификације електрона у далекој предњој области.*

Процес	Проценат одбацивања догађаја
$H \rightarrow \mu^{+}\mu^{-}$ (Сигнал)	7%
$e^{+}e^{-} \rightarrow e^{+}e^{-}\mu^{+}\mu^{-}$	48%
$e^{\pm}\gamma \rightarrow e^{\pm}\mu^{+}\mu^{-}$	42%

Комплементарно комплексном методу идентификације електрона детекторима предње области заснован на дистрибуцијама вероватноће у функцији депоноване енергије, поларног и азимуталног угла [38], брза метода заснована на еквивалентној депозицији енергије развијена је у Институту Винча [70].

2.3 Узорци података

Као што је већ напоменуто у поглављу 2.1, ефикасни пресек за процес $H \rightarrow \mu^{+}\mu^{-}$ који представља сигнал,износи 0.0522 fb, што узевши у обзир интегралну луминозност од 1.5 ab^{-1} даје укупно 78 догађаја сигнала за четири године рада CLIC акцелератора[19]. У овој анализи, генератором WHIZARD 1.95, симулирано је 24000 догађаја сигнала, што је око 300 пута више од очекиваног броја догађаја. Велики број симулираних догађаја је потребан да би се адекватно описала функција густине вероватноће сигнала (2.6), односно да би се омогућило раздвајање сигнала од шума у коначном узорку селектованих догађаја. У табели 2.1.1 дат је ефикасни пресек за сигнал, као и за све шумове који су разматрани у анализи. За сваки од шумова симулиран је број догађаја који одговара интегралној луминозности од 2 ab^{-1}. Као што је већ напоменуто у поглављу 1.1.1 због малих димензија и густо пакованих честица у вагону, долази до ефекта зрачења снопа (Beamstrahlung), односно израчивања фотона од стране електрона и позитрона у електричном пољу супротног снопа. Ови фотони су укључени у анализу симулацијом пре фазе дигитизације.

[19] Подразумевајући средњу ефикасност прикупљања података од 50%.

На енергији 1.4 TeV у систему центра масе на CLIC, Хигсов бозон се осим WW-фузијом, може произвести и ZZ-фузијом као што је представљено на Слици 1.1.6. ZZ-фузија има ефикасни пресек од 24 fb, што представља десетину ефикасног пресека WW-фузије. У овој анализи урађен је тест на примеру 300 догађаја, где се Хигсов бозон произведен ZZ-фузијом расапада на пар миона и показано је да ниједан догађај не пролази селекцију која ће бити описана у поглављима 2.4 и 2.5. Због тога, продукција Хигсовог бозона механизмом ZZ-фузије није узета у обзир при коначној селекцији у овој анализи.

2.4 Преселекција

Као што је речено у претходном поглављу, у великој мери су присутни фотони зрачења снопа који интерагују како међусобно, тако и са иницијалним снопом.

Да би се редуковали шумови који потичу од фотона зрачења, разматране су само реконструисане честице чији је трансверзални импулс већи од 5 GeV ($p_T > 5\ GeV$).

Осим тога, остали захтеви преселкције су:

- реконструкција тачно два миона у сваком догађају, са инваријантном масом дво-мионског пара у опсегу $105\ GeV - 145\ GeV$;

- одбацивање електрона са енергијама изнад 200 GeV и поларним углом изнад 1.7°.

Као што се из Табеле 2.4.1 може видети, преселекција служи, пре свега за редуковање шумова са великим ефикасним пресецима, као што је $e^{\pm}\gamma \rightarrow e^{\pm}\mu^{+}\mu^{-}$, као и за редуковање шумова типа $e^{+}e^{-} \rightarrow e^{+}e^{-}\mu^{+}\mu^{-}$ који садрже електроне спектаторе у почетном стању применом критеријума за идентификацију електрона калориметрима далеке предње области (као што је дискутовано у претходном поглављу).

Tabela 2.4.1 *Ефикасност шумова и број догађаја након фазе преселекције.*

Процес	ε_{PRE}	N_{PRE}
$e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$	29.0%	191
$e^+e^- \to \nu\bar{\nu}\mu^+\mu^-$	1.2%	5783
$e^\pm\gamma \to e^\pm\mu^+\mu^-$	42.4%	658840
$e^\pm\gamma \to e^\pm\nu_\mu\bar{\nu}_\mu\mu^+\mu^-$	9.1%	5295
$\gamma\gamma \to \nu_\mu\bar{\nu}_\mu\mu^+\mu^-$	11.4%	31546
$e^+e^- \to e^+e^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu\mu^+\mu^-$	6.6%	191

2.4 Селекција применом MVA

Након преселекције, други корак у селекцији догађаја јесте употреба мултиваријантне анализе, конкретно BDT метода у циљу оптималног одвајања сигнала од шумова. Што се тиче сигнала, узета је четвртина симулираног узорка од 24000 догађаја за тренинг и тест фазу (описане у поглављу 1.4.3), док је од сваког шума узет узорак који одговара интегралној луминозности од 0.5 ab^{-1}. Улазне променљиве, које су коришћене у овој анализи су:

- видљива енергија у догађају, која искључује енергију дво-мионског система, E_{vis};

- трансверзални импулс дво-мионског система[20], $\overrightarrow{p_T}(\mu\mu)$;

- сума интензитета трансверзалних импулса селектованих миона, $p_T(\mu_1) + p_T(\mu_2)$;

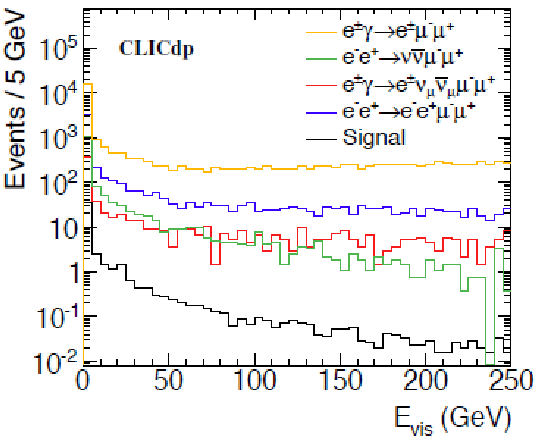
- узгон(boost) дво-мионског система, $\beta_{\mu\mu} = \frac{|\vec{p}_{\mu\mu}|}{E_{\mu\mu}}$, где је $\vec{p}_{\mu\mu}$ вектор импулса дво-мионског система у лабораторијском референтном систему, а $E_{\mu\mu}$ енергија дво-мионског система;

[20] Трансверзални импулс је компонента вектора импулса у равни нормалној на правац снопа (z-оса).

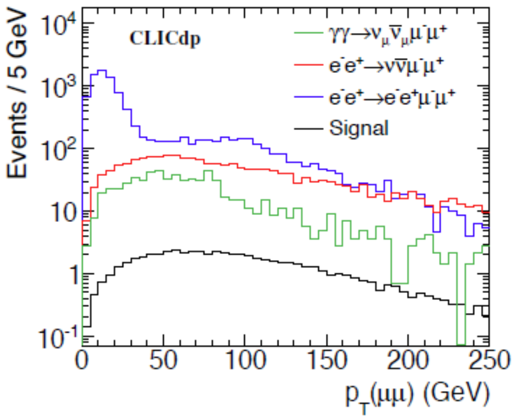
- поларни угао дво мионског система, $\theta_{\mu\mu}$ је угао који $\vec{p}_{\mu\mu}$ заклапа са осом снопа (z-осом);

- $cos\theta^* = \frac{\vec{p}'(\mu_1)\vec{p}(\mu\mu)}{|\vec{p}'(\mu_1)||\vec{p}(\mu\mu)|}$, (ткз. "helicity angle"), где је $\vec{p}'(\mu_1)$ импулс једног од миона у систему центра масе дво-мионског пара.

Дистрибуције датих промењљивих за сигнал и све шумове, дате су у Прилогу 2, нормализоване на интегралну луминозност од 1.5 ab^{-1}. Процес $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\mu^+\mu^-$ има исто финално стање као сигнал, и као што је већ напоменуто у 2.1, овај процес ће представљати иредуцибилни шум и након примене MVA. Процес $\gamma\gamma \rightarrow \nu_\mu\bar{\nu}_\mu\mu^+\mu^-$ такође има исту експерименталну сигнатуру као сигнал, али различиту расположиву енергију у систему центра масе у почетном стању, што доводи до разлике у узгону дво-мионског система, омогућавајући на тај начин раздвајање од сигнала. Сви процеси који садрже један или два електрона спектатора ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-, e^\pm\gamma \rightarrow e^\pm\mu^+\mu^-$), имају различиту дистрибуцију видљиве енергије од сигнала, као што се може видети на слици 2.4.1. Процес $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ има и различиту дистрибуцију трансверзалног импулса дво-мионског пара, јер максимум дистрибуције за овај процес који је на нижој енергији од максимума дистрибуције трансверзалног импулса дво-мионског пара сигнала, одговара догађајима у којима је дво-мионски систем узмакао у односу на електроне спектаторе (слика 2.4.2). Све дистрибуције са Слика 2.4.1 и 2.4.2 су нормализоване у односу на интегралну луминозност од 1.5 ab^{-1}.



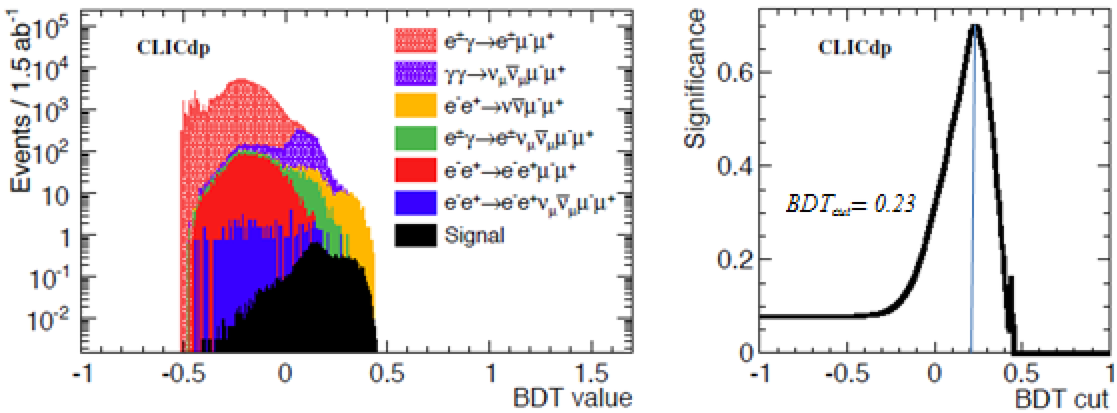
Слика 2.4.1 *Дистрибуција видљиве енергије за сигнал и* $e^{\pm}\gamma \to e^{\pm}\mu^{+}\mu^{-}$, $e^{+}e^{-} \to \nu\bar{\nu}\mu^{+}\mu^{-}$, $e^{\pm}\gamma \to e^{\pm}\nu_{\mu}\bar{\nu}_{\mu}\mu^{+}\mu^{-}$ *и* $e^{+}e^{-} \to e^{+}e^{-}\mu^{+}\mu^{-}$ *шумове.*



Слика 2.4.2 *Дистрибуција трансверзалног импулса дво-мионског система за сигнал и* $e^{+}e^{-} \to \nu\bar{\nu}\mu^{+}\mu^{-}$, $\gamma\gamma \to \nu_{\mu}\bar{\nu}_{\mu}\mu^{+}\mu^{-}$ *и* $e^{+}e^{-} \to e^{+}e^{-}\mu^{+}\mu^{-}$ *шумове који садрже електроне спектаторе.*

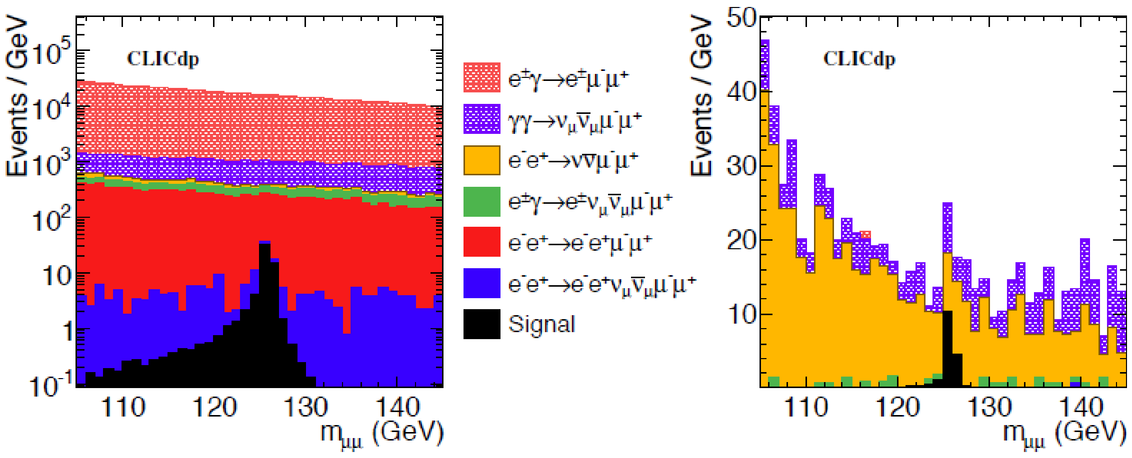
Дистрибуција BDT варијабле за сигнал и шумове дата је на слици 2.4.3 а. Позиција ове варијабле је изабрана, као што је споменуто у 1.4.3, тако да максимизује значајност, односно оптимизује ефикасност издвајања сигнала од шума. Као што се са слике 2.4.3 може видети, највећи део шумова је добро раздвојен од сигнала, осим за процесе $\gamma\gamma \to \nu_{\mu}\bar{\nu}_{\mu}\mu^{+}\mu^{-}$ и $e^{\pm}\gamma \to e^{\pm}\nu_{\mu}\bar{\nu}_{\mu}\mu^{+}\mu^{-}$ који су донекле издвојени, а такође и са изузетком $e^{+}e^{-} \to \nu\bar{\nu}\mu^{+}\mu^{-}$ процеса, за који је већ споменуто да због сличности финалног стања , али и због ефикасног пресека који је ~ 2500 пута већи од ефикасног пресека сигнала, овај процес делом представља иредуцибилни шум.

На слици 2.4.3 б) приказана је дистрибуција значајности S у функцији излазне вредности BDT, одакле се види да се максимална значајност постиже избором излазне BDT вредности од 0.23. Дистрибуције дво-мионске инваријантне масе (масе Хигсовог бозона) пре и након MVA селекције су приказане на слици 2.4.4. Слика 2.4.4 а) укључује све догађаје који су прошли селекцију након фазе преселекције, док Слика 2.4.4 б) укључује све догађаје који су прошли фазе преселекције и мултиваријантне анализе. Ефикасност сигнала након фазе преселекције је 82%(Слике 2.4.4а)), док је ефикасност селекције сигнала мултиваријантном анализом 32%, што се може приписати ограниченој моћи осетљивих променљивих за раздвајање сигнала од шума, па је сам BDT метод у сепарацији шума одбацио и значајан део сигнала. Укупна ефикасност сигнала након реконструкције, преселекције и мултиваријантне анализе износи 24%, што одговара статистици од 19 догађаја сигнала (Слика 2.4.4 б)). На слици 2.4.5 приказане су дистрибуције осетљивих променљивих након фазе мултиваријантне анализе за сигнал и све шумове. Са Слике 2.4.5 се јасно може видети присуство остатног (иредуцибилног) шума од процеса $e^{+}e^{-} \rightarrow \nu\bar{\nu}\mu^{+}\mu^{-}$, иако је он након MVA фазе редукован 300 пута.



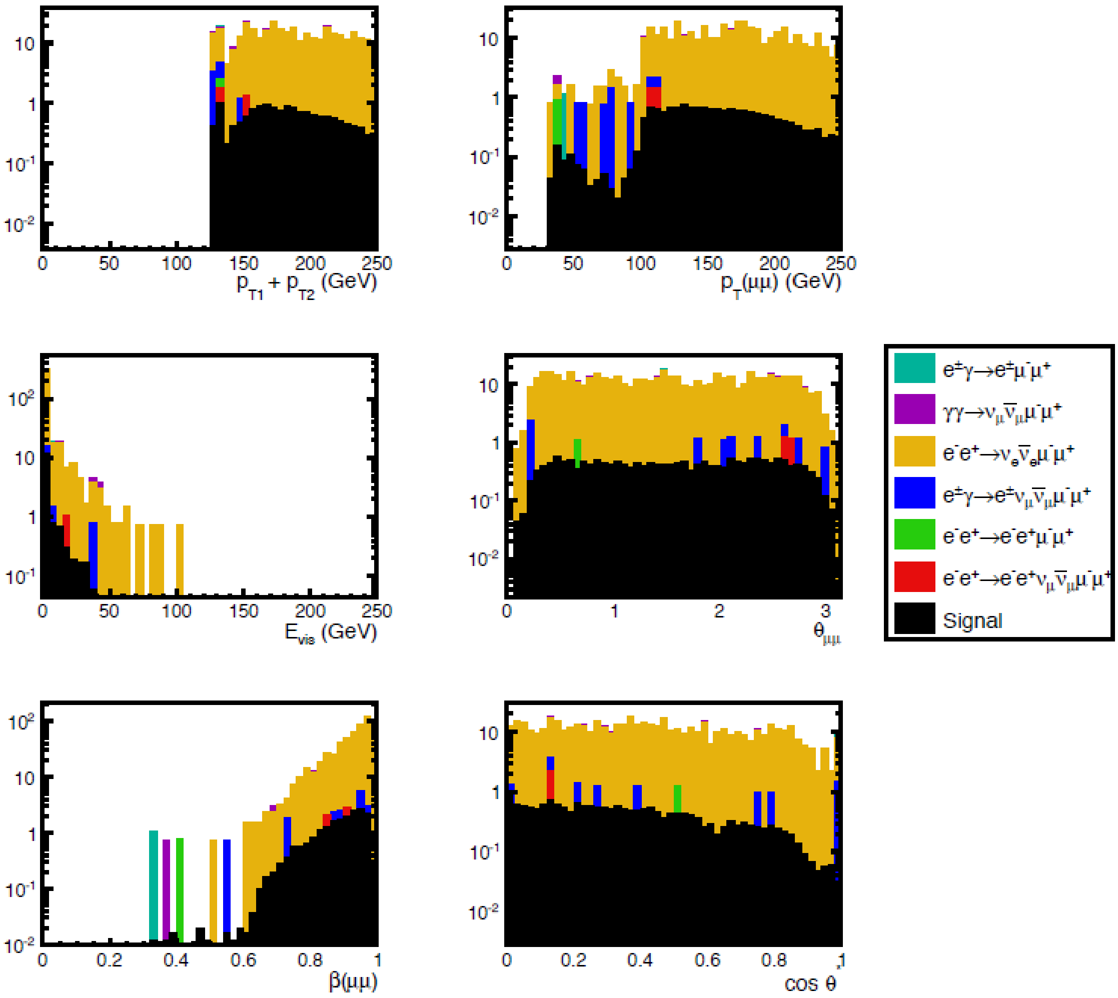
(а) (б)

Слика 2.4.3 *а) Дистрибуција излазне вредности BDT за сигнал и све разматране шумове.. б) Дистрибуција значајности сигнала у односу на вредност излазне BDT променљиве.*



(а) (б)

Слика 2.4.4 *а) Дистрибуције инваријантне масе дво-мионског система сигнала (Хигсове масе) и шумова након фазе преселекције. б) Дистрибуције инваријантне масе дво-мионског система сигнала и шумова након фаза преселекције и мултиваријантне анализе.*



Слика 2.4.6 *Дистрибуције осетљивих променљивих за сигнал и шумове, након фазе мултиваријантне анализе.*

2.6 Опис селектованог сигнала и шума функцијама густине вероватноће

Након селекције сигнала у фазама преселекције и примене MVA, у реалном експерименту, број догађаја сигнала N_S се одређује фитовањем дистрибуције инваријантне масе двомионског система $f(m_{\mu\mu})$ комбиновањем функција густина вероватноће (PDF) које описују сигнал и шум:

$$f(m_{\mu\mu}) = N_S f_S(\mu\mu) + N_b f_b(\mu\mu) \tag{2.6.1}$$

где су $f_S(\mu\mu)$ и $f_b(\mu\mu)$ PDF функције сигнала и шума, респективно, док су N_S и N_b бројеви догађаја сигнала и шума у опсегу фита. Одредивши тако број догађаја сигнала N_S, а знајући коначну ефикасност издвајања сигнала ε_S након свих корака селекције, производ $\sigma_{prod} \times BR(H \to \mu^+\mu^-)$, који је у овом случају познат из симулације, у реалном експерименту био би израчунат као:

$$\sigma_{H\nu\bar{\nu}} \times BR(H \to \mu^+\mu^-) = \frac{N_S}{L \cdot \varepsilon_S} \tag{2.6.2}$$

где је L интегрална луминозност.

Да би се добио адекватан математички опис PDF функцијама $f_S(\mu\mu)$ и $f_b(\mu\mu)$, фитован је симулиран узорак података сигнала и шума који варира од неколико дестина хиљада догађаја сигнала до неколико милиона догађаја за различите врсте шума (Табела 2.1.1). И на ове узорке догађаја примењена је преселекција и MVA селекција.

Сигнал је фитован ad-hoc функцијом која се састоји од две Гаусове функције, f_{flat} и f_{exp} облика:

$$f_S = f_{flat} + C \cdot f_{exp} \tag{2.6.3}$$

$$f_{flat} = \begin{Bmatrix} e^{-\frac{(m_{\mu\mu}-m_H)^2}{2\sigma^2+\beta_L(m_{\mu\mu}-m_H)^2}}, & m_{\mu\mu} < m_H \\ e^{-\frac{(m_{\mu\mu}-m_H)^2}{2\sigma^2+\beta_R(m_{\mu\mu}-m_H)^2}}, & m_{\mu\mu} > m_H \end{Bmatrix} \tag{2.6.4}$$

$$f_{exp} = \begin{Bmatrix} e^{-\frac{(m_{\mu\mu}-m_H)^2}{2\sigma^2+\alpha_L|m_{\mu\mu}-m_H|}}, & m_{\mu\mu} < m_H \\ e^{-\frac{(m_{\mu\mu}-m_H)^2}{2\sigma^2+\alpha_R|m_{\mu\mu}-m_H|}}, & m_{\mu\mu} > m_H \end{Bmatrix} \tag{2.6.5}$$

где су све променљиве слободни параметри фита. Резултати су приказани у табели 2.6.1.

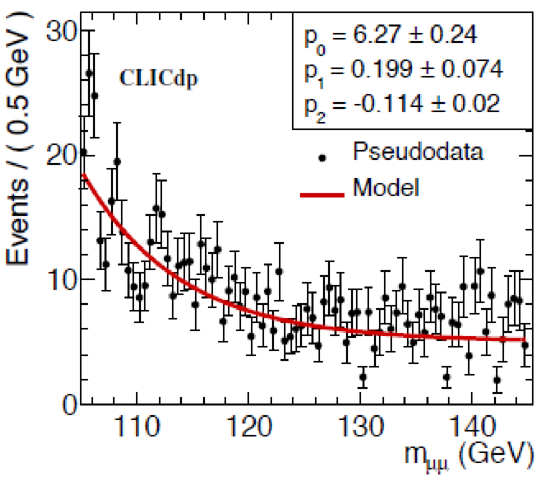
Табела 2.6.1 *Параметри фита дистрибуције инваријантне масе дво-мионског система сигнала.*

Параметар	Фитована вредност
C	0.076±0.008
α_L	2.49±0.19 GeV
α_R	0.94±0.06 GeV
β_L	0.157±0.004
β_R	0.126±0.006
m_H	125.847±0.006 GeV
σ	0.246±0.007 GeV

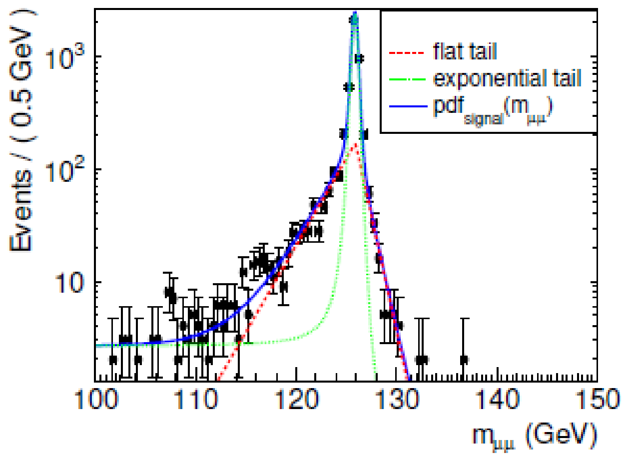
Дистрибуција дво-мионске масе шума након фаза преселекције и MVA фитована је линеарном комбинацијом константног и експоненцијалног облика, односно функцијом:

$$f_b = p_0\left(p_1 e^{p_2(m-m_H)} + (1-p_1)\right) \tag{2.6.6}$$

где су све променљиве слободни параметри фита. Фит шума и параметри фита дати су на Слици 2.6.1. заједно. С обзиром да нормализација на исту интергралну луминозност од 1.5 ab^{-1} захтева различите коефицијенте нормализације за различите шумове, коришћени су биновани подаци, односно примењен је биновани χ^2 фит. Вредност редукованог χ^2 је χ^2/N_{df} =62/61. Дистрибуција инваријантне масе дво-мионског система сигнала након фаза преселекције и MVA коришћена за одређивање PDF функције дата је на слици 2.6.2.



Слика 2.6.1 *Дистрибуција инваријантне масе дво-мионског система, за укупни шум након фаза преселекције и MVA, коришћена за одређивање PDF функције шума. Дистрибуција је фитована функцијом f_b датом у једначини 2.6.6.*



Слика 2.6.2 *Дистрибуција инваријантне масе дво-мионског система сигнала, након фаза преселекције и MVA, коришћена за одређивање PDF функције сигнала. Дистрибуција је фитована функцијом f_S датом у једначини 2.6.3.*

Посматрајући (2.6.1), функцијом $f(m_{\mu\mu})$ се фитују реални експериментални подаци (псеудоподаци у симулацији), при чему су параметри функција $f_S(\mu\mu)$ и $f_b(\mu\mu)$ фиксирани на вредности дате у Табели 2.6.1 и Слици 2.6.1, док су N_S и N_b остављени као слободни параметри фита. У наредном поглављу описан је начин фитовања инваријантне масе дво-мионског система на псеудоподацима.

2.7 Фит инваријантне масе двомионског система - одређивање $\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to \mu^+\mu^-)$

Као што је већ речено у претходном поглављу, број догађаја сигнала одређен је фитовањем псеудоподатака функцијом $f(m_{\mu\mu})$ дате једначином 2.6.1. Коришћен је фит максималне веродостојности (maximum likelihood) у оквиру програма за фитовање RooFit [75]. Урађено је 5000 псеудоексперимената (Toy

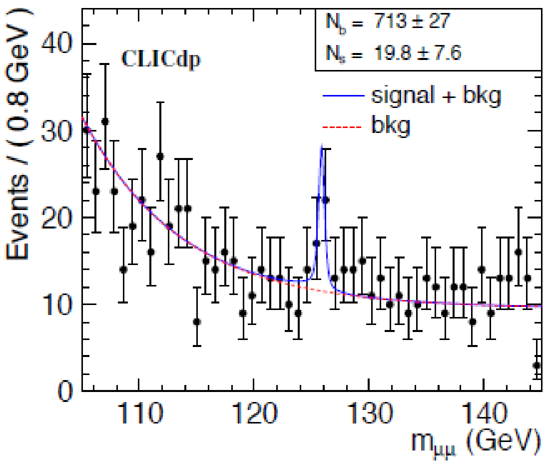
Monte Carlo), где су псеудо-подаци за сигнал добијени насумичним одабиром инваријантне масе дво-мионског система сигнала из (комплетне) симулације, док су псеудо-подаци за шум насумично бирани из података генерисаних помоћу PDF функције шума. Разлог за разлику у начину симулирања сигнала и шума лежи у чињеници да су ефикасни пресеци за шум толико велики да би комплетна симулација интеракције и реконструкције у детектору, при интегралној луминозности од 1.5 ab^{-1} , довела до енормног утрошка CPU времена. Величине узорка сигнала, N_s' и сваког појединачног шума, $N_{b,i}'$, за интегралну луминозност од L=1.5 ab^{-1} , добијене су из Поасонове расподеле, узимајући у обзир ефикасне пресеке σ и ефикасности селекције ε, за дате процесе, тако да је:

$$\langle N_s' \rangle = L \cdot \sigma_S \cdot \varepsilon_S \tag{2.7.1}$$

$$\langle N_{b,i}' \rangle = L \cdot \sigma_i \cdot \varepsilon_i \tag{2.7.2}$$

где индекс i означава различите шумове дате у Табели 2.1.1.

Подаци из сваког од 5000 псеудо-експеримената фитовани су функцијом $f(m_{\mu\mu})$ користећи небиновани фит максималне веродостојности при чему су бројеви догађаја сигнала и шума N_S и N_b слободни параметри фита. Пример фита за један псеудо-експеримент дат је на Слици 2.7.1. На овај начин може се одредити број догађаја сигнала у сваком псеудо-експерименту, при чему се стандардна девијација добијене дистрибуције броја сигнала N_S из свих 5000 псеудоексперимената узима за статистичку неодређеност мерења (Слика 2.7.2).



Слика 2.7.1 *Дистрибуција инваријантне масе дво-мионског система сигнала и укупног шума, фитована функцијом $f(m_{\mu\mu})$ из израза (2.6.1), у једном псеудо-експерименту.*

Како су број догађаја сигнала N_S и производ ефикасног пресека и односа гранања $\sigma_{H\nu_e\overline{\nu}_e} \times BR(H \to \mu^+\mu^-)$ повезани изразом:

$$\sigma_{H\nu_e\overline{\nu}_e} \times BR(H \to \mu^+\mu^-) = \frac{N_S}{L \cdot \varepsilon_S} \tag{2.7.3}$$

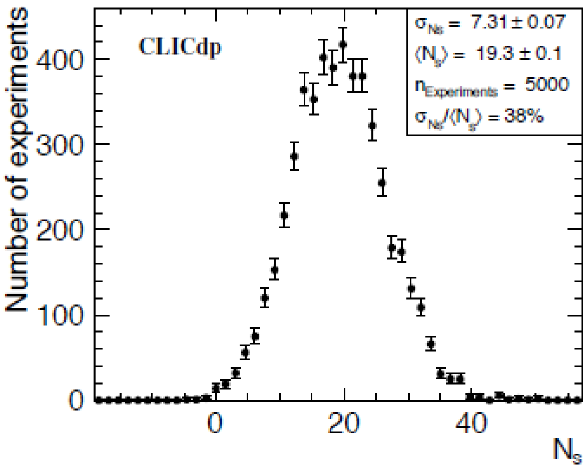
статистичка неодређеност мерења $\sigma_{H\nu_e\overline{\nu}_e} \times BR(H \to \mu^+\mu^-)$, за познату интегралну луминозност и ефикасност селекције сигнала[21], једнака је статстичкој неодређености броја догађаја сигнала и износи 38% (Слика 2.7.2).

Статистичка неодређеност овог мерења условљена је малом статистиком сигнала и присуством иредуцибилног шума ($e^+e^- \to \nu\bar{\nu}\mu^+\mu^-$) као што је илустровано на слици 2.4.4 б).

Да би се проценила значајност сигнала у односу на нулту хипотезу, још један сет од 5000 псеудо-експеримената је спроведен са нула догађаја сигнала. Псеудо – подаци су поново фитовани функцијом $f(m_{\mu\mu})$ и добијена дистрибуција броја сигнала је центирана на нули са стандардном девијацијом од

[21] У [26] је показано да се ефекти интеракције снопова у мерењу интегралне луминозности на CLIC могу контролисати на промилном нивоу.

5.4. За очекивани број догађаја сигнала N_S =19, одговарајућа статистичка значајност сигнала је 3.7 σ.



Слика 2.7.2 *Дистрибуција броја догађаја сигнала у 5000 псеудо-експеримената.*

Као што је раније споменуто, спрезање Хигсовог бозона са мионима, $g_{H\mu\mu}$ се добија екстраховањем у глобалном фиту извршеном над свим резултатима мерења Хигсових спрезања, што ће бити детаљно описано у поглављима 4.1.1. и 4.1.2, али такође се може одредити и из овог појединачног мерења. Имајући у виду да је:

$$\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to \mu^+\mu^-) \propto \frac{g_{HWW}^2 \cdot g_{H\mu\mu}^2}{\Gamma_H} \quad (2.7.4)$$

и знајући ширину Хигсовог бозона која се може одредити као што је описано у поглављу 1.1.2, а такође знајући и спрезање Хигсовог бозона са W бозонима нпр. из мерења у $H \to WW^*$ распадима на 1.4 TeV, релативна неодређеност спрезања $g_{H\mu\mu}$ добијена пропагацијом грешке из (2.7.4) износи 19%.

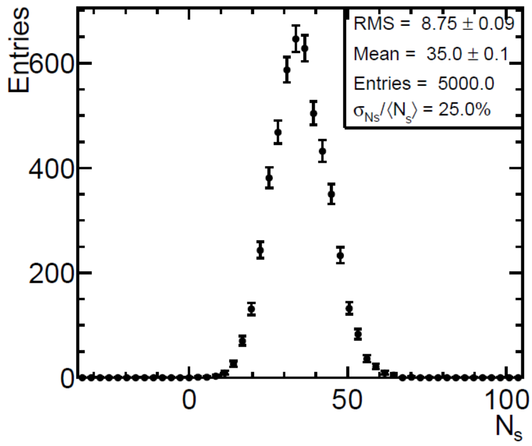
Извори систематске неодређености мерења, као и утицај поларизације снопова на добијени резултат, биће дискутовани у наредним поглављима.

2.8 Утицај поларизације електрона на резултат мерења

Као што је показано у Табели 1.1.2, поларизација снопа електрона и позитрона има велики утицај на ефикасни пресек за продукцију Хигсовог бозона. У процесу продукције Хигсовог бозона механизмом WW-фузије, ако се узме у обзир лева поларизација електронског снопа од 80% током целокупног рада CLIC акцелератора на енергији 1.4 TeV у систему центра масе, ефикасни пресек за продукцију Хигсовог бозона WW-фузијом увећава се за фактор 1.8 [28]. Ефикасни пресек за шум који даје највећу контрибуцију након фаза преселекције и MVA, а који, делом, представља иредуцибилни шум, $e^+e^- \to \nu\bar{\nu}\mu^+\mu^-$, такође се увећава за исти фактор, односно за 1.8, јер овај шум настаје изменом W бозона. Ефикасни пресек шума $e^\pm\gamma \to e^\pm\mu^+\mu^-$ је увећан за фактор 1.32, док се ефикасни пресеци за остале шумове разматране у овој анализи не разликују значајно у односу на случај без поларизације електронског снопа.

Кинематика променљивих које су коришћене при селекцији сигнала није промењена услед примене поларизације електронског снопа. Укупна ефикасност селекције сигнала при поларизацији електронског снопа од 80% износи 30%, што је у односу на случај без поларизације, описан у поглављу 2.5, више за 6%. Ово је из разлога што се, због веће статистике сигнала, позиција граничне вредности излазне променљиве BDT помера ка нижим вредностима, одакле следи да је ефикасност селекције сигнала већа.

Када је реч о релативној статистичкој неодређености мерења $\delta\big(\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to \mu^+\mu^-)\big)$, са укљученом поларизацијом електронског снопа она износи 25% (Слика 2.8.1), што одговара неодређености спрезања Хигсовог бозона са мионима од 13%. Смањење релативне статистичке грешке $\delta\big(\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to \mu^+\mu^-)\big)$ узроковано је повећањем средњег броја догађаја сигнала по псеудо-експерименту која сада износи 35 (насупрот 19 у неполаризованом случају). У табели 2.8.1 дате су релативне статистичке неодређености мерења $\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to \mu^+\mu^-)$ и спрезања Хигсовог бозона са мионима $g_{H\mu\mu}$, са укљученом поларизацијом снопа електрона од -80%, као и без поларизације.



Слика 2.8.1 *Дистрибуција броја догађаја сигнала у 5000 псеудоексперимената са укљученом поларизацијом снопа електрона од -80%.*

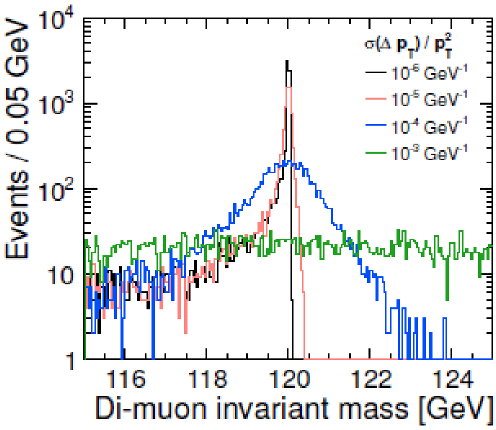
Табела 2.8.1 *Резултат статистичке неодређености мерења* $\sigma_{H\nu\bar{\nu}} \times BR(H \to \mu^+\mu^-)$ *са укљученом поларизацијом снопа електрона од 80%, као и без укључене поларизације.*

	Без поларизације	Са поларизацијом (-80%,0%)
N_S	19.3±0.1	35±9
ε_S	24%	30%
$\frac{\Delta(\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H\to\mu^+\mu^-))}{\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H\to\mu^+\mu^-)}$	38%	25%
$\frac{\Delta(g_{H\mu\mu})}{g_{H\mu\mu}}$	19%	13%

2.9 Систематска неодређеност мерења

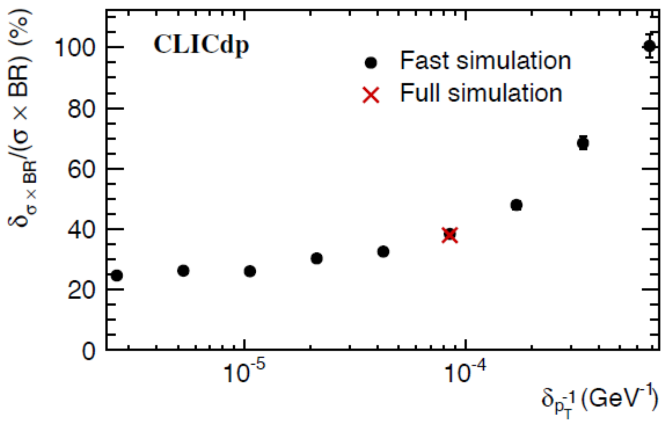
Као што је већ речено у поглављу 2.7, производ ефикасног пресека и односа гранања Хигсовог бозона на мионе, зависи од интегралне луминозности и ефикасности идентификације сигнала (миона) (2.7.3), односно непознавање ових величина представља извор систематске грешке мерења. У [26] је показано да на енергији 3 TeV CLIC, где је утицај интеракције снопова на спектар луминозности највећи, интегрална луминозност у вршном делу изнад 75% енергије у систему центра масе може одредити на промилном нивоу, док се испод 75% енергије у систему центра масе, са тачноошћу од неколико процената [76]. Око 17% догађаја продукције Хигсовог бозона се дешава на енергији која је испод 75% енергије у систему центра масе, а имајући у виду статистику сигнала ограничену малим односом гранања за распад Хигсовог бозона на пар миона, овај извор систематске грешке се може занемарити.

Важан систематски ефекат у овој анализи, представља резолуција трансверзалног импулса, јер она директно утиче на очекивани облик дистрибуције инваријантне масе дво-мионског система [82]. Ово је показано на примеру истоветног мерења на 3 TeV CLIC (Слика 2.9.1 [82]). Осетљивост броја селектованих догађаја сигнала на вредност резолуције трансверзалног импулса урађена је у симулацији на основу претпостављених одтупања и до 20% у односу на номиналну резолуцију трансверзалног импулса $\delta_{p_T^{-1}} = \frac{\Delta p_T}{p_T^2} = 10^{-5} GeV^{-1}$, која је коришћена за екстраховање PDF функција сигнала и шума (поглавље 2.6). Резултати релативне промене броја сигнала у функцији промене резолуције трансверзалног импулса (σ_{p_T}) у односу на номиналну вредност, приказани су на слици 2.9.2. Релативна промена броја сигнала у односу на номиналну вредност износи 0.35%, по једном проценту промене σ_{p_T}.



Слика 2.9.1 Дистрибуција инваријантне масе дво-мионског система за различите вредности резолуције мерења трансверзалног импулса ($\Delta p_T/p_T^2$).

Да би се проценила потенцијална корист од боље резолуције трансверзалног импулса миона, мерење је поновљено заменом четвороимпулса миона реконструисаног поптпуном симулацијом сигнала, четвороимпулсом који је добијен параметризацијом резолуције импулса за неколико различитих вредности резолуције трансверзалног импулса миона. На Слици 2.9.3 приказана је зависност релативне статистичке неодређености мерења у односу на просечну резолуцију трансверзалног импулса миона у CLIC_ILD детектору. Показано је да чак и када би се резолуција трансверзалног импулса миона побољшала за фактор 10, то би довело само до незнатног побољшања статистичке неодређености датог мерења.

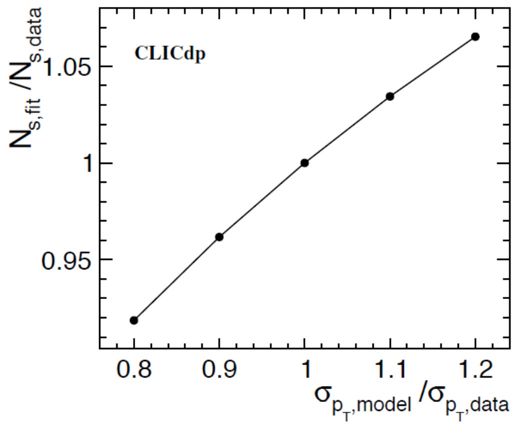


Слика 2.9.2 Зависност релативне статистичке неодређености $\sigma_{H\nu\bar{\nu}} \times BR(H \rightarrow \mu^+\mu^-)$ *у односу на резолуцију трансверзалног импулса* $\delta_{p_T^{-1}}$.

Неодређеност ефикасности идентификације миона као и резолуције поларног угла миона такође утичу на реконструкцију инваријантне масе дво-мионског система. На основу резултата са LEP [77] експеримента може се претпоставити да су ове недорећености са стране детектора испод једног процента.

Систематска неодређеност броја сигнала узрокована променом вредности параметара фита (Табела 2.6.1 и Слика 2.6.3) износи око 1%, што је знатно испод статистичке неодређености.

Идентификације електомагнетних пљускова у предњој области детектора, око 7% свих догађаја сигнала се одбацује због коинциденције са Bhabha догађајима (поглавље 2.2). Утицај неодређености ове корекције представља систематску грешку мерења и процењено је да је она занемарљива у поређењу са систематском грешком мерења [78], [79], [80].



Слика 2.9.3 *Утицај промене резолуције трансверзалног импулса миона у односу на номиналну вредност, на релативну промену одброја сигнала.*

III Метод мерења BR(H → ZZ*) на 1.4 TeV CLIC

Као што је напоменуто у поглављу 1.1.2, мерења спрезања Хигсовог бозона са електрослабим бозонима (g_{HWW}, g_{HZZ}) представљају тест за предвиђања Стандардног модела која се односе на Вајнбергов угао ($cos^2\theta_W = \frac{g_{HWW}}{g_{HZZ}}$) параметар ρ ($\rho = \frac{m_W}{m_Z} \cdot cos\theta_W$), линеарност Хигсових спрезања у функцији масе честица (бозона и фермиона), као и тест композитности Хигсовог бозона на основу одступања g_{HWW} и g_{HZZ} од вредности предвиђених Стандардним моделом. У принципу, постојање нових BSM честица, утицало би на промену укупне ширине Хигсовог бозона, парцијалне ширине за невидљиве распаде, а постојање додатних Хигсових бозона утицало би на линеарност спрезања и масе честица. Са друге стране, промене у спрезањима Хигсовог бозона са електрослабим бозонима, реда неколико процената [85] могу указати на композитност Хигсовог сектора. Тачност мерења Хигсових спрезања је од значаја како би се утврдило не само да ли је структура Хигсовог сектора она предвиђена Стандардним моделом, већ и као тест евентуалне физике изван SM.

Мерења спрезања Хигсовог бозона са електрослабим бозонима на CLIC могуће је одредити са суб-процентном тачношћу путем глобалног фита свих резултата мерења током свих фаза рада CLIC, што ће бити показано у поглављима 4.1.1 и 4.1.2. На LHC је естимирана тачност мерења спрезања Хигсовог бозона са Z бозонима од 8%, односно 6% у ATLAS и CMS експерименту, респективно, подразумевајући интегралну луминозност од 300 fb^{-1}, док је тачност која се очекује на HL-LHC 4% на оба експеримента, подразумевајући интегралну луминозност од 3000 fb^{-1} [81]. Ови и други резултати мерења Хигсових спрезања на будућим експериментима биће дискутовани у 4.1.

У овом поглављу биће представљен метод мерења $\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \times BR(H \rightarrow ZZ^*)$ на енергији 1.4 TeV у систему центра масе на CLIC, укључујући два финална стања распада Z бозона, потпуно хадронско стање ($ZZ^* \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$) и семилептонско стање ($ZZ^* \rightarrow q\bar{q}l^+l^-, l = e, \mu, \tau$). Такође, у овом поглављу биће дати детаљни описи симулације сигнала и шума и њихове интеракције са детектором, селекције, екстраховање резултата мерења и статистичке и систематске неодређености мерења.

3.1 Сигнал и шум

Ко што је показано на Слици 1.1.6, доминантан процес продукције Хигсовог бозона на енергији 1.4 TeV у систему центра масе је WW-фузија. Фејнманов дијаграм за сигнал $H \to ZZ^*$, продукован WW-фузијом, дат је на слици 3.1.1. Као и у случају $\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \times BR(H \to \mu^+\mu^-)$ мерења, описаног у поглављу II, број догађаја сигнала $e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to ZZ^*$ зависи од фактора спрезања g_{HWW} и од спрезања са Z бозонима g_{HZZ} на које се Хигсов бозон распада. Ови фактори спрезања придружени су одговарајућим вертексима као што је приказано на Слици 3.1.1. Другим речима, мерењем броја догађаја сигнала може се екстраховати опсервабла $\frac{g_{HWW} \cdot g_{HZZ}}{\Gamma_H}$, где је Γ_H укупна ширина Хигсовог бозона.

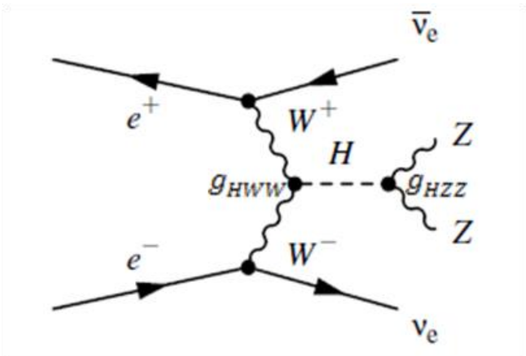
У поглављу 2.1 је већ споменуто да је ефикасни пресек за продукцију Хигсовог бозона WW-фузијом $\sigma_{H\nu\bar{\nu}} = \sigma(e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e) = 244.1$ fb, док ефикасни пресек[22] за распад тако продукованог Хигсовог бозона на два Z бозона износи $\sigma_{signal} = 7.053\ fb$. Одговарајући ефикасни пресеци су 3.456 fb за хадронско финално стање и 0.995 fb за семилептонско финално стање.

У табели 3.1.1 дати су ефикасни пресеци за сигнал и разматране шумове пре извршене било какве селекције, за оба финална стања. Видимо да постоје шумови попут $\gamma\gamma \to q\bar{q}$ чији је ефикасни пресек и 10^5 пута већи у односу на сигнал. У табели 3.1.1 треба имати у виду да γ представља било квази-реални (γ_{EPA}), било реални фотон који потиче од зрачења снопа.

Главни извори шума потичу од више врста процеса, а пре свега од конкретног распада Хигсовог бозона на пар W бозона који се даље распада хадронски ($e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to WW \to q_1q_2q_3q_4$). Овај процес има потпуно исту

[22] Горенаведене грешке ефикасних пресека познате су на промилном нивоу. За одговарајуће канале распада апсолутна грешка је скалирана односом гранања.

сигнатуру као и хадронско финално стање сигнала и као такав делом представља извор иредуцибилног шума. Процеси који због великог ефикасног пресека имају значајан утицај на коначну селекцију сигнала са хадронским финалним стањем су $e^{\pm}\gamma \to q\bar{q}q\bar{\nu}$ који потиче од квази-реалних фотона и описан је у EPA апроксимацији (поглавље 2.1), као и $e^+e^- \to q\bar{q}\nu_e\bar{\nu}_e$ процес код кога инваријантна маса пара млазева одговара маси Z бозона, што додатно отежава селекцију и код хадронског и код семилептонског финалног стања сигнала.



Слика 3.1.1 *Фејнманов дијаграм за распад $H \to ZZ^*$ Хигсовог бозона продукованог WW-фузијом.*

За семилептонско финално стање доминантни шумови су, као и у случају хадронског финалног стања, процеси $e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to WW \to q_1q_2q_3q_4$ и $e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to b\bar{b}$, због ефикасног пресека који је и до 100 пута већи у односу на сигнал, као и због чињенице да инваријантна маса $b\bar{b}$ млазева одговара инваријантној маси Хигсовог бозона која је релативно близу масе Z бозона, па адекватно раздвајање млазева који потичу из распада Z, W и Хигсовог бозона има важну улогу. Такође, за редукцију шума који потиче из доминантног канала Хигсовог распада у $b\bar{b}$ ($BR(H \to b\bar{b})$=0.561 [71]) од значаја је ефикасна идентификација тешких аромата (b-tagging) о чему ће детаљније бити речи у поглављу 3.2.

Остали шумови дати у Табели 3.1.1 могу се, готово у потпуности редуковати преселекцијом и селекцијом MVA методом, што ће детаљно бити дискутовано у наредним поглављима.

Табела 3.1.1 *Листа разматраних процеса са одговарајућим ефикасним пресецима. Ефикасни пресеци означени са *, у којима млазеви и лептони нису продуковани распадом Хигсовог бозона, генерисани су под условом да је* $m_H = 12\,TeV$. *Ефикасни пресеци за процесе* $e^{\pm}\gamma \to q\bar{q}q\bar{q}\nu$, $e^{\pm}\gamma \to q\bar{q}q\bar{q}e$, $e^{\pm}\gamma \to q\bar{q}e$ *и* $e^{\pm}\gamma \to q\bar{q}\,\nu$ *представљају суму ефикасних пресека у којима је инцијална честица електрон или позитрон.*

Сигнал	σ(fb)[23]
$H \to ZZ^* \to q\bar{q}q\bar{q}$	3.456
$H \to ZZ^* \to q\bar{q}l^+l^-$	0.995
Заједнички шумови	σ(fb)
$e^+e^- \to q\bar{q}\nu_e\bar{\nu}_e$	788.0
$e^+e^- \to q\bar{q}q\bar{q}\nu_e\bar{\nu}_e$	24.7
$e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to WW \to q\bar{q}q\bar{q}$	25.6
$e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to b\bar{b}$	136.9
$e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to c\bar{c}$	6.9
$e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to g\bar{g}$	20.7
$e^+e^- \to q\bar{q}$	4009.5
$e^+e^- \to q\bar{q}q\bar{q}$	1245.1*
$e^+e^- \to q\bar{q}q\bar{q}l^+l^-$	71.7
$e^+e^- \to q\bar{q}q\bar{q}l\nu$	115.3
$H \to ZZ^* \to q\bar{q}q\bar{q}$ шумови	σ(fb)
$e^{\pm}\gamma \to q\bar{q}q\bar{q}\nu$	338.5
$e^{\pm}\gamma \to q\bar{q}q\bar{q}e$	2891.0
$\gamma\gamma \to q\bar{q}q\bar{q}$	29211.0*
$e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to$ остали распади[24]	49.4
$H \to ZZ^* \to q\bar{q}l^+l^-$ шумови	σ(fb)
$e^+e^- \to q\bar{q}l^+l^-$	2725.8
$e^+e^- \to q\bar{q}l\,\nu$	4313.0
$\gamma\gamma \to q\bar{q}l^+l^-$	20293.4
$\gamma\gamma \to q\bar{q}$	112038.6*
$e^{\pm}\gamma \to q\bar{q}e$	20661.0*
$e^{\pm}\gamma \to q\bar{q}\,\nu$	36832.4*
$e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to$ остали распади	51.0

[23] Иако су, у принципу, ефикасни пресеци за различите процесе шума познати на промилном нивоу, узевши у обзир разлику у ефикасним пресецима и до 10^5 између шумова, по конвенцији су све вредности ефикасних пресека за шумове заокружене на 0.1 fb.

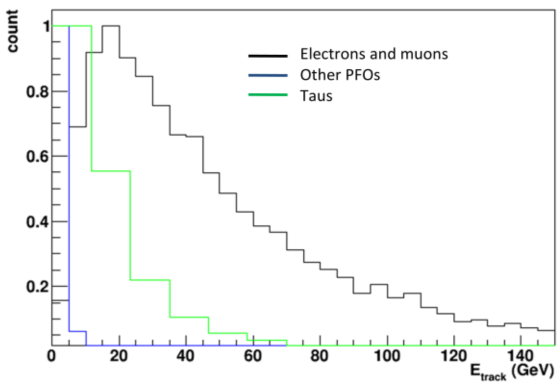
[24] Термин "остали распади" односи се на све друге распаде Хигсовог бозона који нису наведени у Табели 3.1.1.

3.2 Идентификација млазева и изолованих лептона

Идентификација изолованих лептона (e, μ, τ)

Да би се са што већом ефикасносшћу идентификовали лептони из семилептонског финалног стања сигнала, у анализи је коришћен процесор ILF (IsolatedLeptonFinder) програма за реконструкцију Marlin, (поглавље 1.4.1). Овај процесор је оптимизован тако да за конкретан сигнал пружи максималну ефикасност идентификације електрона и миона из распада Z бозона. Изоловани електрони и миони се идентификују коришћењем неколико услова идентификације заснованим на реконструкцији енергије електрона и миона, енергији депонованој у електромагнетском и хадронском калориметру, као и на основу параметара судара ових честица.

Електрони и миони који потичу из ZZ^* расапада имају, у средњем, енергије реда 50 GeV, као што се може видети на Слици 3.2.1. Ове енергије су значајно веће од енергија честица у млазевима, што омогућава разликовање изолованих електрона и миона од честица у млазевима. Тау лептон се у 34% [41] распада на електроне и мионе, и они се разликују од сигнала користећи процесор за идентификацију тау лептона (TauFinder) који на симулацији учи на који начин (на основу којих опсервабли) се могу раздвојити електрони и миони који поитичу из распада тау лептона од електрона и миона који потичу из распада Z бозона. Сама идентификација тау лептона биће накнадно описана на страни 113, овог поглавља.

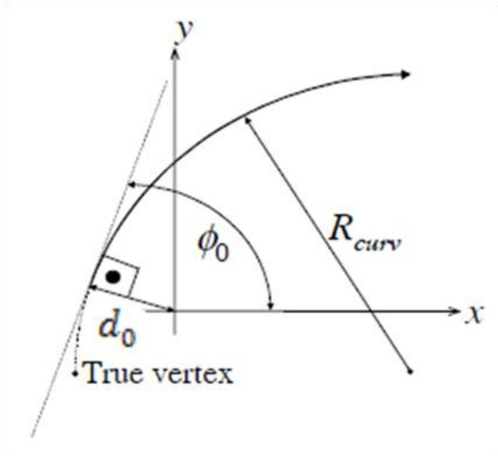


Слика 3.2.1 *Симулација реконструисане енергије електрона и миона (црно) и продуката распада тау лептона (зелено) који потичу из* ZZ^* *расапада. Плавом бојом означени су реконструисани објекти (PFO) који не припадају сигналу.*

Узевши у обзир чињеницу да су изоловани лептони високоенергетски, енергија честице је ограничена на 6 GeV у ILF процесору.

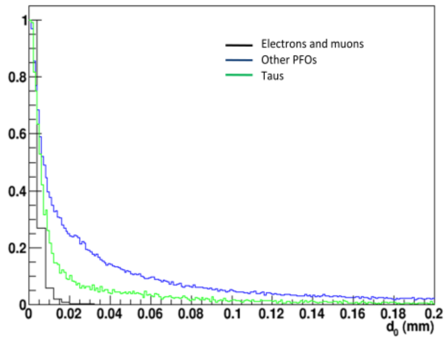
Параметар судара трага описује најближе удаљење између трага честице и примарног вертекса (IP). Параметар судара (R_0) се може разложити на трансверзалну (d_0) компоненту дефинисану у x, у равни ортогоналној оси снопа, и на лонгитудиналну (z_0) компоненту дефинисану као вредност z координате тачке трага у којој је измерено d_0, као што је приказано на Слици 3.2.2.

$$R_0 = \sqrt{z_0^2 + d_0^2} \tag{3.2.1}$$

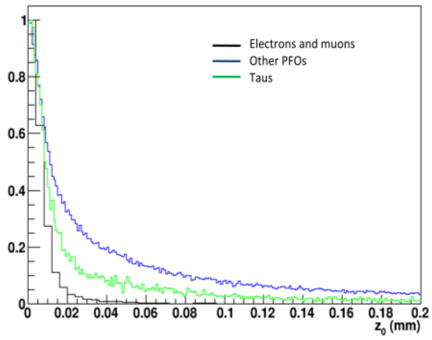


3.2.2 *Шематски приказ трансверзалне компоненте параметра судара (d_0).*

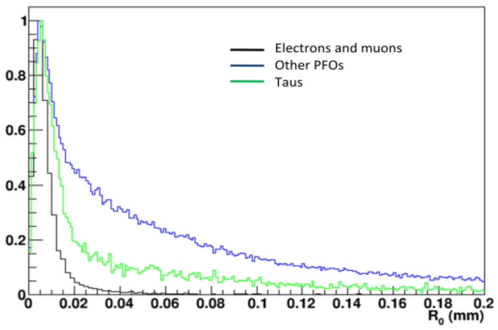
На Слици 3.2.3 приказане су дистрибуције d_0, z_0 и R_0 за реконструисане лептоне из ZZ^* расапада, као и за све остале честице сигнала. Са слике се може видети да су за електроне и мионе сигнала, вредности d_0, z_0 и R_0 нешто ниже у односу на друге честице јер долази до хадронизације кваркова у секундардним вертексима, и из тог разлога захтеван је услов да параметар судара буде мањи од 0.02 mm.



a)



b)



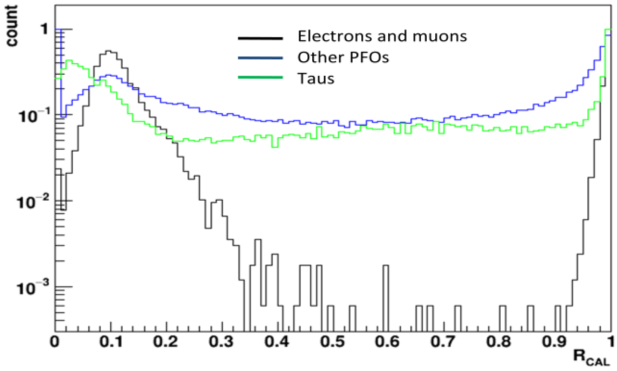
c)

Слика 3.2.3 *Дистрибуције параметра судара реконструисаних електрона и миона (црно), продуката тау распада (зелено) сигнала, као и свих осталих честица присутних у догађају сигнала (црно). На Сликама a), b) и c) дате су трансверзална компонента (d_0), лонгитудинална компонента (z_0) и интензитет параматра судара (R_0).*

Мионе је могуће стопроцентно одвојити од електрона користећи однос R_{CAL} (Слика 3.2.4), енергија депонованих у ECAL и HCAL:

$$R_{CAL} = \frac{E_{ECAL}}{E_{ECAL}+E_{HCAL}} \tag{3.2.2}$$

где су E_{ECAL} и E_{HCAL} енергије депоноване у електромагнетном и хадронском калориметру, респективно. Пошто електрони практично не остављају енергију у HCAL, вредности R_{CAL} за електроне су блиске јединици. За разлику од електрона, миони остављају минималну количину енергије у калориметрима и зато је максимум дистрибуције R_{CAL} око вредности 0.1. Стога, однос R_{CAL} енергија депонованих у калориметрима треба да буде већи од 0.94 за електроне или у опсегу 0.02-0.35 за мионе, како би се успешно уклониле честице које нису електрони и миони сигнала.

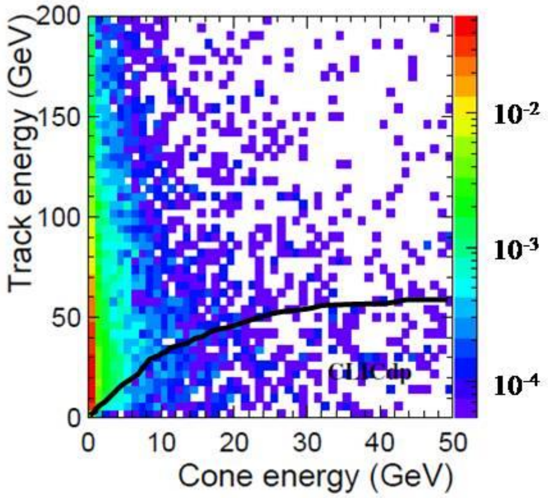


Слика 3.2.4 *Однос R_{CAL} енергија депонованих у ECAL и HCAL за реконструисане електроне и мионе (црно), продукте тау распада (зелено) и све остале честице сигнала (плаво).*

Додатни метод за идентификацију електрона и миона који потичу из распада Z бозона подразумева њихову изолацију на основу услова примењених на дводимензионалну дистрибуцију енергије трага лептона насупрот енергији конуса описаног око њега. Енергија конуса дефинисана је као сума енергија свих честица у догађају, осим лептона, у опсегу $cos\theta = 0.995$ око изолованог лептона. Услов за изолацију, примењен у оптимизацији ILF процесора, дат је изразом:

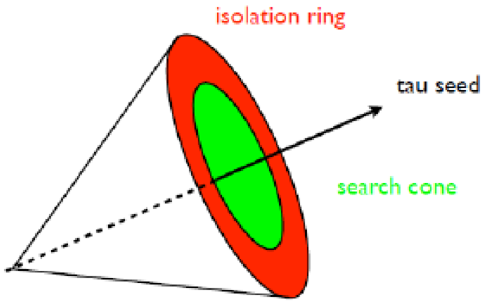
$$E_{cone}^2 < A \cdot E_{trk}^2 + B \cdot E_{trk} + C \qquad (3.2.3)$$

где су E_{trk} и E_{cone} енергија трага лептона и енергија конуса, респективно, док су коефицијенти изолације A, B, C добијени у симулацији, оптимизацијом ефикасности издвајања сигнала и износе $A = 2$, $B = 0.2\,GeV$ и $C = 50\,GeV^2$. На Слици 3.2.5 приказана је зависност енергије конуса описаног око лептона од енергије трага лептона. Узевши у обзир све наведене критеријуме за идентификацију електрона и миона, укупна ефикасност налажења електрона и миона сигнала је 87% свих догађаја.



Слика 3.2.5 *Зависност енергије енергије трага изолованог лептона (електрона или миона) - y-оса од конуса описаног око лептона (x-оса). Црном линијом дата је функција (3.2.3)*

Као што је већ напоменуто, догађаји сигнала у којима се Z бозон распада на пар тау лептона имају различиту кинематику у односу на догађаје сигнала са електронима и мионима у финалном стању (Слике 3.2.1, 3.2.3 и 3.2.4), те се стога за њихову идентификацију користи посебан процесор програма за реконструкцију Marlin - TF (TauFinder). Један од услова добијених оптимизацијом овог програма за идентификацију тау лептона јесте да трансверзални импулс трага честица продуката тау распада буде већи од 10 GeV. TF процесор анализира све честице у догађају, осим евентуално изолованих електрона и миона и прави млаз чија се оса узима као основа за реконструкцију тау лептона. Све честице у опсегу угла од 0.15 rad око тако дефинисане осе формирају кандидата за тау лептон. Даље, потребно је да мање од 5 честица буде у изолационом прстену опсега (0.15 - 0.25) rad око осе и да укупна енергија свих честица у изолационом прстену буде мања од 3 GeV. Такође, инваријантна маса селектованих честица продуката тау распада, треба да буде мања од 2 GeV. Примењујући све наведене критеријуме, тау лептони сигнала се идентификују са ефикасношћу од 37%. Овако ниска ефикасност налажења тау честица је последица оптимизовања великог броја параметара који чине улазне параметре TauFinder процесора, као би се избегли ткз. лажни догађаји, односно догађаји који не садрже тау честице, што је описано у [61].

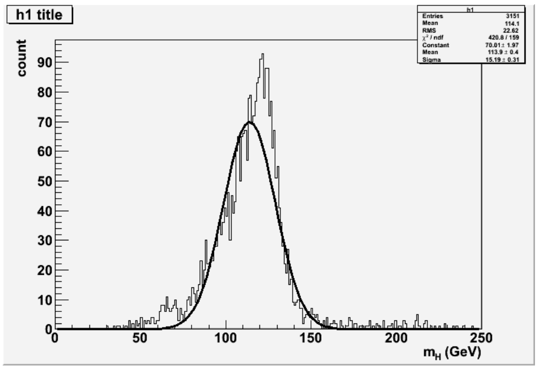


Слика 3.2.6 *Графички приказ принципа реконструкције тау лептона са описаним конусом и изолационим прстеном.*

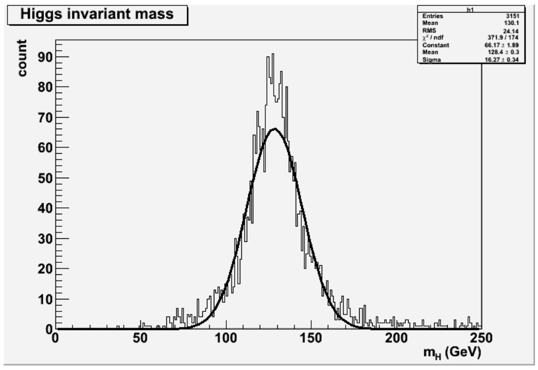
Реконструкција млазева

Све честице које нису идентификоване као лептони у семилептонским догађајима сигнала се даље групишу у млазеве, док код хадронског финалног стања не постоји корак изолације лептона већ се све честице једног догађаја групишу у млазеве. За реконструкцију млазева користи се k_t алгоритам имплементиран у FastJet пакет за реконструкцију млазева. k_t алгоритам користи радијус конуса (R) описаног око осе млаза, у коме се групишу честице које ће формирати млаз. Избор премалог радијуса R значи да је део честица млаза изгубљен, док превелики радијус одговара ситуацији у којој је млаз реконструисан и од честица које му не припадају. У овој анализи разматрани су радијуси груписања честица у опсегу 0.5 до 1.5, и показано је да се најбољи резултат[25] реконструкције млазева постиже одабиром радијуса $R = 1$. На Слици 3.2.7 дат је пример реконструкције инваријантне масе Хигсовог бозона у хадронском финалном стању сигнала, са радијусима од 0.7, 1.0 и 1.5.

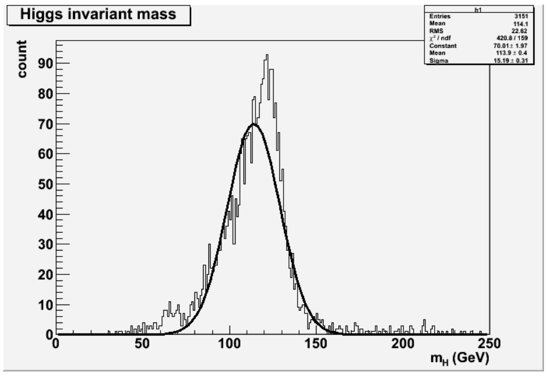
[25] Под најбољим резултатом подразумева се она вредност радијуса R за коју је средња вредност дистрибуције инваријантне масе система од четири млаза најприближнија претпостављеној маси Хигсовог бозона од 126 GeV.



а)



б)



ц)

Слика 3.2.7 *Дистрибуција инваријантне масе система четири млаза који потичу од сигнала, фитована Гаусовом функцијом користећи R параметар 0.7 (а), 1.0 (б) и 1.5 (ц).*

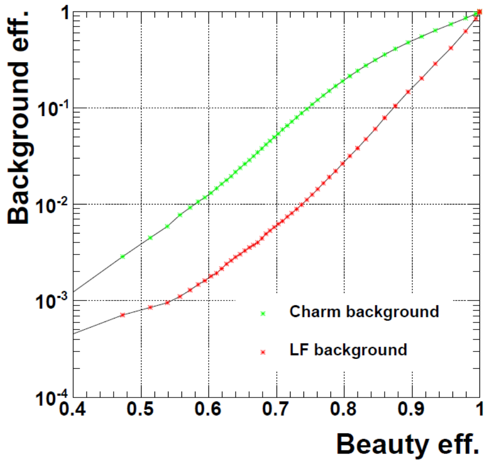
Реконструисани лептони и млазеви се даље комбинују како би се добио кандидат за Z бозон. Пошто је $m_H < 2m_Z$, где су m_H и m_Z масе Хигсовог бозона и Z бозона, један пар (лептона или млазева) има инваријантну масу која одговара маси Z бозона (Z бозон на масеној љусци), док други пар формира Z бозон ван масене љуске[26] (off-shell).

Идентификација b арома̄та

Да би се идентификовале честице које потичу од хадронизације b-кварка, коришћен је LCFIPlus пакет, споменут у поглављу 1.4. Идентификовани су секундарни вертекси и честице асоциране са секундардним вертексима су

[26] Масена љуска или масени хиперболоид представља скуп решења једначине $E^2 - |\vec{p}|^2 = m^2$ у простору $(E, \vec{p})$, где су E, p и m енергија, импулс и маса честице. Виртуелне честице (унутрашње линије на Фејнмановим дијаграмима) могу бити ван масене љуске.

груписане у млазеве. Идентификација аромата је извршена мултиваријантном анализом, применом BDT методе на начин да се сваком млазу додељује вероватноћа да потиче од b-кварка или од c-кварка. Метод је третиран симулацијом процеса $e^{+}e^{-} \rightarrow Z\nu_{e}\bar{\nu}_{e} \rightarrow q\bar{q}\nu_{e}\bar{\nu}_{e}$ $(q = b \vee q = c)$, на узорку од 300000 догађаја. На Слици 3.2.8 приказана је ефикасност идентификације b-аромата у функцији ефикасности идентификације лаких аромата и c-аромата. У овој анализи радна тачка је изабрана тако да ће бити одбачени сви догађаји у којима постоји бар један млаз за који је вероватноћа да потиче од b-кварка већа од 0.95.



Слика 3.2.8 *Ефикасност идентификације шума од лаких аромата (црвено) и c-аромата (зелено) (y-оса) у функцији ефикасности идентификације b-аромата (x-оса).*

3.3 Узорци података

Као што је већ напоменуто у поглављу 3.1, ефикасни пресек за процес $H \rightarrow ZZ^{*}$, а чија се два финална стања разматрају у овој тези, износи 7.05 fb. Потпуно хадронско финално стање сигнала, узевши у обзир интегралну луминозност од 1.5 ab^{-1}, даје укупно 5175 догађаја сигнала за четири године рада CLIC акцелератора, док семилептонско финално стање сигнала даје 1492 догађаја за исти период рада акцелератора. У овој анализи, генератором WHIZARD 1.95, симулирано је 250000 догађаја у којима се Хигсов бозон распада на пар Z бозона. У табели 3.1.1 дат је ефикасни пресек за сигнал, као и за све шумове који су разматрани у анализи, док је у Табели 3.3.1 дат број симулираних догађаја за сваки шум понаособ.

Као што је већ речено у поглављу II, на енергији 1.4 TeV у систему центра масе, Хигсов бозон се осим WW-фузијом, може произвести и ZZ-фузијом ($\sigma_{ZZH} = 24.47\ fb$) као што је представљено на Слици 1.1.6.. У овој анализи урађен је тест на примеру 500 догађаја у којима се Хигсов бозон произведен ZZ-фузијом расапада на пар Z бозона и показано је да ниједан догађај не пролази селекцију која ће бити описана у поглављима 3.4 и 3.5. Због тога, продукција Хигсовог бозона механизмом ZZ-фузије није узета у обзир при коначној селекцији у овој анализи.

Табела 3.3.1 *Симулирани број догађаја свих шумова коришћених у анализи.*

Шумови	Број симулираних догађаја
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\nu_e\bar{\nu}_e$	439000
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}\nu_e\bar{\nu}_e$	117000
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	459000
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	591800
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}l^+l^-$	205000
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}l\nu$	176000
$e^\pm\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}\nu$	706700
$e^\pm\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}e$	513000
$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	665700
$e^+e^- \rightarrow H\nu_e\bar{\nu}_e$	1000000
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$	2104400
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}l\nu$	2043200
$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}l^+l^-$	552700
$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$	1884600
$e^\pm\gamma \rightarrow q\bar{q}e$	686500
$e^\pm\gamma \rightarrow q\bar{q}\nu$	610800

3.4 Преселекција

Као што је речено у поглављу II, преселекција се користи како би се редуковали шумови са великим ефикасним пресеком попут $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, $e^{\pm}\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}\nu$, $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ и $e^{\pm}\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}e$. Захтеви преселекције у хадронском финалном стању сигнала су:

- опсег инваријантне масе реконструисаног on-shell Z бозона: $45\ GeV < m_Z < 110\ GeV$,

- опсег инваријантне масе реконстрисаног off-shell Z бозона: $m_{Z^*} < 65\ GeV$,

- опсег инваријантне масе реконструисаног Хигсовог бозона: $90\ GeV < m_H < 165\ GeV$,

- растојање између два најближа млаза[27]: $-log y_{34} < 3.5$, $-log y_{23} < 3.0$,

- видљива енергија у догађају у опсегу: $100\ GeV < E_{vis} < 600\ GeV$,

- недостајући трансверзални импулс већи од: $p_T^{miss} > 80\ GeV$,

- вероватноћа налажења b-млазева, по млазу: $P(b)^{(jet)} < 0.95$.

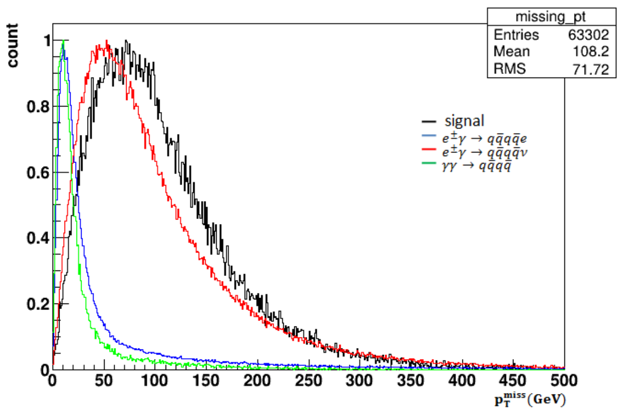
Што се тиче семилептонског финалног стања, преселекција подразумева налажење тачно два изолована лептона.

У Табелама 3.4.1 и 3.4.2 дате су ефикасности одбацивања шумова и сигнала након преселекције за хадронско и семилептонско финално стање сигнала, респективно.

Из Табеле 3.4.1 се може видети да након преселекције, доминантан шум који преостаје потиче од процеса распада Хигсовог бозона на друге честице, а пре свега на пар WW бозона, и овај шум, као што је већ речено раније, представља

[27] Вредности опсервабле y одређују број млазева у догађају. Нпр. ограничавањем вредности y_{34} бира се топологија догађаја са 3 или 4 млаза (jet transition cut).

највећим делом иредуцибилни шум. Такође, процеси који преостају у већем проценту након преселекције су $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\nu_e\bar{\nu}_e$ и $e^{\pm}\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}\nu$ који у финалном стању садрже млазеве сличне кинематике као и сигнал. Распади Хигсовог бозона на b и c кваркове, као ина глуоне, такође преостају у великом преоценту након преселекције, из разлога што у финалном стању имају млазеве чија инваријантна мса одговара инваријантној маси Хигсовог бозона. Због захтева да недостајући трансверзални импулс p_T^{miss}, буде већи од 80 GeV (Слика 3.4.1) како би се редуковали шумови са великим ефикасним пресецима попут $e^{\pm}\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}\nu$, $e^{\pm}\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}e$ и $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$, већи део сигнала је такође одбачен након фазе преселекције и то је основни узрок релативно мале ефикасности преселекције за сигнал од 30%.



Слика 3.4.1 Дистрибуција недостајућег трансверзалног импулса (p_T^{miss}) за сигнал и шумове $e^{\pm}\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}\nu$, $e^{\pm}\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}e$ и $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$.

Након примене преселекције семилетонског финалног стања сигнала, већина шумова ($H \rightarrow WW, H \rightarrow b\bar{b}, e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}l\nu, e^+e^- \rightarrow q\bar{q}l\,\nu$) преостаје у великом проценту, али се већина њих може елиминисати након примене MVA методе, што ће бити показано у наредном поглављу. Услед ограничене ефикасности идентификације тау лептона, укупна ефикасност сигнала након преселекције износи 62%.

Табела 3.4.1 *Ефикасност одбацивања сигнала и шумова након фазе преселекције за хадронско финално стање сигнала.*

Процес	ε_{pre}(%)
$H \rightarrow ZZ^{*} \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ (сигнал)	30.0
$e^{+}e^{-} \rightarrow H\nu_{e}\bar{\nu}_{e}, H \rightarrow WW \rightarrow q_{1}q_{2}q_{3}q_{4}$	43.5
$e^{+}e^{-} \rightarrow H\nu_{e}\bar{\nu}_{e}, H \rightarrow g\bar{g}$	28.8
$e^{+}e^{-} \rightarrow H\nu_{e}\bar{\nu}_{e}, H \rightarrow c\bar{c}$	15.5
$e^{+}e^{-} \rightarrow q\bar{q}\nu_{e}\bar{\nu}_{e}$	10.8
$e^{\pm}\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}\nu$	5.0
$e^{+}e^{-} \rightarrow H\nu_{e}\bar{\nu}_{e}, H \rightarrow b\bar{b}$	3.6
$e^{+}e^{-} \rightarrow H\nu_{e}\bar{\nu}_{e}, H \rightarrow$ остали распади[28]	3.5
$e^{+}e^{-} \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}\nu_{e}\bar{\nu}_{e}$	1.2
$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	1.1
$e^{\pm}\gamma \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}e$	0.9
$e^{+}e^{-} \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}l^{+}l^{-}$	0.5
$e^{+}e^{-} \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}l\nu$	0.2
$e^{+}e^{-} \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	0.004
$e^{+}e^{-} \rightarrow q\bar{q}$	0.002

[28] Под осталим распадима се подразумевају процеси који нису наведени у табели.

***Табела 3.4.2** Ефикасност одбацивања сигнала и шумова након фазе преселекције, за семилептонско финално стање сигнала.*

Процес	$\varepsilon_{pre}(\%)$
$H \to ZZ^* \to q\bar{q}l^+l^-$ (сигнал)	62.0
$e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to$ остали распади[29]	50.0
$e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to WW \to q_1q_2q_3q_4$	32.3
$e^+e^- \to q\bar{q}q\bar{q}l^+l^-$	26.8
$e^+e^- \to q\bar{q}q\bar{q}l\nu$	25.8
$e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to g\bar{g}$	25.4
$e^+e^- \to q\bar{q}q\bar{q}\nu_e\bar{\nu}_e$	23.4
$e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to c\bar{c}$	22.8
$e^+e^- \to q\bar{q}q\bar{q}$	21.5
$e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to b\bar{b}$	20.3
$e^+e^- \to q\bar{q}l\,\nu$	20.0
$e^{\pm}\gamma \to q\bar{q}\,\nu$	19.3
$e^{\pm}\gamma \to q\bar{q}e$	18.6
$\gamma\gamma \to q\bar{q}$	15.4
$e^+e^- \to q\bar{q}\nu_e\bar{\nu}_e$	14.8
$e^+e^- \to q\bar{q}$	13.1
$e^+e^- \to q\bar{q}l^+l^-$	11.0
$\gamma\gamma \to q\bar{q}l^+l^-$	8.1

[29] Под осталим распадима се подразумевају процеси који нису наведени у табели.

3.5 Селекција применом MVA

Други корак у селекцији догађаја након преселекције јесте употреба мултиваријантне анализе, и то BDT метода, као и у случају $H \to \mu^+\mu^-$ анализе описане у поглављу 2.5. За тренинг и тест фазу узета је четвртина симулираног узорка догађаја сигнала и свих шумова (Табела 3.3.1) за семилептонско финално стање, док је за хадронско финално стање узета четвртина симулираног узорка догађаја сигнала и $H \to b\bar{b}, e^+e^- \to q\bar{q}\nu_e\bar{\nu}_e$ и $e^\pm\gamma \to q\bar{q}q\bar{q}\nu$ шумова. Улазне променљиве, односно осетљиве опсервабле, које су коришћене за хадронско финално стање су:

- инваријантна маса[30] on-shell Z бозона m_Z,
- инваријантна маса off-shell Z бозона m_{Z^*},
- инваријантна маса Хигсовог бозона m_H,
- растојање између два најближа млаза $-log\ y_{34}, -log\ y_{23}$,
- видљива енергија у догађају E_{vis},
- недостајући трансверзални импулс p_T^{miss},
- вероватноћа[31] налажења b-млазева $P_1(b)$, $P_2(b)$,
- вероватноћа налажења c-млазева $P_1(c)$, $P_2(c)$.

Дистрибуције датих променљивих за сигнал и све шумове, дате су у Прилогу 3, нормализоване на интегралну луминозност од 1.5 ab^{-1}.

Улазне променљиве у BDT методи, које су коришћене за семилептонско финално стање су:

- инваријантна маса on-shell Z бозона m_Z,

[30] Под "инваријантна маса" се подразумева инваријантна маса система честица $q\bar{q}$ или l^+l^- од којих се реконструише Z бозон. Односно, у случају масе Хигсовог бозона, инваријантна маса система ZZ^*.

[31] Говоримо о вероватноћама *P(b)* и *P(c)*за по два млаза у догађају, јер ове варијабле имају за циљ да елиминишу млазеве из процеса $H \to b\bar{b}$ и $H \to c\bar{c}$, респективно.

- инваријантна маса off-shell Z бозона m_{Z^*},

- инваријантна маса пара лептона $m_{l^+l^-}$,

- инваријантна маса пара млазева $m_{q\bar{q}}$,

- инваријантна маса Хигсовог бозона m_H,

- растојање између два најближа млаза $-logy_{34}, -logy_{23}, -logy_{12}$,

- видљива енергија у догађају E_{vis},

- недостајући трансверзални импулс p_T^{miss},

- вероватноћа налажења b-млазева $P_1(b)$, $P_2(b)$,

- вероватноћа налажења c-млазева $P_1(c)$, $P_2(c)$,

- поларни угао између два Z бозона θ_H,

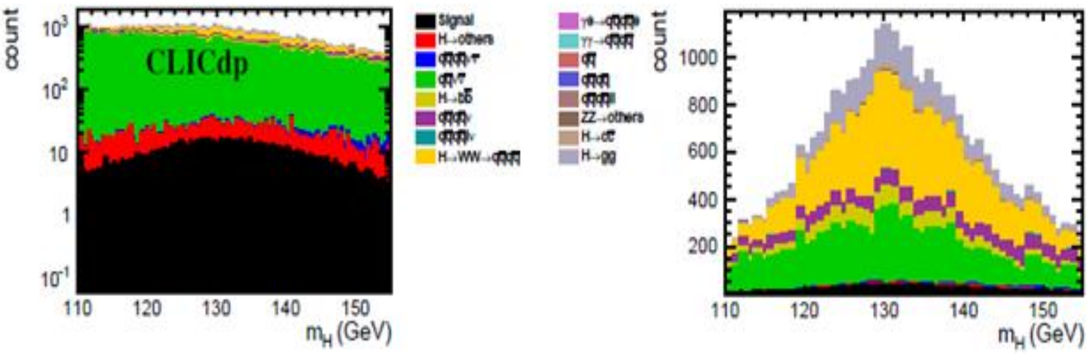
- разлика између видљиве енергије у догађају и енергије Хигсовог бозона $E_{vis} - E_H$,

- број свих реконструисаних честица у догађају N_{PFO}.

Дистрибуције датих промењљивих за сигнал и све шумове, као и у претходном случају, дате су у Прилогу 4, нормализоване на интегралну луминозност од 1.5 ab^{-1}.

Као што је речено, селекција догађаја применом MVA извршена је коришћењем BDT метода. У оба финална стања излазна вредност BDT варијабле изабрана је тако да максимизује значајност, односно оптимизује ефикасност издвајања сигнала од шума. Нађене вредности значајности су 5.7 и 17 за хадронско и семилептонско финално стање, респективно. На Слици 3.5.1 приказана је дистрибуција реконструисане масе Хигсовог бозона пре и након MVA селекције за хадронско финално стање сигнала, док је на Слици 3.5.2 приказана дистрибуција реконструисане масе Хигсовог бозона пре и након MVA селекције за семилептонско финално стање сигнала. Са Слике 3.5.1 се може видети да и након примене MVA селекције остаје присутан шум $H \rightarrow WW \rightarrow$

$q_1q_2q_3q_4$, који има потпуно исто финално стање као сигнал и представља иредуцибилни шум. Такође, шум који значајно доминира над сигналом након MVA селекције јесте $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\nu_e\bar{\nu}_e$, како због великог ефикасног пресека ($\sigma = 788\ fb$), тако и због пара млазева чија инваријантна маса одговара маси Z бозона. Укупна ефикасност сигнала у хадронском финалном стању након свих фаза селекције износи 18.4%, док су ефикасности MVA селекције, као и укупан број догађаја након фаза преселекције и MVA селекције дати у Табели 3.5.1.

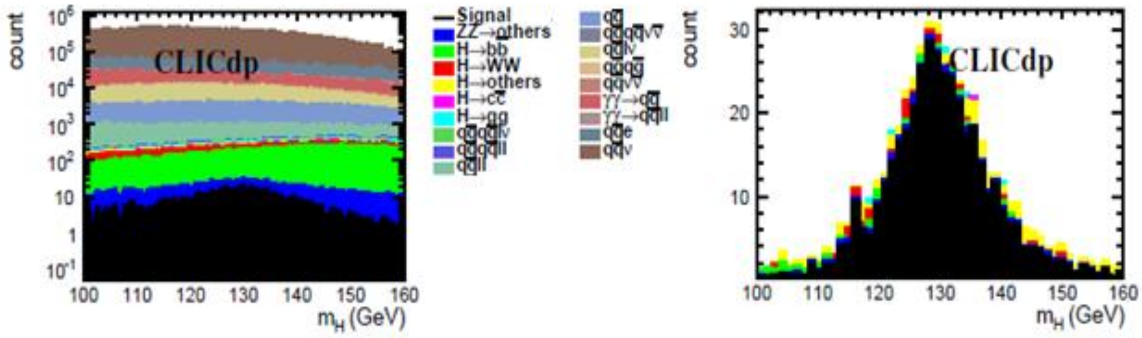


(а) *(б)*

Слика 3.5.1 *Дистрибуција реконструисане масе Хигсовог бозона за хадронско финално стање сигнала а) након фазе преселекције, б) након фаза преселекције и MVA.*

Табела 3.5.1 *Ефикасност одбацивања сигнала и шумова након MVA селекције, као и укупан број догађаја сигнала и шумова након фаза преселекције и MVA селекције за хадронско финално стање сигнала.*

Сигнал	$\varepsilon_{BDT}(\%)$	Број догађаја
$H \to ZZ^{*} \to q\bar{q}q\bar{q}$	61.2	951
Шумови	$\varepsilon_{BDT}(\%)$	Број догађаја
$e^{+}e^{-} \to H\nu_{e}\bar{\nu}_{e}, H \to WW \to q_{1}q_{2}q_{3}q_{4}$	61.6	10286
$e^{+}e^{-} \to q\bar{q}\nu_{e}\bar{\nu}_{e}$	5.9	7643
$e^{+}e^{-} \to H\nu_{e}\bar{\nu}_{e}, H \to g\bar{g}$	41.2	3683
$e^{\pm}\gamma \to q\bar{q}q\bar{q}\nu$	9.8	2492
$e^{+}e^{-} \to H\nu_{e}\bar{\nu}_{e}, H \to b\bar{b}$	25.7	1897
$e^{+}e^{-} \to H\nu_{e}\bar{\nu}_{e}, H \to c\bar{c}$	35.0	562
$e^{+}e^{-} \to H\nu_{e}\bar{\nu}_{e}, H \to$ остали распади	7.7	199
$e^{+}e^{-} \to q\bar{q}q\bar{q}\nu_{e}\bar{\nu}_{e}$	43.0	191
$e^{+}e^{-} \to q\bar{q}q\bar{q}l\nu$	0.1	48
$e^{+}e^{-} \to q\bar{q}q\bar{q}l^{+}l^{-}$	0.001	6
$e^{+}e^{-} \to q\bar{q}q\bar{q}$	0.008	6
$e^{+}e^{-} \to q\bar{q}$	100	0
$e^{\pm}\gamma \to q\bar{q}q\bar{q}e$	100	0
$\gamma\gamma \to q\bar{q}q\bar{q}$	100	0



(а) (б)

Слика 3.5.2 *Дистрибуција реконструисане масе Хигсовог бозона за семилептонско финално стање сигнала а) након фазе преселекције, б) након фаза преселекције и MVA.*

Са Слике 3.5.2 се може видети да код семилептонског финалног стања, након MVA селекције, већина шумова је редукована у потпуности, док мали проценат шумова (< 1% у односу на сигнал) који преостаје потиче од расапада Хигсовог бозона на друге честице. Укупна ефикасност сигнала након фаза преселекције и MVA селекције износи 28.5%, док су ефикасности сигнала и свих шумова применом MVA селекције, као и укупан број догађаја који преостаје након преслекције и MVA селекције дати у Табели 3.5.2.

Табела 3.5.2 *Ефикасност одбацивања сигнала и шумова након MVA селекције, као и укупан број догађаја сигнала и шумова након фаза преселекције и MVA селекције за семилептонско финално стање сигнала.*

Сигнал	$\varepsilon_{BDT}(\%)$	Број догађаја
$H \to ZZ^* \to q\bar{q}l^+l^-$	45.9	425
Шумови	$\varepsilon_{BDT}(\%)$	Број догађаја
$e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to$ остали распади	0.003	98
$e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to WW \to q_1q_2q_3q_4$	0.002	24
$e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to b\bar{b}$	0.0006	23
$e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to g\bar{g}$	0.0005	4
$e^+e^- \to q\bar{q}\nu_e\bar{\nu}_e$	100	0
$e^+e^- \to q\bar{q}q\bar{q}\nu_e\bar{\nu}_e$	100	0
$e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e, H \to c\bar{c}$	100	0
$e^+e^- \to q\bar{q}$	100	0
$e^+e^- \to q\bar{q}q\bar{q}$	100	0
$e^+e^- \to q\bar{q}q\bar{q}l^+l^-$	100	0
$e^+e^- \to q\bar{q}q\bar{q}l\nu$	100	0
$e^+e^- \to q\bar{q}l^+l^-$	100	0
$e^+e^- \to q\bar{q}l\,\nu$	100	0
$\gamma\gamma \to q\bar{q}l^+l^-$	100	0
$\gamma\gamma \to q\bar{q}$	100	0
$e^{\pm}\gamma \to q\bar{q}e$	100	0
$e^{\pm}\gamma \to q\bar{q}\,\nu$	100	0

3.6 Одређивање $\boldsymbol{\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to ZZ^*)}$

У реалном експерименту, релативна статистичка неодређеност мерења $\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to ZZ^*)$ одређује се на основу укупног броја догађаја сигнала S и шума B, након свих фаза селекције, односно као:

$$\delta(\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to ZZ^*)) = \frac{\sqrt{N_S+N_B}}{N_S} \qquad (3.6.1)$$

У Табели 3.6.1 дата је релативна неодређености мерења $\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to ZZ^*)$, за оба финална стања сигнала без укључене поларизације снопова и са укљученом поларизацијом снопа електрона од 80%. Као што је већ речено у Поглављу 1.1.2, ако се узме у обзир лева поларизација електронског снопа од 80% током целокупног рада CLIC акцелератора на енергији 1.4 TeV у систему центра масе, ефикасни пресек за продукцију Хигсовог бозона WW-фузијом увећава се за фактор 1.8 [28]. У овој анализи узета је конзертвативна претпоставка да се целокупан шум увећава за исти фактор са порастом поларизације, као и сигнал.

У наредном поглављу биће више речи о утицају систематских неодређености на резултат мерења.

Табела 3.6.1 *Релативне статистичке неодређености мерења $\sigma_{H\nu\bar{\nu}} \times BR(H \to ZZ^*)$ за оба финална стања сигнала без укључене поларизације и са укљученом поларизацијом снопа електрона од 80%.Такође, дати су и одброј сигнала N_S и ефикасност селекције сигнала ε_S.*

	$H \to ZZ^* \to q\bar{q}q\bar{q}$		$H \to ZZ^* \to q\bar{q}l^+l^-$	
	без поларизације	са поларизацијом	без поларизације	са поларизацијом
N_S	951	1705	425	765
ε_S	18.4%	18.4%	28%	28%
$\frac{\Delta(\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to ZZ^*))}{\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to ZZ^*)}$	17.7%	13.1%	5.6%	4.2%

Као што је раније споменуто, спрезање Хигсовог бозона са Z бозонима, g_{HZZ} се екстрахује у глобалном фиту из резултата свих мерења по фазама рада CLIC, што ће бити детаљно описано у поглављима 4.1.1. и 4.1.2.

3.7 Систематска неодређеност мерења

Производ ефикасног пресека и односа гранања Хигсовог бозона за распад на пар Z бозона зависи од интегралне луминозности и ефикасности идентификације сигнала (лептона и млазева), тј. непознавање ових величина представља извор систематске грешке мерења. Као што је већ речено у 2.9, интегрална луминозност у вршном делу изнад 75% енергије у систему центра масе може се одредити на промилном нивоу, док се испод 75% енергије у систему центра масе, може одредити са тачношћу од неколико процената [76] на енергији 3 TeV где је утицај интеракције снопова на спектар луминозности највећи. На енергији од 3 TeV у систему центра масе, око 17% догађаја продукције Хигсовог бозона се дешава на енергији која је испод 75% номиналне енергије, тако да се овај извор систематске грешке може занемарити на 1.4 TeV где је ефекат дисторзије спектра луминозности услед интеракције снопова још слабије изражен. Овај ефекат је илустрован на Слици 1.1.2.

У семилептонском финалном стању сигнала, значајан извор систематске грешке представља ефикасност идентификације лептона. У овој анализи, симулиран је померај од $\pm 1\%$ непознавања ефикасности идентификације лептона, што као резултат даје $\Delta\left(\sigma_{H\nu_{\mathrm{e}}\bar{\nu}_{\mathrm{e}}} \times BR(H \to ZZ^{*})\right) \approx 0.01\%$ неодређености производа ефикасног пресека и односа гранања Хигсовог бозона за распад на пар Z бозона.

Остали извори систематских неодређености за оба финална стања, као што су неодређеност ефикасности идентификације тешких аромата (b, c) и утицај енергетске резолуције млазева су на нивоу од 0.01% или мање на будућим e^+e^- сударачима [84].

Релативне систематске неодређености за хадронско и семилептонско финално стање (реда $\leq 1\%$) су значајно мање од статистичких неодређености које износе 17.7% и 5.6%, респективно.

IV Дискусија резултата

4.1 Мерење Хигсових спрезања - глобални фит

Програм физике са Хигсовим бозоном на CLIC укључује мерења у све три фазе рада акцелератора, односно на три енергије у систему центра масе (350 GeV, 1.4 TeV и 3 TeV). Ова мерења укључују и модел-независно мерење продукције Хигсовог бозона у Хигсштралунг процесу (као што је напоменуто у поглављу 1.1.2), затим мерења распада Хигсовог бозона на фермионе и бозоне (примери два таква мерења су описани у овој тези у поглављима II и III), а такође и мерења спрезања Хигсовог бозона са t кварком, као и Хигсовог самоспрезања. Да би се у потупонсти одредио потенцијал CLIC као будућег експеримента у погледу ултимативне тачности мерења у Хигсовом сектору, Хигсова спрезања симултано су одређена узевши у обзир све фазе рада акцелератора помоћу модел-независног фита и модел-зависаног фита пратећи стратегију која се такође примењује и на LHC. Резултати фита подразумевају поларизацију електронског снопа од -80% на енергијама 1.4 TeV и 3 TeV у систему центра масе. У Табелама 4.1.1 и 4.1.2 дате су релативне статистичке неодређености мерења производа ефикасног пресека за продукцију Хигсовог бозона $\sigma(e^+e^- \to VV \to H\ (V = Z, W))$ и односа гранања $BR(H \to xx)$, односно одговарајуће опсервабле $\frac{g_{HVV}^2 \cdot g_{Hxx}^2}{\Gamma_H}$, где је Γ_H укупна ширина Хигсовог бозона. Неколико опсервабли наведених у Табели 4.1.2 су одређене само на енергији 1.4 TeV у систему центра масе, док су резултати на 3 TeV добијени скалирањем резултата са 1.4 TeV одговарајућим факторима који одговарају промени ефикасних пресека сигнала и шума у односу на вредности на нижој енергији. Претпостаљено је да се шум скалира на исти начин као и сигнал у односу на $\sqrt{s}$. Ова претпоставка је конзервативна, из разлога што се Хигсови бозони који представљају сигнал производе у вектор-бозон фузији за коју ефикасни пресек расте са $\sqrt{s}$, док су многи шумови произведени s-каналом за који ефикасни пресек опада са порастом енергије у систему центра масе. Све релативне статистичке неодређености параметара Хигсових спрезања су екстраховане комбинованим фитом свих мерења на свим расположивим енергијама у систему центра масе на CLIC, подразумевајући интегралне луминозности које одговарају раду акцелератора од 4-5 година по фази и при ефикасности детекције од 50%.

Оба фита (модел-независни и модел-зависни) су заснована на минимизацији χ^2 симултаног фита свих резултата мерења, користећи MINUIT [83] пакет. Глобални χ^2 је израчунат из коваријантне матрице свих мерења. За свако појединачно мерење, χ_i^2 се може израчунати као:

$$\chi_i^2 = \frac{\left(\frac{C_i}{C_i^{SM}}-1\right)^2}{\delta F_i^2} \tag{4.1.1}$$

где је C_i комбинација одговарајућих слободних параметара фита, а C_i^{SM} је очекивана вредност из Стандардног модела, док су δF_i релативне статистичке неодређености мерења $\sigma_{prod} \times BR(H \to xx)$ разматраних процеса. Као што је речено, укупни χ^2 је дат као:

$$\chi^2 = \zeta^T V^{-1} \zeta \tag{4.1.2}$$

где је V коваријантна матрица, док је ζ вектор девијација фитованих вредности релевантних комбинација Хигсових спрезања и укупне ширине.

Број и дефиниција слободних параметара фита C_i зависи од врсте фита (модел-независан или модел-зависан и ово ће бити даље дискутовано у поглављима 4.1.1 и 4.1.2). Такође, корелације између мерења су узете у обзир у случајевима где се очекује да ће бити велике. Ово се односи на мерања $\sigma_{prod} \times BR$ за $H \to b\bar{b}, c\bar{c}, gg$ на енергији од 350 GeV у Хигсштралунг и WW-фузији као процесима продукције Хигсовог бозона и на 1.4 TeV у систему центра масе, у WW-фузији као процесу продукције Хигсовог бозона.

У Табелама 4.1.1 и 4.1.2 дата су улазна мерења за оба фита, на свим енергијама рада CLIC.

Табела 4.1.1 *Релативна статистичка неодређеност опсервабли у Хигсовом сектору на CLIC, на енергији 350 GeV, при интегралној луминозности од 500 fb^{-1}, подразумевајући неполаризоване снопове. Мерена величина је директно одређена мерењем (симулацијом), а опсервабла је са њом повезана величина чија је релативна статистичка неодређеност иста (1.1.8).*

Механизам продукције	Мерена величина	Опсервабла	Релативна статистичка неодређеност ($\sqrt{s}$ =350 GeV, $\mathcal{L}$ =500 fb^{-1})
ZH	маса Хигсовог бозона	m_H	110 MeV
ZH	$\sigma(ZH) \times BR(H \to \mathrm{invisible})$	Γ_{inv}	0.6%
ZH	$\sigma(ZH) \times BR(Z \to l^+l^-)$	g^2_{HZZ}	3.8%
ZH	$\sigma(ZH) \times BR(Z \to q\bar{q})$	g^2_{HZZ}	1.8%
ZH	$\sigma(ZH) \times BR(H \to b\bar{b})$	$g^2_{HZZ}\, g^2_{Hb\bar{b}}/\Gamma_H$	0.86%
ZH	$\sigma(ZH) \times BR(H \to c\bar{c})$	$g^2_{HZZ}\, g^2_{Hc\bar{c}}/\Gamma_H$	14%
ZH	$\sigma(ZH) \times BR(H \to gg)$		6.1%
ZH	$\sigma(ZH) \times BR(H \to \tau^+\tau^-)$	$g^2_{HZZ}\, g^2_{H\tau\tau}/\Gamma_H$	6.2%
ZH	$\sigma(ZH) \times BR(H \to WW^*)$	$g^2_{HZZ}\, g^2_{HWW}/\Gamma_H$	5.1%
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \times BR(H \to b\bar{b})$	$g^2_{HWW}\, g^2_{Hb\bar{b}}/\Gamma_H$	1.9%
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \times BR(H \to c\bar{c})$	$g^2_{HWW}\, g^2_{Hc\bar{c}}/\Gamma_H$	26%
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \times BR(H \to gg)$		10%

Табела 4.1.2 *Релативна статистичка неодређеност опсервабли у Хигсовом сектору на CLIC, на енергијама 1.4 TeV и 3 TeV у систему центра масе, при интергралној луминозности од 1.5 ab^{-1} и 2 ab^{-1}, респективно. У оба случаја подразумевани су неполаризовани снопови, осим уколико није назначено другачије. Знак "-" означава да мерење није могуће или није релевантно на датој енергији у систему центра масе. Резултати означени са * су добијени екстраполацијом резултата добијених на енергији 1.4 TeV.*

Механизам продукције	Мерена величина	Опсервабла	Релативна статистичка неодређеност	
			$\sqrt{s}$ =1.4 TeV $\mathcal{L}$ =1.5 ab^{-1}	$\sqrt{s}$ =3 TeV $\mathcal{L}$ =2 ab^{-1}
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	m_H	m_H	47 MeV	44 MeV
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \times BR(H \to b\bar{b})$	$g^2_{HWW}\, g^2_{Hb\bar{b}}/\Gamma_H$	0.4%	0.3%
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \times BR(H \to c\bar{c})$	$g^2_{HWW}\, g^2_{Hc\bar{c}}/\Gamma_H$	6.1%	6.9%
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \times BR(H \to gg)$		5.0%	4.3%
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \times BR(H \to \tau^+\tau^-)$	$g^2_{HWW}\, g^2_{H\tau\tau}/\Gamma_H$	4.2%	4.4%
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \times BR(H \to \mu^+\mu^-)$	$g^2_{HWW}\, g^2_{H\mu\mu}/\Gamma_H$	38%	25%
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \times BR(H \to \gamma\gamma)$		15%	10%[32]
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \times BR(H \to Z\gamma)$		42%	30% [32]
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \times BR(H \to WW^*)$	g^4_{HWW}/Γ_H	1.0%	0.7%[32]
$H\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(H\nu_e\bar{\nu}_e) \times BR(H \to ZZ^*)$	$g^2_{HWW}\, g^2_{HZZ}/\Gamma_H$	5.6%	3.9%[32]
He^+e^-	$\sigma(e^+e^-) \times BR(H \to b\bar{b})$	$g^2_{HZZ}\, g^2_{Hb\bar{b}}/\Gamma_H$	1.8%	2.3%[32]
$t\bar{t}H$	$\sigma(t\bar{t}H) \times BR(H \to b\bar{b})$	$g^2_{Htt}\, g^2_{Hb\bar{b}}/\Gamma_H$	8%	-
$HH\nu_e\bar{\nu}_e$	$\sigma(HH\nu_e\bar{\nu}_e)$	λ [32,33]	54% (29%)	40%(22%[32])

[32] Резултати су добијени екстраполацијом резултата са енергије 1.4 TeV у систему центра масе.
[33] Претпостављајући поларизацију снопа електрона од -80%.

4.1.1 Модел-независни фит

У модел-независном фиту, основни слободни параметар представља спрезање Хигсовог и Z бозона, g_{HZZ}, одређено у процесу Хигсштралунга, на начин како је то описано у поглављу 1.2. Као што је речено, тачност g_{HWW}, а затим и осталих параметара Хигсових спрезања зависи од тачности мерења g_{HZZ}. Сва остала спрезања Хигсовог бозона, као и укупна ширина Γ_H, представљају слободне параметре фита. За било које мерење производа $\sigma_{prod} \times BR(H \to xx)$, може се увести параметар C (C_i из израза 4.1.1) који укључује одговарајућа спрезања Хигсовог бозона. Тако, на пример, за распад $H \to b\bar{b}$, где је Хигсов бозон продукован механизмом Хигсштралунга ($e^+e^- \to HZ$), можемо дефинисати:

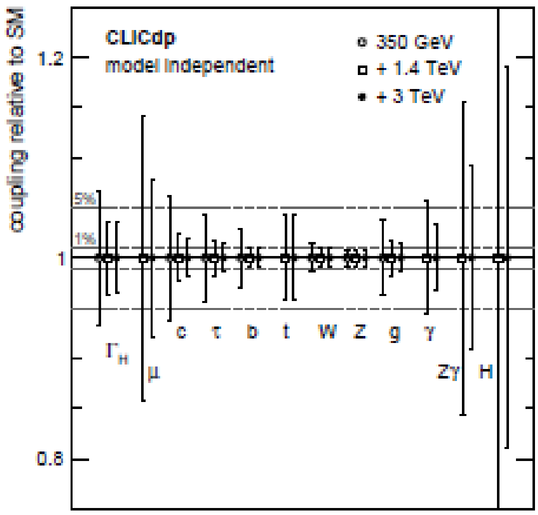
$$C_{ZH,H\to b\bar{b}} = \frac{g_{HZZ}^2 g_{Hbb}^2}{\Gamma_H} \tag{4.1.3}$$

и, слично, уколико је Хигсов бозон продукован механизмом WW-фузије ($e^+e^- \to H\nu_e\bar{\nu}_e$):

$$C_{H\nu_e\bar{\nu}_e,H\to b\bar{b}} = \frac{g_{HWW}^2 g_{Hbb}^2}{\Gamma_H} \tag{4.1.4}$$

Једино у случају мерења спрезања g_{HZZ}, $C_{ZH} = g_{HZZ}^2$. На овај начин одређује се осам Хигсових спрезања и Хигсова ширина: $g_{HZZ}, g_{HWW}, g_{Hbb}, g_{Hcc}, g_{H\tau\tau}, g_{H\mu\mu}, g_{Htt}$ и Γ_H, као и три ефективна спрезања $g_{Hgg}^{\dagger}$, $g_{H\gamma\gamma}^{\dagger}$, $g_{HZ\gamma}^{\dagger}$. Спрезања означена † разликују се од осталих наведених спрезања, јер се Хигсов бозон не распада директно (на основном нивоу) на дате честице (нпр. на глуоне), већ преко процеса вишег реда ткз. "loop" процеса, односно изменом тешких честица.

Фит је урађен у три фазе, сваки пут додајући податке добијене из претходних фаза рада машине. У Табели 4.1.3 дати су резултати модел-независног фита, док су резултати графички приказани на Слици 4.1.1 [30]. За спрезање g_{Htt}, није урађена анализа на енергији 3 TeV у систему центра масе, али се не очекује да тај резултат да значајно побољшање у односу на резултат добијен на 1.4 TeV, због мањег ефикасног пресека сигнала на вишим енергијама.Резултати модел-независног фита зависе од тачности мерња ефикасног пресека Хигсштралунг процеса на енергији 350 GeV у систему центра масе, односно од неодређености спрезања Хигсовог бозона са Z бозоном g_{HZZ}, што имплицира да је тачност мерења свих осталих спрезања Хигсовог бозона условљена тачношћу мерења g_{HZZ}. Сваки од слободних параметара фита симултано се одређује тако укупни χ^2 (израз 4.1.2) буде минималан.



Слика 4.1.1 *Илустрација тачности мерења сперазања Хигсовог бозона узевши кумулативно у обзир све три фазе рада акцелератора (350 GeV, 1.4 TeV и 3 TeV), одређена помоћу модел-независног фита. Испрекиданим линијама је означен интервал апсолутних статистичких неодређености између* $\pm$*1% и* $\pm$*5%, Хигсових спрезања нормализованих на очекиване вредности у Стандардном моделу.*

Табела 4.1.3 *Релативна статистичка неодређеност Хигсових спрезања добијена модел-независним фитом. Вредности означене са "-" не могу бити мерене са задовољавајућом тачношћу на датој енергији. Три ефективна спрезања,* $g^{\dagger}_{Hgg}$, $g^{\dagger}_{H\gamma\gamma}$, $g^{\dagger}_{HZ\gamma}$ *су такође укључена у фит. Поларизација снопа електрона од -80% је узета у обзир на енергијама већим од 1 TeV. Знак "+" означава да је узета у обзир статистика из претходне фазе рада машине.*

МОДЕЛ-НЕЗАВИСНИ ФИТ			
Параметар	Релативна статистичка неодређеност		
	$\sqrt{s}$ =350 GeV ($\mathcal{L}$ =500 fb^{-1})	$\sqrt{s}$ = +1.4 TeV ($\mathcal{L}$ =1.5 ab^{-1})	$\sqrt{s}$ = +3 TeV ($\mathcal{L}$ =2 ab^{-1})
g_{HZZ}	0.8%	0.8%	0.8%
g_{HWW}	1.4%	0.9%	0.9%
g_{Hbb}	3.0%	1.0%	0.9%
g_{Hcc}	6.2%	2.3%	1.9%
$g_{H\tau\tau}$	4.3%	1.7%	1.4%
$g_{H\mu\mu}$	-	14.1%	7.8%
g_{Htt}	-	4.2%	4.2%
$g^{\dagger}_{Hgg}$	3.7%	1.8%	1.4%
$g^{\dagger}_{H\gamma\gamma}$	-	5.7%	3.2%
$g^{\dagger}_{HZ\gamma}$	-	15.6%	9.1%
Γ_H	6.7%	3.7%	3.5%

4.1.2 Модел-зависни фит

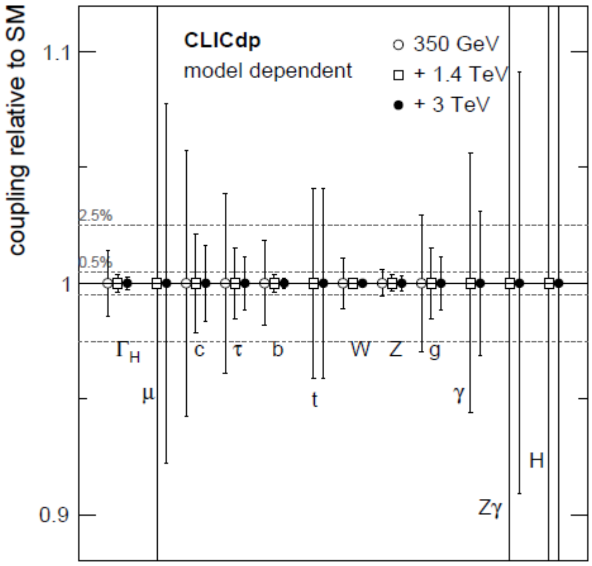
Модел-зависни фит је базиран на претпоставци да је укупна ширина Хигсовог бозона одређена односима гранања које предвиђа Стандардни модел, односно да невидљивих распада Хигсовог бозона нема. Под том претпоставком могу се увести параметри κ_i, као однос мерених (Γ_i) и очекиваних парцијалних ширина у Стандардном моделу (Γ_i^{SM}) за сваки распад i:

$$\kappa_i^2 = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_i^{SM}} \tag{4.1.5}$$

при чему је модел-зависна ширина Хигсовог бозона Γ_H^{md}:

$$\Gamma_H^{md} = \sum_{i=1,10} \kappa_i^2 BR_i^{SM} \tag{4.1.6}$$

где су параметри $\kappa_i = \kappa_{HZZ}, \kappa_{HWW}, \kappa_{Hbb}, \kappa_{Hcc}, \kappa_{H\tau\tau}, \kappa_{H\mu\mu}, \kappa_{Htt}, \kappa_{Hgg}, \kappa_{H\gamma\gamma}, \kappa_{HZ\gamma}$ слободни параметри фита. Односи гранања су узети из [71] без укључених теоретских неодређености. Да би се искључили ефекти који потичу од нумеричког заокруживања грешке, укупна сума односа гранања је нормализована на 1.



Слика 4.1.2 *Илистрација тачности мерења спрезања Хигсовог бозона на CLIC, у све три фазе рада акцелератора (350 GeV, 1.4 TeV и 3 TeV) узете у обзир кумулативно, добијена модел-зависним фитом. Испрекиданим линијама је означен интервал релативне статистичке неодређености између 0.5% и 2.5%.*

На сличан начин као и у поглављу 4.1.1, могу се дефинисати комбинације слободних параметара фита:

$$C_{ZH} = \kappa_{HZZ}^2, \quad C_{ZH,H\to b\bar{b}} = \frac{\kappa_{HZZ}^2 \kappa_{Hbb}^2}{(\Gamma_H^{md})} \quad \text{и} \quad C_{H\nu_e\bar{\nu}_e,H\to b\bar{b}} = \frac{\kappa_{HWW}^2 \kappa_{Hbb}^2}{(\Gamma_H^{md})} \tag{4.1.7}$$

где је поново узет пример распада Хигсовог бозона $H \to b\bar{b}$, када је Хигсов бозон продукован процесом Хигсштралунга или WW-фузије.

Табела 4.1.4 *Релативна статистичка неодређеност Хигсових спрезања добијена модел-зависним фитом. Вредности означене са "-" не могу бити мерене са задовољавајућом тачношћу на датој енергији. Неодређеност Хигсове ширине је израчуната из резултата фита. Поларизација снопа електрона од -80% је узета у обзир на енергијама већим од 1 TeV.*

МОДЕЛ-ЗАВИСНИ ФИТ			
Параметар	Релативна статистичка неодређеност		
	$\sqrt{s}$ =350 GeV ($\mathcal{L}$ =500 fb^{-1})	$\sqrt{s} = +1.4$ TeV ($\mathcal{L}$ =1.5 ab^{-1})	$\sqrt{s} = +3$ TeV ($\mathcal{L}$ =2 ab^{-1})
κ_{HZZ}	0.6%	0.4%	0.3%
κ_{HWW}	1.1%	0.2%	0.1%
κ_{Hbb}	1.8%	0.4%	0.2%
κ_{Hcc}	5.8%	2.1%	1.7%
$\kappa_{H\tau\tau}$	3.9%	1.5%	1.1%
$\kappa_{H\mu\mu}$	-	14.1%	7.8%
κ_{Htt}	-	4.1%	4.1%
κ_{Hgg}	3.0%	1.5%	1.1%
$\kappa_{H\gamma\gamma}$	-	5.6%	3.1%
$\kappa_{HZ\gamma}$	-	15.6%	9.1%
Γ_{H}^{md}	1.4%	0.4%	0.3%

С обзиром да на енергији од 350 GeV у систему центра масе, због ограничене статистике није могуће мерити ретке распаде Хигсовог бозона попут $H \to \mu^{+}\mu^{-}, H \to \gamma\gamma$ и $H \to Z\gamma$, фит је извршен са преосталих шест слободних параметара, уз одговарајуће скалирање односа гранања коришћених у одређивању укупне ширине на енергији од 350 GeV. Као и у случају, модел-независног фита, фит је урађен у три фазе узимајући у обзир кумулативно статистику прикупљену у претходним фазама. Како је укупна ширини Хигсовог бозона одређена претпоставкама Стандардног модела, релативна статистичка неодређеност Хигсове ширине је израчуната из резултата фита, узимајући у обзир потоуну корелацију свих параметара фита. У Табели 4.1.4 приказани су резлтати модел-зависног фита, који су, уједно, илустровани на Слици 4.1.2 [30].

4.2 Дискусија и резиме

У делу II ове тезе је показано да је већ на интермедијарној енергији рада будућег Компактног линераног сударача CLIC, од 1.4 TeV у систему центра масе, могуће одредити производ $\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to \mu^+\mu^-)$ са релативном статистичком неодређеношћу од 38% без поларизације снопова, односно од 25% при поларизацији снопа електрона од -80%. Доминантни допринос релативној статистчкој неодређености потиче од ограничене статистике сигнала реда пар десетина догађаја у узорку од 1.5 ab^{-1}, као и од присуства иредуцибилног шума истоветне сигнатуре као сигнал ($e^+e^- \to \mu^+\mu^-\nu\bar{\nu}$). Како је распад $H \to \mu^+\mu^-$ редак процес ($BR(H \to \mu^+\mu^-)$ ~ $2.14 \cdot 10^{-4}$), методе мултиваријантне анализе су примењене у раздвајању сигнала од шума, при чему је постигнута ефикасност селекције сигнала од 25% и супресија шума од 0.03%, након свих фаза селекције. Укупна релативна систематска неодређеност, узевши у обзир изворе попут резолуције мерења трансверзалног импулса, неодређености познавања ефикасности идентификације миона, резолуције мерења поларног угла миона, као и неодређеност мерења интегралне луминозности, износи мање од 2%. Овај резултат мерења $\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to \mu^+\mu^-)$, као и резултат мерења на енергији 3 TeV у систему центра масе, унети у модел-независни глобални фит осталих спрезања Хигсовог бозона, резултују у укупној релативној статистичкој неодређености Хигсовог спрезања са мионима $g_{H\mu\mu}$ од 14.1% на енергији од 1.4 TeV (1.5 ab^{-1}), односно од 7.8% на енергији од 3 TeV, при чему је на свакој енергији узета у обзир и целокупна статистика из претходних фазе рада машине. Резултати модел зависног фита, који полази од претпоставке да је укупна ширина Хигсовог бозона одређена односима гранања предвиђеним Стандардним моделом, не дају побољшану тачност мерења узевши у обзир ограничену статистику сигнала. На Великом хадронском сударачу LHC ће тек са укупним статистичким потенцијалом од 300 fb^{-1}, мерење $g_{H\mu\mu}$ бити могуће са релативном статистичком грешком од 40% [74]. И на унапређеном Велком хадронском сударачу високе луминозности HL-LHC, при интегралној луминозности од 3000 fb^{-1}, реалтивна статистичка неодређеност је за фактор 2 већа него на 3 TeV CLIC [81].

Што се тиче спрезања Хигсовог бозона са Z бозонима, описаног у поглављу III ове тезе, показано је да се производ $\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to ZZ^*)$ може одредити са релативном статистичком неодређеношћу од 17.7%, односно 5.6% за хадронско и семилептонско финално стање сигнала, респективно без примене поларизације, односно 13.1% и 4.2% са укљученом поларизацијом електронског снопа од 80% уз примену конзервативне претпоставке да се и сигнал и шумови увећавају за фактор 1.8. Код хадронског финалног стања, доминантан допринос релативној статистичкој неодређености потиче од присуства иредуцибилног шума $H \to WW \to q_1q_2q_3q_4$ који има потпуно исто финално стање као сигнал. Такође, шум који значајно доминира над сигналом након свих фаза селекције јесте $e^+e^- \to q\bar{q}\nu_e\bar{\nu}_e$, како због великог ефикасног пресека ($\sigma = 788\, fb$), тако и због присуства пара млазева чија инваријантна маса одговара маси Z бозона. Укупна ефикасност селекције сигнала у хадронском финалном стању након свих фаза селекције износи 18.4%, док је проценат шума који преостаје 0.4%. Код семилептонског финалног стања, након свих фаза селекције, преостају само шумови који потичу из распада Хигсовог бозона на друге честице ($\mathrm{H} \to \mathrm{b}\bar{\mathrm{b}}, \mathrm{H} \to \mathrm{gg}, \mathrm{H} \to \mathrm{WW}$), па је проценат шума који преостаје значајно мањи него код хадронског финалног стања и износи 0.006%, док укупна ефикасност сигнала износи 28%. Релативне систематске неодређености за хадронско и семилептонско финално стање које потичу од неодређености идентификације тешких аромата (b, c), утицаја енергетске резолуције млазева, као и неодређености мерења интегралне луминозности, износе мање од 1%. Као и у случају $H \to \mu^+\mu^-$ анализе, резултат $\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to ZZ^*)$ који је приказан у овој тези, као и екстракција резултата истог мерења на енергији 3 TeV у систему центра масе, укључени су у глобални фит спрезања Хигсовог бозона са осталим честицама. Резлтати модел независног фита показују да је спрезање Хигсовог бозона са Z бозонима могуће мерити са релативном статистичком неодређености од 0.8% на енергијама 1.4 TeV и 3 TeV, при чему је на свакој енергији узета у обзир кумулативна статистика прикупљена у претходним фазама. Резултати модел зависног фита показују да је спрезање g_{HZZ} могуће мерити са још већом тачношћу од оне добијене модел-независним фитом, односно спрезање Хигсовог бозона са Z бозонима могуће је мерити са релативном статистичком неодређеношћу од

0.4% (0.3 %) на 1.4 TeV (3 TeV). На HL-LHC спрезање Хигсовог бозона са Z бозонима може се мерити са релативном статистичком грешком 4% узевши у обзир оба експеримента (ATLAS и CMS) и подразумевајући укупну расположиву интегралну луминозност од 3000 fb^{-1}.

Милионска продукција Хигсових бозона у све три фазе рада CLIC, као и друге предности лептонских сударача попут минималног QCD шума, реконструктабилног иницијалног и финалног стања из основних закона одржања, као и могућност модел-независних мерења, представљају оптимално експериментално окружење за мерења у Хигсовом сектору. Посебно, мерења Хигсових спрезања са електрослабим бозонима пружају увид у евентуалну композитност Хигсовог бозона у ком случају су предвиђена процентна одступања у спрезањима од вредности предвиђених Стандардним моделом. Евентуална одступања од линеарности зависности Хигсових спрезања од масе честица предвиђене Стандардним моделом такође представља индикацију физике изван Стандардног модела, нпр. модели Хигсовог сектора са вишеструким дублетима. У том смислу, али и уопште када је реч о BSM физици и изван Хигсовог сектора, предложени програм истраживања на CLIC проширује и допуњује физичка мерења планирана на LHC и HL-LHC.

Закључак

У овој тези представљене су две анализе симулираних расапада Хигсовог бозона на пар миона и на пар Z бозона, на енергији 1.4 TeV у систему центра масе, на будућем Компактном линеарном сударачу CLIC.

Симулирани су узорци догађаја сигнала и шума који одговарају интегралној луминозности од 1.5 ab^{-1}, односно четири године рада акцеларатори при номиналној луминозности од $3.7 \cdot 10^{34}$ $cm^{-2}s^{-1}$, претпостављајући ефикасност прикупљања података од 50%. Симулирано је реално експериментално окружење у смислу спектра луминозности, физичких и машинских шумова, радијације почетног и финалног стања, као и EPA апроксимације у опису сигнала и шума где је то потребно. Претпостављен је потпуно инструментализован CLIC_ILD модел детектора.

Показано је да је могуће одредити производ ефикасног пресека односа гранања за продукцију Хигсовог бозона механизмом WW-фузије и односа гранања за распад Хигсовог бозона на пар миона $\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to \mu^+\mu^-)$, са релативном статистичком неодређеношћу од 38% без поларизације снопова, односно од 25% при поларизацији снопа електрона од -80%. Релативна систематска неодређеност је мања од 2%.

Показано је да је могуће одредити производ ефикасног пресека односа гранања за продукцију Хигсовог бозона механизмом WW-фузије и односа гранања за распад Хигсовог бозона на пар Z бозона $\sigma_{H\nu_e\bar{\nu}_e} \times BR(H \to ZZ^*)$, са релативном статистичком неодређеношћу од 17.7% за хадронско финално стање $ZZ^* \to q_1\bar{q}_1q_2\bar{q}_2$, односно са релативном статистичком неодређеношћу од 5.6% за семилептонско финално стање $ZZ^* \to q\bar{q}l^+l^-$. Релативна систематска неодређеност је испод једног процента.

Добијени резултати су укључени у модел-независни и модел-зависни фит, који у свакој фази рада машине (350 GeV, 1.4 TeV и 3 TeV), односно за сваку од три енергије у систему центра маса, укључују и статистику из претходних фаза. Релативна статистичка неодређеност Хигсовог спрезања са мионима $g_{H\mu\mu}$ добијна модел-независним фитом износи 14.1% на енергији од 1.4 TeV, односно 7.8% на енергији од 3 TeV. Резултати модел-зависног фита, који полази од претпоставке да је укупна ширина Хигсовог бозона одређена односима гранања предвиђеним Стандардним моделом, не дају побољшану тачност мерења узевши у обзир ограничену статистику сигнала.

Релативна статистичка неодређеност Хигсовог спрезања са Z бозонима g_{HZZ} добијна модел-независним фитом износи 0.8%, на свим расположивим енергијама у систему центра масе, јер је спрезање g_{HZZ} превасходно одређено мерењем у процесу Хигсштралунга на енергији од 350 GeV у систему центра масе, и стога ограничава тачност мерења осталих спрезања која од њега индиректно зависе. Резултати модел-зависног фита смањују релативну статистичку неодређеност мерења g_{HZZ} на 0.6%, 0.4% и 0.3%, на енергијама од 350 GeV, 1.4 TeV и 3 TeV у систему центра масе, респективно, и уклањају ограничење модел-независног фита које проистиче из лимитиране тачности мерења спрезања g_{HZZ} у процесу Хигсштралунга на енергији од 350 GeV у систему центра масе.

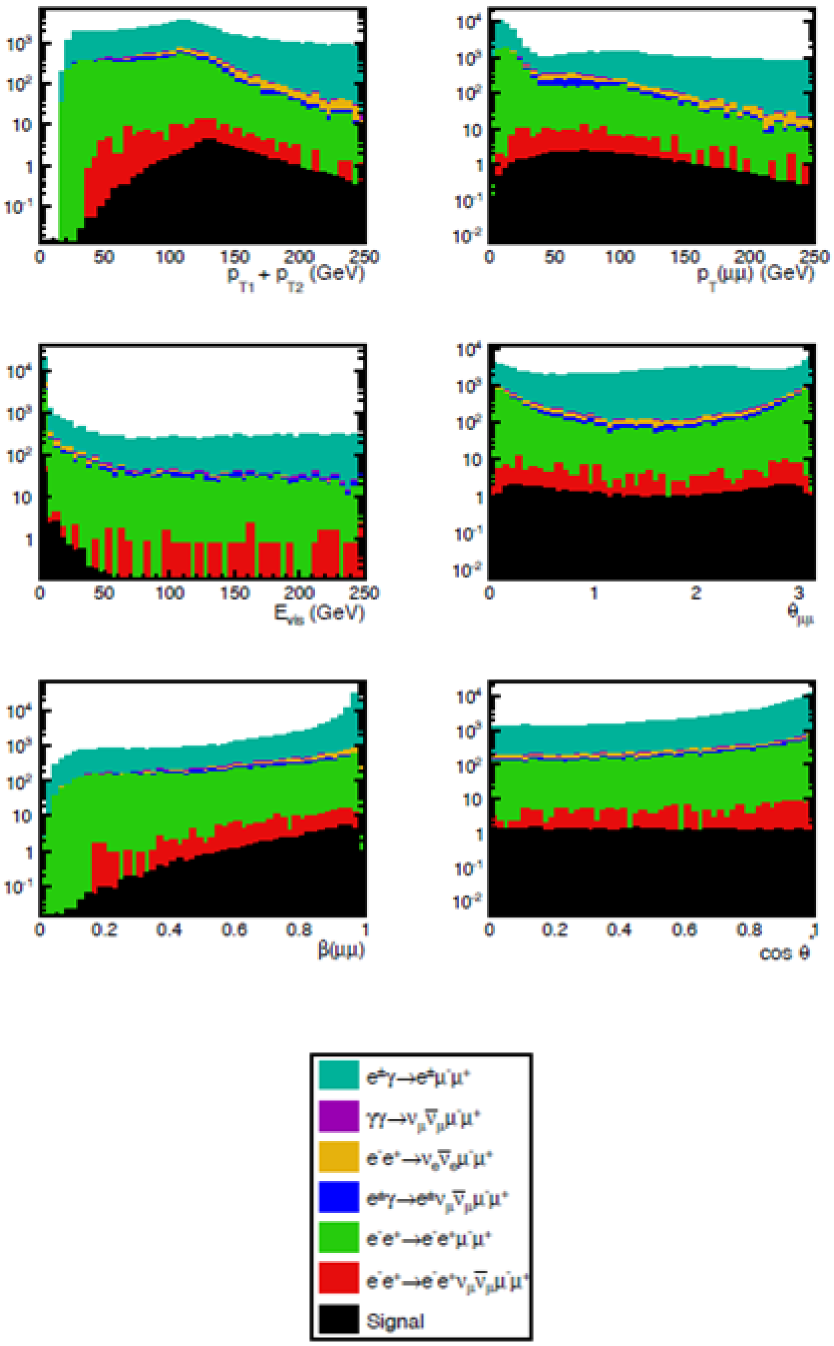
Прилог 1 - Доказ инваријантности $J^{\mu}_{neutr.struja}$

Доказ инваријантности четворовектора неутралних струја $J^{\mu}_{neutr.struja}$ при ротацији (1.3.53) описаној матрицом V у дводимензионалном случају.

$$
\begin{aligned}
\left(\bar{d}_L cos\theta + \bar{s}_L sin\theta\right)\gamma^{\mu}[T_3^L - Qsin^2\theta_w](d_L cos\theta + s_L sin\theta) \\
&+ \left(-\bar{d}_L sin\theta + \bar{s}_L cos\theta\right)\gamma^{\mu}[T_3^L - Qsin^2\theta_w](-d_L cos\theta + s_L sin\theta) \\
&+ (L \to R) \\
&= \bar{d}_L\gamma^{\mu}[T_3^L - sin^2\theta_w]d_L(cos^2\theta_w + sin^2\theta_w) \\
&+ \bar{s}_L\gamma^{\mu}[T_3^L - sin^2\theta_w]s_L(sin^2\theta_w + cos^2\theta_w) \\
&+ \bar{d}_L\gamma^{\mu}[T_3^L - sin^2\theta_w]s_L(cos\theta sin\theta - cos\theta sin\theta) \\
&+ \bar{s}_L\gamma^{\mu}[T_3^L - sin^2\theta_w]d_L(cos\theta sin\theta - cos\theta sin\theta) \; + (L \to R) \\
&= \sum_{d,s}\left(\bar{f}_L\gamma^{\mu}[T_3^L - Qsin^2\theta_w]f_L + (L \to R)\right)
\end{aligned}
$$

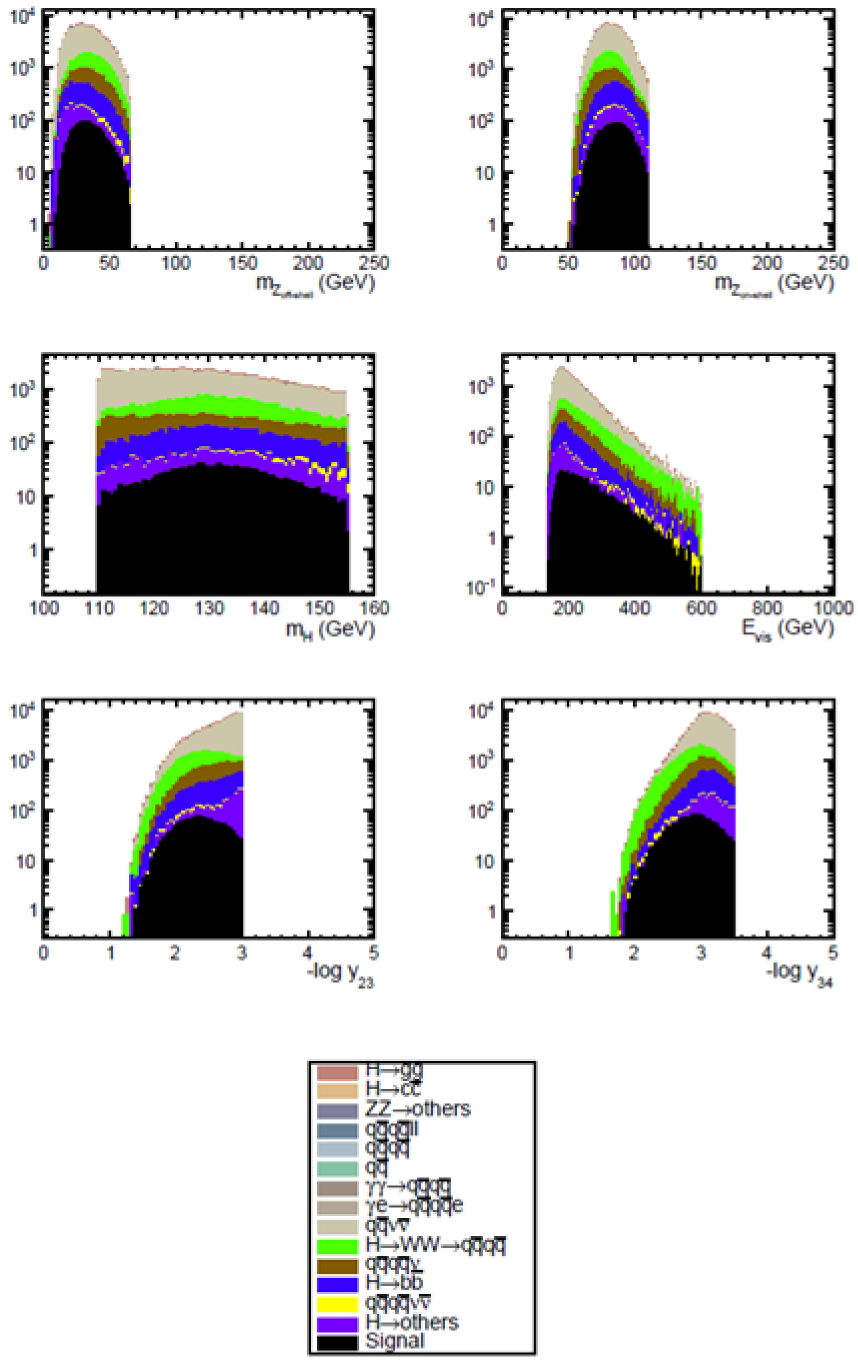
Прилог 2 – Дистрибуције улазних промењивих за TMVA у $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ анализи

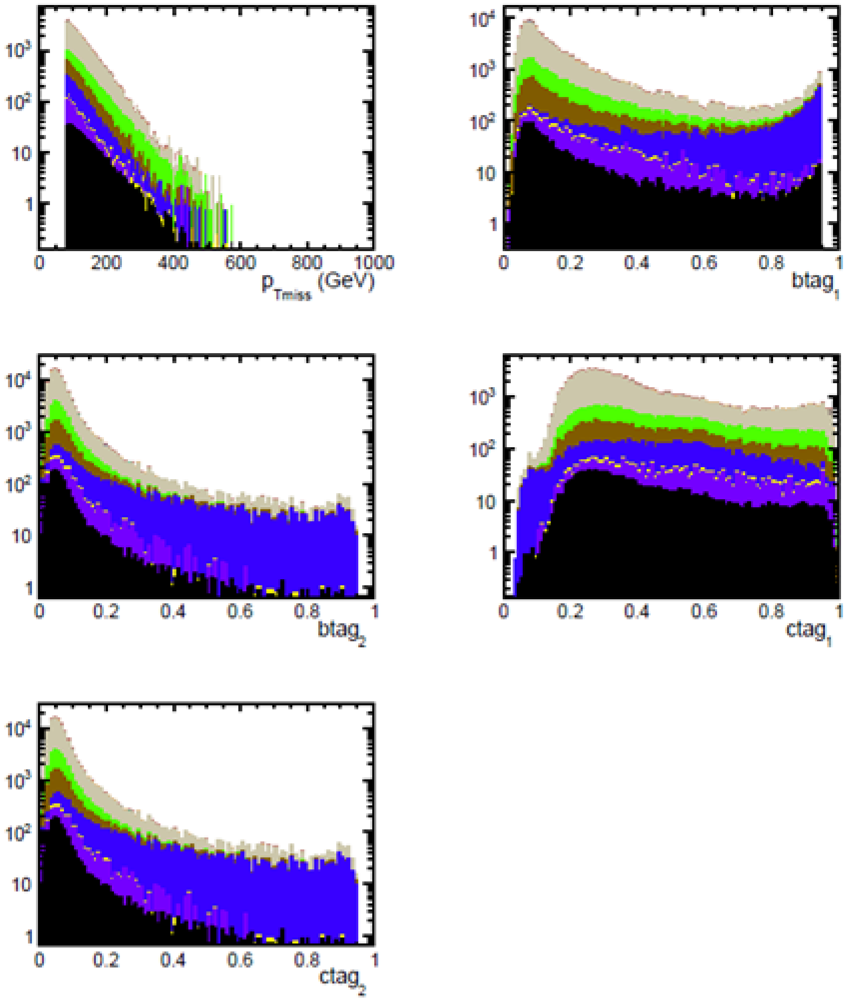
Дистрибуције улазних промењивих за мултиваријантну анализу, за сигнал и све шумове коришћене у анализи $H \rightarrow \mu^+\mu^-$, након фазе преселекције.



Прилог 3 - Дистрибуције улазних променљивих за TMVA у $\boldsymbol{H \rightarrow ZZ^{*} \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}}$ анализи

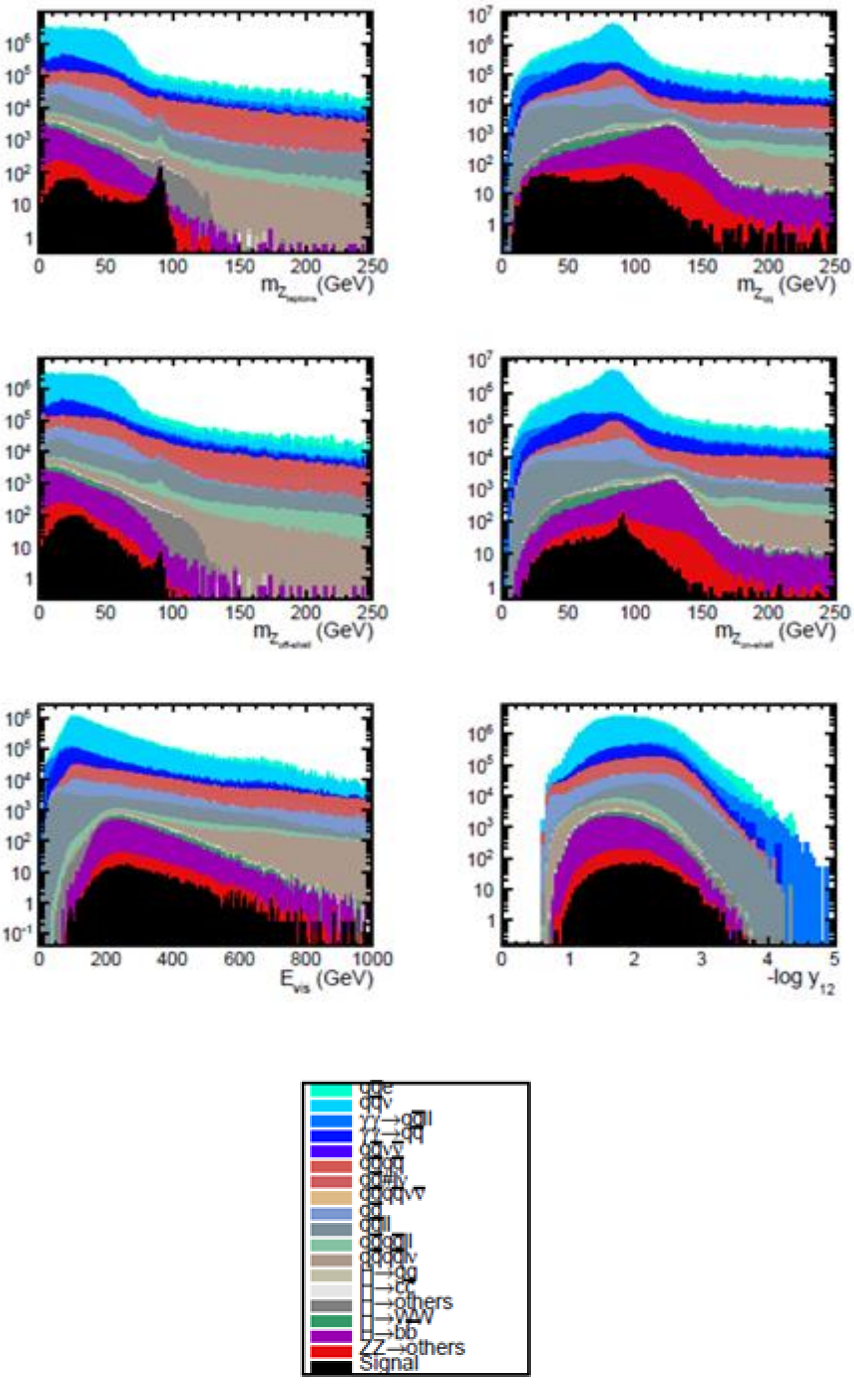
Дистрибуције улазних променљивих за мултиваријантну анализу, за сигнал и све шумове коришћене у анализи $H \rightarrow ZZ^{*} \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$*, након фазе преселекције.*

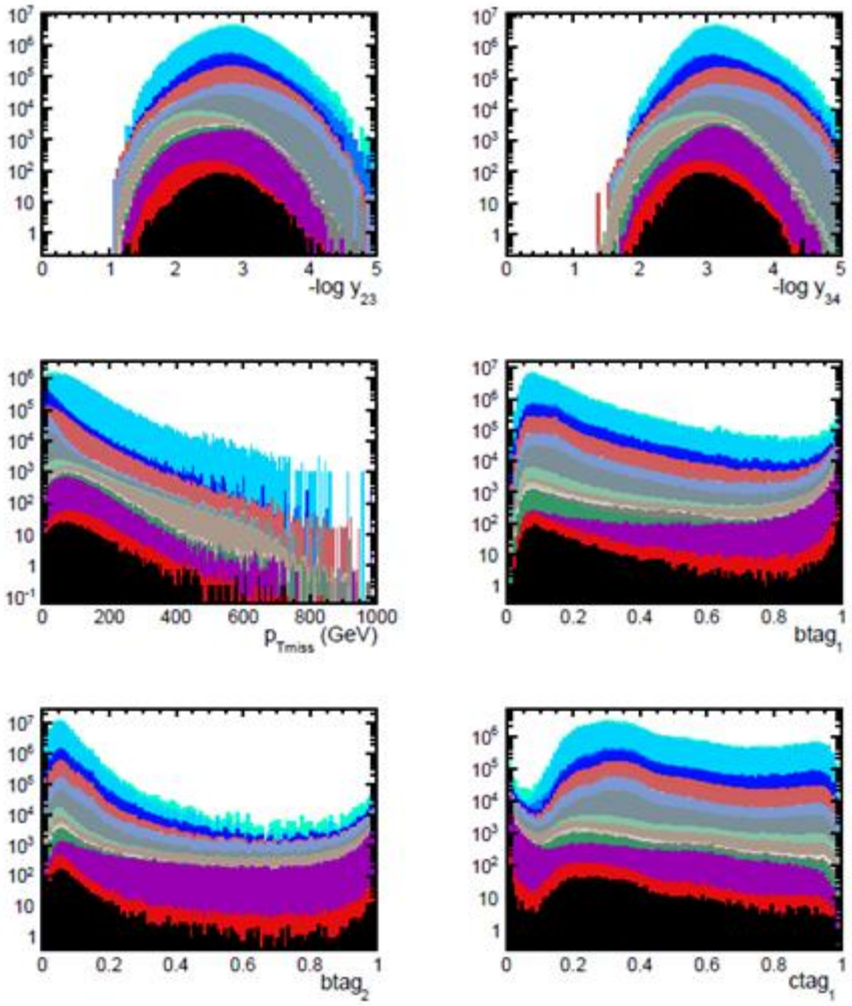



p_{Tmiss} (GeV)
$btag_1$
$btag_2$
$ctag_1$
$ctag_2$

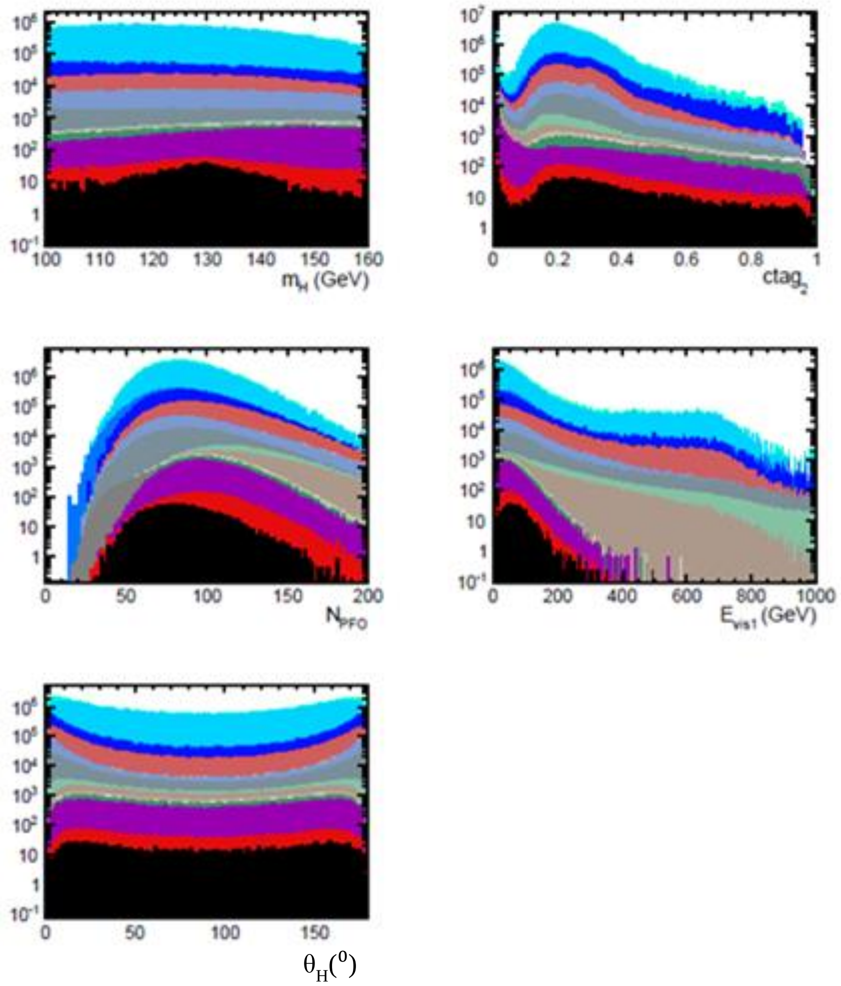
Прилог 4 - Дистрибуције улазних промењљивих за TMVA у $H \rightarrow ZZ^{*} \rightarrow q\bar{q}l^{+}l^{-}$ анализи

Дистрибуције улазних промењљивих за мултиваријантну анализу, за сигнал и све шумове коришћене у анализи $H \rightarrow ZZ^{*} \rightarrow q\bar{q}l^{+}l^{-}$, након фазе преселекције.





-log y23
-log y34
pTmiss (GeV)
btag1
btag2
ctag1


m_H (GeV)
ctag_2
N_PFO
E_vis1 (GeV)
θ_H(0)

Литература

[1] O.S. Brüning et al. (editors) *The LHC design report v.1 : the LHC Main Ring*, CERN-2004-003-V-1, http://cdsweb.cern.ch/record/782076; *The LHC design report v.2 : the LHC Infrastructure and General Services*, CERN-2004-003-V-2, http://cdsweb.cern.ch/record/815187; M. Benedikt et al. (eds.), *The LHC design report v.3:the LHC Injector Chain*, CERN-2004-003-V-3, http://cdsweb.cern.ch/record/823808

[2] 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)

[3] 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)

[4] 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

[5] 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.

[6] 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, 2012

[7] CEPC CEPC-SPPC Preliminary Conceptual Design Report. 2. Accelerator - CEPC-SPPC Study Group IHEP-CEPC-DR-2015-01, IHEP-AC-2015-01

[8] Michael Benedikt, Katsunobu Oide, Frank Zimmermann Status and Challenges for FCC-ee, http://arxiv.org/abs/1508.03363

[9] C. F. von Weizsäcker, Radiation emitted in collisions of very fast electrons, Z. Phys. 88, 612 (1934)

[10] A. Münnich, A. Sailer, The CLIC_ILD_CDR Geometry for the CDR Monte Carlo Mass Production, LCD-Note-2011-002, 2011.

[11] M. A. Thomson, Particle Flow Calorimetry and the PandoraPFA Algorithm, Nucl.Instrum.Meth.A611:25-40, 37pp, DOI:10.1016/j.nima.2009.09.009, arXiv:0907.3577 [physics.ins-det], 2009.

[12] A. Höcker et al., TMVA - Toolkit for multivariate data analysis, physics/0703039, 2009.

[13] I. Bozovic-Jelisavcic, S. Lukic, G. Milutinovic-Dumbelovic, M. Pandurovic, SM-like Higgs decay into two muons at 1.4TeV CLIC, Proceedings of LCWS13, 11-15 November 2013, Tokyo, Japan, Conference: C13-11-11.1, 7pp

[14] G. Milutinovic-Dumbelovic [on behalf of the CLICdp Collaboration], I.Bozovic-Jelisavcic, A. Robson, P. Roloff , Measurement of the H→ ZZ* decay and Higgs production in ZZ fusion at 1.4 TeV CLIC,Proceedings of LCWS14, 6-10 October, Belgrade, Serbia, C14-10-06.2, 10pp.

[15] G. Milutinovic-Dumbelovic, [on behalf of the CLICdp Collaboration] SM-like Higgs decay into two muons at 1.4 TeV CLIC, 37th International Conference of High Energy Physics (ICHEP2014), July 2-9, 2014, Valencia, Spain, Nuclear Physics B - Proceedings Supplements (NUPHBP), DOI:10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.423,3pp.

[16] I. Bozovic-Jelisavcic,S. Lukic, G. Milutinovic Dumbelovic, P. Roloff, M. Pandurovic, Measurement of the Higgs to EW bosons decays at low and intermediate

CLIC energies, International Workshop on Future Linear Colliders LCWS15, 2-6 November, 2015, Whistler, BC, Canada.
[17] A Multi-TeV linear collider based on CLIC technology: CLIC Conceptual Design Report, edited by M. Aicheler, P. Burrows, M. Draper, T. Garvey, P. Lebrun, K. Peach, N. Phinney, H. Schmickler, D. Schulte and N. Toge, CERN-2012-007
[18] The ILD Concept Group International Large Detector - Letter of Intent DESY / KEK / Fermilab DESY 2009/87 - Fermilab PUB-09-682-E - KEK Report 2009-6 ISSN 0418-9833 ISBN 978-3-935702-42-3
[19] H. Aihara et al. (editors), SiD Letter of Intent, SLAC-R-989, SLAC, 2009
[20] C Grefe, A Munnich, 446 The CLIC-SiD-CDR Detector Model for the CLIC CDR Monte Carlo Mass Production 447 (2011), LCD-Note-2011-009
[21] N. Nikiforou [on behalf of the CLICdp Collaboration], The New CLIC Detector Simulation Model,LCWS 15, 02-06 November 2015, Whistler, Canada.
[22] I. Syratchev, PETS and drive beam development for CLIC, Proc. of the 44th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop, X-band RF Structure and Beam Dynamics, Daresbury, December 2008.
[23] D. Dannheim et al. (editors), CLIC e^+e^- Linear Collider Studies, https://arxiv.org/abs/1208.1402
[24] D. Dannheim, A. Sailer, Beam-Induced Backgrounds in the CLIC Detectors, 2012, LCD-Note-2011-021
[25] I. Bozovic Jelisavcic, S. Lukic, G. Milutinovic Dumbelovic, M. Pandurovic and I. Smiljanic, Luminosity Measurement at ILC, *JINST* **8** P08012, August 2013, arXiv:1304.4082
[26] S Lukic et al., Correction of beam-beam effects in lu- ´ minosity measurement in the forward region at CLIC, JINST 8, P05008 (2013), arXiv:1301.1449
[27] R. Contino et al., Strong Higgs interactions at a linear collider, 2013, CERN-PH-TH/2013-161, arXiv:1309.7038
[28] H. Abramowicz et al., Physics at the CLIC e+e- Linear Collider - Input to the Snowmass process 2013, [hep-ex/1307.5288]
[29] W. Liu et al., AN UNDULATOR BASED POLARIZED POSITRON SOURCE FOR CLIC, SLAC-PUB-15140
[30] 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
[31] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D**86**, 010001 (2012)
[32] M. Pandurović, I. Božović-Jelisavčić, Physics background at ILC at 500GeV and 1TeV, LC-DET-2012-011
[33] D. Sally et al., Working Group Report:Higgs Boson, arXiv:1310.8361, FERMILAB-CONF-13-671-T
[34] C. Grefe, T. Laštovicka, J. Strube, Prospects for the measurement of the Higgs Yukawa couplings to b and c quarks, and muons at CLIC, Eur. Phys. J. C 73, 2290 (2013)
[35] C. Grefe, E. Sicking [on behalf of the CLICdp Collaboration], $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow Z\gamma$ at CLIC with $\sqrt{s}$ =1.4 TeV, Americas Workshop on Linear Colliders 2014, Fermilab.
[36] T. Junk, Jet Reconstruction Experience and Physics Applications at LEP2, presentation given at LC Retreat, UC Santa Cruz,

http://www.slac.stanford.edu/xorg/lcd/calorimeter/talks/SCruz02/tom_junk.pdf (June 2002).
[37] J. Repond et al. [The CALICE collaboration], Design and electronics commissioning of the physics prototype of a Si-W electromagnetic calorimeter for the International Linear Collider, JINST 3 (2008) P08001.
[38] A. Sailer, Electron Tagging with the BeamCal at 3 TeV CLIC, Linear Collider Workshop, Arlington, Texas, https://agenda.linearcollider.org/event/5468/session/12/contribution/176/material/slides, 2012
[39] H. Abramowicz, I. Bozovic Jelisavcic, T. Jovin, M. Pandurovic, I. Smiljanic et.al. [FCAL Collaboration], Forward Instrumentation for ILC Detectors, 28pp. JINST 5, P12002. doi: 10.1088/1748-0221/5/12/P12002 (2010).
[40] G. Kane, Modern Elementary Particle Physics, Addison-Wesley Pub. Co.,1994
[41] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), J. Phys. G 37, 075021 (2010)
[42] G. M. Prosperi, M. Raciti and C. Simolo, On the running coupling constant in QCD, Prog.Part.Nucl.Phys.58:387-438,2007
[43] L. Maiani, The GIM Mechanism: origin, predictions and recent uses, arXiv:1303.6154
[44] J.Beringer et al., *"Review of Particles Physics: The CKM Quark-Mixing Matrix"* (PDF). *Physical Review D*. **80** (1): 1–1526, (2012).
[45] V. Radovanović, Teorija elementarnih čestica, Beograd, 2013, http://147.91.68.139/voja/skripteTEC180413.pdf
[46] Nakano, T; Nishijima, N (1953). "Charge Independence for V-particles", Progress of Theoretical Physics **10** (5): 581.
[47] S. Myers, The LEP Collider, from design to approval and commissioning, http://cds.cern.ch/record/226776
[48] W.-M. Yao (2006). Searches for Higgs Bosons "Review of Particle Physics", *Journal of Physics G*. **33**: 1. arXiv:astro-ph/0601168
[49] The CDF Collaboration, the D0 Collaboration, the Tevatron New Physics, Higgs Working Group. "Updated Combination of CDF and D0 Searches for Standard Model Higgs Boson Production with up to 10.0 fb-1 of Data". arXiv:1207.0449
[50] W. Kilian, T. Ohl, J. Reuter, WHIZARD: Simulating Multi-Particle Processes at LHC and ILC, Eur. Phys. J. C71, 1742 (2011), 0708.4233, DOI: 10.1140/epjc/s10052-011-1742-y.
[51] T. Sjostrand, S. Mrenna, P. Z. Skands, PYTHIA 6.4 Physics and Manual, JHEP 05, 026 (2006), hep-ph/0603175, DOI: 10.1088/1126-6708/2006/05/026.
[52] Z. Was, TAUOLA the library for tau lepton decay, and KKMC/KORALB/KORALZ/... status report, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 98, 96 (2001), arXiv:hep-ph/0011305
[53] D. Schulte, Beam-beam simulations with GUINEA-PIG, CERN-PS-99-014-LP, 1999.
[54] S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino, R. Tanaka, et al., 21 (2012). DOI 10.5170/CERN-2012-002. CERN-2012- 22 002, arXiv:1201.3084
[55] P. Mora de Freitas, H. Videau, Detector Simulation with Mokka/Geant4 : Present and Future, International Workshop on Linear Colliders (LCWS 2002), LC-TOOL- 2003-010, JeJu Island, Korea, 2002
[56] . S. Agostinelli et al., Geant4 - A Simulation Toolkit, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 506, 250 (2003)

[57] S. Catani et al., Longitudinally invariant Kt clustering algorithms for hadron hadron collisions, Nucl. Phys. B 406, 187 (1993), URL: https://cds.cern.ch/record/246812/files/th-6775-93.pdf.
[58] G. S. M. Cacciari, G. Soyez, FastJet User Manual, Eur. Phys. J. C 72, 1896 (2012), URL: https://arxiv.org/pdf/1111.6097v1.pdf.
[59] LCFIPlus, URL: https://confluence.slac.stanford.edu/display/ilc/LCFIPlus.
[60] F. Gaede, J. Engels, Marlin et al - A Software Framework for ILC detector R&D, EUDET-Report 2007-11, 2007, URL: http://www.eudet.org/e26/e27/e584/eudet-report-2007-11.pdf.
[61] A. Munnich, TauFinder: A reconstruction algorithm for tau leptons at linear colliders, LCD-Note2010-009, 2010, URL: http://cds.cern.ch/record/1443551/files/LCD-2010-009.pdf.
[62] ROOT, Data Analysis framework, http://www.root.cern.ch/
[63] A. Winter∗, N. Watson, Measurement of the H→WW* Branching Ratio at 1.4 TeV using the semileptonic final state at CLIC
[64] C. Grefe, E. Sicking, Physics potential of the se+e!!Hnene ⇥BRH!Zg measurement at a 1.4 TeV Compact Linear Collider
[65] Olive, K.A. and others, Review of Particle Physics, Chin.Phys. C 38, 090001 (2014)
[66] R. Schwartz, Luminosity measurement at the Compact Linear Collider, CERN-THESIS-2012-345, MSc thesis, Tel Aviv University, Tel Aviv, Israel, 2012.
[67] S. Lukic, Forward electron tagging in the h →μμ analysis at 1.4 TeV, http://indico.cern.ch/event/262809/contributions/1595499/attachments/464689/643931/electronTagging.pdf
[68] G. Milutinovic-Dumbelovic, I. Bozovic-Jelisavcic, C. Grefe, G. Kacarevic, S. Lukic, M. Pandurovic, P. Roloff, I. Smiljanic, Physics potential for the measurement of $\sigma(H\nu\bar{\nu}) \times BR(H \to \mu^+\mu^-)$ at the 1.4 TeV CLIC collider, CLICdp-Note-2014-005
[69] G. Milutinovic-Dumbelovic, I. Bozovic-Jelisavcic, C. Grefe, G. Kacarevic, S. Lukic, M. Pandurovic, P. Roloff, I. Smiljanic, Physics potential for the measurement of $\sigma(H\nu\bar{\nu}) \times BR(H \to \mu^+\mu^-)$ at the 1.4 TeV CLIC collider, Eur. Phys. J. C75, 2015
[70] S. Lukic, Forward electron tagging at ILC/CLIC, https://indico.cern.ch/event/275412/contributions/1617696/attachments/498834/689112/Lukic_CLIC_WS14_e-tagging.pdf
[71] LHC Higgs Cross Section Working Group, Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions, arXiv:1201.3084
[72] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2
[73] Search for the Standard Model Higgs boson decay to μ+μ# with the ATLAS detector, arXiv:1406.7663, 2014
[74] P. Glaysher, Search for New Phenomena at the High Luminosity LHC with ATLAS, 17th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics, invited talk, Moscow State University, Moscow, 20 - 26 August, 2015
[75] W. Verkerke, D. P. Kirkby, The RooFit toolkit for data modeling, arXiv:physics/0306116, 2003.
[76] S. Poss, A. Sailer, Luminosity spectrum reconstructionat linear colliders, Eur. Phys. J. C 74, 2833 (2014)
[77] S. Schael et al., Precision electroweak measurements onthe Z resonance, Phys. Rep. 427, 257 (2006), arXiv:hep-ex/0509008

[78] V. Makarenko, Status of new generator for Bhabha scattering, presented at the CLIC workshop, CERN, February, https://indico.cern.ch/event/275412/session/5/contribution/183/material/slides, 2014
[79] A. Sailer, Status Report on Forward Region Studies at CLIC, presented at the CLIC workshop, CERN, https://indico.cern.ch/event/275412/session/5/contribution/171/material/slides,2014
[80] S. Lukic, Forward electron tagging at ILC/CLIC, ́presented at the CLIC workshop, CERN,https://indico.cern.ch/event/275412/session/5/contribution/172/material/slides, 2014
[81] A. Nisati, Higgs Prospects at the HL-LHC, http://ias.ust.hk/program/shared_doc/201501fhep/Aleandro%20Nisati_Jan%2020.pdf
[82] C. Grefe, Light Higgs Decay into Muons in the CLIC SiD Detector, LCD-Note-2011-035, CERN
[83] F. James, M. Roos, Computer Physics Communications 10(6), 343 (1975). DOI 10.1016/0010-4655(75) 90039-9
[84] ALEPH Collaboration et al., Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance, Phys. Rep. 427, 257 (2006). doi:10. 1016/j.physrep.2005.12.006
[85] H. Rzehak, Higgs Precision Requirements, https://indico.cern.ch/event/336335/contributions/789093/attachments/657814/904400/CLIC.pdf

.

.

БИОГРАФИЈА

Гордана Милутиновић-Думбеловић, рођена 13.05.1986. године у Крагујевцу (Република Србија), основно и средње образовање завршила је у Крагујевцу.

Школске 2005/2006 године уписала је основне академске студије на Природно-математичком факултету, Универзитета у Крагујевцу. Дипломирала је 17.07.2009. године као студент генерације са општим успехом 9.57 у току студија, чиме стиче академски и стручни назив дипломирани физичар за примењену физику. У току студија била је добитник више стипендија и награда, од којих издваја:

- Стипендија Фонда за младе таленте Републике Србије,

- Награда Унивезитета у Крагујевцу за најбољег студента Природно-математичког факултета завршне 2008/2009. године

Шклоске 2009/2010 године уписала је докторске студије на Физичком факултету, Универзитета у Београду, смер Физика језгара и честица, на коме је положила све испите са средњом оценом 10.00. Од 01.11.2009. до 31.12.2012. била је запослена у Институту за физику као истраживач приправник и била је члан ATLAS колаборације у CERN (Европска организација за нуклеарна истраживања). Од 01.01.2013. године запослена је у Институту за нуклеарне науке "Винча", Лабораторија за физику - 010, на пројекту "Физика и развој детектора у експериментима са акцелераторима високих енергија", (пројекат OI171012). Од фербуара 2013. године члан је CLICdp колаборације у CERN.

Као дипломирани физичар, била је стипендиста неколико значајних међународних школа у области физике честица.

Након положених испита на докторским студијама, а по пријему у Лабораторију за физику Института Винча, почетком 2013. године, отпочела је рад на докторској тези која се односи на одређивање грешке мерења спрезања

Хигсовог бозона са електрослабим бозонима и мионима, на будућем линеарном сударачу CLIC, на енергији 1.4 TeV у систему центра масе.

У вези са овом темом објавила је 2 рада у водећем међународном часопису, док је трећи рад у статусу 'предато за публиковање', такође у часопису водећег значаја. Такође, Гордана Милутиновић-Думбеловић има до сада објављених 5 контрибуција везаних за међународне скупове на којима су презентовани њени резултати.

Гордана Милутиновић-Думбеловић је била ангажована као коментор, у Истраживачком центру Петница, 2016. године. Такође, Гордана Милутиновић-Думбеловић је била члан организационог комитета једног од највећих међународних скупова у физици са акцелераторима високих енергија LCWS14, 6-10 октобар, Веоград, Србија, чији је домаћин био Институт Винча.

Гордана Милутиновић-Думбеловић је мајка једног детета.

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а Гордана Милутиновић-Думбеловић

број уписа D11/2009-2010

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Методе мерења односа гранања Хигсовог бозона у процесима $H \to \mu^+\mu^-$ и $H \to ZZ^*$ на 1.4 TeV на будућем линеарном сударачу CLIC

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанда

У Београду, 23.06.2017.

ГМДумбеловић

Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Гордана Милутиновић-Думбеловић

Број уписа DM/2009-2010

Студијски програм физика честица и поља

Наслов рада Методе мерења односа грањања Хигсовог бозона у процесима $H \to \mu\mu$ и $H \to Z\gamma^{*}$ на 1.4 TeV на будућем линеарном сударачу CLIC

Ментор Др Иванка Божовић-Јелисавчић

Потписани Гордана Милутиновић-Думбеловић

изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис докторанда

У Београду, 23.06.2017.

ГМДумбеловић

Прилог 3.

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић" да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

МЕТОДЕ МЕРЕЊА ОДНОСА ГРАНАЊА ХИГСОВОГ БОЗОНА У ПРОЦЕСИМА $H \to \mu^+\mu^-$ И $H \to ZZ^*$ НА 1.4TeV НА БУДУЋЕМ ЛИНЕАРНОМ СУДАРАЧУ CLIC

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство

2. Ауторство - некомерцијално

3. Ауторство – некомерцијално – без прераде

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима

5. Ауторство – без прераде

6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

Потпис докторанда

У Београду, 23.06.2017.