

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ

ФИЗИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Иван А. Смиљанић

**МЕТОД МЕРЕЊА ЛУМИНОЗНОСТИ НА
ИНТЕРНАЦИОНАЛНОМ ЛИНЕАРНОМ
СУДАРАЧУ ILC**

докторска дисертација

Београд, 2015

UNIVERSITY OF BELGRADE

FACULTY OF PHYSICS

Ivan A. Smiljanić

**METHOD OF LUMINOSITY
MEASUREMENT AT THE
INTERNATIONAL LINEAR COLLIDER**

Doctoral dissertation

Belgrade, 2015

Ментор:

Др Иванка Божовић Јелисавчић, научни саветник, научна област -
Експериментална 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

Prof. Dr. Wolfgang Lohmann, Spokesperson of the FCAL Collaboration, Brandenburg
University of Technology, Cottbus, Germany, and CERN, Switzerland

Датум одбране:

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", финансираног од стране Министарства за науку и технолошки развој Републике Србије, под шифром ОИ171012. Истраживање је урађено у оквиру FСAL колаборације (Forward Calorimetry Collaboration), која се бави истраживањем и дизајном предње области детектора за Међународни линеарни колајдер, док је део тезе који се бави карактеризацијом прототипа калориметра урађен у оквиру програма EУDEТ и AIDA, подржаних од стране Европске комисије.

Посебну захвалност дугујем свом ментору Др Иванки Божовић-Јелисавчић, научном саветнику ИИИ "Винча", руководиоцу пројекта у оквиру кога је ова теза урађена, на руковођењу овим радом, као и на пруженом поверењу, несебичној помоћи и изузетној подршци приликом израде ове тезе.

Велику захвалност на помоћи и подршци током израде ове тезе дугујем и Др Страхињи Лукићу, Др Мили Пандуровић и Др Михајлу Мудринићу, драгим колегама - сарадницима на овом пројекту, секретарици лабораторије Снежани Милосављевић, као и Венки Јанков.

Желео бих да се захвалим и мојим наставницима физике из основне и средње школе, Олги Вуксановић и Крстивоју Радосављевићу, због подршке коју су ми давали онда када ми је била најпотребнија.

Посебну захвалност дугујем својим родитељима, Љиљани и Александру и сестри Милени, као и породици Живановић.

И, на крају, највећу захвалност дугујем својој породици, супрузи Јасмини и кћерци Дуњи, на изузетном стрпљењу, подршци и љубави.

МЕТОД МЕРЕЊА ЛУМИНОЗНОСТИ НА ИНТЕРНАЦИОНАЛНОМ ЛИНЕАРНОМ СУДАРАЧУ ILC

РЕЗИМЕ

У овој докторској дисертацији представљени су резултати квантификације и корекције систематских ефеката у мерењу интегралне луминозности, пре свега оних који потичу од интеракције сударајућих снопова, као и резултати експерименталне карактеризације луминометра на Интернационалном линеарном сударачу ILC. Истраживање је урађено на Институту за нуклеарне науке „Винча“, осим експерименталних тестова прототипа луминометра, који су изведени током 2010. и 2011. године на синхротрону DESY II у DESY Хамбург, Немачка.

Тема истраживања произилази из захтева за мерењем интегралне луминозности са промилном неодређеношћу који повлачи познавање и могућност кориговања већег броја сложених систематских ефеката. Најважнији ефекти потичу од електромагнетне интеракције сударајућих снопова која резултује променом четворовектора иницијалног и финалног стања, доводећи до губитка одброја сигнала у мерењу интегралне луминозности. Ови ефекти су релативно мало изучавани на енергијама ILC и вишим, изузев у С. Rimbault et al., “Impact of beam-beam interactions effects on precision luminosity measurement at the ILC”, JINST 2, P090001 (2007), где је указано на величину и значај ефекта. Са друге стране, потребно је дизајнирати и реализовати луминометар који у погледу перформанси може да одговори захтевима PFA калориметрије предвиђене на ILC. У том смислу су у овој тези су приказани резултати експерименталних тестова детектора и пратеће електронике.

Показано је да се губитак одброја сигнала у мерењу интегралне луминозности услед зрачења снопа може кориговати на основу експериментално мерљивих величина (поларних углова Баба честица) до на $(-1.36 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$ и $(-1.29 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$, на енергијама 500 GeV и 1 TeV у систему центра масе, респективно. Овај метод је независан од симулације и стабилан у односу на могуће варијације параметара снопа. Такође је показано да се, користећи величине делимично изведене

из симулације, ефекат губитка одброја сигнала услед електромагнетне дефлексије може кориговати до на $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ и $\pm 2 \cdot 10^{-4}$ на енергијама 500 GeV и 1 TeV у систему центра масе, респективно.

Затим, дат је одговор на питање колико добро треба познавати енергију Баба честица у погледу систематског помераја у једну страну, да би неодређеност мерења интегралне луминозности била промилна. Показано је да енергија финалних (Баба) честица мора бити позната до на 700 MeV у погледу систематског помераја у страну.

Такође је показано да при селекцији догађаја чија је енергија изнад 80% номиналне енергетска резолуција детектора доводи до неодређености одброја од $(3.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$, односно $(2.7 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$ на енергијама у систему центра масе од 500 GeV, односно 1 TeV. Селекција догађаја на нижим енергијама, пак, доводи до повећања физичког фона и отвара питање корекције колективних ефеката у нискоенергетском делу спектра.

Даље, показано је да неодређеност познавања стохастичког параметра луминометра нема значајан утицај на грешку мерења интегралне луминозности.

Резултати експерименталне карактеризације детектора у снопу у електрона енергија (2 – 4,5) GeV показали су да постоји активан одговор целокупне инструментализоване површине сензора прототипа луминометра, да постоји униформност одговора сензора, осим у међупростору између плочица где постоји прихватљиви губитак од 10%, да је однос сигнала према шуму је у свим каналима за читавање већи од 20, као и да је латерална пропација електромагнетне каскаде адекватно описана Монте Карло симулацијом.

КЉУЧНЕ РЕЧИ: *лептонски линеарни сударач, калориметрија, калориметар, луминозност, луминометар, моделовање и симулација детектора, резолуција енергије, зрачење снопа, електромагнетна дефлексија*

НАУЧНА ОБЛАСТ: *физика*

УЖА НАУЧНА ОБЛАСТ: *експериментална физика високих енергија*

УДК БРОЈ:

METHOD OF LUMINOSITY MEASUREMENT AT THE INTERNATIONAL LINEAR COLLIDER

ABSTRACT

In this thesis, results of quantification and correction of systematic effects in integrated luminosity measurement, especially those originating from the interaction of colliding beams, as well as of experimental characterization of the luminometer at the International Linear Collider are presented. The research is performed at the Vinča Institute of Nuclear Sciences, except for the experimental tests of the luminometer prototype, which are done during 2010 and 2011 at the DESY II synchrotron in DESY Hamburg, Germany.

The subject of this research addresses the integrated luminosity measurement with the permille uncertainty. That request implies understanding and correction of a number of complex systematic effects. The most important effects originate from electromagnetic interaction between colliding beams, which changes four-vectors of the initial and final states, resulting in counting loss of the signal in the integrated luminosity measurement. These effects are not sufficiently studied at the ILC and higher energies, except in C. Rimbault et al., “Impact of beam-beam interactions effects on precision luminosity measurement at the ILC”, JINST 2, P090001 (2007), where the size and the importance of the effect is pointed. On the other hand, it is necessary to design and realize such a luminometer which performances can satisfy demands of the PFA calorimetry foreseen at the ILC. Therefore, in this thesis results of experimental tests of the detector and its electronics are presented.

In this thesis is shown that the counting loss of signal due to beamsstrahlung in the integrated luminosity measurement at ILC can be successfully corrected using observables measurable in the experiment (polar angles of scattered Bhabha particles) to $(-1.36 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$ and $(-1.29 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$ at energies 500 GeV and 1 TeV in the center of mass system respectively. This method is simulation-independent and stable to possible variations of the beam parameters. It is also shown that using observables partially dependent on simulation counting loss due to electromagnetic deflection can be corrected

up to $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ and $\pm 2 \cdot 10^{-4}$ at energies 500 GeV and 1 TeV in the center of mass system respectively.

The question 'how well is necessary to know the Bhabha particles energy regarding the systematic bias in order to keep the luminosity uncertainty at a permille level' is answered. It is shown that the systematic energy bias of (final) Bhabha particles should be known up to 700 MeV.

It is also shown that by selecting events with energy above 80% of nominal ILC energies, energy resolution of the luminometer contributes to the counting uncertainty of $(3.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$ and $(2.7 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$ at energies 500 GeV and 1 TeV in the center of mass system respectively. On the other hand, selection of events with lower energies results in increase of the physics background and the question of correction of collective effects in the low-energy part of spectrum arises.

Furthermore, it is shown that the uncertainty of the stochastic parameter of the luminometer has no significant impact on the integrated luminosity uncertainty.

Finally, results of experimental characterization of the luminometer prototype in the electron beam with energies (2 – 4,5) GeV showed that there is an active response of whole instrumented area of the sensors, the response of sensors is uniform, except in gaps between sensor pads where the acceptable loss of order of 10% is observed, signal to noise ratio is in all readout channels above 20, and the lateral propagation of the electromagnetic shower is adequately described by Monte Carlo simulation.

KEYWORDS: *leptonic linear collider, calorimetry, calorimeter, luminosity, luminometer, detector modeling and simulation, energy resolution, beamsstrahlung, electromagnetic deflection.*

SCIENTIFIC AREA: *Physics*

FIELD OF ACADEMIC EXPERTISE: *Experimental High Energy Physics*

UDK number:

Садржај

Увод	3
I Општи део	5
1. Физика са интернационалним линеарним сударачем	5
1.1. Будући линеарни сударач ILC	5
1.1.1. ILC акцелератор и параметри снопа	7
1.1.2. Поларизација електрона и позитрона	9
1.1.3. Оперативни режими ILC	12
1.2. Физика са ILC на TeV скали енергија	14
1.2.1. Отворена питања Стандардног модела и програм физике на ILC	14
1.2.2. Предности ILC у односу на хадронске судараче	16
2. Детекторски систем на ILC	21
2.1. International Large Detector ILD	21
2.1.1. Систем за реконструкцију трагова	23
2.1.2. Централни калориметарски систем	26
2.1.3. Калориметри у далекој предњој области	32
2.1.4. Остали системи: мионски систем и систем за обраду података	38
2.2. Перформансе ILD детектора и програм физике на ILC	42
3. Луминометар на ILC	46
3.1. Дизајн луминометра	46
3.2. Реконструкција енергије и поларног угла електромагнетне каскаде	50
3.3. Систем за читавање	54
II Експериментални резултати и резултати симулација	58

4. Експериментална карактеризација детектора снопом електрона на DESY II.....	58
4.1. Прототип луминометра	58
4.2. Поставка експеримента	62
4.3. Резултати експерименталних тестова	64
5. Метод мерења интегралне луминозности	71
5.1. Баба (<i>Bhabha</i>) расејање под малим угловима	74
5.2. Метод пребројавања	77
5.3. Неодређеност у мерењу луминозности	80
5.3.1. Извори неодређености у мерењу луминозности	80
5.3.2. Неодређеност узрокована непознавањем енергије електромагнетне каскаде - резултати симулације	82
6. Методи корекције ефеката интеракције снопова у мерењу луминозности	87
6.1 Ефекти интеракције снопова	87
6.1.1. Симулација колективних ефеката	90
6.2. Методи корекције угаоних губитака.....	93
6.2.1. Корекција угаоних губитака услед зрачења снопа	93
6.2.2. Корекција угаоних губитака услед електромагнетне дефлексије	98
6.3 Дискусија резултата предложених метода	102
Закључак	105
Литература	107
Биографија.....	117

Увод

Истраживање представљено у овој тези урађено је на пројекту будућег линеарног судараца ILC, у оквиру FCAL колаборације 17 институција из 12 земаља. Ова колаборација се бави физиком и инструментацијом далеке предње области на ILC. Истраживање је у потпуности урађено у Институту Винча, изузев експерименталних тестова прототипа луминометра изведених током 2010. и 2011. године на синхротрону DESY II у DESY Хамбург, Немачка.

Тема истраживања односи се на мерење интегралне луминозности са промилном неодређеношћу, што захтева укључивање великог броја ефеката који потичу од самог дизајна детектора, физичких процеса као шума, машинског шума који генерише ангажованост система за читавање, па до заснивања експерименталног метода којим се могу, са поменутом неодређеношћу, проценити губици сигнала узроковани електромагнетном интеракцијом сударајућих снопова. Ово последње, као и процена систематског помераја у мерењу луминозности који потиче од непознавања енергије електромагнетне каскаде која се развија у луминометру, представља резултат мог докторског рада дискутован у Поглављима 5 и 6. Ови резултати, респективно, публиковани су у [1] и [2]. Интегрални резултат публикован је у [3]. Значајно је рећи да је метод процене угаоних губитака одброја сигнала, представљен у Поглављу 6, независан од симулације и да почива на експериментално мерљивим величинама. Ово је један од малобројних резултата истраживања проблема колективних ефеката у мерењу луминозности, поред [4], и део је оригиналног истраживања оствареног у групи за експерименталну физику високих енергија Института Винча.

Мерење интегралне луминозности систематски је извор неодређености у бројним мерењима, и то: у мерењу ефикасног пресека процеса типа $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ код којих би корекције вишег реда могле да буду осетљиве на измену нових честица, у прецизним електрослабим мерењима (на пример, продукција пара W бозона или резонантна продукција Z бозона), или у мерењу трилинеарних спрезања градијентних

бозона. Да би се обезбедила потребна осетљивост ових мерења, пре свега на присуство феномена изван Стандардног модела, неодређеност интегралне луминозности треба да буде реда промила или мања [5].

Горенаведено је посебно значајно кад се има у виду да су будући линеарни сударачи (ILC, CLIC) уређаји који треба да обезбеде комплементарна мерења особина новооткривених честица на Великом хадронском сударачу LHC, као и да адресирају отворена питања Стандардног модела са максималном могућом осетљивошћу (нпр. у случају фундаменталне скале у моделима са додатним просторним димензијама), или са максималном тачношћу и прецизношћу (нпр. у случају самоспрезања Хигсовог бозона или спрезања са другом генерацијом фермиона или са електрослабим бозонима). Физика са електрон-позитрон сударачима на TeV скали енергија представљена је у кратким цртама у поглављу 1.2.

Резултати тезе такође укључују и експерименталне тестове и анализу добијених података који се односе на перформансе прототипа луминометра као и одговарајућег система за читавање. Прототип луминометра је тестиран у снопу електрона енергија од 2 GeV до 4.5 GeV на синхротрону DESYII, и ови тестови су потврдили адекватност сегментације детектора у погледу енергетске резолуције, хомоген одзив сензора, прихватљив однос сигнал-шум када је реч о систему за читавање, као и симулацијом предвиђен развој електромагнетне каскаде у апсорберу. Добијени резултати дискутовани су Поглављу 4 и публиковани у [6]. Сам луминометар, као и основни подсистеми детектора на ILC, представљени су у уводним Поглављима 2 и 3.

I Општи део

1. Физика са интернационалним линеарним сударачем

1.1. Будући линеарни сударач ILC

ILC (*International Linear Collider*) је пројекат будућег лептонског линеарног сударача. Дизајнирање, конструкција и тестирање ILC одвија се у оквиру међународних колаборација у којима учествује преко 300 институција из око 40 земаља света [7]. На ILC судараће се електрони и позитрони са енергијом расположивом у систему центра масе од 200 GeV – 500 GeV, са могућношћу повећања на 1 TeV након надоградње акцелератора.

Програм истраживања на ILC је примарно оријентисан на прецизна мерења особина (масе, спрезања и самоспрезања) новооткривеног Хигсовог бозона, као и на испитивање алтернативних модела (2HDM, *Little Higgs* или модел композитног Хигсовог бозона) који још увек могу представљати валидне алтернативе структури Хигсовог сектора описаној у Стандардном моделу (SM). Програм истраживања се, као и када је реч о другим актуелним пројектима будућих лептонских сударача (CLIC, FCCee), проширује на истраживања изван Стандардног модела (BSM) и на прецизна електрослаба мерења везана за значајну продукцију t кварка и електрослабих бозона на будућим машинама¹. О програму истраживања на ILC ће бити више речи у Поглављу 1.2.

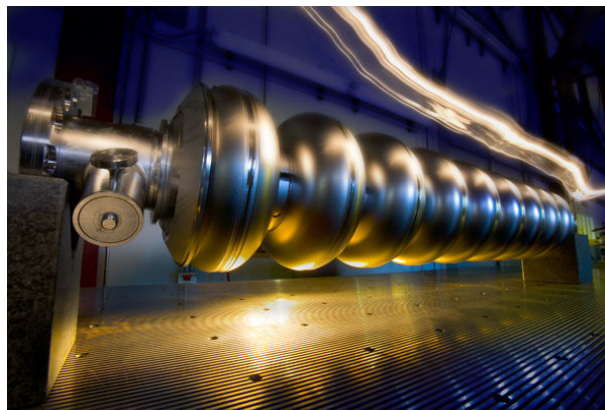
ILC акцелератор је заснован на суперпроводним радиофреквентним убрзавајућим структурама (SCRF, 1.3 GHz [8], Слика 1.1), иницијално развијеним у оквиру TESLA колаборације, а прихваћеним као технолошка опција за ILC 2004. године одлуком ITRP (*International Technology Recommendation Panel*). Садашњи дизајн ILC је флексибилан у смислу континуалног повећања енергије у систему центра масе и испуњава следеће захтеве [7, 9]:

¹ Неколико стотина хиљада догађаја са $t\bar{t}$ у финалном стању биће произуковано на ILC при интегралној луминозности од 500 fb⁻¹ [9].

- Могућност континуалне промене енергије у систему центра масе у опсегу од 200 GeV до 500 GeV, са могућношћу повећања до 1 TeV;
- Максимална (вршна) луминозност од $\sim 2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, што одговара укупној луминозности од 500 fb^{-1} за четири године рада, подразумевајући ефикасност прикупљања података од 75%;
- Степен поларизације електрона до 80%; степен поларизације позитрона 30%, уз могућност повећања до 60%;
- Могућност реализације фотонског судара (γγ судари) Комптоновим расејањем ласерске светлости таласних дужина реда 1 μm на електронским сноповима на растојању 1 mm – 5 mm од интеракционе тачке [8].

Коришћењем поларизованих снопова може се значајно повећати прецизност појединих мерења, било редукцијом шума, било повећањем статистике процеса од интереса, као у случају продукције Хигсових бозона механизмом WW фузије [10].

ILC је сударач који ће, уз прихватљиво смањење луминозности од приближно 50% [9], моћи да ради и на резонантној енергији Z бозона (91 GeV), што би, уз максималну поларизацију оба снопа (80% електрони, 60% позитрони), резултирало продукцијом приближно 10^9 Z бозона у периоду од месец дана рада судараца. Другим речима, ILC би представљао " Z фабрику", тзв. "*GigaZ*" опција ILC [8, 11].



Слика 1.1 Модул TESLA SCRF 1.3 GHz убрзавајуће структуре [8].

1.1.1. ILC акцелератор и параметри снопа

Структура снопова на ILC осмишљена је тако да обезбеди одговарајућу фреквенцију судара како би луминозност била довољно велика, а да истовремено буде могуће прикупљати податке без коришћења окидачког (*trigger*) система. Стога, снопови честица у ILC неће бити континуални, већ подељени у тзв. „возове“ (*bunch trains*), који се састоје од засебних пакета честица, тзв. „вагона“ (*bunches*). Време проласка једног вагона кроз детекторски систем биће 1 ns (за енергију у систему центра масе од 500 GeV), дужина једног вагона износи 300 μm , размак између два вагона биће 554 ns, дужина целог воза биће 1 ms, а време између проласка два воза биће 200 ms [12], што одговара учестаности возова од 5 Hz до 10 Hz у режиму рада на енергијама 500 GeV и 250 GeV респективно. Захваљујући оваквој временској структури снопова, детекторски систем може да буде у стању мировања током 199 ms од 200 ms, што омогућава такозвано пулсно напајање система за читавање (*power pulsing*). Оваквим, пулсним напајањем, укупна енергија потребна за рад детектора смањује се и до 100 пута. Поред тога, у режиму пулсног напајања вертекс детектору и осталим детекторима за реконструкцију трагова (*tracker*) нису потребни системи за активно хлађење већ се могу хладити струјом сувог ваздуха [13]. Остали релевантни подаци за електронски снап номиналне енергије 250 GeV у систему центра масе могу се видети у Табели 1.1 [7].

Главни подсистеми ILC [12], чији је схематски приказ дат на Слици 1.2, су:

- Извор поларизованих електрона;
- Извор поларизованих позитрона;
- Прстенови за пригушивање (*damping rings*), пречника 6.7 km, смештени у заједнички тунел у центру ILC комплекса, а који служе да смање емитанцу и пригуше непериодично кретање снопова у ху-равни;
- Преносници снопа од прстенова до главних линеарних акцелератора (линака), праћени двостепеним системом за компресију снопа у вагоне;

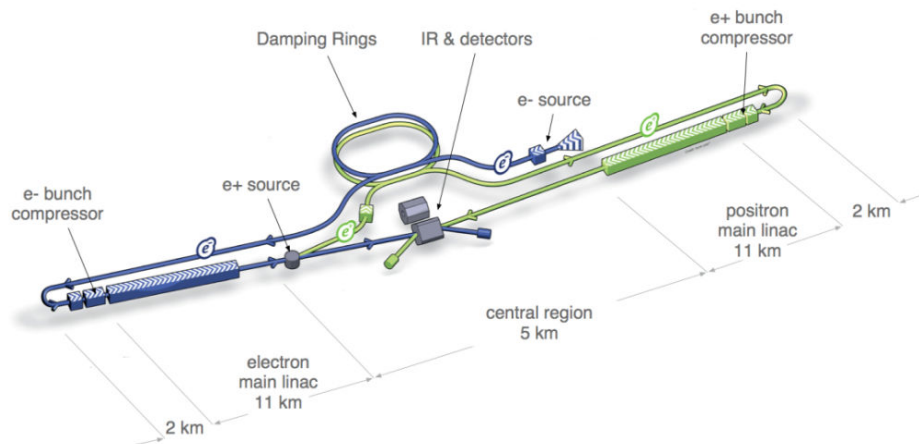
- Два главна линеарна акцелератора, дугачка по 11 km, који користе суперпроводне радиофреквентне шупљине резонантне учестаности 1.3 GHz које производе градијент електричног поља од 31.5 MV/m;
- Систем за испоручивање снопова (*beam delivery system*), дужине 4.5 km, који води снопове до судара у тачки интеракције под углом од 14 mrad. Предвиђено је да тачку интеракције наизменично деле два детекторска система (*push-pull* опција).

Табела 1.1. Параметри снопа на ILC [7].

Параметар	Симбол	Вредност	Јединице
Број електрона по вагону	n_e	$2 \cdot 10^{10}$	Број
Број вагона	N_e	$1312/2625^2$	Број
Учестаност вагона	$F_{\mu b}$	3	MHz
Учестаност возова	F_{mb}	5	Hz
Дужина вагона на извору	Δt	1	ns
Растојање између суседних вагона	t_b	554/366	ns
Дужина воза	Δt_t	~ 1	ms
Растојање између суседних возова	t_t	200	ms
Поларизација електрона	P_-	80 (min)	%
Поларизација позитрона	P_+	30 (min)	%
Максимална луминозност	\mathcal{L}	$2 \square 10^{34}$	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Наелектрисање по вагону		1.6 - 3.2	nC
Градијент убрзања		31.5	MV/m
Снага снопа (по снопу)		10.8	MW
Димензије снопа у тачки интеракције ($x \times y$)		$474 \square 5.9$	nm
Димензије снопа у тачки интеракције (z)		300	μm
Укупна потрошња струје		230	MW

У поређењу са Великим хадронским сударачем LHC, број истовремених интеракција сударајућих честица (*pile-up*) на ILC је мали (1.7 по судару вагона [14]) у ++система за читавање, а узевши у обзир временски размак између возова, подаци на ILC ће се прикупљати без система за окидање (*trigger*).

² Други број се односи на ILC унапређене луминозности од $4 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.



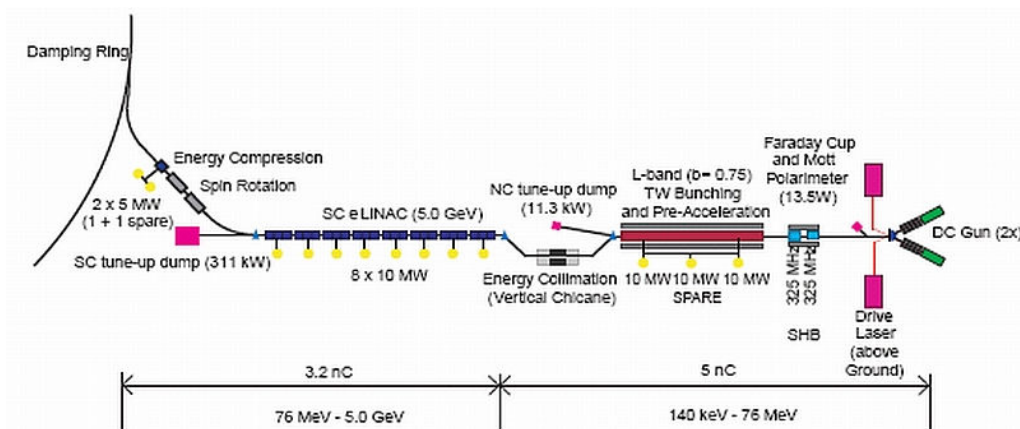
Слика 1.2. Схематски приказ ИЛС са главним деловима: изворима електрона и позитрона, главним електронским и позитронским линацима, прстеновима за пригушивање, компресорима вагона и детекторима [12].

1.1.2. Поларизација електрона и позитрона

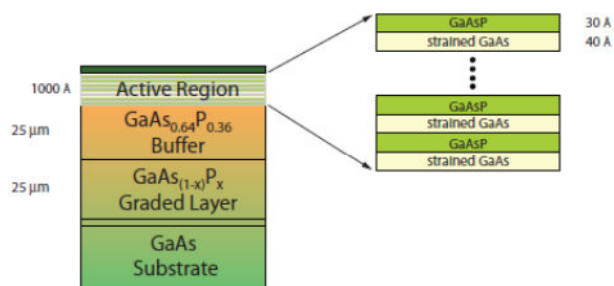
Схематски приказ извора поларизованих електрона приказан је на Слици 1.3. Сноп поларизованих електрона производи се тако што ласерски зрак осветљава фотокатоду (GaAs/GaAsP) континуалног електронског топа (*DC gun*) [12]. Фотокатода представља извор поларизованих електрона. Овај извор заснива се на побуђивању поларизованих електрона из фотокатоде помоћу фотона које емитује ласер, и њихове емисије са површине фотокатоде, која је обрађена тако да има негативан афинитет према електронима [16-18]. Код обичног GaAs максимална могућа поларизација електрона износи до 50%, али је специјалном обрадом и додавањем слојева GaAsP могуће постићи и веће вредности поларизације електрона. Како би се произвео довољан број електрона, планирана су два независна система ласер-електронски топ. Ласер је израђен у Ti:сафир технологији и емитује светлост таласне дужине 790 nm, уз могућност подешавања до ± 20 nm, док GaAs/GaAsP фотокатода (Слика 1.4) обезбеђује поларизацију од најмање 85% [16-18].

Електронски топ генерише микровাগоне електрона величине 1 ns. Они се потом шаљу у систем за паковање електрона у вагоне и преакцелерацију, који их

компресује тако да је ширина временске дистрибуције на половини висине ~ 20 ps. У фази преакцелерације, електрони се убрзавају до 76 MeV [19]. Потом се у вертикалној шикани у којој се налазе четири магнета врши енергетска колимација електрона помоћу магнетног поља. Након тога се у суперпроводном линеарном акцелератору квадруполним магнетима електрони убрзавају до енергије од 5 GeV, уз трансверзално фокусирање снопа. Одатле се електрони посебном цеви, *Linac To Ring* (LTR), транспортују до прстена за пригушивање [12]. Приликом проласка кроз LTR, врше се ротација спина и енергетска компресија електрона помоћу аксијалног магнетног поља [20].



Слика 1.3. Схематски приказ извора поларизованих електрона [6].



Слика 1.4. GaAs/GaAsP фотокатода за продукцију поларизованих електрона [10].

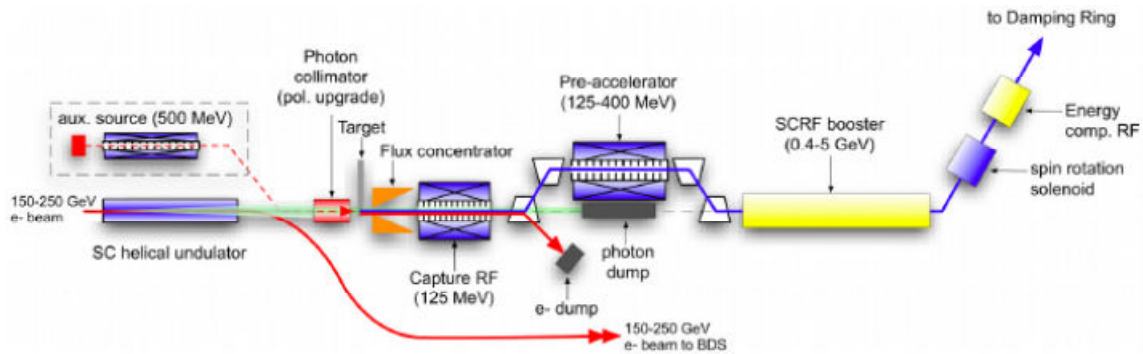
Поларизација позитрона врши се на следећи начин: око главног линака кроз који на ILC пролазе електрони постављен је дугачак спирални ундулатор. Приликом проласка електрона кроз овај линак, ундулатор генерише снап поларизованих фотона енергије од неколико MeV. Фотонски снап потом погађа танку (1.4 cm) мету

направљену од легуре титанијума у којој настају електромагнетни пљускови поларизованих електрона и позитрона. Позитрони се онда захватају помоћу посебног система, убрзавају до 125 MeV и транспортују до шикане (оштре, кратке кривине) у којој се, помоћу магнетног поља, врши раздвајање позитрона, електрона и фотона у засебне снопове. Овако издвојени електрони и фотони се одбацују. Након издвајања у шикани, позитрони се помоћу радиофреквентног система убрзавају до 400 MeV и тако убрзани транспортују до суперпроводног линака, сличног оном који се користи за убрзавање електрона. У суперпроводном линаку позитрони се убрзавају до енергије од 5 GeV. Затим се, као код електрона, у посебној цеви ротира спин помоћу аксијалног магнетног поља и смањује ширина дистрибуције енергије позитрона. На крају, позитронски снап се уводи у прстен за пригушивање. Код основног ILC дизајна, предвиђена поларизација позитрона износи 30%, са могућношћу повећања до 60% у каснијим надоградњама. Степен поларизације позитрона ограничен је енергијом електрона и параметрима ундулатора. Извор позитрона приказан је на Слици 1.5 [12].

Могућност поларизације снопова електрона и позитрона од посебног је значаја за [10]:

- мерења спрезања t кварка са електрослабим градијентним бозонима, где се поларизацијом снопова релативна грешка мерења може смањити и до 3 пута;
- мерења у Хигсовом сектору - у процесу Хигсштралунга ($e^+e^- \rightarrow HZ$), и WW фузије ($e^+e^- \rightarrow H\nu\bar{\nu}$), поларизација снопова доводи до пораста сигнала и смањења шума;
- у случајевима где продукције пара WW бозона ($e^+e^- \rightarrow WW$), или једног W бозона ($e^+e^- \rightarrow W^-e^+\nu_e$) представља шум, поларизација електрона у десно доводи до искључења ових процеса;
- Z продукција у процесу WW фузије, $e^+e^- \rightarrow Z\nu_e\bar{\nu}_e$, где се Z распада у $f\bar{f}$, поларизација електрона у десно доводи до смањења шума;

- мерења HZZ спрезања - поларизација снопова повећава осетљивост мерења;
- мерења масе Хигсовог бозона на енергијама у систему центра масе (~ 450 GeV, Слика 1.11) на којима су ефикасни пресеци за продукцију Хигсовог бозона у процесима Хигсштралунга и WW фузије приближно једнаки, поларизација снопова омогућава разликовање ова два процеса;
- код мерења троструких градијентних спрезања $WW\gamma$ и WWZ , лонгитудинална поларизација снопова доводи до значајног повећања осетљивости мерења;



Слика 1.5. Схематски приказ извора поларизованих позитрона [12].

1.1.3. Оперативни режими ILC

Будући линеарни судрач ILC је флексибилна машина у погледу енергије расположиве у систему центра масе. Да би се омогућило адресирање свих релевантних процеса, као и оптимизација трошкова, предвиђено је да се ILC гради у етапама, где би се почело са машином мање дужине и ниже максималне енергије, уз надоградњу до 1 TeV у систему центра масе у последњој фази рада. Експериментални програми [9] на различитим енергијама на ILC обухватили би:

- **91 GeV и 160 GeV** – енергије које одговарају Z резонанци ($GigaZ$ опција) и прагу за продукцију пара WW бозона $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Номинална луминозност на ILC биће $2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [7], за два реда

величине већа од оне остварене на LEP експериментима током 1990-тих [21]. Ова луминозност ће омогућити прецизна електрослаба мерења на резонантној енергији Z бозона, попут асиметрије лево-десно, A_{LR} , као и *Mega - W* програм за мерење масе W бозона са прецизношћу реда MeV, што би омогућило да евентуални ефекти нове физике буду уочљиви кроз доприносе вишег реда.

- **250 GeV** – енергија на којој ефикасни пресек за продукцију Хигсовог бозона механизмом Хигсштралунга $e^+e^- \rightarrow Zh$ има свој максимум. Овај канал омогућава директна мерења масе Хигсовог бозона, спрезања са Z бозоном, као и мерење парцијалне ширине за невидљиве распадае Хигсовог бозона. О значају овог мода продукције Хигсовог бозона биће речи у поглављу 1.2.2.
- **350–400 GeV** – на енергијама мало већим од 350 GeV, ефикасни пресек за продукцију $t\bar{t}$ пара има максимум чији облик прецизно предвиђа пертурбативна квантна хромодинамика. Мерење овог облика омогућиће одређивање масе t кварка са прецизношћу реда 100 MeV [7]. Коначно, у овом опсегу енергија, као и на вишим енергијама, прецизна мерења трилинеарних спрезања градијентних бозона, у процесу продукције пара W бозона, обезбедила би још један тест евентуалне физике изван Стандардног модела.
- **500 GeV** – Поред стандардних мерења у Хигсовом сектору, на овим енергијама могу се тестирати и проширења Стандарног модела, попут проширених математичких структура (нпр. E6) у које је инкорпориран Стандардни модел. У том смислу изучавање двофермионске продукције $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, пружа могућност мерења својстава нових бозона који се јављају у проширеним структурама (нпр. масе Z'). Неодређеност познавања луминозности има значајан утицај на систематске неодређености у овим мерењима.

- До **1000 GeV** – рад на још већим енергијама, предвиђен надоградњом ILC, требало би да омогући нова мерења, осетљива на спрезање Хигсовог бозона са t кварком, мерење самоспрезања Хигсовог бозона, као и потрагу за новим (егзотичним) честицама.

1.2. Физика са ILC на TeV скали енергија

1.2.1. Отворена питања Стандардног модела и програм физике на ILC

Иако до сада није откривена ниједна елементарна честица која није предвиђена Стандардним моделом електрослабих интеракција, овај модел није математички затворен и не представља коначну теорију. Стандардни модел има 19 слободних параметара (масе 9 фермиона, 3 угла мешања и комплексна фаза у Кабибо-Кобајаши-Масакава матрици (СКМ), константе електромагнетног, јаког и слабог спрезања, масе Z и Хигсовог бозона, као и самоспрезања Хигсовог бозона) уколико се неутрино третира као безмасена честица; у противном, има их још 7, и вредности ових параметара не произилазе из теорије. Уз то, постоји низ отворених питања везаних за Стандардни модел и његова евентуална проширења, на која ће се одговори тражити у будућим експериментима [10,22]:

- Проблем хијерархије – ефективна слабост гравитације на TeV скали енергија ($\sim 10^{40}$ пута слабија од јаке интеракције [23]). Једна од могућих реформулација проблема хијерархије је и питање да ли је Планкова скала фундаментална. Одговор на ово питање зависи, између осталог и од броја просторних димензија [24], и адресирају га многи алтернативни модели, попут попут модела са додатним просторним димензијама;
- Маса скалара квадратно дивергира са скалом енергије. Могуће решење је увођење додатних симетрија (на пример суперсиметрије (SUSY) [22]);

- Питање унификације – да ли су све фундаменталне интеракције, укључујући и гравитацију, манифестације јединственог физичког поља (симетрије нарушене хлађењем Универзума)? Ово питање је везано са питањем фундаменталне скале и адресирају га бројне теорије уједињења (GUT) [22];
- Питање нарушења CP симетрије – Стандардни модел кроз СКМ матрицу не даје довољно извора за нарушење CP симетрије потребних да би се објаснила барионска асиметрија опсервабилног Универзума [25];
- Веза Стандардног модела са космологијом - читав низ отворених питања почев од доприноса Хигсовог вакуума енергији Универзума, до питања тамне материје и тамне енергије и њихове евентуалне везе са физиком елементарних честица [26].

Најважнији физички процеси карактеристични за програм физике на ILC приказани су у Табели 1.2.

Табела 1.2. Главни физички процеси који ће се проучавати на ILC на различитим енергијама.

Energy	Interaction	Type of measurement
91 GeV	$e^+e^- \rightarrow Z$	Precision EW measurements at Z^0 resonance - Z^0 factory - $10^9 Z^0$ in 50 – 100 days
160 GeV	$e^+e^- \rightarrow WW$	W mass measurements with MeV precision
250 GeV	$e^+e^- \rightarrow ZH$	Model-independent Higgs measurements (m_H , g_{HZZ} , invisible width Γ_{inv})
350-400 GeV	$e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$	Top mass measurements (invariant mass + threshold scan),
	$e^+e^- \rightarrow WW$	Anomalous gauge boson couplings
	$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}H$	g_{HWW} from WW fusion
500 GeV	$e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$	BSM scan through sensitive observables
	$e^+e^- \rightarrow HZ (\nu\bar{\nu}H)$	Higgs couplings
	$e^+e^- \rightarrow \tilde{\mu}^+\tilde{\mu}^-$	SUSY measurements, i.e. slatpton and LSP masses
	$\rightarrow \mu^+\mu^-\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0$	
700-1000 GeV	$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}HH$	Higgs self-coupling λ
	$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}WV$	Higgs compositness
	$e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$	direct

1.2.2. Предности ILC у односу на хадронске судараче

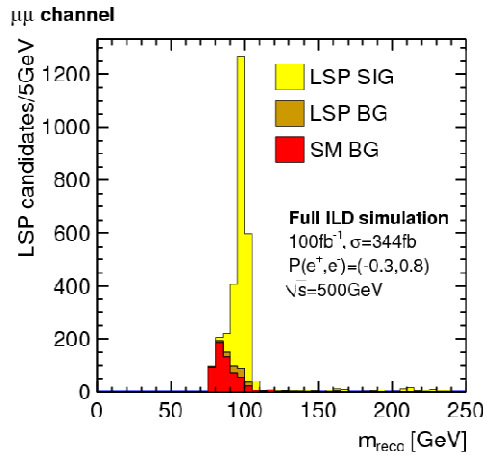
Као што је већ речено, основни циљ истраживања са ILC су прецизна мерења, односно мерења са што мањом неодређеношћу, како у Хигсовом сектору, тако и физици електрослабе интеракције и физици изван Стандардног модела. Будући да је судар електрона са позитроном тополошки знатно једноставнији од интеракције кваркова, антикваркова и глуона који, као конституенти протона, генеришу велики квантнохромодинамички (QCD) шум у протон-протон сударима, програм истраживања са ILC комплементаран је програму истраживања са LHC [9]. У Табели 1.3 приказано је поређење експерименталних окружења код хадронских и лептонских сударача.

Табела 1. 3. Експериментално окружење на хадронским и лептонским сударачима.

Хадронски сударачи	Лептонски сударачи
<ul style="list-style-type: none"> • Почетно стање није <i>a priori</i> познато; • Енергија интерагујућих партона узима се на основу расподеле густине партона у протону (<i>Parton Density Functions</i>); 	<ul style="list-style-type: none"> • Почетно стање је познато; • Целокупна енергија у систему центра масе, до на губитке описане спектром луминозности, је на располагању је финалним честицама; • Финално стање може бити реконструисано применом закона одржања енергије и импулса;
<ul style="list-style-type: none"> • Велики QCD шум • Комплексни окидачки (<i>trigger</i>) системи; • Детектори су изложени великим дозама зрачења реда 50 – 100 <i>kGy</i> годишње за централне детекторе трагова [27]; • Велики ефикасни пресек за хадронска финална стања. 	<ul style="list-style-type: none"> • Минимални и лако отклоњиви шум • Очитавање без окидачког система (уз одговарајућу структуру снопова); • Лакша реконструкција хадронских финалних стања; • Дозе зрачења у детекторима не представљају велики проблем, осим у далекој предњој области; • Продукција лептона у финалном стању није супримирана у односу на хадронска финална стања.

Као што се из Табеле 1.3 може видети, захваљујући чињеници да је, за разлику од хадронских сударача, иницијално стање на лептонским сударачима дефинисано, до на губитке узроковане зрачењем иницијалног стања (ISR) и ефектима интеракције снопова о чему ће бити речи у поглављу 6.1, могуће је, применом закона одржања енергије и импулса, реконструисати финално стање. Тиме се омогућава експлицитно мерње масе најлакше суперсиметричне честице (LSP) која је стабилна у моделима са

одржањем R-парности и манифестује се у експерименту као енергија која недостаје [9]. Илустрација мерења масе LSP у моделу са нарушењем R-парности на ILC на номиналној енергији од 500 GeV у систему центра масе, у $\mu^+\mu^-$ каналу ($e^+e^- \rightarrow \tilde{\mu}^+\tilde{\mu}^- \rightarrow \mu^+\mu^-\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0$), приказана је на Слици 1.6 [28]. Код овог модела, узето је да је маса LSP нешто већа од масе W бозона ($m_{\tilde{\chi}_1^0} = 98.48$ GeV), како би се максимизовао утицај шума из Стандардног модела. Узима се и да се LSP распада на W бозон и лептон, што представља LSP шум.



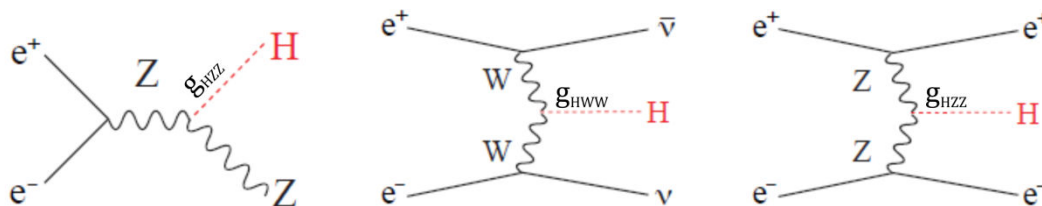
Слика 1.6. Реконструкција масе LSP у $\mu^+\mu^-$ каналу. Жутом бојом приказан је сигнал, окер бојом распада LSP који нису детектовани као сигнал, а црвеном шум из Стандардног модела.

Процеси типа $e_R^+e_L^- \rightarrow f\bar{f}$, где f може бити лептон или кварк, представљају предмет мерења могућих одступања у односу на Стандардни модел, по више основа. На пример, код свих финалних стања, осим $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, одржање хелицитета имплицира да код двофермионских процеса доминира измена спина 1 у s каналу [9]. Ова претпоставка може се користити у случајевима када се масе фермиона у финалном стању могу занемарити у односу на расположиву енергију у систему центра масе, што је на 500 GeV случај код продукције свих парова фермиона осим t кварка. Тада, диференцијални ефикасни пресек има облик [9]

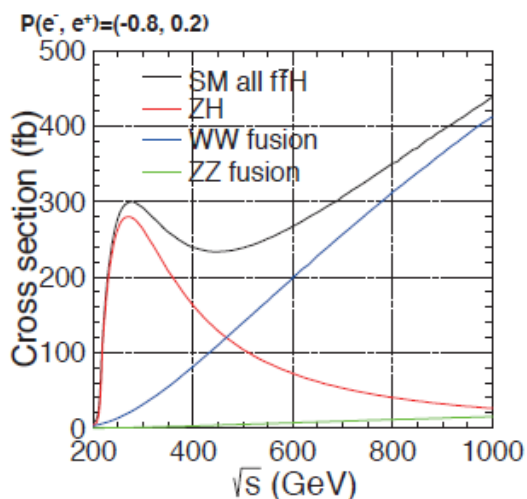
$$\frac{d\sigma}{d(\cos\theta)} = \frac{\pi\alpha^2}{2s} [A_+(1 + c\sqrt{s}\theta)^2 + A_-(1 - c\sqrt{s}\theta)^2], \quad (1.7)$$

где је θ угао расејања, а коефицијенти A_+ и A_- зависе од поларизације снопова. Модели који укључују гравитационе ефекте на скали енергија реда TeV (тераскала), попут, нпр, Рандал-Сандрам (*Randall-Sundrum*) модела [29] са додатним просторним димензијама, довели би до појаве допунских чланова који укључују измену спина 2 у s каналу, и израз 1.7 би садржавао полиноме вишег реда по $\sqrt{s} \theta$ [9]. Могућност прецизног мерења одређених величина од интереса, у овом случају диференцијалног ефикасног пресека, типичан је пример предности ILC у односу на хадронске судараће високих енергија.

Посебно, будући линеарни сударач ILC на енергији $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$, представља фабрику Хигсовог бозона. При луминозности од 250 fb^{-1} очекује се приближно $8 \cdot 10^4$ догађаја у којима се појављује Хигсов бозон, уз коришћење поларизованих снопова ради повећања статистике [9]. Са друге стране, процес израчивања Хигсовог бозона од стране Z бозона у e^+e^- сударима $e^+e^- \rightarrow Zh$ (Хигсштралунг), омогућава реконструкцију Хигсовог бозона на основу продуката распада Z бозона, па, самим тим, и мерење његове масе независно од канала распада самог Хигсовог бозона. На овај начин могуће је одредити масу Хигсовог бозона са неодређеношћу од 40 MeV за $\mu^+\mu^-X$ канал (Z се распада на пар $\mu^+\mu^-$), односно 80 MeV за e^+e^-X канал (Z се распада на пар e^+e^-) [31]. Комбиновањем ова два канала долази се до грешке од 32 MeV [30,31] за масу Хигсовог бозона. На овој енергији могуће је одредити и спрезање Хигсовог са Z бозоном g_{HZZ} са неодређеношћу од 1.3% [31]. Ово последње је посебно важно за тестирање алтернативних модела Хигсовог сектора, попут модела композитног Хигсовог бозона, који предвиђају одступања у спрезањима Хигсовог и електрослабих бозона реда $\leq 5\%$ [32]. На Слици 1.7 дати су Фајнменови дијаграми продукције Хигсовог бозона у e^+e^- сударима, а на Слици 1.8, зависност ефикасног пресека за продукцију Хигсовог бозона у функцији реположиве енергије у систему центра масе [31]. Слика 1.8 илуструје могућност коришћења читавог низа процеса продукције Хигсовог бозона за мерења у Хигсовом сектору.



Слика 1.7. Фајнменови дијаграми за три главна процеса продукције Хигсовог бозона на ILC: $e^+e^- \rightarrow ZH$ (лево), $e^+e^- \rightarrow \bar{\nu}\nu H$ (средина) и $e^+e^- \rightarrow e^+e^- H$ (десно).



Слика 1.8. Ефикасни пресек за продукцију Хигсовог бозона у функцији енергије у систему центра масе [33].

Као што се из Табеле 1.4 може видети, лептонски сударачи високих енергија су нужни како би се обезбедила тачна и прецизна мерења својстава честице откривене 2012. године, у ATLAS и CMS експериментима, као Хигсов бозон Стандардног модела [34,35].

Разлике у природи и енергији сударајућих честица, доводе и до разлика у избору технологије за поддетекторске системе и реализацији система за окидање и прикупљање података код лептонских и хадронских судараца. О овоме ће више бити речи у следећем поглављу.

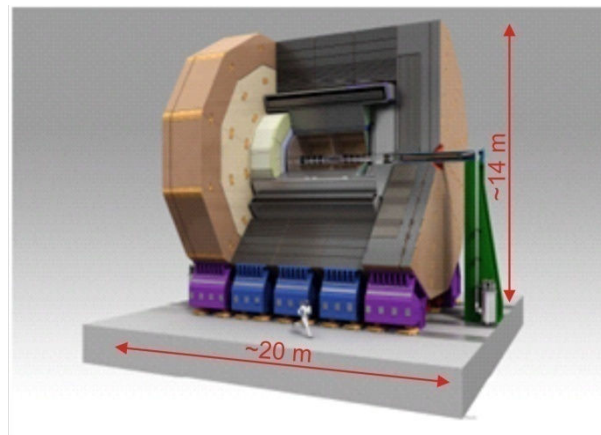
Табела 1.4. Очекиване релативне грешке мерења спрезања Хигсовог бозона, као и односа гранања за невидљиве распадае, $BR(invis.)$ и укупне ширине, $\Gamma_T(H)$, на LHC и на ILC, на различитим енергијама у систему центра масе. Коришћене су следеће вредности за интегралну луминозност: LHC - $300 fb^{-1}$; ILC250 - $250 fb^{-1}$; ILC500 - $500 fb^{-1}$; ILC1000 - $1000 fb^{-1}$. Претпостављен је High-Luminosity ($5 \cdot 10^{34}$) LHC [9].

Спрезање	LHC (%)	ILC250 (%)	ILC500 (%)	ILC1000 (%)
WW	4.1	1.9	0.24	0.17
ZZ	4.5	0.44	0.30	0.27
$b\bar{b}$	13.6	2.7	0.94	0.69
gg	8.9	4.0	2.0	1.4
$\gamma\gamma$	7.8	4.9	4.3	3.3
$\tau^+\tau^-$	11.4	3.3	1.9	1.4
$c\bar{c}$	-	4.7	2.5	2.1
$t\bar{t}$	15.6	14.2	9.3	3.7
$\mu^+\mu^-$	-	-	-	16
Самоспрезање	-	-	104	26
$BR(invis.)$	< 9	< 0.44	< 0.30	< 0.26
$\Gamma_T(H)$	20.3	4.8	1.6	1.2

2. Детекторски систем на ILC

2.1. International Large Detector ILD

ILD (*International Large Detector*), схематски приказан на Слици 2.1 [13], је хибридни детектор цилиндричне 4π геометрије, код кога је систем за реконструкцију трагова као и калориметарски систем постављен у магнетно поље индукције 3,5 Т које генерише суперпроводни соленоид постављен око детекторског система (Слика 2.2 [13]). Разлог за овакву конфигурацију је примена *калориметрије тока честица* (PFA) [36], која омогућава реконструкцију енергије млазева са грешком реда 3%-4%, што је готово 5 пута боље него на LEP [37]. Такође, систем за реконструкцију трагова базиран на TPC [13], обезбеђује мерење импулса наеликтрисаних честица и до 10 пута боље у односу на LHC [38]. За предложени угао од 14 mrad између снопова, мало диполно поље (DID, anti-DID) може бити суперпонирано на главно магнетно поље, како се емитанца снопа на путу кроз детектор до тачке интеракције не би мењала.



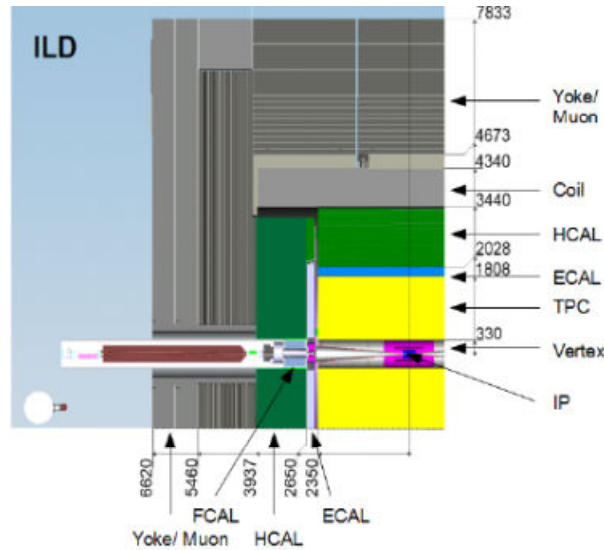
Слика 2.1. Схематски приказ ILD хибридног детектора [13].

Основни подсистеми ILD детектора су:

- Систем за реконструкцију трагова;
- Калориметарски систем;

- Калориметри у далекој предњој области;
- Систем за идентификацију миона;
- Систем за прикупљање података.

Ови подсистеми описани су у поглављима од 2.1.1 до 2.1.4.



Слика 2.2. Попречни пресек четвртине детектора у ху-равни са означеним главним подсистемима [13].

На ILC, најважнији извор шума потиче од интеракције сударајућих снопова, услед чега се емитују фотони (*Beamsstrahlung*). Приликом сваког судара вагона честица (*bunch crossing* - BX), који су на растојању од 300 ns, очекује се приближно једна интракција фотона израченог из снопа која доводи до продукције хадрона у финалном стању ($\gamma_{BS}\gamma_{BS} \rightarrow X$). Са порастом енергије у систему центра масе, број ових процеса по BX расте до 3.2 интеракције типа $\gamma_{BS}\gamma_{BS} \rightarrow X$ на енергији 3 TeV у систему центра масе [39]. Такође, фотони из зрачења снопа се некохерентним процесима³ конвертују у e^+e^- парове, али се највећи број тако насталих честица

³ Некохерентни парови су e^+e^- парови настали у интеракцији два честице: два фотона (из зрачења снопа) - Брајт-Вилеров (Breit-Wheeler) процес, једног фотона из зрачења снопа и једног електрона или позитрона - Бете-Хајтлеров (Bethe-Heitler) процес, или пара електрона/позитрона - Ландау-Лифшицов (Landau-Lifshitz) процес. Брајт-Вилеров процес се одвија интеракцијом два реална фотона, Бете-Хајтлеров интеркцијом реалног и виртуелног фотона, а Ландау-Лифшицов интеракцијом два виртуелна фотона. Кохерентни парови су, са друге стране, e^+e^- парови које генеришу појединачни фотони конверзијом у електромагнетном пољу.

креће под веома малим углом у односу на осу снопа, тако да не улази у централне детекторе и веома мало доприноси укупном фону, осим у калориметрима далеке предње области за које се захтева велика радијациона отпорност [13].

Укупна висина и дужина детектора биће приближно 14 m и 20 m респективно. Детектор ће имати око 10^9 електронских канала, од чега преко 85% отпада на вертекс детектор [13]. Као што је већ речено, детектор ће радити у без традиционалног хардверског окидача јер на ILC неће постојати значајно нагомилавање догађаја из вишеструких e^+e^- интеракција при судару вагона.

2.1.1. Систем за реконструкцију трагова

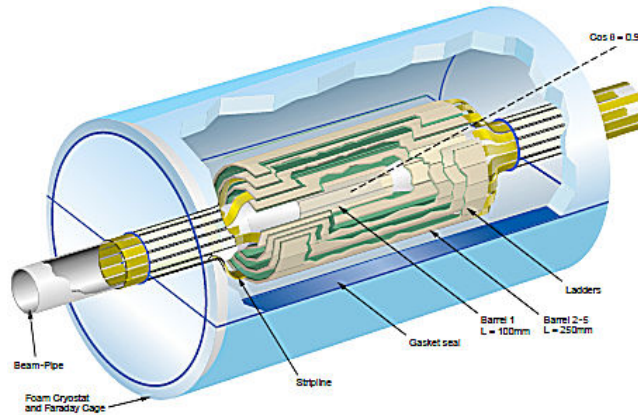
Систем детектора за реконструкцију трагова за ILD дизајниран је тако да обезбеди реконструкцију вертекса и трагова трагова наелектрисаних честица, као и одличну резолуцију импулса реда 10^{-5} у готово целом просторном углу, укључујући и далеку предњу област [13]. У предњој области, детектори трагова по правилу служе повећању ефикасности идентификације високоенергетских честица (поглавито миона) под малим угловима до 0.15 rad [13].

Систем за реконструкцију трагова садржи следеће компоненте:

- Петослојни пиксел-вертекс детектор (VTX);
- Систем силиконских тракастих и пиксел детектора који се надовезују на вертекс детектор.
- ТРС као централни део детекторског система за реконструкцију трагова;
- Два слоја силиконских тракастих детектора (SIT) у средишњој области повезују VTX и ТРС.
- Систем силиконских тракастих детектора смештених иза ТРС, између спољашњег радијуса ТРС и унутрашњег радијуса ECAL;
- У предњој области, систем силиконских детектора сачињава предњи детектор трагова (FTD) који обезбеђује детекцију честица расејаних под поларним угловима до 0.15 rad (8.6°) [30].

Тачку интеракције (IP) обухвата пиксел вертекс детектор. Овај детектор (Слика 2.3 [8]) састоји се од 5 концентричних слојева, радијуса од 1.55 cm (унутрашњи слој) до 6.00 cm (спољашњи слој) и обезбедиће резолуцију од 2.8 μm за реконструкцију сваке тачке. Три унутрашња слоја покриваће опсег поларног угла од $|\cos\theta| \leq 0.97$ [38], док ће два спољашња слоја покривати опсег поларног угла од $|\cos\theta| \leq 0.90$ [13]. Укупан број пиксела овог детектора биће близу 10^9 . Поред овога, захтева се да резолуција параметра судара у $R\phi$ равни детектора буде $5 \oplus \frac{10}{p} \sin^2\theta \mu\text{m}$. На основу Монте Карло симулација, очекује се да фон из зрачења снопа који у форми некохерентних e^+e^- парова стиже у пиксел вертекс детектор буде релативно мали, од приближно 5 погодака/ cm^2 по судару вагона [13].

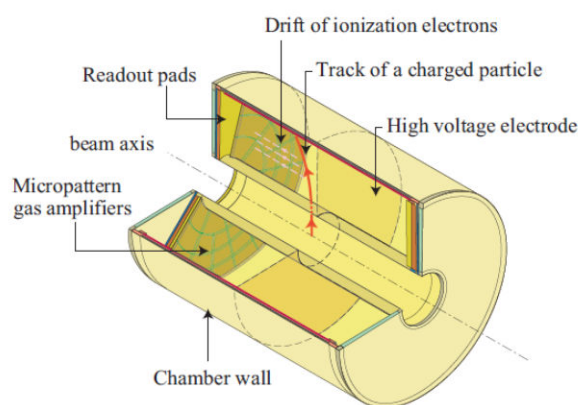
Иза вертекс детектора смештен је систем силиконских тракастих и пиксел детектора, који обезбеђују везу између вертекс детектора и ТРС и повећава угаони опсег ка малим угловима до 0.15 rad . Два концентрична слоја силиконских тракастих детектора постављена су изван вертекс детектора, у централној области. Шест дискова, од којих су прва два пиксел детектори, покривају предњу област. Овакав детектор у стању је да измери координате трага у $R\phi$ равни са грешком мањом од 10 μm [13].



Слика 2.3. Пиксел вертекс детектор у ILD концепту [8].

ТРС (*Time Projection Chamber*) је гасни детектор који омогућава реконструкцију трагова чак и код комплексних догађаја у којима преовлађује фон, као и одличну резолуцију импулса наелектрисаних честица, $\delta(1/p_t) \sim 9 \cdot 10^{-5} (\text{GeV})^{-1}$ [29]. Помоћу

TPC могуће је реконструисати 224 тачке по трагу, при чему је просторна резолуција у $R\phi$ равни 100 μm или боља [13]. TPC детектор састоји се од великог контејнера у коме је смештен одговарајући гас (до сада су испитиване смесе аргона и метана у различитим размерама, са или без додатка угљен-диоксида [40], али тачан састав гасне мешавине још увек није одређен), у коме заједно са магнетним пољем ПС делује и хомогено електрично поље од неколико стотина V/cm. Наелектрисане честице пролазећи кроз гас ослобађају електроне који потом дрефтују 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 тај начин могу се одредити просторне координате сегмената трагова у равнима паралелним задњем крају, као и временске (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 [41]). Схематски приказ TPC дат је на Слици 2.4 [41].



Слика 2.4. Схематски приказ TPC детектора [41].

Како би TPC за ПС остварио поменуте перформансе, вишежичне (*multiwire*) коморе коришћене у другим експериментима (нпр. на DELPHI детектору на LEP експерименту [42]) замењене су тзв. *micropattern* гасним детекторима, као што су

GEM (*Gas Electron Multiplier*) [43,44] или MM (*Micromegas – MICRO-MEsh-Gaseous-Structure*) [45].

Између TPC и ECAL биће смештен систем силиконских тракастих детектора, чија је сврха да обезбеде додатне координате трагова у простору између детектора трагова и калориметара, као и да додатно побољшају резолуцију мерења импулса. Овај систем се још увек налази у фази развоја [41].

Предњи детектор трагова (FTD) се састоји од седам дискова постављених између главне цеви акцелератора и централног детектора трагова TPC. Услед очекиваног фона у предњој области, прва два диска су пиксел детектори, док су преостали дискови силиконски тракасти детектори. Резолуција мерења координате у $R\phi$ равни износи $\leq 7 \mu\text{m}$ [13].

2.1.2. Централни калориметарски систем

Калориметарски систем у централној области ILD детектора (Слика 2.1 десно) чине:

- Si-W електромагнетни калориметар (ECAL) са великом ($10^7 - 10^8$ [46]) гранулацијом сензора и Молијеровим радијусом⁴ $\mathcal{R}_M \approx 9.5 \text{ mm}$ [32];
- Хадронски калориметар (HCAL) који ће се састојати од 48 равни (6 интеракционих дужина) апсорбер-сензор са гвожђем (челиком) као апсорбером и сцинтилатором као сензором у аналогној верзији (AHCAL) [48], односно, слично TPC, GEM (*Gas Electron Multiplier*), MM (*Micromegas*) или RPC (*Resistive Plate Chambers* - отпорне плоче) у дигиталној [13,41].

Калориметри централне области предвиђени су за прецизна мерења енергије депоноване од стране неутралних и наелектрисаних честица, односно реконструкцију енергије млазева уз коришћење PFA алгоритма који обезбеђује реконструкцију

⁴ Молијеров радијус, \mathcal{R}_M , представља радијус области у којој је депоновано 90% од укупне енергије електромагнетног плјуска који потиче од електрона или фотона високе енергије. Представља карактеристичну константу материјала од кога је направљен детектор. Повезан је са радијационом дужином, X_0 , следећом приближном релацијом: $\mathcal{R}_M = 0.0265X_0(Z + 1.2)$ [47], где је Z атомски број. Код калориметара, мањи Молијеров радијус значи бољу позициону и енергетску резолуцију.

четворовектора наелектрисане честице. Да би то било могуће, калориметарски систем делује у синергији са детекторима за реконструкцију трагова чија је улога да измере просторни део четворовектора наелектрисане честице. Из тог разлога, калориметарски систем је смештен у лонгитудинално (дуж z -осе) хомогено магнетно поље индукције 3.5 Т [13].

Разлог за промену приступа када је реч о одређивању енергије млазева лежи у чињеници да је, да би се у потпуности искористио потенцијал ILC као машине за прецизна мерења, потребно да резолуција енергије млаза, σ_E/E , буде до 3.8% за млазеве енергије између 40 GeV и 400 GeV, што одговара стохастичком параметру од $\leq 30\%/\sqrt{E}$ [36], тешко остварљивом код хадронских калориметара. Код традиционалног приступа калориметрији, приближно 72% енергије млаза мери се у хадронским калориметрима који имају релативно лошу резолуцију мерења енергије (типично $\geq 55\%/\sqrt{E}$ [36]). Из тог разлога PFA комбинује информације за сваку врсту честице (наелектрисане честице, фотони и неутрални хадрони) из одговарајућег детектора и то на начин да се импулс наелектрисаних честица мери помоћу централних детектора за реконструкцију трагова, енергија електрона и фотона у електромагнетном калориметру, а енергија неутралних хадрона у хадронском калориметру. У Табели 2.1 су дати степен учешћа и перформансе сваког подистема у реконструкцији енергије млаза [36].

Табела 2.1. Допринос различитих типова честица енергетској резолуцији млаза (енергије су дате у GeV). Приказане су приближне фракције наелектрисаних честица, фотона и неутралних хадрона у млазу енергије E_{jet} . Енергетска резолуција појединачних наелектрисаних честица у детектору трагова је претпостављена [36].

Компонента	Детектор	Фракција енергије	Резолуција енергије честице	Резолуција енергије млаза
Наелектрисане честице (X^\pm)	Детектор трагова	$\sim 0.6E_{jet}$	$10^{-4}E_{X^\pm}^2$ [(GeV) $^{-1}$]	$< 3.6 \cdot 10^{-5}E_{jet}^2$ [(GeV) $^{-1}$]
Фотони (γ)	ECAL	$\sim 0.3E_{jet}$	$0.15\sqrt{E_\gamma}$ [(GeV) $^{1/2}$]	$0.08\sqrt{E_{jet}}$ [(GeV) $^{1/2}$]
Неутрални хадрони (h^0)	HCAL	$\sim 0.1E_{jet}$	$0.55\sqrt{E_{h^0}}$ [(GeV) $^{1/2}$]	$0.17\sqrt{E_{jet}}$ [(GeV) $^{1/2}$]

На овај начин се, дакле, избегава доминација ограничене енергетске резолуције хадронских калориметара у стандардном приступу који комбинује само информације из електромагнетног и хадронског калориметра. У стандардном приступу, резолуција енергије млаза има облик [36]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\alpha}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + \beta, \quad (2.1)$$

где је α стохастички параметар одређен сегментацијом калориметра, а β константни параметар који укључује ефекте који доводе до "цурења" енергије ван детектора, односно до тога да честица не депонује у детектору сву своју енергију [48]. Вредности ових параметара код традиционалног приступа калориметрији су обично $\geq 60\%$ за стохастички параметар α и неколико процената за константни параметар β [36]. Примера ради, резолуција енергије млаза ALEPH детектора у LEP експерименту, на енергији у систему центра масе $\sqrt{s} = M_Z$ била је $\sigma_E/E \approx 65\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ [49].

Као што је речено, PFA се заснива на томе да се трагови наелектрисаних честица реконструишу на основу података из детектора трагова, фотони и електрони се реконструишу на основу података из ECAL, а неутрални хадрони на основу података из HCAL. На тај начин, резолуција енергије млаза може се представити као:

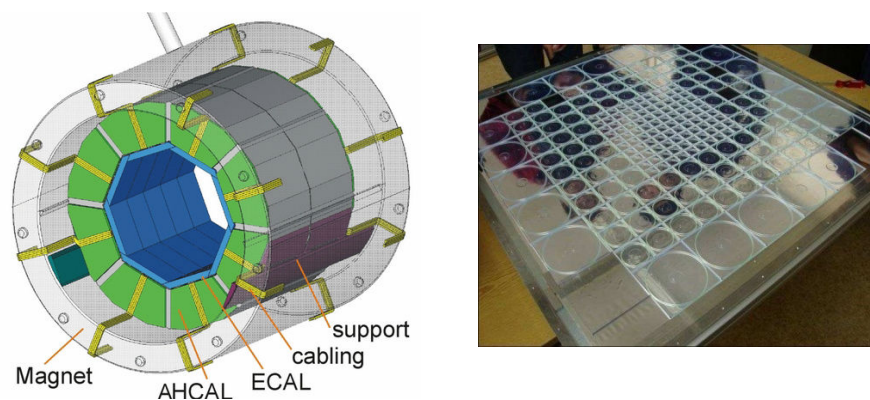
$$\sigma_{jet}^2 = \sigma_{ch}^2 + \sigma_{\gamma}^2 + \sigma_{h^0}^2, \quad (2.2)$$

где σ_{ch} , σ_{γ} и σ_{h^0} представљају резолуције енергије наелектрисаних честица, фотона и неутралних хадрона респективно [50]. На основу (2.2) и из Табеле 2.1, очигледно је да PFA приступ захтева фино гранулиране и компактне калориметре.

Електромагнетни калориметар (ECAL) је дизајниран као компактни сендвич калориметар високе резолуције, оптимизован за реконструкцију фотона и електрона и њихово раздвајање од хадрона. Како би Молијеров радијус био што је могуће мањи, користе се апсорбери од волфрама. Волфрам се користи као апсорбер јер захваљујући малом Молијеровом радијусу (9.5 mm) минимизује трансверзално ширење млаза. Сензорске плоче сачињавају силиконске плочасте диоде, монолитни активни пиксел сензори (MAPS) или сцинтилационе траке или плоче. На основу типичних енергија електрона (250 GeV у номиналном режиму рада [7]) и фотона

(енергије реда 1 GeV [51]) на ILC, процењује се да би оптимална дебљина ECAL требало да буде око 24 радијационе дужине⁵. Дебљина силиконских сензора варира од ($\sim 0.6X_0$) са предње стране у односу на место интеракције, до ($\sim 1.2X_0$) са задње стране [13].

На Слици 2.5 лево [41] 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 (Слика 2.4 десно [41]). Сензори се састоје се од квадратних плочица величине 5 mm \times 5 mm и дебљине 300 μ m [46]. Подаци се прикупљају помоћу 40 000 канала за читавање и потом шаљу у аналогну меморију, дигитализују у одговарајућем чипу и чувају током проласка целог воза. Како не би дошло до прегревања, дисипација снаге не сме да пређе 25 μ W по каналу [52], што се постиже пулсним напајањем учестаности 5 Hz [13].

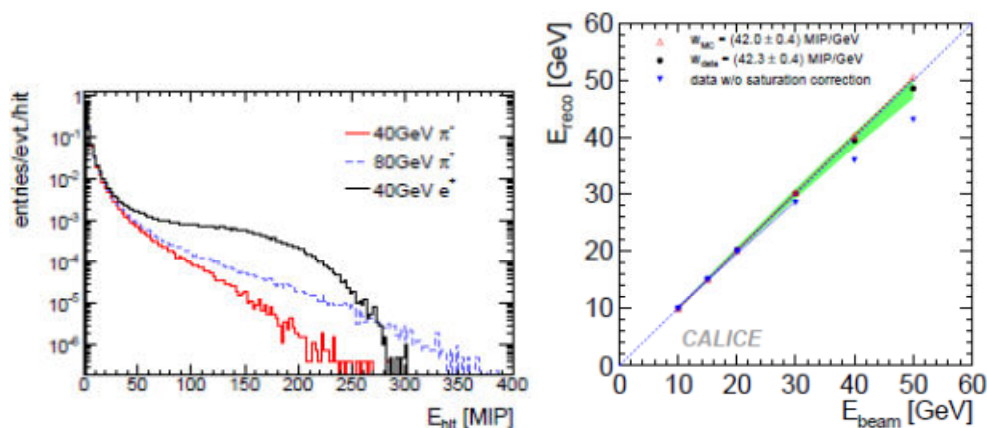


Слика 2.5. Калориметри на ILC: ECAL је приказан плавом, а AHCAL зеленом бојом. Калориметри су смештени унутар магнета (лево). Раван површине 1 m² са сцинтилационим плочицама, коришћена у прототипу MINICAL (десно) [41].

Аналогни HCAL (AHCAL) као сензор користи пластични сцинтилатор, а челик дебљине 16 mm или волфрам дебљине 10 mm као апсорбер [47]. За читавање се

⁵ Радијациона дужина, X_0 , представља удаљеност коју електрон пређе кроз материјалну средину, на коме му енергија опадне на $1/e$ од почетне, услед закочног зрачења, односно $7/9$ средњег слободног пута уколико енергију губи механизмом стварања парова. Ова величина зависи од материјала, односно његовог атомског и масеног броја.

користе силиконски фотомултипликатори (SiPM) [47]. На Слици 2.5 лево [41] приказана је позиција АНСАЛ, позиционираног унутар магнета и око електромагнетног калориметра ЕСАЛ. Велику грануларност сензора од $\sim 10^7$ [46], неопходну за PFA метод, обезбеђују мале сцинтилаторске плоче дебљине пар милиметара везане на SiPM. Сцинтилационе плочице су површине $3\text{ cm} \times 3\text{ cm}$ у центру калориметра и $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ на ободу (Слика 2.5 десно [41]). Укупна дебљина АНСАЛ износи $6\lambda_I$, где је λ_I нуклеарна интеракциона дужина⁶, што одговара дебљини од 48 слојева сензор-апсорбер [41].



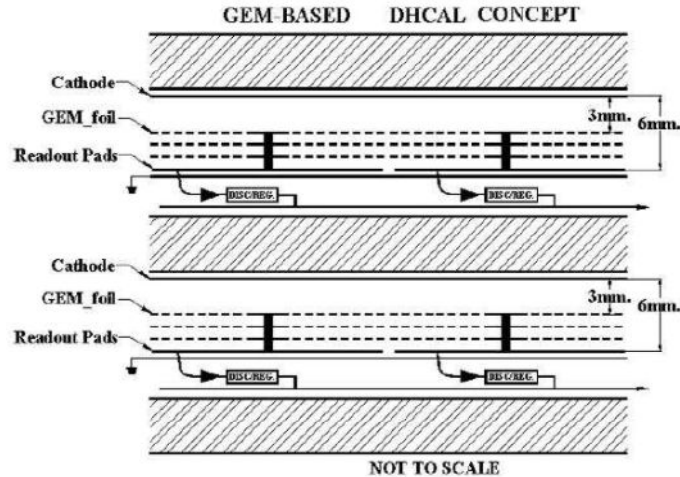
Слика 2.6. Енергетски спектар каскаде у АНСАЛ која потиче од позитрона енергије 40 GeV (црна линија), у поређењу са касгадама добијеним у симулацији помоћу GEANT4 пакета [53], а које потичу од пиона енергија од 40 GeV (црвена линија) и 80 GeV (плава линија) (лево). Линеарност одговора АНСАЛ на позитроне енергија 10 – 50 GeV (десно) [54].

Приликом тестирања MINICAL прототипа АНСАЛ у CERN током 2006. и 2007. прикупљено је око 70 милиона догађаја са хадронским и електронским сноповима, чија је енергија варирала од 6 GeV до 80 GeV. На Слици 2.6 [54] приказани су неки од резултата са тестирања. Приказани су енергетски спектри позитрона и пиона у калориметру (Слика 2.6 лево) и линеарност одговора детектора (Слика 2.6 десно). На

⁶ Нуклеарна интеракциона дужина представља средњи слободни пут који кроз супстанцијалну средину пређу релативистичке наелектрисане честице, након којег се број ових честица смањи на $1/e$ од почетног.

Слици 2.6 лево, поређењем енергетских спектра електрона и пиона енергија од 40 GeV види се сепарациона моћ калориметра. На Слици 2.6 десно, плава тачкаста линија показује идеалну линеарност, плави троуглови представљају прикупљене податке, црне тачке одговарају подацима коригованим у складу са нелинеарним одговором SiPM, а црвени троуглови представљају резултате Монте Карло симулације. Зелена област представља систематску грешку [54].

Дигитална верзија HСAL се, попут TPC, заснива на коришћењу GEM, MM или RPC детектора као активних компонената калориметра [45,55,56]. Структура дигиталног HСAL са GEM детекторима приказана је на Слици 2.7 [41]. Између катоде и првог слоја GEM детектора успоставља се електрично поље које усмерава електроне настале приликом јонизације да дрифтују према првом слоју GEM. Коришћењем неколико слојева ових детектора, добија се довољно појачање сигнала који стиже на аноде на које су проводним лепком причвршћене плочице за читавање. Структура HСAL остаје иста као на Слици 2.6 уколико би се GEM детектори заменили RPC детекторима.

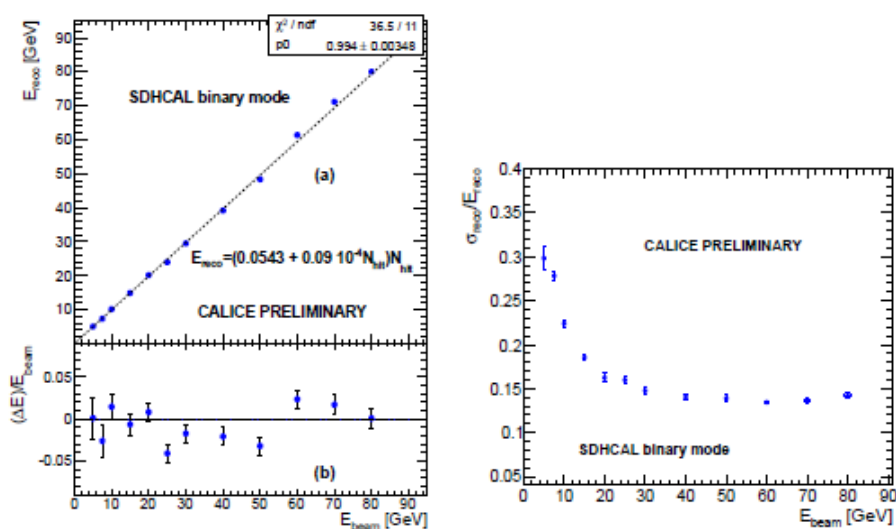


Слика 2.7. Структура дигиталног HСAL са GEM детекторима. Гасна амплификација одвија се у неколико слојева GEM фолија. Сигнал се прикупља са анодних плочица на којима се налази електроника за читавање [41].

Како би испунио захтеве које у погледу компактности калориметра поставља PFA приступ, дигитални HСAL би требало да се састоји од 48 равни сензора и 51

равни апсорбера (нерђајући челик), укупне дебљине $6\lambda_I$, као и АНСАЛ [55]. Разлика у односу на АНСАЛ је у димензијама појединачних сензорских ћелија: док су ове димензије код АНСАЛ $3 \times 3 \text{ cm}^2$, код дигиталног НСАЛ потребно је да буду мање, $1 \times 1 \text{ cm}^2$ [13]. То значи да би дигитални НСАЛ требало да има $\sim 10^8$ дигиталних канала за читавање [13].

Прототип дигиталног НСАЛ са стакленим RPC детекторима тестиран је у CERN у снопу пиона, током 2008. и 2009. године. Линеарност одговора дигиталног НСАЛ за пионе енергија $5 \text{ GeV} - 80 \text{ GeV}$ и резолуција мерења њихове енергије приказани су на Слици 2.8 [55].



Слика 2.8. Линеарност одговора дигиталног НСАЛ на пионе енергија $5 \text{ GeV} - 80 \text{ GeV}$ (лево). Резолуција енергије пиона (десно) у функцији енергије пиона E_{beam} [55].

2.1.3. Калориметри у далекој предњој области

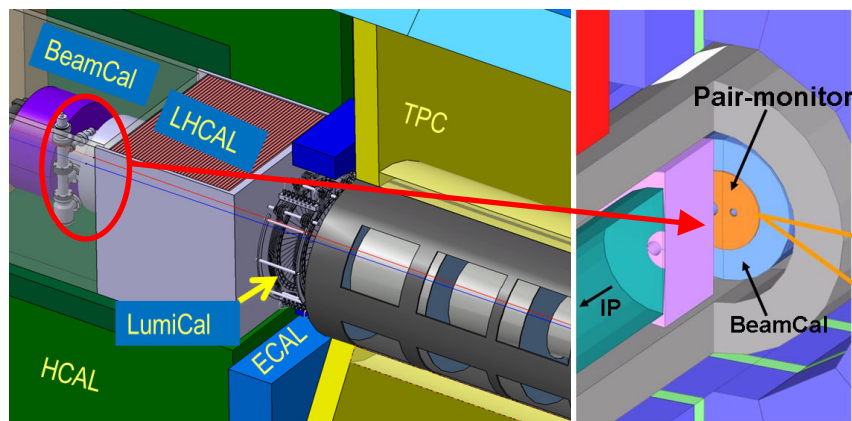
Калориметри далеке предње области (*Forward CALorimetry* - FCAL) покривају опсег најмањих поларних углова, од 5 mrad до 78 mrad [13], обезбеђујући максималну могућу херметичност ILD детектора, што је од значаја за детектовање евентуалних нових честица чија је сигнатура енергија која недостаје, као и за

побољшање енергетске резолуције млазева. Поред тога, калориметри у далекој предњој области штите централни детекторски систем од честица расејаних уназад. Основна функција ових калориметара јесте да обезбеде мерење тренутне и интегралне луминозности, као и мерење димензија снопа (вагона) у тачки интеракције по судару вагона.

Систем за калориметрију у далекој предњој области сачињавају следећи калориметри:

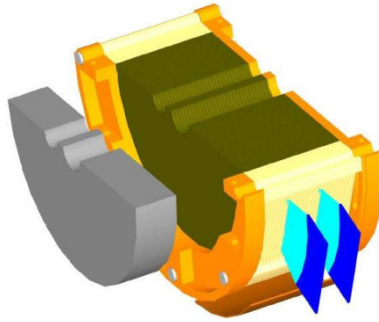
- калориметар за дијагностику снопа (мерање параметара снопа и тренутне луминозности) - *BeamCal*;
- калориметар за мерење интегралне луминозности - *LumiCal*;
- монитор парова (*Pair Monitor*), који служи за мерење расподеле e^+e^- парова који потичу од зрачења снопа у циљу одређивања профила снопа у тачки интеракције [56];
- калориметар који детектује фотоне из зрачења снопа и служи за мерење тренутне луминозности - *GamCal*;
- хадронски калориметар који допуњава HСAL и који је намењен идентификацији хадрона који се крећу под угловима испод 100 mrad – *LHCAL* [32].

Положај предњих калориметара у ILD детекторском систему приказан је на Слици 2.9 [13]. Дизајн и перформансе калориметра за мерење интегралне луминозности *LumiCal* детаљно су дискутоване у Поглављу 4, у оквиру експерименталних резултата и резултата симулација којима је аутор дао непосредни допринос.



Слика 2.9. Далека предња област *ILD* детектора и *FCAL* детектори: *LumiCal*, *BeamCal*, *LHCAL* и монитор парова [13].

BeamCal (Слика 2.10 [32]) је смештен непосредно уз акцелераторску цев (*beam pipe*) и омогућава идентификацију фотона и електрона расејаних под веома малим поларним угловима, приближно од 5 mrad до 45 mrad [32]. Дизајниран је као сегментирани калориметар и састоји се од 30 слојева волфрамског апсорбера дебљине од по 3.5 mm (једна радијациона дужина) између којих су смештени сензори [57]. Као и код *ECAL*, волфрам је изабран да буде апсорбер због малог Молијеровог радијуса (9.5 mm). Дебљина сензора је 0.5 mm, па је укупна дебљина *BeamCal* детектора приближно 150 mm. *BeamCal* се налази на растојању од 3.65 m од интеракционе тачке. Испред детектора смештен је графитни апсорбер који служи за апсорпцију нискоенергетског фона и спречавање расејања честица уназад. Тренутно се испитује неколико сензорских материјала за овај калориметар: поликристални CVD (Chemical Vapor Deposition) дијамант, монокристални CVD дијамант, GaAs и силикон отпоран на радијацију [58-60]. Избор одговарајуће сензорске технологије за *BeamCal* представља изазов јер је очекивана годишња доза коју ће овај детектор примити процењена на 10 MGy, при номиналним параметрима снопа [61].



Слика 2.10. Схематски приказ половине BeamCal детектора (сивом бојом је приказан графитни апсорбер испред детектора, маслинастозеленом волфрамски апсорбер, светлоплавом сензорске равни, плавом електроника, а жутом и наранџастом конструкција у коју је детектор постављен) [32].

Основу поменуте депозиције чине електрони и позитрони који настају конверзијом фотона израчених из снопа (*Beamstrahlung*) услед колективних ефеката (видети поглавље 6.1.2). Еквивалентно, депозиције енергије у BeamCal од парова насталих некохерентном конверзијом фотона износе неколико десетака TeV по судару вагона [61]. Из својстава расподеле енергије некохерентних парова у BeamCal, уз податке о просторној расподели погодака у монитору парова, могу се екстраховати значајне информације о параметрима сударајућих снопова, попут просторних димензија вагона ($\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$), емитанци, померају по x – и y – правцима, углу ротације вагона и броју честица по вагону [61]. За екстракцију поменутих информација користе се следеће величине:

- из монитора парова - рубна радијална депозиција, R_{shl} , која представља радијус у оквиру кога се налази 97.5% од свих погодака у монитор парова,
- из монитора парова - N_0/N_{all} и $1/N_{all}$, где је N_0 број погодака у области азимуталних углова $-\pi \text{ rad} < \phi < -2.0 \text{ rad}$ и $2.8 \text{ rad} < \phi < \pi \text{ rad}$ за $0.6 \cdot R_{shl} < R < 0.8 \cdot R_{shl}$, R је растојање поготка од излазне цеви – цеви кроз коју пролази остатак снопа након интеракције, а N_{all} укупан број погодака у монитор парова;

- из BeamCal - средњи радијус, R_{ave} , дефинисан као $R_{ave} = \sum_i R_i E_{dep_i} / \sum_i E_{dep_i}$, где су E_{dep_i} и R_i респективно депозиција енергије и растојање од цеви кроз коју пролази сноп i -те ћелије сензора и $1/E_{dep_{all}}$, где $E_{dep_{all}}$ представља укупну енергију депоновану у BeamCal [62].

Ових пет величина означимо респективно са $m_i, i = 1, 2, \dots, 5$. Свака од њих зависи од попречних димензија снопа (σ_x, σ_y) [65], што омогућава да се ове величине развију у Тејлоров ред око номиналних вредности попречних димензија снопа, (σ_x^0, σ_y^0). Ако се примени развој до другог реда, добија се:

$$\begin{aligned} \Delta \vec{m} &= \vec{m}(\sigma_x, \sigma_y) - \vec{m}(\sigma_x^0, \sigma_y^0) = \\ &= \sum_{\alpha=x,y} \frac{\partial \vec{m}}{\partial \sigma_\alpha} \Delta \sigma_\alpha + \sum_{\alpha=x,y} \sum_{\beta=x,y} \frac{1}{2} \Delta \sigma_\beta \frac{\partial^2 \vec{m}}{\partial \sigma_\alpha \partial \sigma_\beta} \Delta \sigma_\alpha = \\ &= [A_1 + \Delta \vec{\sigma}^T \cdot A_2] \cdot \Delta \vec{\sigma}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

где је $\vec{m} = (m_1, \dots, m_5)$, $\Delta \vec{\sigma} = (\Delta \sigma_x, \Delta \sigma_y)$, $\Delta \sigma_\alpha = \sigma_\alpha - \sigma_\alpha^0$, A_1 је 5×3 матрица коефицијената првог реда Тејлоровог развоја, а A_2 тензор коефицијената другог реда [62]. Димензије снопа се реконструишу коришћењем инверзне матрице коефицијената уз $\Delta \vec{\sigma}$ из (2.3) [62]:

$$\Delta \vec{\sigma} = [A_1 + \Delta \vec{\sigma}^T \cdot A_2]^+ \cdot \Delta \vec{m}, \quad (2.4)$$

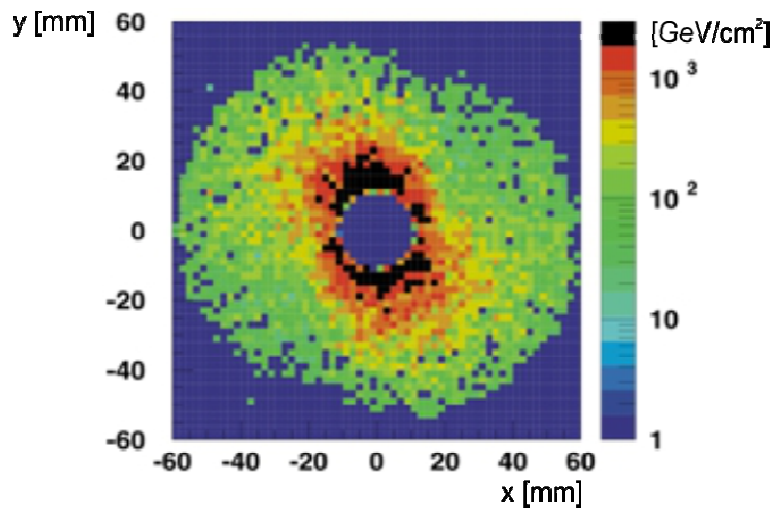
где се ознака "+" односи на Мор-Пенроуз (*Moore-Penrose*) инверзију која даје матрицу инверзну неквадратној матрици A као $A^+ = (A^T A)^{-1} A^T$ [63].

Нумеричке вредности матрице A_1 и тензора A_2 у (2.4) добијају се фитовањем података полиномима другог реда. Димензије снопа тада се, на основу (2.4), добијају итеративно, решавањем:

$$\Delta \vec{\sigma}_n = [A_1 + \Delta \vec{\sigma}_{n-1}^T \cdot A_2]^+ \cdot \Delta \vec{m}. \quad (2.5)$$

Итерације се понављају све до испуњења услова $(\Delta \vec{\sigma}_n - \Delta \vec{\sigma}_{n-1}) / \Delta \vec{\sigma}_n < 1\%$ [62].

Оваквav метод дијагностике снопа погодан је због тога што не ремети ни структуру снопа, нити доводи до губитака енергије честица у снопу, јер се параметри снопа мере независно од судара снопова.



Слика 2.11. Просторна расподела погодака честица из зрачења снопа у BeamCal.

[64].

Будући да су број конвертованих парова електрона и позитрона и њихова енергија пропорционални луминозности, мерењем ових величина BeamCal може да пружи информацију о тренутној луминозности [61]. Ова информација се шаље натраг систему за позиционирање снопа, који, у складу са номиналним вредностима, врши корекције. Овај систем доприноси повећању номиналне вршне луминозности ILC за до 12% на енергији 500 GeV у систему центра масе [59]. Просторна и енергетска расподела погодака честица из зрачења снопа у BeamCal приказана је на Слици 2.11 [64]. Резултат је добијен помоћу Монте Карло симулације програмом GuineaPig [63] за номиналне параметре снопа.

Монитор парова је смештен је испред BeamCal детектора, на растојању од 425 cm од тачке интеракције и покрива углове од 5 mrad до 20 mrad [65]. Служи за мерење просторне расподеле некохерентних парова конвертованих из зрачења снопа са циљем да обезбеди податке за систем за подешавање снопова, као што је већ објашњено. Овај детектор има облик диска, на коме се налазе два отвора, један радијуса 1.0 cm, око цеви кроз коју пролази упадни снопа, а други радијуса 1.8 cm, око цеви кроз коју пролази излазни снопа [65]. Изглед и позиција монитора парова приказани су на Слици 2.9. Монитор парова се састоји се од једног слоја силиконских сензора од приближно 200 000 пиксела [65]. Величина пиксела је

400 μm \times 400 μm , спољашњи радијус 10 cm, а дебљина активног слоја сензора око 200 μm [65]. Помоћу овог детектора могуће је, усредњавањем по неколико ВХ, реконструисати димензије снопова у тачки интеракције са прецизношћу реда 1% [66].

Разматра се и концепт детектора GamCal који би био постављен на ~ 100 m од тачке интеракције и који би требало да допуни информације из BeamCal и монитора парова, детектујући фотоне из зрачења снопа. Ова идеја се разматра у [32] на нивоу могућности и коначни дизајн овог детектора није још увек предложен.

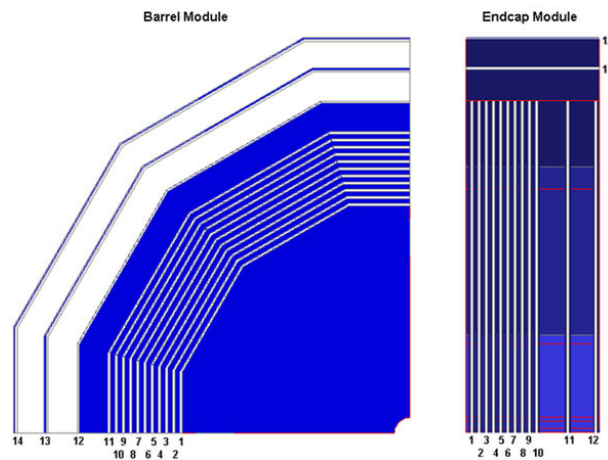
LHCal је хадронски калориметар који се тренутно налази у фази развоја. Требало би да буде постављен између LumiCal и BeamCal детектора (Слика 2.8). Покриваће готово исту угаону област као LumiCal, тј. 31 – 77 mrad [67]. Користиће се за идентификацију неутралних хадрона са циљем да повећа угаону покривеност и резолуцију мерења енергије млазева. Састојаће се од 40 слојева волфрамског апсорбера дебљине по 1 cm и његова укупна дебљина ће износити четири интеракционе дужине [32]. Предвиђено је да користи силиконске сензоре налик онима које ће користити ECAL [32] и такође би требало да буде реализован као сегментирани (сендвич) калориметар.

2.1.4. Остали системи: мионски систем и систем за обраду података

Идентификација миона пре свега употпуњује информацију о добијену о наелектрисаним честицама из централних детектора за реконструкцију трагова и представља део хардверског окидачког система тамо где за тим има потребе (нпр. на LHC). За идентификацију миона на ILC користиће се гвоздено језгро инструментализовано или пластичним сцинтилаторима или гасним детекторима типа RPC или TGC [13]. У цилиндричном делу (*barrel*) биће постављен један слој сензора испред гвозденог језгра, десет слојева на међусобном растојању од 14 cm унутар језгра и још три слоја на међусобном растојању од 60 cm, што значи да ће цилиндрични део мионског система бити опремљен са укупно 14 слојева сензора

(Слика 2.12 лево) [13]. Радијус првог слоја сензора, најближег оси снопа, износиће 445 cm, а последњег 776 cm [68]. У затварачу (*endcap*) налазиће се укупно 12 слојева сензора. Првих десет ће, као и у цилиндричном делу, бити на међусобном растојању од 14 cm, а последња два на 60 cm [68] (Слика 2.12 десно).

Миони продуковани у интеракцијама на ILC доспеваће до мионског система уколико им је енергија изнад 3 GeV [32], јер снажно централно магнетно поље индукције 3.5 T не дозвољава мионима ниже енергије да стигну до система за идентификацију миона.

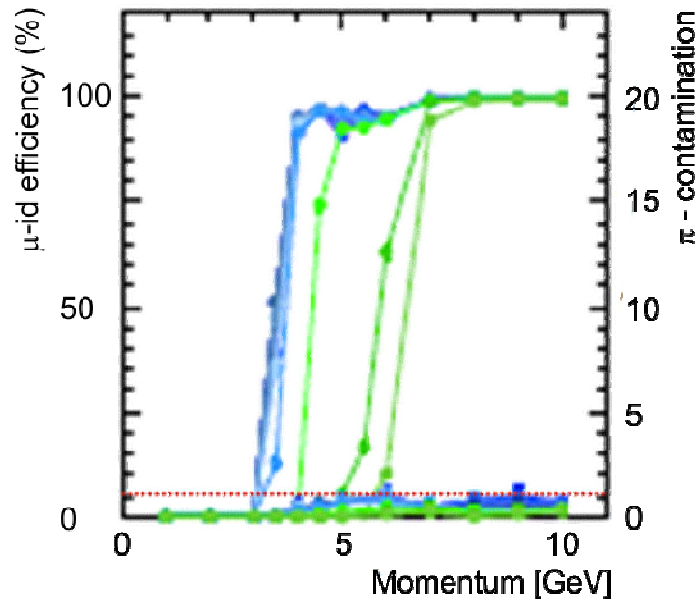


Слика 2.12. Систем за идентификацију миона у цилиндричном делу (лево) и затварачу (десно) [68].

Уколико би се као сензори користили пластични, требало би да буду широки 25 – 30 mm, дебљине 7 – 10 mm, како би обезбедили задовољавајућу позициону резолуцију, реда 1 cm [13]. То значи да би временска резолуција оваквог система морала да буде реда 100 ps или боља. Са друге стране, гасни детектори могу без проблема да обезбеде поменути просторну резолуцију, будући да би за мионски систем могле да се користе детекторске плочице димензија 1 cm × 1 cm. Проблем који се, међутим, јавља код мионског система заснованог на гасним детекторима је висока цена, будући да овај систем на ILC покрива неколико хиљада квадратних метара. Уколико се у текућим студијама у које је укључен и Институт Винча покаже да тракасти сцинтилатори могу да обезбеде задовољавајућу просторну резолуцију

реда 1 cm, они ће, због знатно ниже цене коштања, бити преференцијална технологија.

Један од главних задатака мионског система на ILC је идентификација изолованих миона, будући да пиони могу бити погрешно идентификовани као миони. Стога је идентификација изолованих миона заснована на анализи погодака у мионском систему, који се налазе у конусу описаном око трага добијеног из детектора за реконструкцију трагова. Величина конуса последица је вишеструког расејања у апсорберу. Монте Карло симулација комплетног ILD детектора, у којој је мионски систем био базиран на гасним детекторима – квадратним плочицама димензија 3 cm × 3 cm и дебљине 1 cm, показала је да ефикасност система за идентификацију миона износи приближно 97% за мионе чија је енергија већа од 4 GeV [13], што је приказано на Слици 2.13 [13]. Истовремено, свега ~1% пиона бива погрешно идентификовано као миони [13]. Слика 2.13 показује ефикасност идентификације миона и контаминацију пионима у функцији енергије честица.



Слика 2.13. Ефикасност идентификације миона и контаминација мионског система пионима (испод црвене линије), у функцији енергије појединачних миона. Плавом бојом приказани су резултати симулације за првих 10 слојева гасних сензора, а зеленом за преостале слојеве. [13].

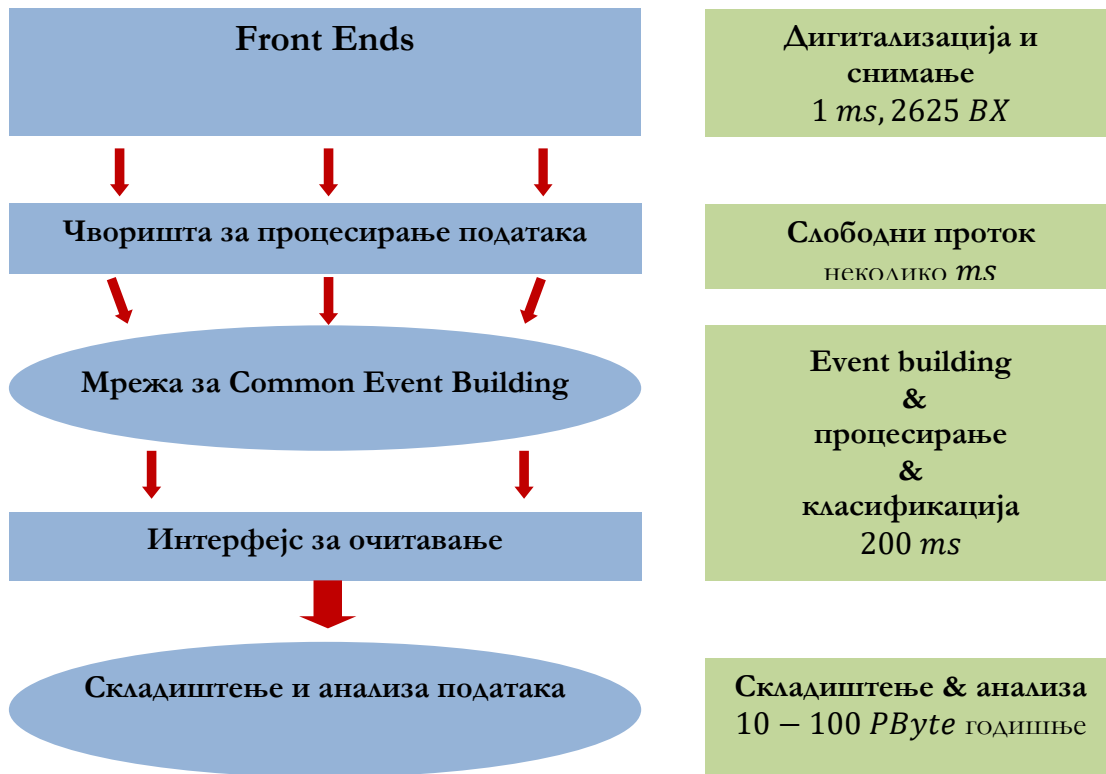
Као што је већ речено, ILD детектор дизајниран је без окидачког система. Са једне стране, овај приступ обезбеђује осетљивост на било који тип физике изван Стандардног модела јер нема губитака информације услед селекције, али, са друге стране, поставља и велике захтеве за електронику сваког дела детекторског система.

Систем за прикупљање података требало би да омогући проток података са мртвим временом од 1 ms, што је време за које кроз детектор прође један воз и да буде спреман за пријем нових података за мање од 200 ms, што представља номинално време између два воза [7]. Велика грануларност детектора и ~ 2600 ВХ у 1 ms (у једном возу) захтевају брзину протока података од ≈ 340 МВ по возу [32]. У Табели 2.2 [32] приказани су број канала за читавање по одговарајућем детектору, заузетост сензора поменутих детектора, као и количина прикупљених података за сваки детектор и укупно за све детекторе по једном возу. По читавању, подаци за комплетан воз биће софтверски обрађени тако да се одаберу само они вагони који садрже интересантне догађаје. Овако обрађени подаци чуваће се ради даље физичке анализе, као и ради калибрације, поређења и мониторинга детектора.

На Слици 2.14 [32] приказана је блок схема система за прикупљање података. Са слике се види да ће се годишње прикупљати и анализирати 10 – 100 РВ података.

Табела 2.2. Број канала најважнијих детектора на ИЛС, њихова ангажованост и количина података прикупљених по једном возу [32].

Детектор	Број канала ($\cdot 10^6$)	Заузетост (%)	Количина података (МВ)
Вертекс детектор	800	1.0	50
TRC	2	< 0.1	12
FTD	1	9	2
ECAL	100	< 0.1	3
HCAL	8	1	130
LumiCal	0.2	70	4
BeamCal	0.04	100	126
Систем за идентификацију миона	0.1	< 0.1	≤ 1
УКУПНО	≈ 920		≈ 340



Слика 2.14. Блок схема система за прикупљање података на ILC [32].

2.2. Перформансе ILD детектора и програм физике на ILC

На примеру детектора за Велики хадронски сударац LHC [69,70], може се уочити да су услед присуства шума и централни детектори су направљени од материјала велике радијационе отпорности, да су у калориметрима потребне значајне дебљине апсорпционог материјала како би честице које се јављају у великом распону енергија биле забележене у калориметрима, велики број pp судара, реда 10^9 s^{-1} захтева комплексан окидачки систем каоко би се издвојили само процеси од интереса (на пример, фреквенција продукције Хигсовог бозона на LHC је реда 0.01 s^{-1} [32]). Насупрот томе, детектори за реконструкцију трагова на ILC могу бити танки онолико колико је то технички изводљиво, а услед мањих доза зрачења,

елементи детекторског система могу да се поставе знатно ближе тачки интеракције него на LHC. Детектори система за реконструкцију трагова и калориметри на ILC прилагођени калориметрији тока честица су пројектовани тако да побољшају резолуцију импулса за фактор 10, а резолуцију енергије млаза најмање за фактор 3 респективно, у односу на досадашње детекторе, попут ATLAS и CMS [2]. Поред тога, ILC неће имати проблем са нагомилавањем догађаја из вишеструких e^+e^- интеракција приликом сваког ВХ, за разлику од LHC где се, као што је речено, дешава приближно 19 pp интеракција по ВХ на енергији у систему центра масе од 7 TeV, при тренутној луминозности од $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [31].

Са друге стране, чињеница да је програм будућег линеарног судараца ILC комплементаран програму истраживања на LHC у смислу да треба да побољша тачност мерења и услед мање грешке мерења повећа осетљивост на евентуалне процесе изван Стандардног модела, поставља, у погледу перформанси, врло строге захтеве пред детекторске системе на ILC. Листа најважнијих захтева дата је у Табели 2.3 [41].

Као што се у Табели 2.3 може видети, мерење масе Хигсовог бозона у *Higgsstrahlung* процесу $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow Hl^+l^-$, мерењем узмачне масе лептонског пара, захтева изузетно добру резолуцију мерења импулса трагова наелектрисаних честица, реда 10^{-5} GeV^{-1} [41]. Како би се постигла тражена резолуција, развијени су детектори за реконструкцију трагова просторне резолуције од 100 μm [13] и мале масе како би се избегла вишеструка расејања.

Када је о калориметрији реч, захтеви за реконструкцијом енергије млаза на процентном нивоу, посебно када је реч о догађајима са више млазева као у случају хадронских распада H , Z и W , довели су не само до захтева за фином гранулацијом и компактношћу калориметара, већ и до увођења новог приступа у калориметрији (PFA) о чему је било речи у Поглављу 2.1.2.

Табела 2.3. *Захтеви које треба да испуњавају поједини детектори на ILC, илустровани примерима неких карактеристичних процеса [41].*

Процес	Величина која се мери	Критични систем	Карактеристична величина	Захтеване перформансе
Higgsstrahlung; WW фузија; Хадронски Z, W и H распади ($Z, W \rightarrow q\bar{q}, H \rightarrow q\bar{q}$)	Маса Хигсовог бозона; Спрезања Хигсовог бозона ($g_{HWW}, g_{HZZ}, g_{Hqq}$)	Калориметри (PFA) и детектор трагова	Енергетска резолуција млаза, $\Delta E/E$	3 – 4 %
Higgsstrahlung, $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ $H \rightarrow \mu^+\mu^-$	Маса Хигсовог бозона $g_{H\mu\mu}$	Детектор трагова	Резолуција импулса наел. честице, $\Delta p_t/p_t^2$ [(GeV) ⁻¹]	$5 \cdot 10^{-5}$
$H \rightarrow b\bar{b}, c\bar{c}, gg$	Односи гранања и спрезања Хигсовог бозона са тешким кварковима; процеси са тешким кварковима уопште	Вертекс детектор	Параметар судара, δ [μm]	$5\mu\text{m} \oplus \frac{10\mu\text{m}}{p(\text{GeV})} \sin^2\theta$
SUSY, процеси са LSP	Маса LSP	Детектор трагова и калориметри	Недостајућа енергија (E_{mts})	Херметичност – углаона покривеност до 5 mrad

За детектор на ILC је од изузетног значаја херметичност. Као што се из Табеле 2.3 види, она је пресудна за мерења у физичким процесима у којима се јавља енергија која недостаје. Херметичност се постиже инструментацијом далеке предње области наменским детекторима за мерење луминозности и дијагностику снопа, који су, са друге стране изложени екстремној радијацији реда неколико MGy годишње, као што је поменуто у Поглављу 2.1.2. У оквиру FCAL колаборације тестирају се напредне технологије сензора за ове детекторе попут хемијски напареног моно- или поликристалног дијаманта [13]. Херметичност је важна и када је реч о идентификацији процеса описаних Стандардним моделом који, услед емитовања честица под малим угловима (реда пар десетака милирадијана) могу да генеришу лажну сигнатуру недостајуће енергије у догађају. Важна улога предњег калориметра BeamCal јесте детекција високоенергетских електрона (спектатора) који се јављају у четворофермионским процесима типа $e^+e^- \rightarrow e^+e^-f\bar{f}, f = l, q$, који су један од најважнијих извора шума који потичу из Стандардног модела у мерењима недостајуће енергије.

Може се закључити да, упркос релативној кинематичкој једноставности догађаја на лептонским сударачима и карактеристикама снопа таквим да је нагомилавање истовремених догађаја по судару вагона мало, велика тачност мерења предвиђених

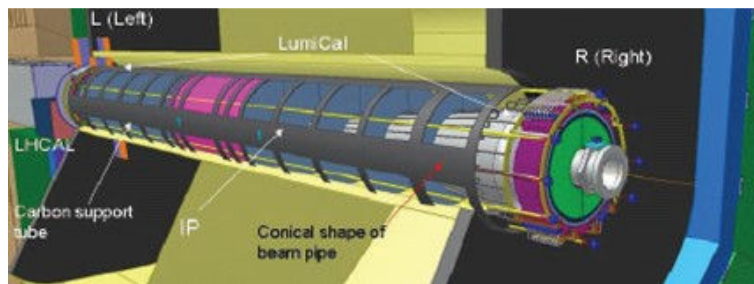
програмом физике на ПС, поставља ригорозне захтеве пред детекторске подсистеме, често уз примену граничних технологија.

3. Луминометар на ILC

LumiCal је луминометар на ILC помоћу којег ће бити могуће мерити интегралну луминозност са релативном систематском грешком мањом од 10^{-3} . Овај захтев треба да буде испуњен како дизајном детектора, тако и разумевањем физичих и машинских процеса присутних у мерењу луминозности. Овим последњим, детаљно је посвећено Поглавље 6.

3.1. Дизајн луминометра

Луминометар на ILC (LumiCal) сачињен је од два компактна сендвич калориметра малог Молијеровог радијуса од приближно 1.5 cm, који су постављени симетрично у односу на тачку интеракције, на растојању од 2.5 m од ње (Слика 3.1) [56]. Како би се LumiCal монтирао око акцелераторске цеви, његови модули ће се састојати из два дела, који ће се након монтирања спојити.

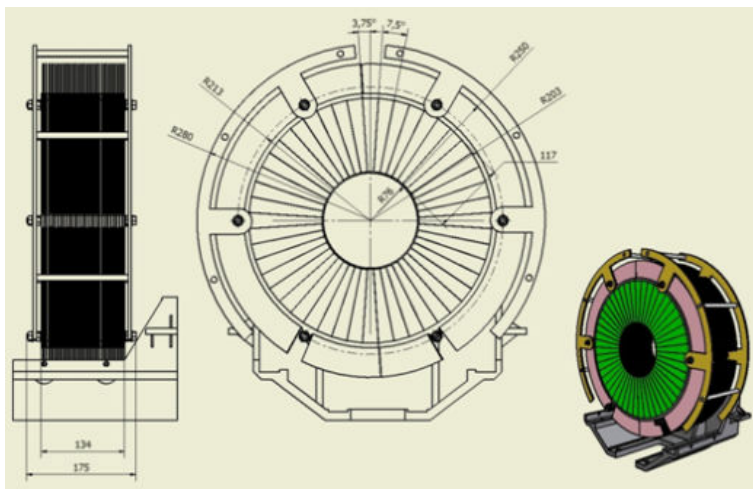


Слика 3.1. Позиција LumiCal детектора у односу на акцелераторску цев и тачку интеракције [56].

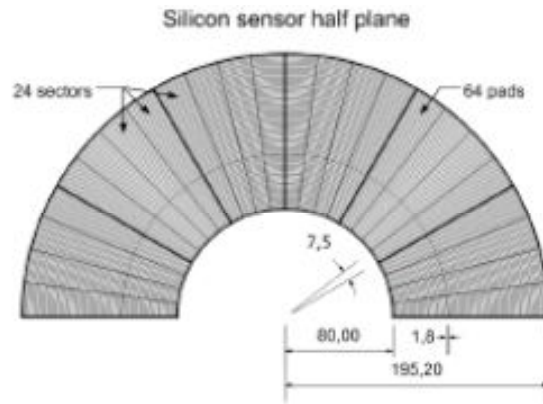
LumiCal се састоји од 30 слојева силиконских сензора *n*-типа велике електроотпорности, дебљине 320 μm , између којих се налазе слојеви волфрамског апсорбера, сваки дебљине 3.5 mm, која одговара једној радијационој дужини, X_0 [7]. Унутрашњи радијус активне области је 80 mm, а спољашњи 195.2 mm. Узимајући у обзир растојање LumiCal детектора од тачке интеракције, као и његову укупну

дебљину од 134 mm [71], овај калориметар намењен је за детекцију честица расејаних под веома малим угловима, у угаоном опсегу 31 – 77 mrad. Укупан (механички) унутрашњи радијус калориметра је 76 mm, а спољашњи 280 mm, када се узму у обзир електроника, каблови, систем за хлађење и сензори за позиционирање детектора (Слика 3.2 [72]).

Сензор се састоји се од 12 једнаких сензорских плоча, од којих свака покрива 30° по азимуталном углу. Размак између суседних сензорских плоча је 2.4 mm [73]. Свака сензорска плоча подељена је азимутално на 4 сектора који покривају по 7.5° и радијално на 64 прстена ширине од по 1.8 mm, као што се може видети на Слици 3.3 [73]. Дакле, свака равна LumiCal-подељена је на 48 азимуталних прстенова и 64 радијална сектора, односно састоји се од 3072 плочице – пиксела. Површина ових плочица није једнака и креће се од приближно 18 mm² за оне најближе акцелераторској цеви, па до приближно 45 mm², за оне најдаље од акцелераторске цеви. У Табели 3.1. сумиране су основне карактеристике геометрије LumiCal [74].



Слика 3.2. *LumiCal* - схематски приказ. Лево – поглед са стране, у средини – поглед спреда, десно – изометријски приказ; зеленом бојом приказана је сензорска равна, окер бојом рам, а ружичастом простор за електронику, каблове и систем за хлађење [71].



Слика 3.3. LumiCal – схематски приказ сензорске полуравни [73].

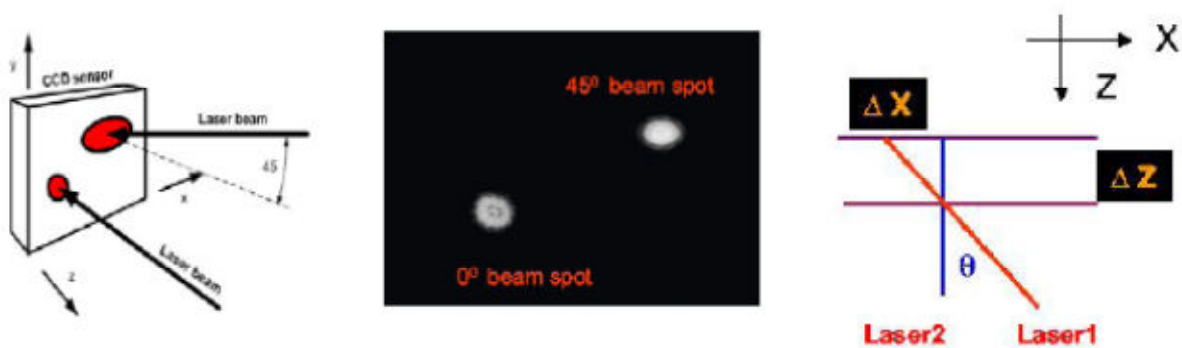
Табела 3.1. LumiCal - основне геометријске карактеристике [74].

	Јединица	Вредност
Дебљина апсорбера (слој)	mm	3.5
Празан простор између прстенова (за хлађење)	mm	0.1
Дебљина сензора + метализација	mm	0.320
		+ 0.020
Простор за хлађење (по слоју)	mm	0.4
Укупна дебљина равни (сензор+електроника)	mm	4.355
Укупан број радијационих дужина (X_0)		30
$x/y/z$ позиција	mm	+15.9/0
		/2500
Унутрашњи радијус R_{inner}	mm	80
Спољашњи радијус R_{outer}	mm	195.2
Унутрашњи угао θ_{inner}	mrاد	31
Спољашњи угао θ_{outer}	mrاد	78
Место за електронику (изван равни)	mm	4.5
LumiCal – маса једног детектора	kg	211.3
Сензор		
Број азимуталних сектора		48
Азимутална прихватљивост сектора - $\Delta\varphi_{sec}$	mrاد	131
Број радијалних сектора		64
Ширина прстена - ΔR	mm	1.76
Укупан број плочица по слоју		3072

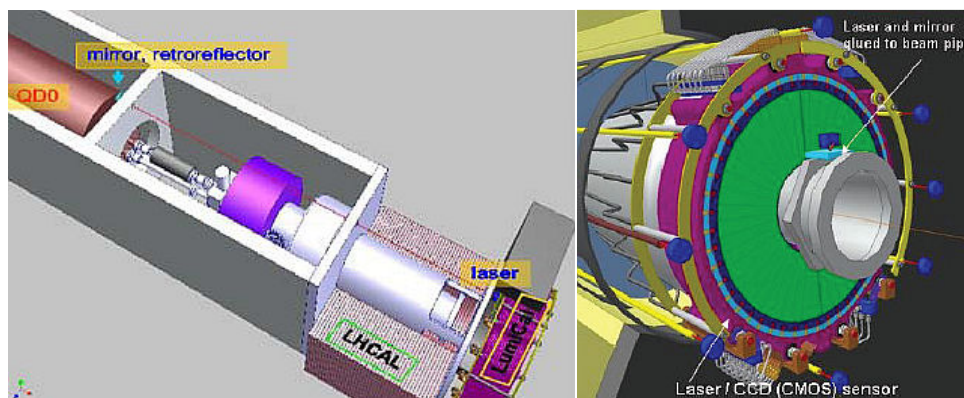
Да би се помоћу луминометра луминозност могла мерити са грешком реда промила, потребно је да луминометар буде направљен са микрометарском прецизношћу и позициониран у односу на осу снопа са грешком мањом од 700 μm у равни управној на осу снопа [74]. Радијална позиција сензора требало би да буде позната са грешком до 4 μm [74]. Растојање између предњег и задњег дела LumiCal, који заједно чине луминометар на ILC, треба да буде познато са прецизношћу од

60 – 100 μm [75]. За прецизно позиционирање и мерење растојања између calorimetara користиће се ласерски систем за позиционирање (*Laser Alignment System* – LAS) [56]. Технологија за LAS ће бити заснована на два ласера таласне дужине у инфрацрвеној области, ($\geq 780 \text{ nm}$), уз коришћење семитранспарентних силиконских сензора како би било могуће мерити и релативне помераје између сензорских равни.

Детаљан опис LAS, као и резултати тестирања одговарајућих прототипова система за позиционирање дат је у референци [76]. Ласери су смештени на QD0 магнете, а CCD (*Charge Coupled Device*) сензори на LumiCal. Радијалне димензије ласерског снопа износе приближно 1 mm након колимације, али је позицију луминометра у xy равни могуће је одредити са грешком до 10 μm [76] као ширину на половини висине Гаусове расподеле поновљених мерења. Одређивање позиције луминометра се врши тако што ће два добро колимисана ласерска снопа бити усмерена ка CCD сензору. Један снап биће усмерен нормално на раван CCD сензора, а други под углом од 45° (Слика 3.5 лево [74]). На тај начин, на сензору се добијају две осветљене тачке, као што је показано на Слици 3.5 у средини [74]. Положај тачке која потиче од ласерског снопа нормалног на раван CCD сензора одређује померај луминометра у xy равни, а из растојања између две тачке може се израчунати померај луминометра у смеру z осе (Слика 3.5 десно [74]).



Слика 3.5. *Схема метода за мерење помераја LumiCal детектора у xy равни и у смеру z осе, заснованог на две светле тачке које на CCD сензору креирају два ласерска снопа [74].*



Слика 3.6. LumiCal калориметар унутар ILD детекторског система, са ласерским сноповима помоћу којих се може мерити растојање између калориметара. Лево: позиционирање у односу на QD0 магнет. Десно: позиционирање у односу акцелераторску цев [72].

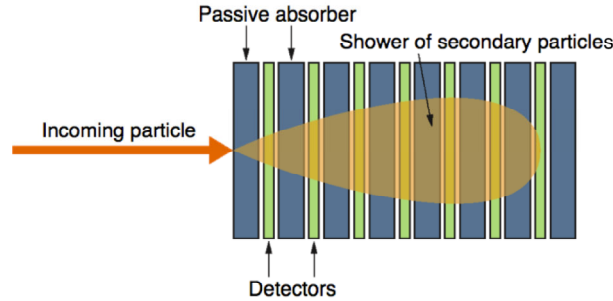
Позиција LumiCal унутар ILD детекторског система приказана је на Слици 3.6 [72]. За инсталирање ласерског система за позиционирање неопходна је додатна инфраструктура око акцелераторске цеви. Код решења заснованог на семитранспарентним силиконским сензорима са шест ласерских снопова, приказаног на Слици 3.6, ласери би били монтирани унутар конструкције око акцелераторске цеви. Због цене коштања, тренутно се не разматра решење са више од два ласерска снопа.

3.2. Реконструкција енергије и поларног угла електромагнетне каскаде

Захваљујући дебљини апсорпционог слоја (30 радијационих дужина) луминометра, сви електрони и фотони који уђу у фидуцијалну запремину⁷ депонују у детектору енергију која мора бити линеарно пропорционална њиховој упадној енергији. Приликом проласка електрона и фотона кроз слојеве волфрамског

⁷ Фидуцијална (активна) запремина се дефинише као онај део запремине детектора у коме је депонована целокупна енергија млазева.

апсорбера стварају се електромагнетне каскаде, што је илустровано на Слици 3.7 [78].



Слика 3.7. Илустрација пропације електромагнетне каскаде кроз слојеве апсорбера у детектору [78].

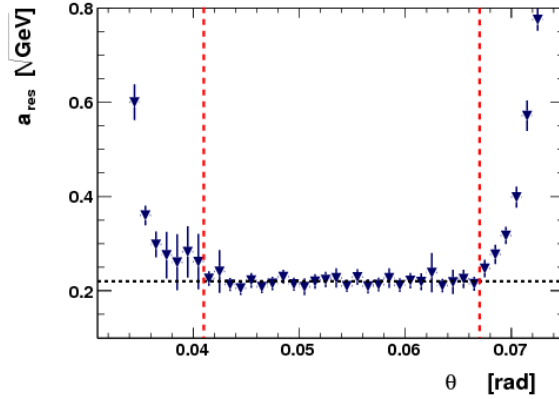
Очекивани број носилаца наелектрисања ослобођених у електромагнетним каскадама директно је пропорционалан енергији упадне честице. Услед флукуација броја носилаца наелектрисања описаних Поасоновом расподелом, резолуција релативне енергије, σ_E/E може се параметризовати [79], као што је већ поменуто у Поглављу 2.1.2, као

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a_{res}}{\sqrt{E_{beam}(GeV)}} \quad (3.1)$$

где су E и σ_E , респективно, највероватнија вредност и стандардна девијација дистрибуције енергије коју у сензорима депонују упадне честице, а E_{beam} представља енергију снопа. Уочава се да израз (3.1) представља први део калориметарске формуле, дате изразом (2.1), с тим што је стохастички параметар α из (2.1) овде обележен са a_{res} . Како параметар a_{res} зависи од сегментације калориметра, односно од броја слојева сензор/апсорбер, задржаћемо се на функционалној зависности овог параметра у контексту реконструкције енергије електромагнетне каскаде. У Поглављу 5.3.2, познавање стохастичког параметра биће разматрано као извор систематске неодређености у мерењу луминозности.

Користећи параметар a_{res} , фидуцијална запремина калориметра може се дефинисати и као запремина у којој a_{res} има константну, уједно и минималну вредност (Слика 3.8 [79]). На Слици 3.8 види се да је вредност параметра a_{res} у фидуцијалној запремини луминометра (41 mrad – 67 mrad) константна и износи

$a_{res} = (0.21 \pm 0.02) \sqrt{GeV}$ [80,81], за опсег симулираних енергија електрона $50 GeV < E_{beam} < 300 GeV$.



Слика 3.8. Енергетска резолуција a_{res} за електронски снап енергије 250 GeV, у функцији поларног угла θ у LumiCal [79]. Црвене линије означавају границе фидуцијалне запремине детектора.

У анализи представљеној у реф. [82], за реконструкцију енергије и поларног угла електромагнетне каскаде симулиране су каскаде изазване електронима енергије 250 GeV. Енергија депонована у сензорима сразмерна је наелектрисању које сензори колектују.

Позиција електромагнетне каскаде у LumiCal реконструише се тако што се врши отежињено усредњавање по депонованој енергији у појединачним ћелијама сензора. Тако реконструисани поларни угао је [82]

$$\langle \theta_i \rangle = \frac{\sum_i \theta_i \mathcal{W}_i}{\sum_i \mathcal{W}_i}, \quad (3.2)$$

где θ_i представља поларни угао који центар i -те ћелије сензора заклапа са z -осом, а \mathcal{W}_i је функција отежињавања која се може представити изразом предложеним у [83]:

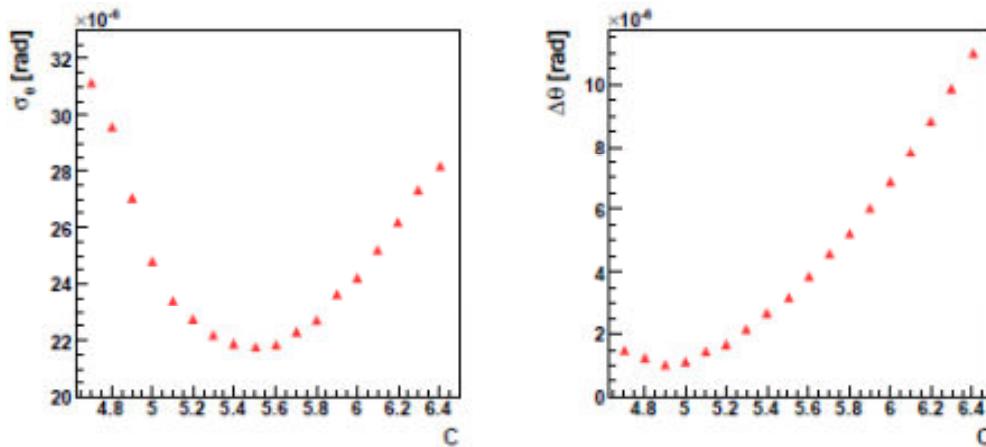
$$\mathcal{W}_i = \max \left\{ 0, \mathcal{C} + \ln \frac{E_i}{E_{tot}} \right\}, \quad (3.3)$$

при чему је E_i енергија депонована у i -тој ћелији сензора, E_{tot} је укупна енергија депонована у детектору, а \mathcal{C} константа. На овај начин, приликом реконструкције поларног угла честице, као најзначајније се узимају у обзир оне ћелије у којима је

честица депоновала највећи део своје енергије. Сам метод, због облика (3.3) назван је логаритамско отежињавање.

Као последица нелинеарности зависности енергије електромагнетне каскада од енергије упадне честице, коначне величине појединачних сензора, као и размака између њих, при оваквој реконструкцији поларног угла каскаде јављају се неодређености дефинисане као резолуција (σ_θ) и као померај (*bias*) у мерењу поларног угла ($\Delta\theta$). Оне представљају Гаусову ширину и средњу вредност расподеле разлике реконструисаних и генерисаних поларних углова респективно. Вредност константе C може се оптимизовати тако да за одређену, оптималну вредност C резолуција у мерењу поларног угла буде минимална, што је, у складу са резултатима симулација представљеним у [80,81], приказано на Слици 3.9. На основу тога, резолуција и померај поларног угла у LumiCal износе:

$$\sigma_\theta = (2.18 \pm 0.01) \cdot 10^{-2} \text{ mrad}, \quad \Delta\theta = (3.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-3} \text{ mrad}. \quad (3.7)$$



Слика 3.9. Резолуција, σ_θ (лево) и померај у мерењу поларног угла, ($\Delta\theta$), (десно) у функцији логаритамске константе отежињавања, C , добијени из каскада изазваних електронима енергије 250 GeV.

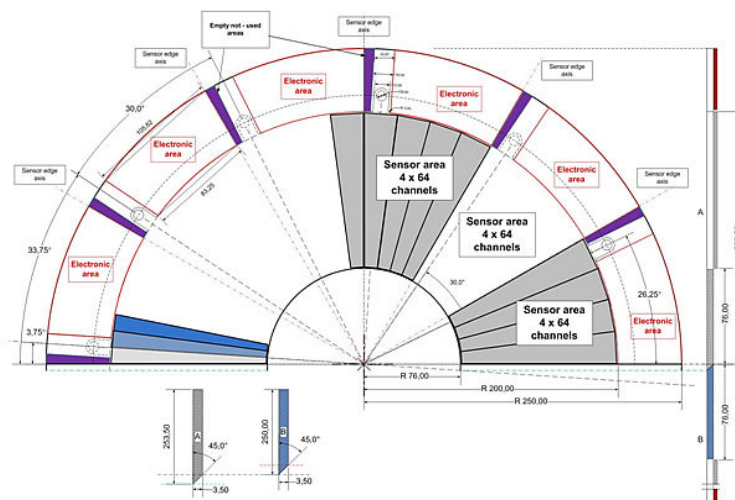
Резолуција енергије електромагнетне каскаде може бити одређена у експерименту мерењем депоноване енергије за сноп познате енергије, а утицај неодређености енергетске резолуције и систематског фиксног помераја енергије на

неодређеност мерења луминозности дискутован је у поглављу 5.3.2, и, као оригинални резултат, публикован у [1].

Утицај резолуције и фиксног помераја реконструисаног поларног угла електромагнетне каскаде на систематску неодређеност мерења луминозности дат је у Поглављу 5.3.1.

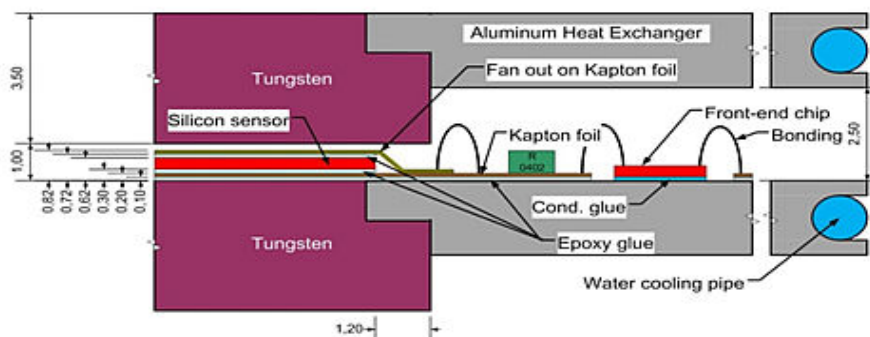
3.3. Систем за читавање

Систем за читавање луминометра садржи укупно 92160 електронских канала, што значи да на свакој сензорској полуравни треба да буде 1536 канала [71]. Услед тога што су парне и непарне равни LumiCal заротиране једна у односу на другу за 3.75° како би се покрио међупростор у волфрамском апсорберу, потребно је прилагодити позиције места за електронику на нивоу целог детектора. Места предвиђена за систем за читавање приказана су, за две суседне полуравни детектора, на Слици 3.10 [71].



Слика 3.10. Простор за електронику код две сензорске полуравни ротиране за 3.75° [71].

Електроника ће бити смештена на алуминијумске плоче дебљине 2 mm које ће истовремено служити и као измењивачи топлоте. Схема попречног пресека за постављање електронике приказана је на Слици 3.11 [71].



Слика 3.11. *Схема попречног пресека за постављање електронике. Мере су дате у mm [71].*

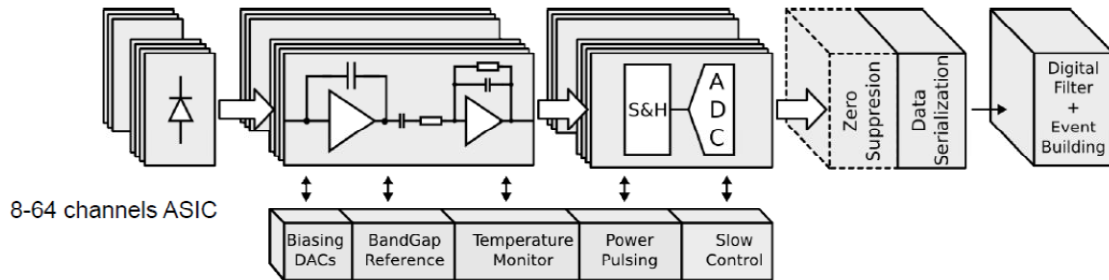
Електронику ће сачињавати посебна интегрисана кола, *ASIC (Application Specific Integrated Circuit)*, која ће бити смештена на специјално развијене микрочипове. Оваквом изведбом се смањује број екстерних компонената како би калориметар био компактнији, али без губитка функционалности. ASIC кола ће имати између 8 и 64 канала [84]. Чип за читавање мора да буде тањи од 4.5 mm, како би стао у простор предвиђен за електронику [84]. Биће израђен у 130 nm CMOS технологији (постојећи је израђен у 0.35 μm AMS технологији), како би се смањила потрошња електричне енергије.

Прототип front-end (FE) ASIC има 8 канала и може да ради у два режима: калибрационом (осетљив на MIP – минимално јонизујуће честице⁸, које носе наелектрисање до 4 fC) и физичком (осетљив на наелектрисање до 5 pC) [84]. Овај ASIC ради у режиму пулсног напајања.

Направљен је и прототип ADC (аналогно-дигитални конвертор) ASIC. И овај ASIC има 8 канала и ради у режиму пулсног напајања [84].

⁸ Минимално јонизујуће честице су честице чији је средњи губитак енергије при проласку кроз материјалну средину минималан.

Дигиталне податке са ASIC кола прикупља електроника за читавање и шаље их у екстерни систем за прикупљање података (DAQ). Блок схема електронике за луминометар приказана је на Слици 3.12 [84].

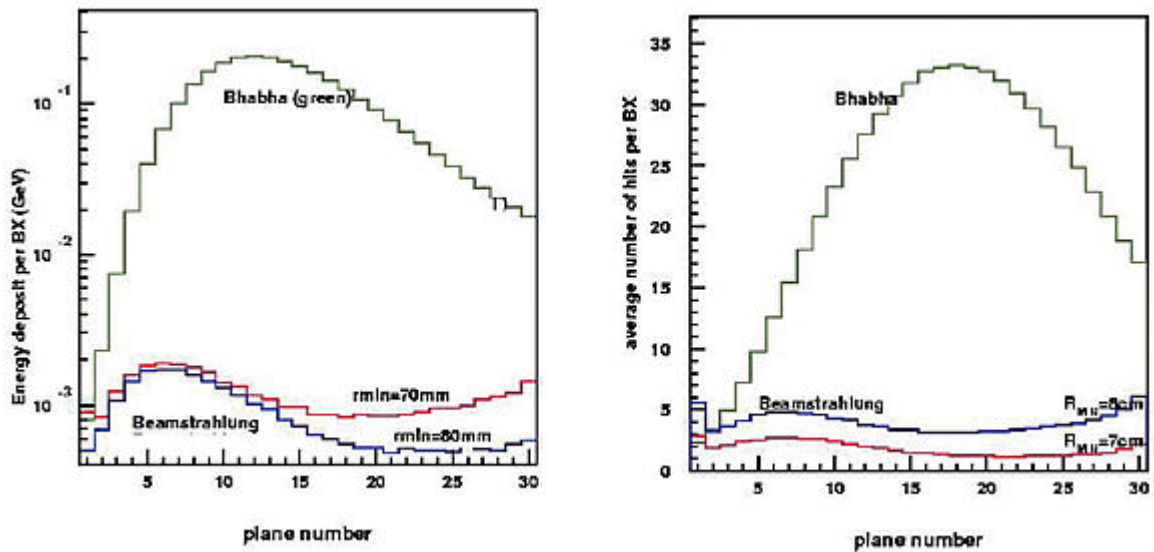


Слика 3.12. Блок схема електронике за луминометар [84].

Честице снопа генеришу такозвани машински фон, пре свега емитујући фотоне зрачења снопа који се консеквентно ковертују у e^+e^- парове или у међусобној интеркацији производе хадроне (што је посебно изражено код судрача на енергијама изнад 1 TeV у систему центра масе) који у детекторима генеришу сигнал, условљавајући тиме карактеристике система за читавање.

Основни узрок машинског фона на ILC чине e^+e^- парови конвертовани некохерентним процесима из зрачења снопа описаним у поглављу 6.1. Парови e^+e^- продуковани на овај начин имају врло мали трансверзални импулс, што значи да се крећу под веома малим угловима у односу на осу снопа. Већина ових честица одлази дуж акцелераторске цеви и не доспева у детекторе. Ипак, како BeamCal покрива веома мале поларне углове ($5 \text{ mrad} < \theta < 40 \text{ mrad}$), енергија коју парови из некохерентних процеса депонују у овај детектор износи неколико десетака TeV по ВХ, што резултира годишњом дозом од 10 MGy коју апсорбују сензори BeamCal [62], као што је поменуто у Поглављу 2.1.3. Последица тога је да практично свака сензорска ћелија BeamCal региструје по судару вагона барем по један погодак који потиче од конвертованих парова. Будући да је LumiCal позициониран даље од акцелераторске цеви него BeamCal, депозиција енергије честица из машинског фона у њему је знатно мања.

На Слици 3.13 [85] приказане су депозиције парова из зрачења снопа и сигнала у LumiCal за номиналне параметре ILC. Може се видети да је ангажованост система за читавање највећа између петнаесте и двадесете сензорске равни. Види се и утицај апертуре луминометра (минимални радијус, r_{min}) на ангажованост система за читавање. Такође, уочава се (Слика 3.13 десно) да само код прве две сензорске равни фон од зрачења снопа доминира над сигналом. Фотони из зрачења снопа, као и e^+e^- парови настали конверзијом ових фотона су нискоенергетски, тако да не представљају проблем приликом селекције трагова код мерења луминозности као што ће бити речи у Поглављу 6.1. Средња окупираност система за читавање износи приближно 1% од парова из зрачења снопа [86].



Слика 3.13. Депозиција енергије по судару вагона у LumiCal, по детекторским равнима (лево); средњи број погодака по детекторским равнима, по судару вагона (десно) [85]. Зелена линија представља Баба електроне – сигнал, а црвена и плава зрачење снопа за две испитиване геометрије луминометра, са унутрашњим радијусом 70 mm и 80 mm респективно.

II Експериментални резултати и резултати симулација

4. Експериментална карактеризација детектора снопом електрона на DESY II

У Поглављу 3 дат је детаљан опис дизајна и принципа рада луминометра на ILC, као и концепт система за читавање података. Помоћу симулације, процењене су очекиване перформансе детектора и система за читавање. На основу предложеног дизајна, урађени су прототипови сензора и електронике и тестирани експериментално, у три наврата током 2010. и 2011. године, у *Deutsches Elektronen-Synchrotron Research Centre* (DESY) у Хамбургу, Немачка, у чему сам учествовао у оквиру пројекта FP7-INFRASTRUCTURES-2010-1 '*Advanced Infrastructure for Detectors at Accelerators*' (AIDA). Приликом тестирања током 2010. коришћен је снап електрона енергије 4.5 GeV из електронско-позитронског синхротрона DESY-II Area 22 [87], док су у тестирањима обављеним током 2011. коришћени снопови електрона енергија 2 GeV и 4 GeV. Експериментална поставка теста, као и добијени резултати дискутовани су у наредним поглављима 4.1 до 4.3.

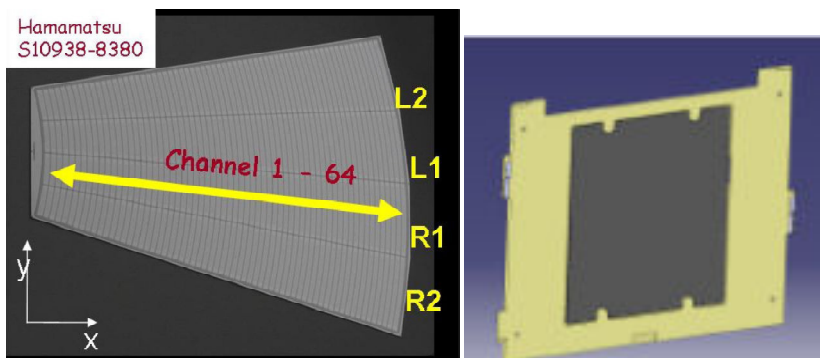
4.1. Прототип луминометра

Прототип сензорске плоче за LumiCal (Слика 3.3 десно [73]) дизајниран је у оквиру FCAL колаборације, а направљен у Хамамацу фотоникс (*Hamamatsu Photonics*), док је одговарајућа електроника за читавање и обраду података, која обухвата FE и ADC ASIC, развијена на Универзитету за науку и технологију AGH у Кракову [88,89], такође у оквиру FCAL колаборације.

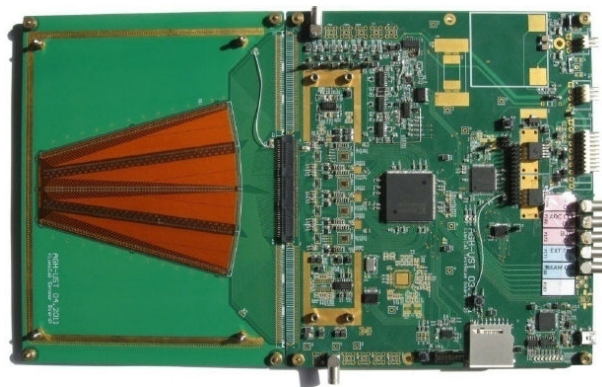
Сензорска равни састоје се од сензорских плоча. Прототип сензорске плоче покрива азимутни угао од 30° и састоји се од 4 сектора, од којих сваки покрива угао од 7.5° . Ширина концентричних плочица износи 1.8 mm, а растојање између

суседних плочица $100\ \mu\text{m}$ [6]. Сензори су реализовани као стандардни p-n Si сензори дебљине $320\ \mu\text{m}$, са растојањем између сектора од $1.8\ \text{mm}$. Подела сензорске равни на плочице одговара азимутној (радијалној) сегментацији од 48 сектора, односно 64 прстена. Плоче волфрамског апсорбера су дебљине $3.5\ \text{mm}$, што одговара једној радијационој дужини. Тестиране су две сензорске плоче са и без волфрамског апсорбера. Приликом тестирања, сензори и апсорбер монтирани су на постоље - оптичку клупу. У међувремену је развијен механички оквир [90] за вишеслојни прототип луминометра који, међутим, није био доступан у тестовима током 2010. и 2011.

На Слици 4.1 приказани су прототип сензора за LumiCal и апсорбер у механичком држачу, а на Слици 4.2 модул са прототипом сензора и припадајућом електроником.



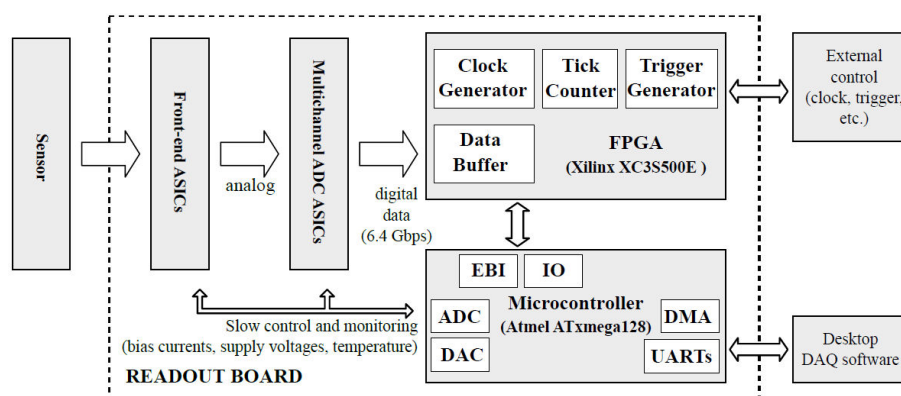
Слика 4.1. Прототип сензора за LumiCal [6] (лево). Апсорбер у механичком држачу [84] (десно).



Слика 4.2. Тест модул са прототипом сензора и електроником за читавање [84].

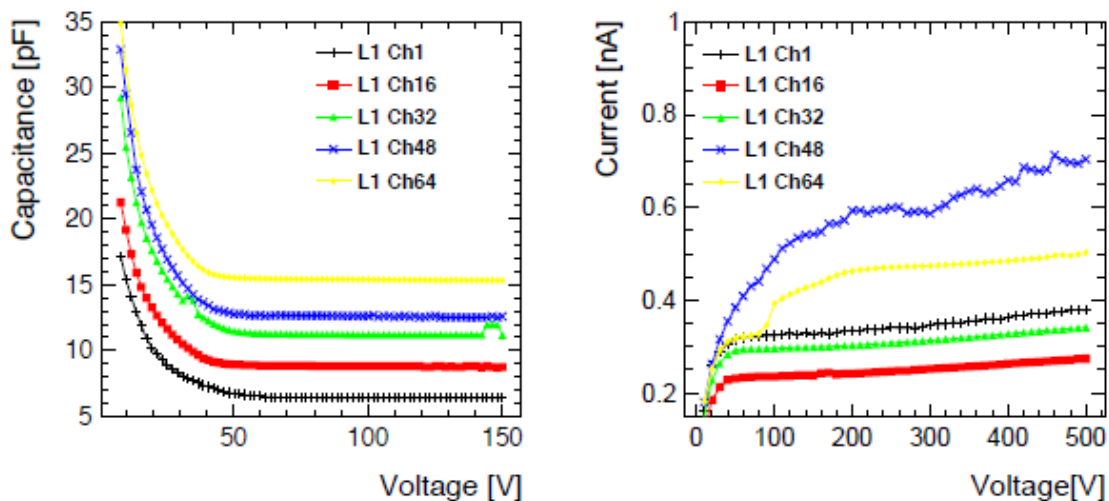
Систем за прикупљање података дизајниран је тако да има два режима рада: физички и калибрациони. У физичком режиму (мало појачање сигнала) детектор је у стању да обради сигнале који достижу и до 10 pC по каналу, а потичу од електромагнетних пљускова (електрона и фотона) у номиналним режимима рада ILC, на енергијама у систему центра масе од 500 GeV, односно 1 TeV. У калибрационом режиму (велико појачање сигнала), детектор детектује сигнале који потичу од релативистичких космичких миона (MIPs), који се користе за калибрацију.

Услед тога што се због велике луминозности на ILC очекује велика ангажованост система за читавање луциметра (30 – 35 погодака по судару вагона у централним равнинама детектора, Слика 3.14 десно), потребно је да овај систем буде брз довољно да процесира сигнале за 350 ns, колико износи време између два узастопна судара вагона. Блок дијаграм модула са електроником приказан је на Слици 4.3 [91]. Модул се састоји од две штампане плоче (*Printed Circuit Boards - PCB*) – сензорске плоче и плоче за читавање. Раздвајање електронике од сензорске плоче омогућава повезивање различитих типова сензора. Штавише, иста плоча за читавање коришћена је не само за тестирање сензора за LumiCal, већ и за тестирање сензора за BeamCal. Са Сlike 4.3 се види да главне карике у ланцу процесирања сигнала представљају сензор, FE ASIC, ADC ASIC и концентратор података заснован на *Field Programmable Gate Array (FPGA)*.



Слика 4.3. Блок дијаграм модула са електроником [91].

Прототип плоче садржи четири пара FE и ADC ASIC са по 8 канала, тако да систем за читавање има укупно 32 канала. Захваљујући размаку између два суседна воза на ILC, који износи 200 ms, док је дужина воза 1 ms (Табела 1.2), систем за читавање ће се искључивати између пролазака возова (тзв. пулсирајући мод), што доводи до значајне уштеде у потрошњи електричне енергије, односно до знатно мањег загревања система.



Слика 4.4. Зависност капацитативности од преднапона за различите плочице сензора(лево); струја цурења у функцији преднапона за исте плочице (десно).

Пре склапања прототипа луминометра, обављени су тестови електричних особина сензора. На Сlici 4.4 лево приказана је капацитативност у функцији преднапона за различите сензорске плочице, док је зависност струје цурења од преднапона за исте плочице приказана на Сlici 4.4 десно. Уочава се да преднапон који доводи до сатурисања капацитативности износи, зависно од плочице, између 35 V и 60 V, док струја цурења ни за једну плочицу не прелази 0.8 nA, без обзира на вредност преднапона. Такође, пре тестирања у снопу електрона, обављена су мерења потрошње електричне енергије електронике и утврђено је да потрошња износи приближно 1.5 mW по каналу за FE ASIC , односно приближно 1 mW по каналу за ADC ASIC.

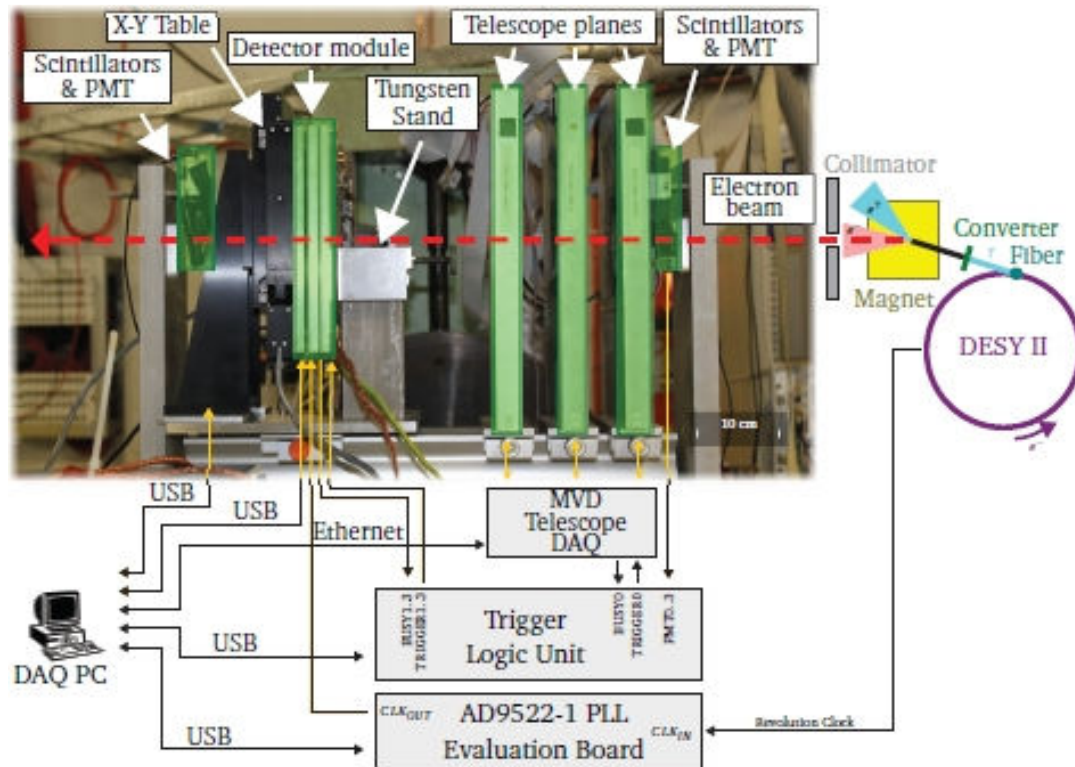
4.2. Поставка експеримента

Као што је речено, тестирање прототипа луминометра и припадајуће електронике је обављено у DESY, у снопу електрона енергије 4.5 GeV из електронско-позитронског синхротрона DESY-II Area 22 [87] у 2010. години, док су у тестирањима обављеним током 2011. коришћени снопови електрона енергија 2 GeV и 4 GeV. Основни циљ тестирања била је експериментална карактеризација детектора и система за читавање у смислу тестирања линеарности одговора детектора, ефикасности детекције минимално јонизујућих честица (MIPs), евентуалних губитака сигнала у простору између плочица, као и у погледу односа сигнала и шума. Такође, испитивана је и адекватност описа развоја електромагнетне каскаде у апсорберу добијена симулацијом.

Модул са прототипом сензора и одговарајућом електроником, приказан на Слици 4.1, монтиран је на постоље – оптичку клупу. Позиција тачке у којој електронски снап погађа сензорску плочу одређује се помоћу MVD ZEUS телескопа [92]. Овај телескоп састоји се из три равни, од којих свака садржи по два једнострана силиконска тракаста детектора који су постављени ортогонално један у односу на други. Дебљина сваког од њих је 300 μm , а површина 32 mm \times 32 mm. Модул са прототипом сензора представља уређај који се тестира (*Device Under Test* - DUT). DUT и сензорске равни телескопа монтирани су на заједничко постоље (оптичку клупу), и то тако да је DUT постављен иза три сензорске равни телескопа (Слика 4.5). Растојање између телескопских равни износи 90 mm, а растојање између последње телескопске равни и DUT је 112 mm. DUT може да се додатно помера помоћу моторизованог постоља [93]. Ово постоље је опремљено електромоторима и могуће је даљински подешавати у којој равни детектора ће бити тачка интеракције са електронима из снопа. И DUT и сензорске равни телескопа могу да се померају у правцу z осе (у правцу снопа) дуж оптичке клупе. Тачка интеракције електронског снопа (x, y) са DUT одређује се комбиновањем сигнала из сензорских равни телескопа. Просторна реконструкција тачке интеракције могућа је са прецизношћу од 28 μm у свакој од телескопских равни [92].

Окидачки сигнал за све детекторске системе (MVD телескоп, DUT) генерише окидачки систем [94], на основу сигнала из сцинтилатора смештених испред телескопа и иза DUT, а иза којих се налазе фотомултипликатори.

Приликом тестирања, 32 највеће сензорске плочице, на спољашњем ободу сензора, повезане су са системом за читавање, док су остале уземљене. Сигнал је појачан и процесираан помоћу ASIC кола специјално развијеног за ту намену [88]. По добијању окидачког сигнала, уграђени микроконтролер шаље податке о догађају на рачунар. Веза са рачунаром реализована је преко USB интерфејса, али модул подржава и повезивање на *Link Data Agregator* (LDA) који ће се користити на ILC [91].



Слика 4.5. Схема поставке експеримента током тестирања у 2011. години.

Како би се узело у обзир присуство шума од e^+e^- парова, који на линеарном сударачу настају из зрачења снопа некохерентним процесима (видети поглавље 6.1), урађено је следеће: у сноп електрона у акцелератору постављена су угљенична влакна (Слика 4.5). Приликом интеракције електрона са угљеничним влакнима

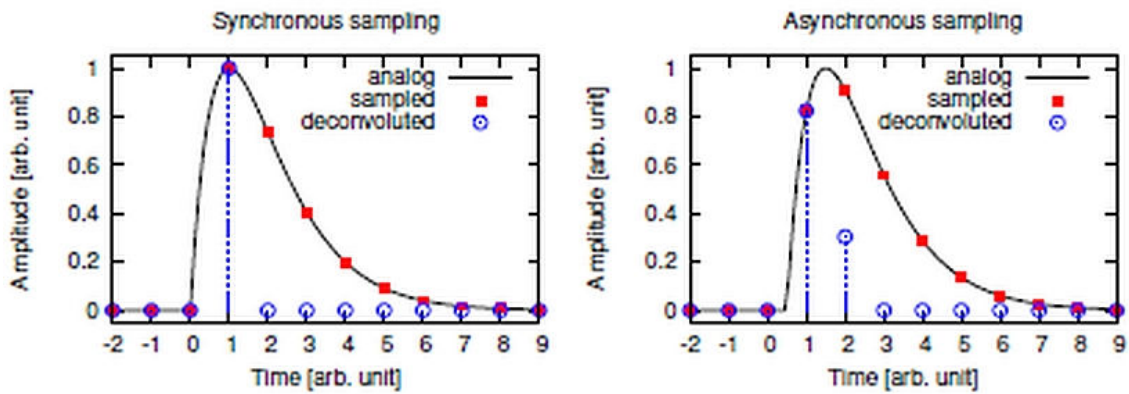
долази до емисије фотона, који се затим конвертују у e^+e^- парове на металној плочи. Након тога, сноп се шири помоћу диполног магнета и, на крају, пропушта кроз колиматор. Више детаља о овоме може се наћи у [87].

4.3. Резултати експерименталних тестова

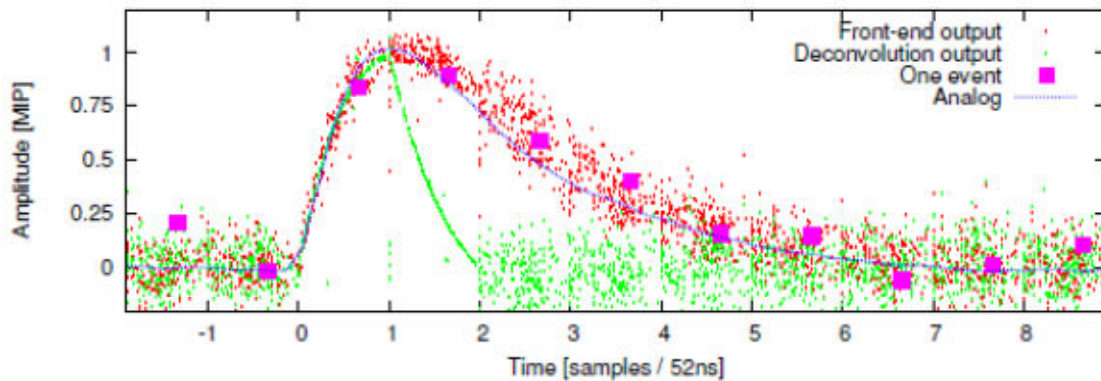
Подаци су прикупљани у два оперативна режима - синхронно и асинхронно у односу на клок акцелератора (снопа). У синхронном режиму, ADC клок је синхронизован са клоком акцелератора. На тај начин обезбеђује се синхронизација сигнала у детектору са емитовањем електрона из акцелератора. У пракси је, међутим, чак и приликом тестирања, веома тешко синхронизовати ADC клок са снопом, док ће у реалном експерименту то бити практично неизводљиво [95]. Стога се приликом тестирања подаци прикупљају и у асинхронном режиму, код којег се клок снопа не узима у обзир.

Сигнал који електроника за читавање шаље у систем за прикупљање података има облик семи-Гаусијана. Потребно је постићи да тај сигнал има облик што је могуће ближи δ -функцији. То се постиже деконволуцијом одговарајућих функција времена и амплитуде [96]. На Слици 4.6 лево види се да се у синхронном режиму рада након деконволуције добија само једна ненулта тачка – сигнал се своди на Диракову функцију, код које је амплитуда пропорционална наелектрисању колектованом са плочице. У асинхронном режиму приказаном на Слици 4.6 десно, постоје две ненулта тачке. Однос амплитуда ове две тачке зависи од фазне разлике између улазног пулса и ADC клока.

На Слици 4.7 показан је пример функционисања овог метода у реалном мерењу у асинхронном режиму, користећи податке из тестирања обављеног 2011. године. Аналогни сигнал који се добија на излазу из FE ASIC, приказан црвеним тачкама на Слици 4.7 добијен је помоћу дигиталног осцилоскопа. Појединачни догађаји су поређани по времену на основу података добијених помоћу деконволуционог алгорита описаног у [96]. Сигнални пулс је, као што је и предвиђено на Слици 4.5 десно, краћи након деконволуције. Амплитуда је коректно реконструисана.

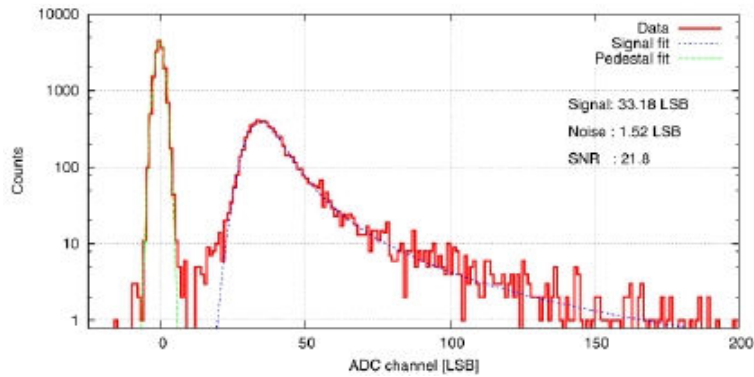


Слика 4.6. Пример деконволуције (амплитуда нормализована на 1). Синхрони (лево) и асинхрони (десно) режим рада.



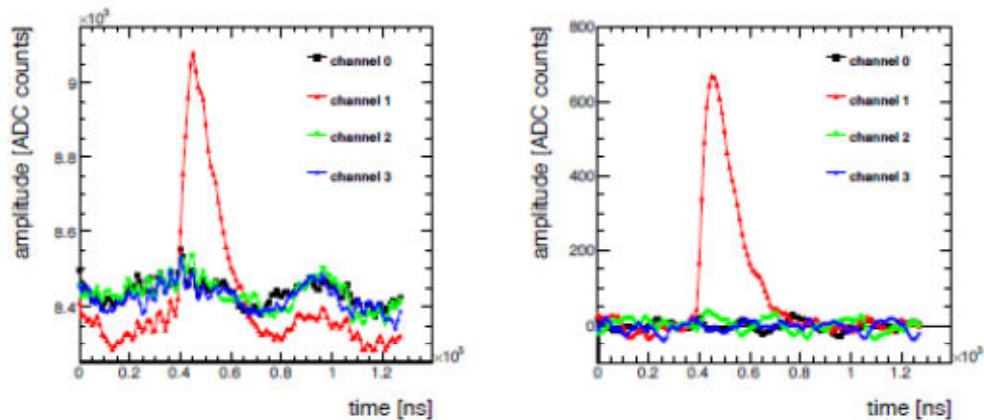
Слика 4.7. Дигитализовани ефекат деконволуције (зелена боја) на улазне пулсеве (црвена боја) у асинхроном режиму рада. Као илустрација, догађаји су приказани квадратићима и временски су позиционирани на основу информација добијених из деконволуционог алгоритма.

Спектар енергије депоноване у једној сензорској ћелији приказан је на Слици 4.8. Измерене тачке (приказане црвеном бојом) одговарају Ландауовој расподели у конволуцији са Гаусовом (приказаној плавом бојом). Измерено је да је однос сигнала према прагу осетљивости сензора (*pedestal*, приказано зеленом бојом) - S/N , узет као однос највероватније средње вредности Ландауове расподеле сигнала, MPV , и стандардне девијације прага осетљивости, $\sigma(\textit{pedestal})$, већи од 20 у сваком од канала.



Слика 4.8. Депозиција енергије појединачних електрона енергије 4.5 GeV у једној сензорској ћелији (по једном каналу).

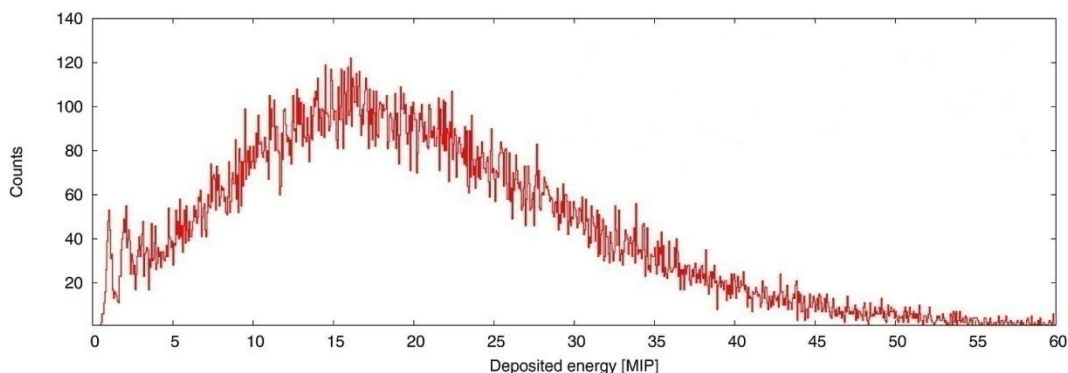
Приликом тестирања током 2010. године, аналогни сигнали су дигитализовани помоћу 14-битног аналогоно-дигиталног конвертера (ADC). Дигитализовано паралелно читавање 4 сензора (канала) приказано је на Слици 4.9. На основу сирових података, одређен је заједнички ниво шума (*Common Mode Noise* - CMN) - укупног шума за сва 4 канала. Одузимање заједничког шума од сигнала који даје ADC, а који заправо представља суму сигнала и CMN, доводи до побољшања S/N до максимално 33.



Слика 4.9. Дигитализовано читавање 4 ADC канала, лево: пре и десно: после одузимања заједничког шума.

У следећем кораку проучавано је какав је одзив детектора (тачније, његове 32 инструментализоване сензорске плочице) на сноп електрона енергије 4.5 GeV. На

Слици 4.10 приказана је расподела енергије за сноп електрона који своју енергију депонују у целокупној инструментализованој области након проласка кроз једну плочу волфрамског апсорбера дебљине 3.5 mm, што одговара једној радијационој дужини.

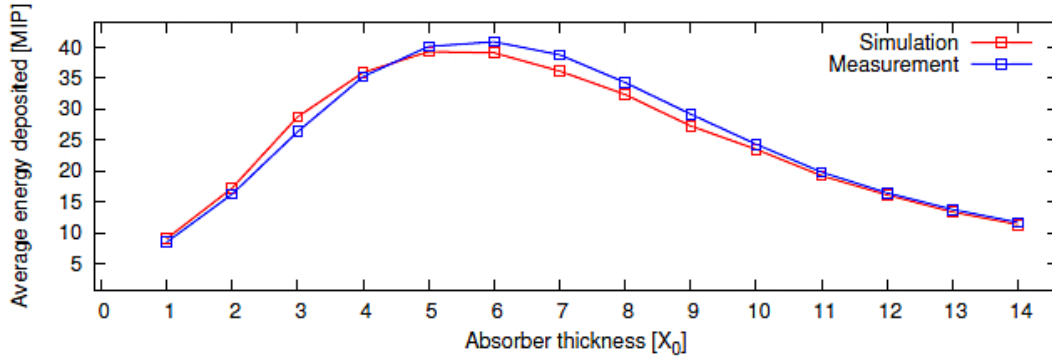


Слика 4.10. *Интегрисана енергија снопа електрона енергије 4.5 GeV депонована у инструментализованој области, са једном волфрамском плочом испред сензорске равни.*

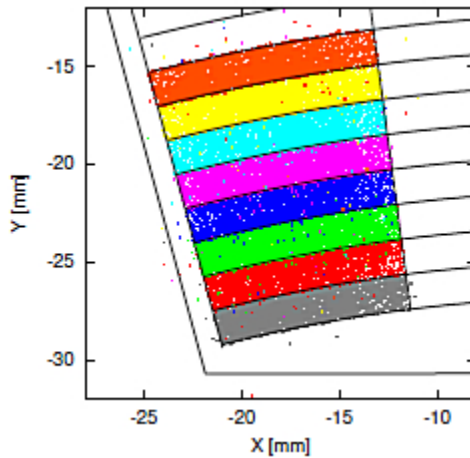
У циљу испитивања утицаја дебљине апсорбера на лонгитудинални профил електромагнетне каскаде, иста анализа поновљена је са различитим дебљинама волфрамског апсорбера, додавањем волфрамских плоча. Средња количина наелектрисања депонована у инструментализованој области у функцији дебљине волфрамског апсорбера, како она измерена током тестирања 2011. године (плава линија), тако и она добијена помоћу Монте Карло симулације (црвена линија), приказана је на Слици 4.11. Може се видети да електромагнетна каскада за достиже максимум након 5 – 7 радијационих дужина. Експериментални резултат потврђује резултате Монте Карло симулације латералног развоја електромагнетне каскаде.

Као што је поменуто, комбиновањем сигнала из сензорских равни MVD телескопа може се одредити траг појединачних електрона из електронског снопа и на основу њега координате тачке (x, y) у којој електрон погађа сензорску плочу DUT. Самим тим, може се одредити која је тачно сензорска плочица погођена електроном из снопа. Сваки од ових погодака је, такође, произвео сигнал у одговарајућој сензорској плочици прототипа. Свака од испитиваних сензорских плочица означена

је одређеном бојом (Слика 4.12). Уколико је сигнал који погодак производи у сензорској плочици већи од прага осетљивости за ту плочицу/канал, погодак је означен бојом којом је означена та плочица. На Слици 4.12 види се да је структура сензора LumiCal детектора добро експериментално репродукована.

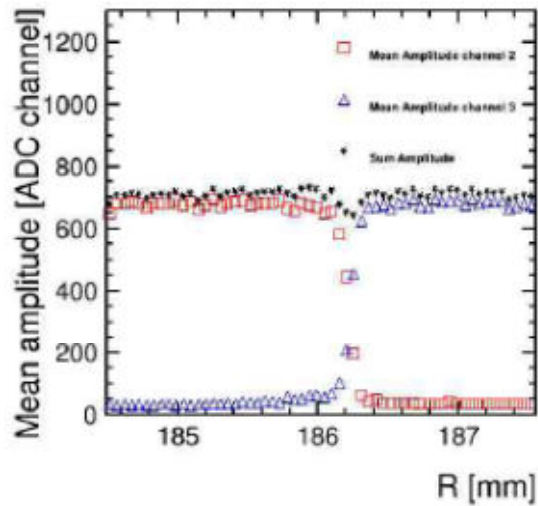


Слика 4.11. Средња вредност енергије депоноване у инструментализованој области, у функцији дебљине волфрамског апсорбера изражене у радијационим дужинама.



Слика 4.12. Реконструкција положаја погодака електрона у сензорске плочице. Различите боје одговарају различитим сензорским плочицама.

Слика 4.13 показује средњу амплитуду сигнала у функцији положаја две суседне сензорске плочице. Између плочица је размак од 100 μm , и ту се примећује губитак сигнала од приближно 10%, док је на самим плочицама сигнал приближно константан.



Слика 4.13. Средња вредност амплитуде сигнала у функцији положаја поготка у сензорску плочу за два канала. Примећује се пад укупне амплитуде сигнала (црне тачке на графику) од приближно 10% у простору између две суседне сензорске плочице (неинструментализованој области).

Као што је дискутовано, мерења спроведена у тестовима прототипа луминометра у снопу електрона енергије 2 GeV, 4 GeV и 4.5 GeV су показала да:

- постоји активан одговор целокупне инструментализоване површине сензора притотипа луминометра;
- постоји униформност одговора сензора, осим у међупростору између плочица, где се бележи губитак сигнала од приближно 10%;
- однос сигнала према шуму, S/N , је у свим каналима за читавање већи од 20;
- латерална пропaгација електромагнетне каскаде адекватно је описана Монте Карло симулацијом.

Даља експериментална испитивања крећу се у смислу конструкције сада већ доступног механичког модула за постављање вишеструких слојева сензор-апсорбер, експерименталне карактеризације 40 сензорских плоча, као и редизајна електронике од садашње AMS 0.35 μm до нове CMOS 130 nm технологије. Коначни циљ је да се добије што компактнији калориметар, са комплетним сензорским модулом не

дебљим од 1 mm, који укључује како механичку овојницу тако и систем за читавање и напајање смештен на каптонску фолију залепљену на сензор. Са друге стране, прелазак на нову технологију учиниће модуле за читавање тањим (испод 4.5 mm) у односу на садашње (1 cm) и радијационо отпорнијим. Гореописано истраживање ће се наставити у оквиру пројекта AIDA2020, који ће се реализовати од 2015. до 2019. године [84].

5. Метод мерења интегралне луминозности

Поред расположиве енергије у систему центра масе честица које се сударају, број интеракција (догађаја) представља једну од најважнијих карактеристика сударача честица. Број догађаја посебно добија на важности уколико се изучавају ретки догађаји, који се продукују са малим ефикасним пресецима. Величина којом се изражава статистички потенцијал акцелератора да произведе одређени број интеракција сударајућих честица назива се *луминозност*. У том смислу, тренутна луминозност, \mathcal{L}_0 , је величина која зависи од броја вагона честица, n_b , броја електрона и броја позитрона у вагону, n_{e^-} и n_{e^+} , фреквенције судара, f_{rep} , трансверзалних димензија вагона, σ_x и σ_y , а корекциони фактор H описује смањење луминозности до којег долази уколико се снопови не сударају чеоно, већ под углом који на ПС износи 14 mrad (Слика 5.1) [97]. Тренутна и интегрална луминозност директно зависе од особина самог акцелератора и интерагујућих снопова (возова) честица. Уколико су вагони сударајућих снопова подједнако популисани и имају исту структуру, па је $n_{e^-} = n_{e^+} \equiv n$, тренутна луминозност сударача може се приближно изразити као:

$$\mathcal{L}_0 = \frac{n_b n^2 f_{rep}}{4\pi\sigma_x\sigma_y} H, \quad (5.1)$$

Интегрална луминозност представља интеграл (5.1) у неком посматраном временском интервалу,

$$\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L}_0(t) dt. \quad (5.2)$$

У даљем тексту, појам *луминозност* ће се односити на интегралну луминозност. Уобичајене вредности луминозности савремених сударача су реда $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [98].

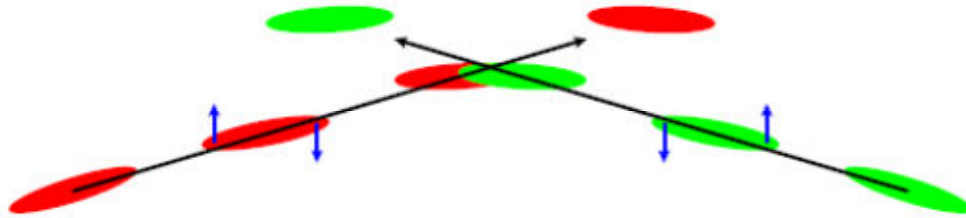
Угао између снопова уведен је како би се избегли тзв. паразитски судари вагона (ситуација када се остаци једног вагона након проласка тачке интеракције сударају са вагоном који долази из супротног смера и још није стигао до тачке интеракције), као и због лакшег уклањања снопова који су, сваки из свог смера, већ прошли тачку интеракције. Код судара под овако малим угловима, уз услов $\sigma_z \gg \sigma_x, \sigma_y$, који је код

снопова на ILC испуњен, будући да је $\sigma_x = 474 \text{ nm}$, $\sigma_y = 5.9 \text{ nm}$ а $\sigma_z = 300 \text{ }\mu\text{m}$, важи [100]:

$$H = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_z}{\sigma_x} \tan \frac{\phi}{2}\right)^2}} \approx \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_z}{\sigma_x} \frac{\phi}{2}\right)^2}}, \quad (5.3)$$

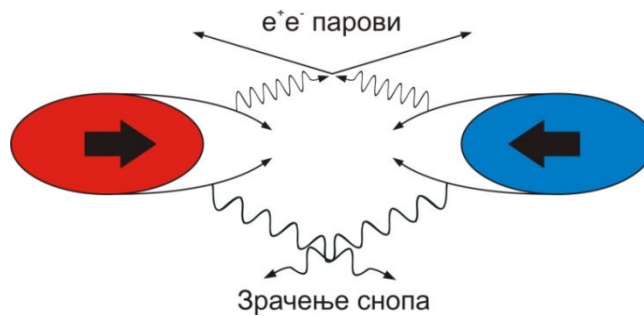
где су $\sigma_i, i = x, y, z$ одговарајуће димензије вагона (x, y - попречни пресек, z - дужина), а ϕ угао под којим се снопови сударају. Убацавањем одговарајућих параметара за ILC, добија се $H \approx 0,22$ [99].

Ово смањење луминозности може се, за углове судара испод 20 mrad , избећи коришћењем "краба схеме укрштања" (*crab crossing*), код које се, као што је илустровано на Слици 5.1, појединачни вагони у сноповима ротирају за одговарајући угао како би се у тачки интеракције чеоно сударили [97].



Слика 5.1. Crab crossing - схематски приказ ротације вагона [97].

Помоћу краба схеме укрштања могуће је на ILC у потпуности компензовати губитак луминозности до којег долази услед тога што се снопови не сударају директно, већ под углом. Ефекат уштинаућа (*pinch effect*, Слика 5.2) додатно смањује попречни пресек вагона, што доводи до повећања луминозности, па је у изразу за луминозност (5.1) његов удео представљен кроз корекциони фактор H_D (уместо фактором H), који за номиналне параметре снопова на ILC износи $H_D \approx 2$ [100]. Овај ефекат доводи до тога да честице из једног вагона, под утицајем електромагнетног поља супротног снопа, скрећу ка оси снопа, што доводи до ефективног смањивања вредности σ_x и σ_y у тачки интеракције. Поменуто скретање електрона/позитрона из снопа услед ефекта уштинаућа доводи до емисије фотона, а тиме и до повећаног зрачења снопа.



Слика 5.2. Илустрација ефекта уитинућа. Услед скретања честица из једног вагона под утицајем електромагнетног поља супротног вагона, долази до ефективног смањења попречног пресека вагона. Скренуте честице могу емитовати фотоне који се даље могу конвертовати у e^+e^- парове.

Услед техничких ограничења, фреквенција судара вагона код линеарних сударача знатно је мања него код циркуларних. Док је ова фреквенција код циркуларних сударача реда $40 \text{ kHz} - 50 \text{ kHz}$ [37], код ILC је $f_{rep} = 5 \text{ Hz}$ [6], што значи да је у старту луминозност ILC мања него луминозност циркуларних сударача за фактор 10^4 . То се, међутим, компензује тако што је са ILC, и уопште са линеарним сударачима лептона, могуће произвести снопове много мањих попречних димензија, реда $500 \text{ nm} \times 6 \text{ nm}$, док су попречне димензије снопова код циркуларних сударача реда $130 \text{ }\mu\text{m} \times 6 \text{ }\mu\text{m}$ (LEP [37]), што би, према (5.3), довело до повећања луминозности на ILC за фактор 10^6 , уколико би сви остали параметри у формули били исти. Међутим, будући да се остали параметри разликују (на пример, на LEP је $f_{rep} \sim 10^4 \text{ Hz}$ [101], а на ILC 5 Hz), луминозност на ILC, која, као што је поменуто у Поглављу 1.1, при номиналној енергији у систему центра масе од 500 GeV износи $2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, већа је за фактор 10^3 од луминозности на LEP, која је износила $2.1 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [101]. Са повећањем енергије на 1 TeV , луминозност на ILC моћи ће да се увећа до $4.9 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [102].

Снопови овако малих попречних димензија, као у случају ILC, трпе велике деформације приликом интеракције, али то не представља проблем будући да се снопови након интеракције одбацују, док се код циркуларних сударача поново користе. Ипак, утицај колективних ефеката интеракције снопова на мерење

луминозности је реда од неколико процената (ILC) до неколико десетина процената (CLIC) и захтева посебне методе корекције, који ће бити описани у Поглављу 6.

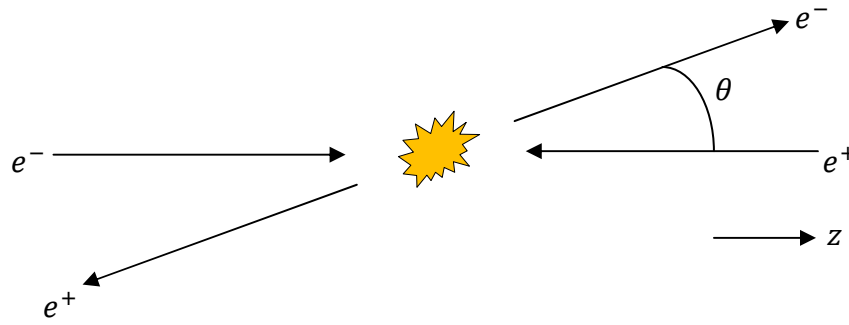
5.1. Баба (*Bhabha*) расејање под малим угловима

Баба расејање под малим угловима је процес (готово) еластичног расејања електрона и позитрона $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (Слика 5.3), праћеног изменом виртуелног фотона или Z бозона у t -каналу реакције (Слика 5.4 десно). Овај процес је добио име по индијском физичару Хомију Баби (Homi J. Bhabha (1909-1966)), који је први извео формулу диференцијалног ефикасног пресека за електрон-позитронско расејање [103]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4}{32\pi^2 E_{cm}^2} \left[\frac{1+\cos^4\frac{\theta}{2}}{\sin^4\frac{\theta}{2}} - \frac{2\cos^4\frac{\theta}{2}}{\sin^2\frac{\theta}{2}} + \frac{1+\cos^2\frac{\theta}{2}}{2} \right], \quad (5.4)$$

где Ω представља просторни угао, E_{cm} енергију у систему центра масе, e наелектрисање електрона, а θ угао расејања. Формула (5.4) може се добити израчунавањем на основном нивоу вероватноће процеса датих Фајнменовим дијаграмима са Сlike 5.4.

Потпуно еластично Баба расејање се никада не одиграва већ је увек праћено емисијом електромагнетног зрачења (зрачење почетног стања, *Initial State Radiation* – ISR и зрачења финалног стања, *Final State Radiation* – FSR), услед чињенице да се наелектрисана честица убрзано креће. Емитовани фотони се већином емитују дуж правца упадних честица те стога, у већини случајева, зрачење почетног стања не бива детектовано, јер одлази дуж акцелераторске цеви, док зрачење финалног стања бива придружено електромагнетној каскади финалног стања лептона. Способност разликовања зрачења финалног стања од излазног лептона зависи од карактеристика калориметара предње области и, као што је речено у Поглављу 2.1.3, силиконски сензори постављени испред луминометра имају за циљ да ту сепарациону моћ увећају. О зрачењу иницијалног и финалног стања биће више речи у Поглављу 6.1.



Слика 5.3. Дијаграм Баба расејања под малим угловима, посматраног из система центра масе. Како је z -оса усмерена у смеру кретања упадног електрона, расејање је описано јединственим углом расејања θ .

Баба расејање под малим угловима представља један од основних квантоелектродинамичких (QED) процеса. Штавише, реч је превасходно о електромагнетној интеракцији, с обзиром да се измена Z бозона под малим угловима ($1^\circ < \theta < 6^\circ$) дешава ретко, у мање од 1% случајева на номиналној енергији ПС [104], па је ефикасни пресек за ово расејање готово у потпуности ($\geq 99\%$) одређен процесом измене фотона у t -каналу. Интеракција e^+e^- у s -каналу (Слика 5.4 лево), изменом фотона или Z бозона, даје e^+e^- пар расејан под већим угловима.

Допринос ефикасном пресеку путем измене Z бозона може се приказати у облику [105]:

$$\frac{d\sigma^{EW}}{d\theta} = \frac{d\sigma^{QED}}{d\Omega} (1 + \delta_W), \quad (5.5)$$

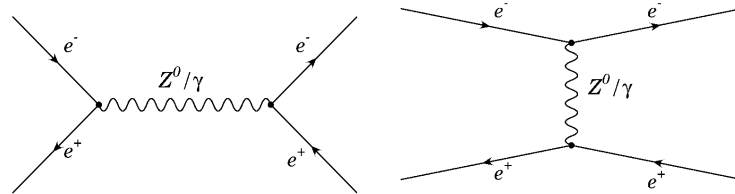
где је зависност функције δ_W од угла расејања θ , као и од енергије у систему центра масе \sqrt{s} дата на Слици 5.5 [105]. Види се да изван енергије за Z резонанцу вредност функције δ_W пада на процентни ниво.

У првој апроксимацији диференцијални ефикасни пресек за Баба расејање по просторном углу Ω износи [196]:

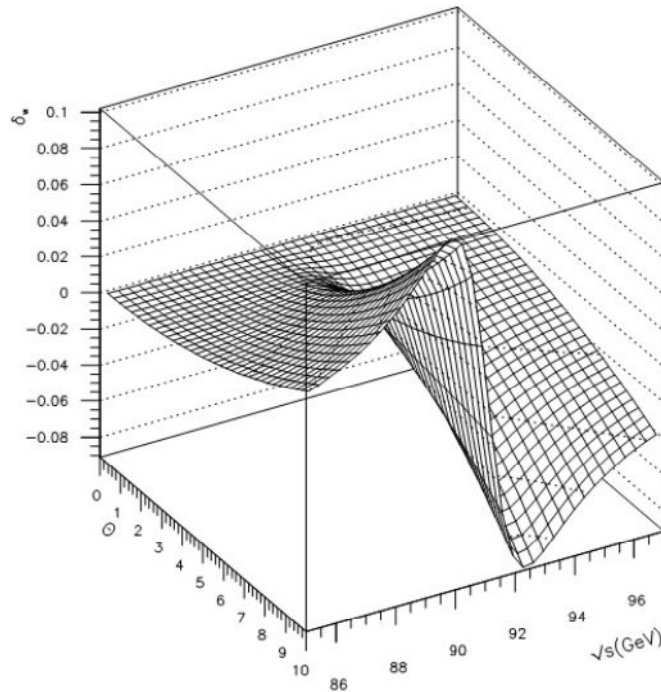
$$\frac{d\sigma_{Bhabha}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{s} \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \approx \frac{16\alpha^2}{s} \frac{1}{\theta^4}, \quad (5.6)$$

где је α константа електромагнетне интеракције, а s квадрат енергије у систему центра масе. За потребе мерења луминозности, погодније је ефикасни пресек изразити у функцији поларног угла θ [197]:

$$\frac{d\sigma_{Bhabha}}{d\theta} = \frac{2\pi\alpha^2}{s} \frac{\sin\theta}{\sin^4(\theta/2)} \approx \frac{32\pi\alpha^2}{s} \frac{1}{\theta^3}. \quad (5.7)$$

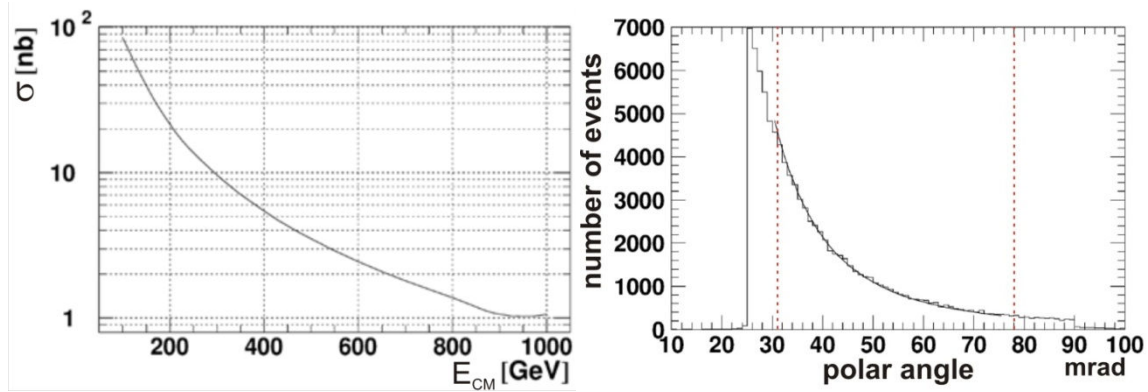


Слика 5.4. Фајнменови дијаграми за два најзначајнија процеса приликом Баба расејања: s -канал - анихилација (лево); t -канал - расејање (десно). У оба случаја, на енергијама од 500 GeV у систему центра масе и већим доминантно се емитују фотони.



Слика 5.5. Зависност функције δ_W од угла расејања Баба честице θ , као и од енергије у систему центра масе \sqrt{s} у близини Z резонанце[105].

Зависност диференцијалног ефикасног пресека за Баба расејање у функцији енергије у систему центра масе и поларног угла дата је на Слици 5.6. Види се да ефикасни пресек за Баба расејање опада као θ^{-3} , те да највећи део Баба спектра бива депонован у BeamCal, док у LumiCal стиже око 40% од укупног броја Баба честица.



Слика 5.6. Ефикасни пресек за Баба расејање у функцији енергије у систему центра масе (лево) и поларног угла (десно) при $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$. Црвене испрекидане линије означавају област поларних углова коју покрива LumiCal (геометријска прихватљивост детектора).

5.2. Метод пребројавања

Познајући ефикасни пресек за Баба расејање, интегрална луминозност на ILC (као и на другим лептонским сударачима) ће моћи да се одреди на основу броја Баба догађаја детектованих у одређеном угаоном опсегу (активној запремини) детектора и теоријског ефикасног пресека за Баба догађаје у том угаоном опсегу, узевши у обзир укупну ефикасност идентификације и селекције, \mathcal{E} :

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{1 N_{Bhabha}}{\mathcal{E} \sigma_{Bhabha}} \quad (5.8)$$

Претпостављајући рад детектора од 4 године са 50% времена у коме се у сударачу сударају честице и ефикасношћу прикупљања података од 40%, биће могуће прикупити приближно 500 fb^{-1} Баба догађаја, односно, уз ефикасност идентификације и селекције од 70% и ефикасни пресек за Баба догађаје интегрисан у фидуцијалној запремини луминометра од $\sigma_{Bhabha} = 2.1 \text{ nb}$, $N_{Bhabha} \approx 7.4 \cdot 10^8$ Баба

догађаја, што доводи до статистичке грешке од приближно $3.7 \cdot 10^{-5}$ у мерењу интегралне луминозности. На основу тога, очигледно је да фактор ограничења тачности мерења интегралне луминозности потиче од систематских ефеката, а не од статистике.

Ефикасни пресек за Баба расејање може се одредити на нивоу првог реда апроксимације (LO), са теоријском неодређеношћу од највише 0.25%, на енергији која у систему центра масе износи 172 GeV, као што је био случај на LEP2 [106]. Слично, на енергијама ILC, теоријска неодређеност износи приближно 0.1%, а постоје и корекције вишег реда, до NNLO [106]. Ове корекције, међутим, још увек нису укључене у постојеће генераторе Баба догађаја.

Једначина (5.8) представља идеалан случај. У реалном мерењу јављају се фактори попут погрешно идентификованих Баба догађаја услед неразличивог шума од физичких процеса, затим губитак Баба догађаја који не стижу до активне запремине услед колективних ефеката, описаних у поглављу 6.1.2, као и други ефекти које треба експериментално одредити и за њих кориговати, тако да (5.8) постаје:

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{1}{\sigma_{Bhabha}} \frac{N_{Bhabha} - \sum_i N_{corr}^i}{\varepsilon}, \quad (5.9)$$

где је N_{corr}^i број догађаја који потичу од више ефеката који могу да доведу до погрешног одброја догађаја.

Главни проблем у успостављању метода за мерење луминозности представља одговарајући опис ових корекција. То конкретно значи: симулирати процес од интереса на довољном нивоу детаљности, укључити у опис одговор детектора, осмислити начин квантификавања ефеката за које се коригује одброј, по могућству тако да почива на експериментално мерљивим величинама. Када је реч о процесима интеракције снопова и одређивању њима узрокованих губитака одброја сигнала, наведени низ корака је детаљно описан у поглављима 6.1 и 6.2.

Формула (5.7), као и Слика 5.7, показује да је процес Баба расејања јако ($\sim \frac{1}{\theta^3}$) усмерен унапред, што, у погледу самог луминометра, имплицира следеће:

- 1) оптимална апертура луминометра како би се, са једне стране, обезбедила довољна статистика сигнала, а са друге, минимизовало присуство некохерентних парова који ангажују систем за прикупљање података;
- 2) изузетна контрола унутрашњег радијуса LumiCal сензора ($\sim 4 \mu\text{m}$) одговара грешки одброја од 10^{-4} [107]), како би се редуковала систематска грешка у мерењу одброја.

Баба догађаји симулирани су помоћу програма *BHLUMI* [106]. BHLUMI је Монте Карло генератор Баба расејања под малим угловима у првом реду апроксимације. Овај генератор у стању је да генерише комплетан догађај у смислу аромата и четвороимпулса финалних честица, без ограничења на број израчених фотона. Радијативне корекције првог и другог реда укључене су на логаритамском нивоу. Обухваћене су и корекције структурних функција фотона до трећег реда, поларизација вакуума, доприноси измене Z^0 бозона између иницијалних честица, ISR и FSR, као и s и t -канални реакције. Систематска грешка генератора износи $2.5 \cdot 10^{-3}$ за опсег углава $1^\circ < \theta < 6^\circ$.

Баба расејање је и до сада коришћено за мерење луминозности на e^+e^- сударачима. Највећа тачност мерења до сада постигнута је на LEP експериментима (OPAL, $\delta\mathcal{L} = 3.4 \cdot 10^{-4}$ [108] и ALEPH, $\delta\mathcal{L} = 6.3 \cdot 10^{-4}$ [109], где $\delta\mathcal{L}$ представља укупну релативну грешку мерења луминозности).

Баба расејање погодно је за мерење луминозности јер се у суштини то мерење своди на пребројавање електрона коинцидентних у предњим и задњим калориметрима. У луминометру, Баба догађаји се идентификују као две, у идеалном случају, колинеарне и компланарне електромагнетне каскаде које носе целокупну енергију сударајућих снопова. У реалном случају, услед интеракција између сударајућих снопова, као што су ефекат уштинућа и електромагнетна дефлексија, односно зрачења почетног стања и финалног стања, и, пре свега, зрачења снопа, које ће бити детаљно описане у наредним поглављима, ове каскаде нису нужно колинеарне ни компланарне, нити носе целокупну енергију сударајућих снопова. Стога је погодно дефинисати *аколинеарност* као разлику поларних углава

електромагнетних каскада реконструисаних у луминометру, а које одговарају финалним честицама,

$$\Delta\theta = |\theta_{e^-} - \theta_{e^+}|, \quad (5.10)$$

односно *акомпланарност*, као разлику одговарајућих азимутних углова,

$$\Delta\varphi = |\varphi_{e^-} - \varphi_{e^+}|. \quad (5.11)$$

У одсуству ефеката интеракције снопова, критеријуми селекције би могли да се заснивају на тополошким критеријумима ($\Delta\theta$, $\Delta\varphi$), као и на енергији коју Баба честица депонује у луминометру. Показаће се да је у присуству ефеката интеракције снопова, пре свега зрачења снопа, могуће као критеријум селекције користити само енергију Баба честица, уз помоћну употребу ограничења акомпланарности, што ће бити дискутовано у Поглављу 6.3.

5.3. Неодређеност у мерењу луминозности

Постоји велики број извора неодређености у мерењу луминозности на ИЛС. По правилу је реч о малим ефектима (до 1%). Међутим, поштравањем захтева за тачношћу мерења луминозности, ови ефекти постају релевантни, а за значајан број њих опис је нетривијалан. Ови извори се генерално могу поделити у две групе. Прву групу би чинили извори који потичу од детектора, попут коначне резолуције мерења енергије, или грешке у апсолутном и релативном позиционирању детектора, а другу извори који потичу од физичких процеса релевантних за мерење луминозности, као што су интеракције између сударајућих снопова и физички фон.

5.3.1. Извори неодређености у мерењу луминозности

Као што је речено, прву групу неодређености у мерењу луминозности узрокују ефекти који потичу од дизајна, познавања позиционисаности и начина функционисања детектора. У те изворе спадају:

- Резолуција енергије луминометра и утицај фиксног помераја у мерењу енергије електромагнетне каскаде: ови извори неодређености у мерењу луминозности детаљно су дискутовани у Поглављу 5.3.2.

- Резолуција и померај у мерењу поларног угла електромагнетне каскаде у LumiCal доприносе неодређености у мерењу луминозности са по $\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L} \approx 1.6 \cdot 10^{-4}$ [79].
- Грешке уроковане непознавањем апсолутног и релативног положаја детектора (грешке позиционирања): имајући у виду да растојање на коме се LumiCal налази у односу на тачку интеракције износи 2.5 m, док су његов унутрашњи и спољашњи радијус 80 mm и 195.2 mm респективно, јасно је да чак и мало померање луминометра може довести до велике грешке у мерењу поларног угла. У грешке позиционирања спадају:
 1. неодређеност попречног (латералног) положаја луминометра у односу на положај последњег квадрупола за испоручивање снопа;
 2. неодређеност релативног уздужног (лонгитудиналног) положаја два калорометра од којих се састоји LumiCal;
 3. Неодређеност латералног положаја индивидуалних сензора у односу на детектор као целину;
 4. Неодређеност познавања унутрашњег радијуса луминометра.

Како би се допринос ових фактора неодређености у мерењу луминозности задржао у оквиру $\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L} \approx 1.0 \cdot 10^{-4}$, потребно је задржати неодређености 1 и 2 у оквиру 100 μm [110], неодређеност 3 мора бити реда 1 μm , док је унутрашњи радијус луминометра потребно познавати до на 4 μm [56].

Поред наведених, мали ($1.9 \cdot 10^{-4}$ [79]) допринос неодређености у мерењу луминозности потиче од неодређености поларизације снопова.

Друга група извора неодређености, а то су физички и машински процеси, доминантно одређује систематску грешку мерења луминозности и то су:

- Физички фон у мерењу луминозности [105].
- Утицај интеракције снопова који су, у склопу предложене методе за корекцију ових ефеката, детаљно дискутовани у поглављу 6.

5.3.2. Неодређеност узрокована непознавањем енергије електромагнетне каскаде - резултати симулације

Овај ефекат, из групе неодређености узрокованих карактеристикама детектора, издвојен је у овом поглављу, као мој индивидуални допринос проблематици мерења луминозности. Користећи принцип реконструкције енергије и поларног угла електромагнетне каскаде у LumiCal описан у Поглављу 3.2, ово поглавље даје одговор на следећа питања:

- 1) Колика је максимална неодређеност енергетске резолуције луминометра (стохастичког параметра) да релативна грешка мерења луминозности остане на промилном нивоу;
- 2) Колико износи максимално дозвољено систематско померање (подбачај или пребачај) измерене енергије, а да одговарајућа грешка одброја остане на промилном нивоу;
- 3) Колике су максимално дозвољене случајне флукуације измерене енергије финалних Баба честица, а да релативна грешка мерења луминозности остане на промилном нивоу?

Одговори на ова питања дати су помоћу симулација на узорку од 10^5 Баба догађаја са ефикасним пресеком (4.12 ± 0.03) nb, генерисаном програмом *BHLUMI* Луминометар је симулиран програмом *BARBIE* [111], засновану на *GEANT 3* [112] програмском пакету.

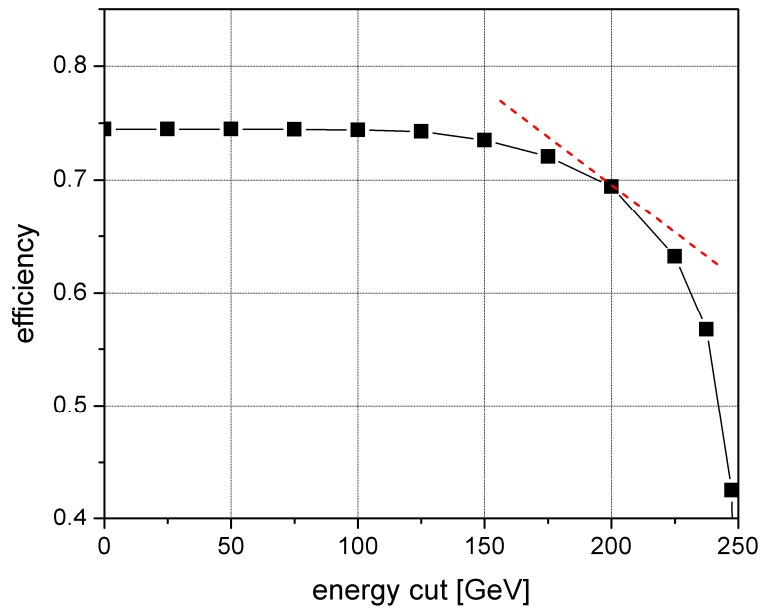
Критеријуми селекције догађаја у мерењу луминозности по правилу садрже одсецање нискоенергетских догађаја како би се редуковао физички фон и ограничила област спектра у којој су колективни ефекти значајније изражени. У том смислу, може се дефинисати релативна енергија Баба догађаја, на следећи начин:

$$E_{rel} = \frac{E_L + E_R}{2}, \quad (5.12)$$

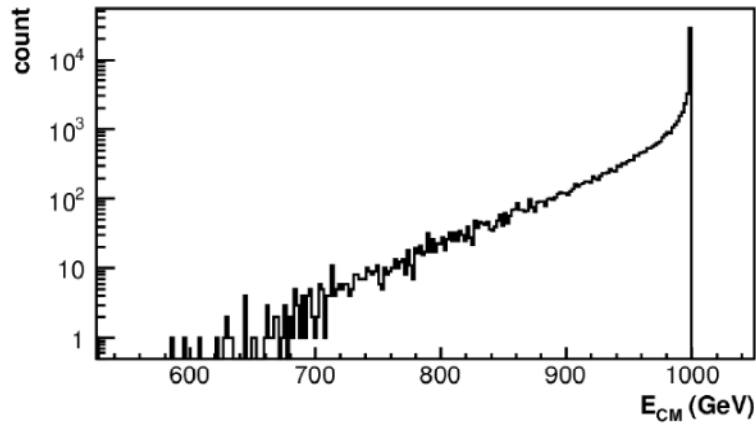
при чему су E_L и E_R енергије каскада депонованих у левој и десној страни луминометра.

На Слици 5.7 приказана је ефикасност селекције Баба догађаја у зависности од релативне енергије селектованог пара Баба честица, претпостављајући енергију у систему центра масе од 500 GeV. У реф. [105] показано је да је за раздвајање сигнала од физичког фона оптимално узети $E_{rel} > 200$ GeV, вредност за коју је ефикасност селекције Баба догађаја реда 70%, а присуство физичког фона промилно. На енергијама нижим од енергија из поменутог дела спектра нисмо у стању да довољно добро контролишемо ефекте интеракције снопова, што је разлог због којег за граничну вредност енергије није узета мања вредност E_{rel} . Уз то, облик Баба спектра је такав (Слика 5.8) да се преко 99% финалних честица налази у најенергичнијих 20% спектра, како на енергији од 1 TeV у систему центра масе, приказаном на Слици 5.8, тако и на енергији од 500 GeV у систему центра масе. Са друге стране, ефикасност селекције драстично опада даљим повећањем граничне вредности енергије, као што се види на Слици 5.7, па је и релативно мала неодређеност енергије електромагнетне каскаде повезана са значајним губитком одброја за овако изабрану радну тачку. Око те граничне вредности енергије $E_{rel} > 200$ GeV извршен је линеарни фит функцијом $y = A + Bx$. Добијене вредности параметара фита су $A = (0.85 \pm 0.03)$, а $B = -(7.7 \pm 1.8) \cdot 10^{-4}$. За неодређеност енергије која се, на основу (3.1), може изразити као $\sigma_E = \alpha_{res}\sqrt{E}$, а која одговара вредности стохастичког параметра $\alpha_{res} = 0.2$, односно енергетској резолуцији детектора, неодређеност одброја износи $(3.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$. Слично, за енергију од 1 TeV у систему центра масе, за $E_{rel} > 400$ GeV (80% од енергије снопа) добија се неодређеност одброја од $(2.7 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$.

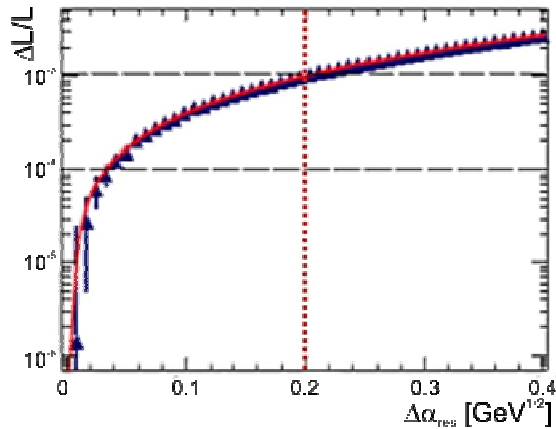
Слика 5.9 показује да стопроцентна неодређеност стохастичког параметра енергетске резолуције, α_{res} , доприноси неодређености мерења луминозности са свега 10^{-3} . Другим речима, велика тачност експерименталног мерења енергетске резолуције луминометра није мандаторна.



Слика 5.7. Ефикасност селекције Баба догађаја у функцији измерене енергије. На x-оси приказана је селекција по E_{rel} . Линеарни фит је извршен око $E_{rel} = 200 \text{ GeV}$



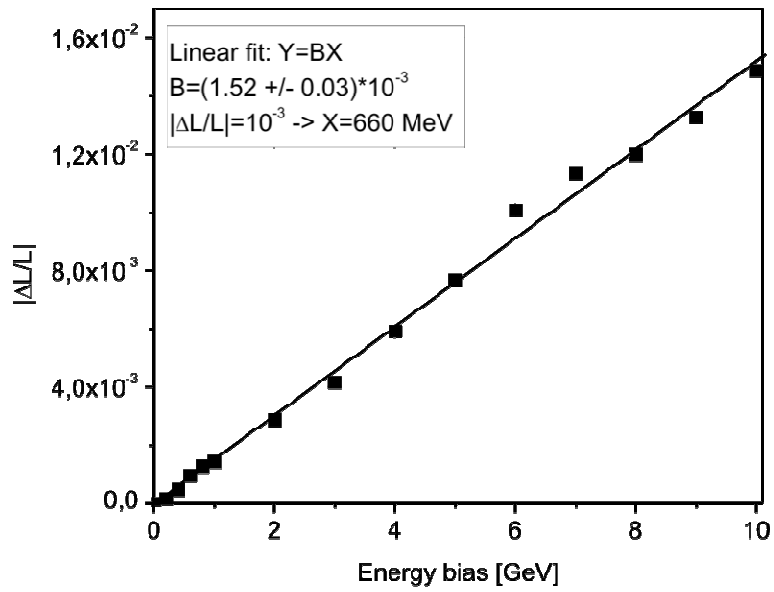
Слика 5.8. Спектар луминозности на ILC на 1 TeV генерисан помоћу GuineaPig генератора. Приближно 99% Баба догађаја упада у најенергичнији део спектра ($> 80\% E_{CM}$).



Слика 5.9. Релативна грешка измерене луминозности у функцији апсолутне неодређености стохастичког параметра a_{res} . Види се да неодређености која одговара стопроцентном непознавању параметра a_{res} , ($\Delta a_{res} = a_{res}$) одговара промилна систематска неодређеност луминозности.

Интересантно је испитати и шта се дешава ако се приликом мерења депозиције енергије у луминометру јавља фиксни систематски померај, настао на пример као последица грешке при калибрацији детектора, и колика сме да буде његова вредност уколико желимо да луминозност и даље меримо са релативном грешком $\leq 10^{-3}$.

Резултат за селекцију догађаја засновану на $E_{rel} > 200 \text{ GeV}$, претпостављајући дијапазон вредности фиксног помераја енергије, приказан је на Слици 5.10. На основу фита са Слике 5.10, види се да релативна грешка одброја, која је уједно и релативна грешка мерења луминозности, линеарно зависи од величине фиксног помераја скале енергије. Како би се луминозност мерила са релативном грешком од 10^{-3} или мањом, фиксни систематски померај приликом мерења енергије у луминометру не би смео да прелази вредност од 660 MeV. Слично, за енергију у систему центра масе од 1 TeV, овај померај не би смео да буде већи од 700 MeV.



Слика 5.10. Релативна грешка мерења луминозности у функцији фиксног систематског помераја у мерењу енергије у LumiCal, за радну тачку $E_{rel} > 200 \text{ GeV}$. Статистичка грешка одброја је мања од димензија тачака (квадрата).

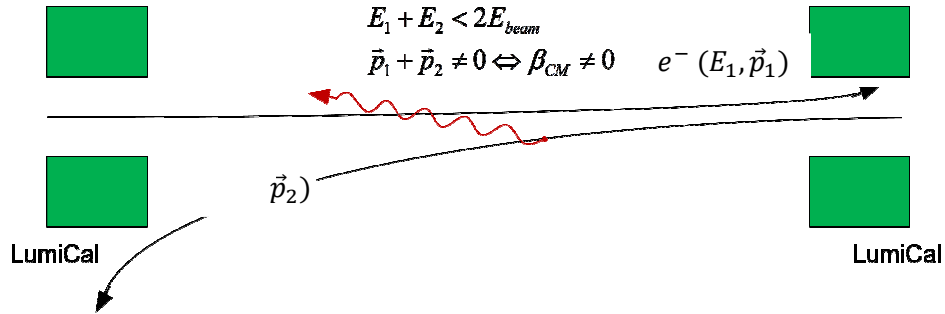
6. Методи корекције ефеката интеракције снопова у мерењу луминозности

У овом поглављу приказани су резултати метода развијеног у Институту за нуклеарне науке "Винча", који адресира питања доминантног извора систематске грешке у мерењу луминозности на ILC и линеарним e^+e^- сударачима уопште, а који потиче од интеракције сударајућих снопова [2]. До сада је ова тема релативно мало обрађивана [4]. Изазов представља чињеница да је потребно формулисати метод корекције губитка одброја у мерењу луминозности заснован на експериментално мерљивим величинама и, уколико је могуће, независан од симулације. Како угубици одброја сигнала доминантно потичу од зрачења снопа, посебно је развијен метод који третира овај ефекат уводећи корекцију за сваки појединачни догађај отежињавањем, где се тежински фактор одређује на основу експериментално мерљивих величина. Овај метод детаљно је описан у Поглављу 6.2.1. Такође, изучаван је и ефекат електромагнетне дефлексије који постаје значајан на нижим енергијама у систему центра масе (≤ 100 GeV). Развијен је метод који коригује овај ефекат, али на начин који није потпуно независан од симулације. Оба метода, своде појединачни допринос ових ефеката релативној систематској неодређености мерења луминозности на промилни ниво. Ови резултати објављени су у [3].

6.1 Ефекти интеракције снопова

Са порастом густине наелектрисања вагона, било услед повећања броја честица у вагону или смањења димензија вагона, као и са порастом енергије у систему центра масе, постају релевантни ефекти интеракције иницијалних и финалних честица са електромагнетним пољем супротног вагона. Ови ефекти се називају 'ефектима просторног наелектрисања' или 'колективним ефектима' и скицирани су на Слици 6.1. Колективни ефекти одражавају чињеницу да се интеракција између сударајућих снопова не одвија искључиво као интеракција електрона и позитрона у интеракционој тачки, већ да иницијалне честице (одговарајући четворовектори) трпе промене услед међусобне интеракције снопова.

Такође, честице финалног стања бивају дефлектоване у пољу долазећег вагона. Ово су, уједно и две најзначајније последице интеракције снопова: зрачење иницијалног снопа (*Beamstrahlung*) и електроматнетна дефлексија финалног стања.



Слика 6.1. Илустрација утицаја зрачења снопа и ISR на Баба честице, где E_1 и \vec{p}_1 представљају енергију и импулс финалног електрона, E_2 и \vec{p}_2 енергију и импулс финалног позитрона, а β_{CM} брзину система судара у односу на лабораторијски систем.

Зрачење снопа јавља се као последица ефекта уштинућа приликом интеракције снопова. Овај ефекат описан је у Поглављу 5 и илустрован на Слици 5.2. Ефекат уштинућа доводи до закривљења путања електрона и позитрона из сударајућих снопова, услед чега они емитују фотоне и на тај начин губе део импулса и енергије пре интеракције. Захваљујући зрачењу снопа, енергија сударајућег пара електрон - позитрон у систему центра масе је, у општем случају, мања од номиналне енергије сударача, $E_{CM} < 2E_{beam}$. Расподела енергије сударајућег пара у систему центра масе представља спектар луминозности (Слика 5.9).

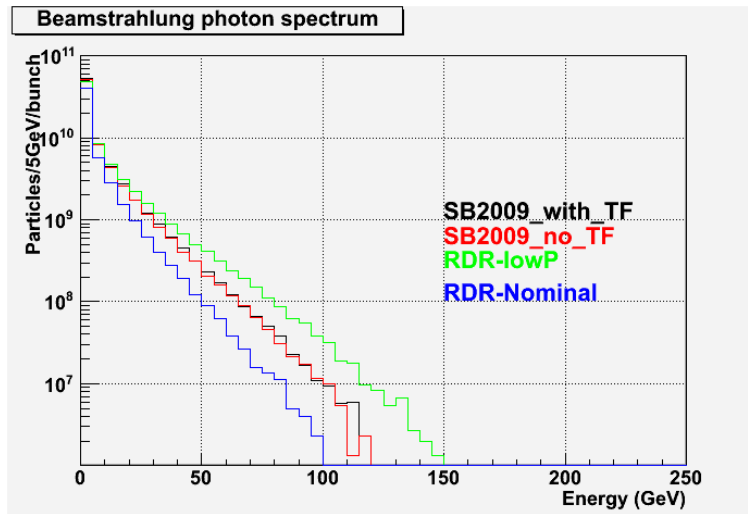
Уопштено говорећи, проблем у мерењу луминозности представља чињеница да се ефикасни пресек за Баба расејање рачуна у систему центра масе, а одброј мери у лабораторијском референтном систему. У оба случаја, фазни простор је описан просторним угловима (θ) и енергијама (E), који нису истоветни у оба система.

Губитак импулса честица иницијалног стања услед зрачења снопа доводи до тога да референтни систем центра масе сударајућих честица има ненулту брзину у односу на лабораторијски референтни систем. Формула (5.8) постаје:

$$\mathcal{L} = \frac{N(\Xi(\Omega_{1,2}^{lab}, E_{1,2}^{lab}))}{\sigma(\Xi^*(\Omega_{1,2}^{CM}, E_{1,2}^{CM}))}, \quad (6.1)$$

где функције Ξ и Ξ^{**} делују у два различита референтна система који се крећу један у односу на други неком брзином β и $\Omega_{1,2}^{CM}, E_{1,2}^{CM}$ је различито за сваки догађај. Неузимање у обзир овог ефекта доводи до неодређености у мерењу интегралне луминозности реда процента. Начин на који се овај проблем решава, детаљно је описан у 6.2.1.

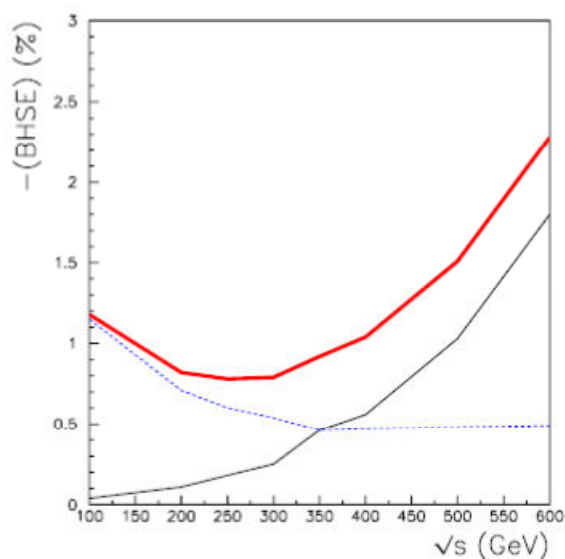
Зрачење снопа се типично емитује под малим углом (реда 200 – 300 μ rad) у односу на осу снопа, и асиметрично у погледу истовремене емисије из сударајућих снопова. Типичне енергије фотона из зрачења снопа на ILC на 500 GeV су реда 1 GeV, као што је поменуто у Поглављу 2.1.2. На Слици 6.2 приказан је енергетски спектар фотона из зрачења снопа на ILC на 500 GeV.



Слика 6.2. Енергетски спектар фотона из зрачења снопа за различите параметре снопа на ILC на енергији у систему центра масе од 500 GeV. Плавом бојом приказан је спектар за номиналне параметре снопа на ILC [113].

Путање финалних Баба честица након интеракције закривљују се услед интеракције са електромагнетним пољем супротног снопа. Будући да су честице у супротном (долазећем) снопу наелектрисане супротно од финалне честице, њихове путање биће закривљене ка оси снопа, што доводи до смањења њихових поларних

углова. Овај ефекат назива се *електромагнетна дефлексија* и метод помоћу кога овај ефекат може бити измерен и, сходно томе, коригован, биће детаљније дискутован у Поглављу 6.2.2. На Слици 6.3 дата је зависност величине овог ефекта од расположиве енергије у систему центра масе. Може се видети да ефекат електромагнетне дефлексије постаје значајан са смањењем енергије у систему центра масе, па је његово познавање битно за опције линеарног сударача на енергијама испод 350 GeV у систему центра масе, на којима, као што се види на Слици 6.3, електромагнетна дефлексија представља доминантан ефекат. Овај ефекат је посебно значајан за опцију ПС за прецизна електрослаба мерења на резонантној енергији Z бозона - *GigaZ*.



Слика 6.3. Ефекти интеракције снопова у зависности од енергије у систему центра масе. Црна пуна линија представља зрачење снопа, плава тачкаста електромагнетну дефлексију, а црвена пуна суму ова два ефекта [4].

6.1.1. Симулација колективних ефеката

Генерисање четворовектора улазних електрона модификованих зрачењем снопа, као и праћење излазних електрона у електромагнетном пољу долазећег снопа урађено је програмом *Guinea-Pig* [68]. Након генерисања четвороимпулса интерагујућег e^+e^- пара, а на основу ефикасног пресека за Баба расејање за рално расположиву енергију у систему центра масе сударајућег пара, *Guinea-Pig* програм уз

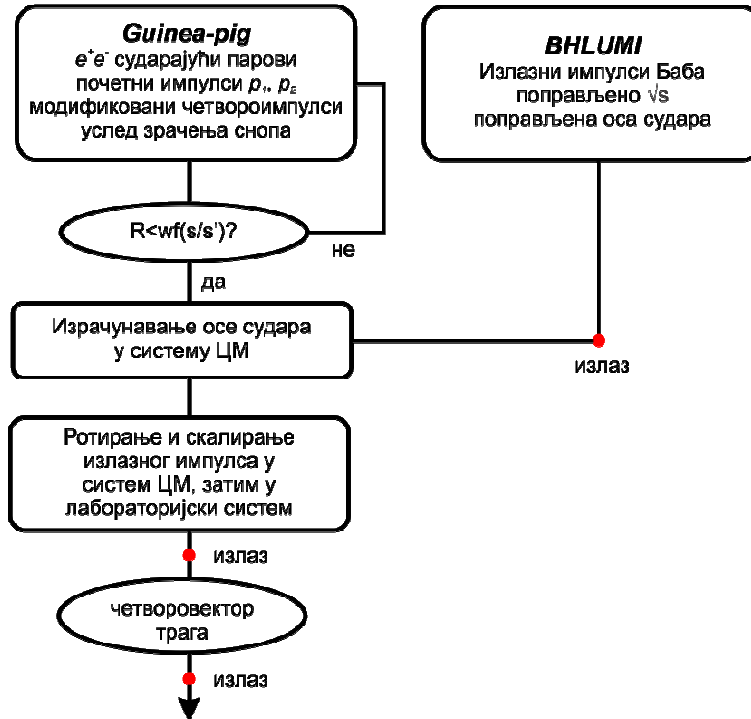
помоћ генератора случајних бројева, а на основу функције отежињавања $wf(s/s')$, доноси одлуку да ли ће приликом интеракције доћи до Баба расејања. У случају да до Баба расејања дође, четвороимпулси финалних стања e^+e^- пара се узимају из базе података генерисане помоћу генератора *BHLUMI*. за номиналне енергије на ILC (500 GeV, 1 TeV). *BHLUMI* је подешен тако да се догађаји генеришу у опсегу поларних углова од $10 \text{ mrad} < \theta_{min}^{lab} < 200 \text{ mrad}$ у лабораторијском систему. Овакв угаони опсег, доста шири од фидуцијалне запремине луминометра (41 mrad – 67 mrad) одабран је да укључи губитак одброја до кога долази због пораста аколнеарности финалних честица услед зрачења снопа (видети Слику 6.2). Након генерисања, програму *Guinea-Pig* прослеђују се само они догађаји код којих се углови расејања θ^{coll} у систему судара (дефинисаном у поглављу 6.2) налазе у опсегу $37 \text{ mrad} < \theta^{coll} < 75 \text{ mrad}$. Овај угаони опсег мало је шири од угаоне запремине луминометра како би се узело у обзир скретање Баба честица услед ефекта електромагнетне дефлексије који генерише *Guinea-Pig*. Четвороимпулси финалних стања прослеђени *Guinea-Pig*, скалирају се у складу са стварном енергијом пара интерагујућих честица у систему центра масе, њихове просторне компоненте се ротирају у смеру осе интеракције и онда прерачунавају у лабораторијском систему одговарајућом Лоренцовом трансформацијом. На Слици 6.4 дат је алгоритам описане симулације.

Номинални параметри снопа су варирани како би се одредио утицај њихове неодређености на стабилност корекција које произилазе из метода корекције колективних ефеката представљених у поглављу 6.2. Номиналне вредности параметара снопа дате су у [8], као и у поглављу 1.1.1. Коришћене су следеће варијације параметара:

- симетричне варијације величине вагона од $\pm 10\%$ и $\pm 20\%$, као и једностране варијације од $+20\%$ по $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$, где су $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ димензије вагона;
- симетричне варијације наелектрисања вагона од $\pm 10\%$ и $\pm 20\%$, као и једностране варијације од $+20\%$;

- померај (*offset*) снопа у x – и y – правцу, до на једну стандардну девијацију ширине вагона.

То значи да је за сваку енергију судара урађено по 25 варијација наведених параметара снопова. У једној симулацији варирана је вредност само једног параметра у односу на номиналну вредност. Свака симулација садржи урађена је на узорцима који садрже од 1.5 до 4 милиона Баба догађаја.



Слика 6.4. Алгоритам симулације Баба догађаја погођених ефектима зрачења снопа и електромагнетне дефлекције.

Интеракција електрона и фотона са детектором узета је у обзир на следећи начин:

- четворовектори свих електрона и фотона унутар конуса од 5 mrad око осе млаза (Молијеров радијус) се сумирају. Тиме се обезбеђује да енергија коју финална честица израчи услед FSR буде детектована и придружена управо честици која ју је израчила;

- фотони из зрачења снопа не улазе у LumiCal, будући да се емитију под веома малим угловима у односу на осу снопа (200 μrad – 300 μrad), слично, ISR је такође изгубљен у потпуности;
- како би се симулирала коначна енергетска резолуција луминометра, енергија честица је параметризована у складу Гаусовом дистрибуцијом енергије реконструисане у луминометру за монохроматски сноп честица.
- резолуција поларног угла луминометра третирана је на сличан начин као енергетска резолуција, параметризовањем дистрибуција поларних углова финалних честица сагласно угаоној резолуцији детектора ($\sigma_\theta = 2.2 \cdot 10^{-5} \text{ rad}$ [4]).

6.2. Методи корекције угаоних губитака

6.2.1. Корекција угаоних губитака услед зрачења снопа

Како би се на једноставан начин описало Баба расејање, уведен је *референтни систем судара (PCC)*, као систем центра масе две интерагујуће Баба честице након емитовања ISR, а пре емитовања FSR. У PCC систему, Баба расејање је описано јединственим углом расејања θ_{coll} . Услед зрачења снопа и ISR, брзина PCC у односу на лабораторијски систем референце (β_{coll}) различита је од нуле, и може се одредити за сваки Баба догађај, на основу измерених поларних углова финалних честица, θ_1^{lab} и θ_2^{lab} :

$$\beta_{coll} = \frac{\sin(\theta_1^{lab} + \theta_2^{lab})}{\sin \theta_1^{lab} + \sin \theta_2^{lab}}, \quad (6.2)$$

Насумично и асиметрично емитовање зрачења снопа и ISR доводи до аколинеарности Баба честица које се концидентно детектују у левој и десној страни детектора, што резултира губитком одброја у луминометру. Аколинеарност финалних честица није независна од брзине β_{coll} . Штавише, као што се на Слици 6.5 може видети, Баба честице чији се систем судара креће брзином β_{coll} , 'виде' мању активну запремину детектора $(\theta'_{min}, \theta'_{max})_{coll}$ у односу на $\beta_{coll} = 0$, када се фидуцијална запремина детектора преводи у $(\theta_{min}, \theta_{max})_{coll}$ у референтном систему

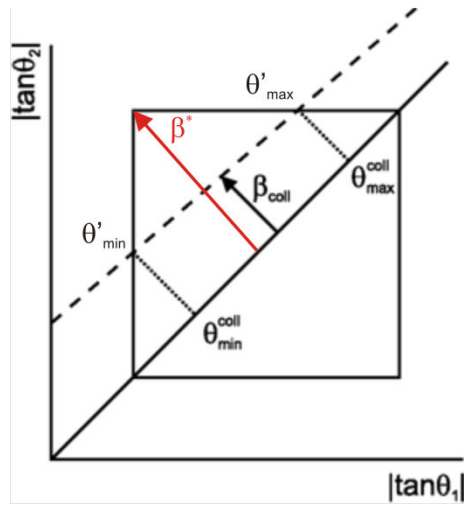
судара. Губитак одброја у фидуцијалној запремини луминометра до кога долази услед овог ефекта износи $\sim 14.5\%$, $\sim 15.6\%$ и $\sim 17\%$ на енергијама у систему центра масе од 250 GeV, 500 GeV и 1 TeV респективно.

Губици одброја услед ефективног губитка видљиве запремине детектора, услед зрачења снопа и ISR, могу се кориговати отежињавањем сваког појединачног догађаја фактором w :

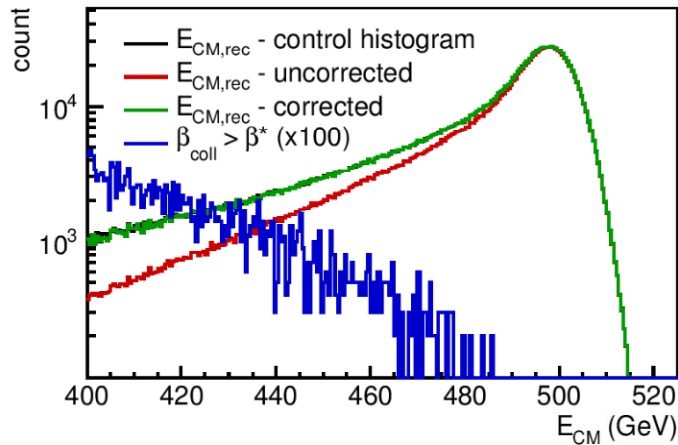
$$w(\beta_{coll}) = \frac{\int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \frac{d\sigma}{d\theta} d\theta}{\int_{\theta_{min}^{coll}}^{\theta_{max}^{coll}} \frac{d\sigma}{d\theta} d\theta}, \quad (6.3)$$

који зависи од конкретне брзине β_{coll} за сваки пар сударајућих честица. Као што се са Сlike 6.6 види, уколико је β_{coll} већа од критичне вредности β^* , која за луминометар на ILC износи 0.24, ефективна угаона прихватљивост је нула и такви догађаји су неповратно изгубљени. Ипак, фракција оваквих догађаја у области од интереса ($> 80\%$ номиналне енергије у систему центра масе) је мала и реда је промила. У осталим случајевима, за $\beta_{coll} < \beta^*$, губитак одброја може се кориговати коришћењем (6.3).

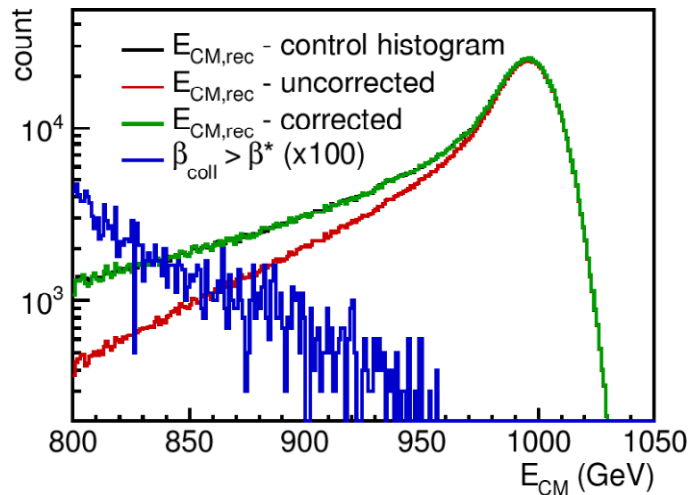
Описани метод корекције губитка одброја Баба догађаја испитан је коришћењем симулација описаних у Поглављу 6.1. Симулирани су Баба догађаји који укључују ефекте зрачења снопа и ISR. Такође, симулиран је и тзв. *контролни спектар* код кога нису укључени ефекти интеракције снопова и који представља идеални сигнал без губитка одброја. Другим речима, контролним хистограмом су представљени сви они догађаји који би завршили у фидуцијалној запремини луминометра уколико не би било интеракције између сударајућих снопова. Спектар Баба догађаја који укључују ефекте зрачења снопа, контролни (идеални) спектар и спектар добијен корективним отежињавањем, приказани су на Сликама 6.6 и 6.7, за две номиналне енергије ILC од 500 GeV и 1 TeV.



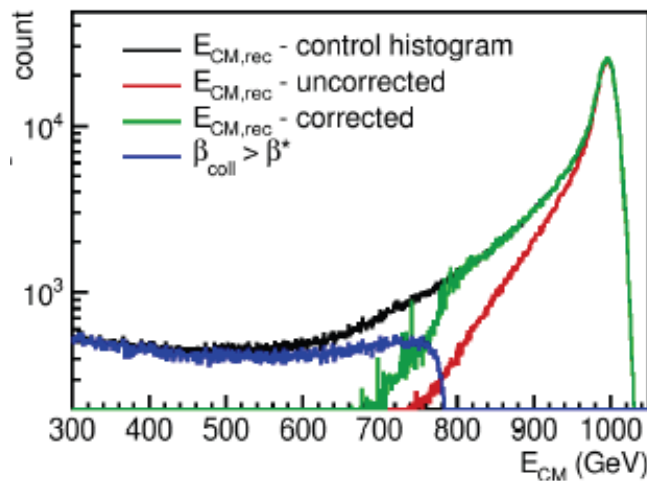
Слика 6.5. Илустрација ефективног смањења фидуцијалне запремине луминометра услед кретања РСС. Квадрат представља стварну фидуцијалну запремину луминометра. Испрекидана линија означава догађаје чији се РСС креће брзином β_{coll} , у односу на лабораторијски систем. θ_{min}^{coll} и θ_{max}^{coll} означавају границе фидуцијалне запремине детектора за $\beta_{coll} = 0$ у систему судара, а θ'_{min} и θ'_{max} границе фидуцијалне запремине детектора за $\beta_{coll} > 0$, такође у систему судара. θ_1 и θ_2 су углови финалних Баба честица у лабораторијском систему.



Слика 6.6. Корекција губитка одброја услед зрачења снопа и ISR на ILC на енергији 500 GeV у систему центра масе, у горњих 20% спектра. Фракција изгубљених догађаја (плаво) увећана је 100 пута.



Слика 6.7. *Корекција губитка одброја услед зрачења снопа и ISR на ILC на енергији 1 TeV у систему центра масе, у горњих 20% спектра. Фракција изгубљених догађаја (плаво) увећана је 100 пута.*



Слика 6.8. *Корекција губитка одброја услед зрачења снопа и ISR на ILC на енергији 1 TeV у систему центра масе, у горњих 70% спектра.*

На Сликама 6.6 и 6.7 и 6.8 контролни спектар приказан је црном, спектар Баба честица са урачунатим губитком одброја услед зрачења снопа и ISR црвеном, кориговани спектар зеленом, а догађаји са $\beta_{coll} > \beta^*$ плавом бојом. Са ових слика се види и да, на енергијама изнад 80% номиналне енергије у систему центра масе,

метод корективног отежињавања даје изврсно слагање са контролним спектром, до на 1.1‰, односно 0.7‰ колико износи фракција изгубљених догађаја за које је $\beta_{coll} > \beta^*$, за номиналне енергије од 500 GeV и 1 TeV респективно. Статистичка неодређеност ових вредности је занемарљива (реда 10^{-5}). Како је вршних 20% спектра област у којој се мери интегрална луминозност, ова неодређеност одброја постаје релативна систематска грешка мерења луминозности. На енергијама нижим од 80% номиналне енергије у систему центра масе доминирају догађаји код којих је $\beta_{coll} > \beta^*$, што се види на Слици 6.8 за енергију од 1 TeV у систему центра масе.

Варијација броја изгубљених догађаја у вршном делу спектра, практично не зависи од неодрђености параметара снопа. За варијације параметара снопа описане у 6.1.1, број изгубљених догађаја је познат до на 0.1‰.

Губитак одброја од 0.7‰ (1.1‰), на 1 TeV (500 GeV) познат је до на следеће систематске неодређености:

- Неодређеност узрокована апроксимацијом да је $\vec{\beta}_{coll}$ колинеарно са осом снопа што није случај за догађаје код којих се ISR емитује под великим углом у односу на осу снопа;
- Неодређеност узрокована претпоставком да је сва радијација коначног стања детектована а сва ISR изгубљена;
- Неодређеност диференцијалног ефикасног пресека коришћеног у (6.3).

Када се, на основу симулације, узме у обзир чињеница да се ISR не емитује у потпуности у правцу осе снопа, тако кориговани добитак одброја у односу на некориговани случај износи $(0.4 \pm 0.1)\%$, односно $(0.7 \pm 0.1)\%$ на енергијама од 500 GeV и 1 TeV респективно. Неодређеност од 0.1% је статистичка. Другим речима, на овај начин се у луминометар "враћа" 1.4‰ (1.5‰) на 1 TeV (500 GeV) честица изгубљених услед ISR.

РСС метод обезбеђује корекцију губитака у одброју Баба догађаја у горњих 20% спектра луминозности на промилном нивоу, при чему до губитка одброја долази због губитка енергије иницијалног стања услед зрачења снопа и ISR. Оваква процена губитака одброја, која самим тим представља релативну систематску грешку

мерења интегралне луминозности, добијена је након отежињавања сваког догађаја тежинском функцијом одређеном на основу измерених поларних углова Баба честица и не зависи од симулације. Некориговани губици, као што је речено у овом поглављу, на ILC износе 12.8% и 14% на енергијама у систему центра масе од 500 GeV и 1 TeV респективно. Овај проблем постаје све израженији на већим расположивим енергијама у систему центра масе, да би на 3 TeV CLIC, губици одбоја у вршних 20% спектра били реда 50%.

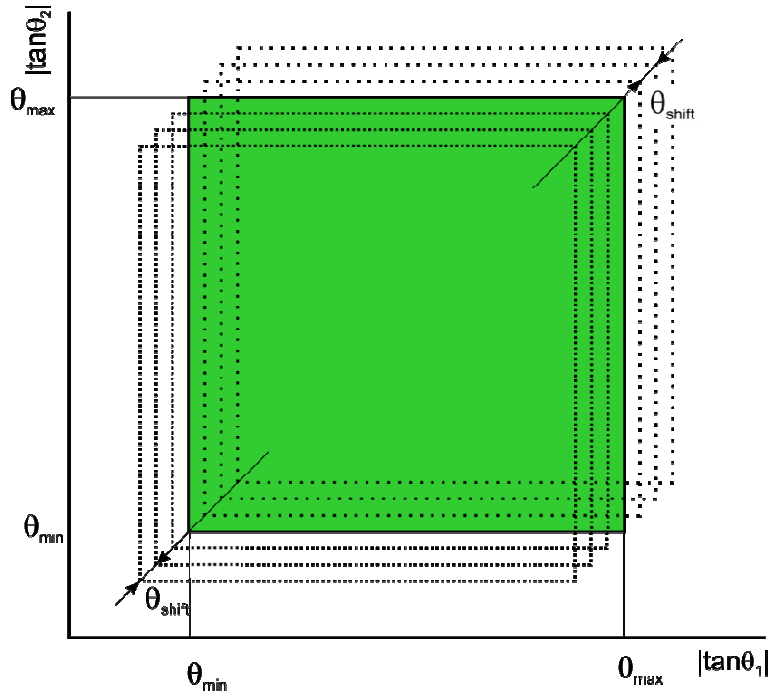
Овако добијена релативна неодређеност интегралне луминозности се може додатно смањити до на неколико пута 10^{-4} коришћењем Монте Карло симулације емисије зрачења почетног стања под већим угловима на номиналним енергијама ILC.

6.2.2. Корекција угаоних губитака услед електромагнетне дефлексије

Ефекат електромагнетне дефлексије (ЕМД) представља скретање финалних Баба честица услед интеракције са електромагнетним пољем супротног снопа. Ово скретање је мало (реда је 0.1 mrad), али доводи до незанемарљивог губитка у одброју догађаја у луминометру, посебно на нижим енергијама у систему центра масе. ЕМД помера поларне углове излазних честица ка мањим вредностима. Овај ефекат је еквивалентан паралелном померању граничних вредности фидуцијалне запремине луминометра, θ_{min} и θ_{max} , ка већим угловима за *ефективни средњи угао дефлексије* $\Delta\theta$. Неодређеност у мерењу луминозности услед ЕМД може се приказати као:

$$\frac{\Delta\mathcal{L}_{EMD}}{\mathcal{L}} = \frac{1}{N} \frac{dN}{d\theta} \Delta\theta = x_{EMD} \Delta\theta, \quad (6.3)$$

где је N одброј Баба честица у активној запремини детектора, а dN је разлика у одброју у “правој” и ефективној (помереној) фидуцијалној запремини за $d\theta$. Коефицијент пропорционалности x_{EMD} између $\Delta\theta$ и $\Delta\mathcal{L}_{EMD}/\mathcal{L}$, $x_{EMD} = \frac{1}{N} \frac{dN}{d\theta}$, може се одредити из експерименталних (или симулираних) података. Са друге стране, ефективни средњи угао дефлексије може се добити само на основу симулације, знајући истовремено губитак одброја услед ЕМД са једне стране, и x_{EMD} , са друге стране.



Слика 6.9. Илустрација ефективног помераја фидуцијалне запремине детектора услед ЕМД. θ_{min} и θ_{max} представљају границе реалне фидуцијалне запремине луминометра, а θ_{shift} померај.

Вредност x_{EMD} се одређује из експерименталних података на следећи начин (илустровано Сликаом 6.9):

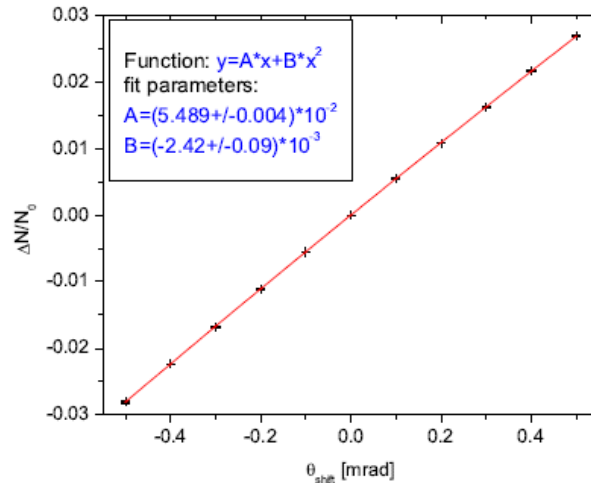
- померамо фидуцијалну запремину за мале вредности θ_{shift} ($\theta_{min} + \theta_{shift}, \theta_{max} + \theta_{shift}$) и за сваку вредност θ_{shift} бројимо догађаје N_{shift} ;
- рачунамо $\Delta N = N_{shift} - N_{FV}$, где је N_{FV} одброј у номиналној фидуцијалној запремини;
- фитујемо нагиб $\Delta N / \Delta \theta_{shift}$, при чему је x_{EMD} коефицијент линеарне пропорционалности (параметар А, Слика 6.10).
- статистичка грешка за ΔN процењена је као $\delta(\Delta N) = \sqrt{n_{shift} + n_{FV}}$, где је $n_{shift} = N_{shift} - N'$, $n_{FV} = N_{FV} - N'$, а N' број догађаја у пресеку фидуцијалне запремине и фидуцијалне запремине померене за θ_{shift} .

На Слици 6.10 показан је резултат фита, за номиналне параметре снопа на ILC, на енергији од 1 TeV у систему центра масе.

На основу приказаног фита добија се да је $x_{EMD} = (5.489 \pm 0.004) \cdot 10^{-2} \text{ mrad}^{-1}$. Знајући на основу симулације релативни губитак одброја услед ЕМД, $\Delta N/N$, или, еквивалентно, $\Delta \mathcal{L}_{EMD}/\mathcal{L}$, може се одредити ефективни (средњи) померај фидуцијалне запремине луминометра усле ЕМД ефекта:

$$(\Delta\theta)_{sim} = \left(\frac{\Delta \mathcal{L}_{EMD}/\mathcal{L}}{x_{EMD}} \right)_{sim}, \quad (6.4)$$

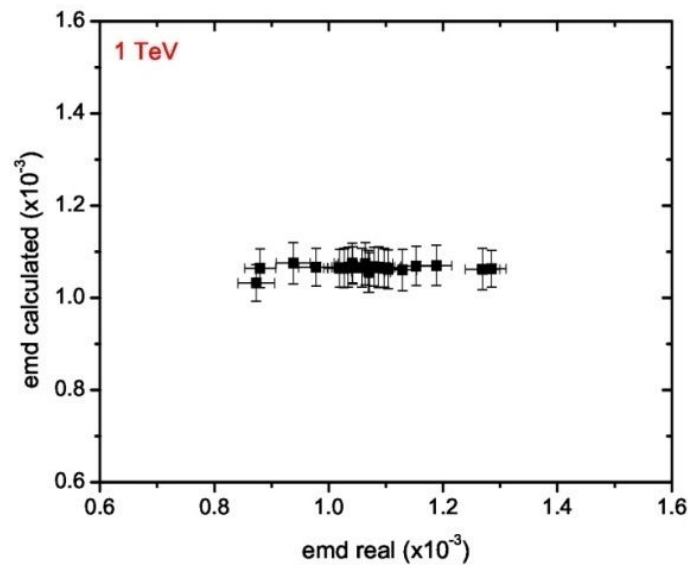
За 1 TeV ILC, из симулације се добија $\Delta \mathcal{L}_{EMD}/\mathcal{L} = (-1.07 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$, па ефективни средњи угао дефлексије износи $\Delta\theta = (1.94 \pm 0.06) \cdot 10^{-2} \text{ mrad}$. Слично, на енергији од 500 GeV у систему центра масе, за $\Delta \mathcal{L}_{EMD}/\mathcal{L} = (-2.39 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$ добија се да је $\Delta\theta = (4.26 \pm 0.09) \cdot 10^{-2} \text{ mrad}$.



Слика 6.10. Фит којим се одређује параметар x_{EMD} линеарне пропорционалности ($x_{EMD} = A$) промене одброја, услед ефективног помераја фидуцијалне запремине детектора θ_{shift} . Расподела је добијена за номинални сет параметара снопа на ILC на енергији од 1 TeV у систему центра масе.

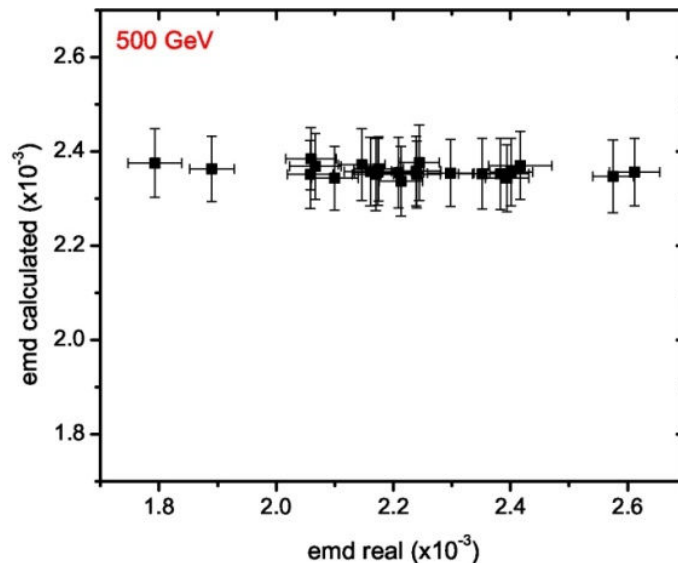
Овако добијена вредност ефективног средњег угла дефлексије може се користити у експерименту, како би се одредила вредност за $\Delta \mathcal{L}_{EMD}/\mathcal{L}$. Као што је већ речено, то се чини на начин да из експерименталних података израчуна x_{EMD} , па се, знајући $\Delta\theta$ из симулације, корекција интегралне луминозности одређује из (6.3).

Ограничења овог метода корекције ЕМД су у томе што његова примена захтева познавање ефективног помераја фидуцијалне запремине детектора из Монте Карло симулације, али и прецизно познавање параметара снопа. На Сликама 6.11 и 6.12 приказани су графици на којима се налазе вредности $\Delta\mathcal{L}_{EMD}/\mathcal{L}$ добијене за номиналне вредности параметара снопа (y –оса) у функцији $\Delta\mathcal{L}_{EMD}/\mathcal{L}$ добијеном за варијације у димензијама и наелектрисању вагона, као што је описано у Поглављу 6.1.1, а који су, у недостатку правих, третирани као реални подаци какви би се добили из експеримента.



Слика 6.11. Губитак одброја услед ЕМД за номиналне параметре снопа (y –оса), у функцији губитка одброја услед ЕМД за варијације параметара снопа описане у Поглављу 6.1.1 (x –оса). Номинална енергија у систему центра масе износи 1 TeV.

Са Слика 6.11 и 6.12 се може видети да постоји дисипација резултата, око централне вредности губитка која одговара номиналним параметрима снопа, која није већа од $2 \cdot 10^{-4}$ на 1 TeV у систему центра масе, односно од $5 \cdot 10^{-4}$ на енергији од 500 GeV. Ова неодређеност је око 5 пута мања од некоригованог ефекта ЕМД. Бољим познавањем параметара снопа, релативна систематска грешка у мерењу луминозности, која потиче од ефекта електромагнетне дефлексије могла би додатно да се смањи.



Слика 6.12. Губитак одброја услед ЕМД за номиналне параметре снопа (у –оса), у функцији губитка одброја услед ЕМД за варијације параметара снопа описане у Поглављу 6.1.1(х –оса). Номинална енергија у систему центра масе износи 500 GeV.

6.3 Дискусија резултата предложених метода

Резултати приказани у Поглављу 6.2 показују да познавање теоријског ефикасног пресека за Баба расејање на промилном нивоу није довољно да би се и интегрална луминозност линеарних сударача могла мерити на промилном нивоу или боље. Основни разлог за то су колективни ефекти интеракције наелектрисања сударајућих снопова, који значајно мењају кинематику Баба расејања и доводе до угаоних губитака преко 10% на номиналним енергијама ILC. Ови ефекти доводе до модификације четвороимпулса како почетног тако и финалног стања, при чему је утицај зрачења снопа доминантан. Колективни ефекти постају израженији са растућом енергијом расположивом у систему центра масе на будућим линеарним судрачима (ILC, CLIC).

Осим у [4] није било покушаја да се ови ефекти опишу и квантификују на енергијама будућих линеарних сударача. На LEP сударачу, овај проблем је решаван

применом селекционих критеријума по поларним угловима финалних честица, који су били асиметрични у односу на предњу и задњу страну луминометра [114].

У референцама [2] и [3] везаним за ову тезу, по први пут је предложен метод у мерењу интегралне луминозности који, на начин независан од симулације, омогућава корекцију доминантног ефекта зрачења снопа на промилном нивоу. Предложени метод практично не зависи од познавања параметара снопа.

Такође, разматран је ефекат електромагнетне дефлексије, који постаје релевантан на енергијама нижим од номиналних енергија ILC. Предложеним методом, који је делимично зависан од симулације, могуће је овај ефекат кориговати до на неколико десетих делова промила. Ово неодређеност потиче од непознавања параметара снопа од којих зависи стабилност примењеног метода.

Коначно, узевши у обзир остале узроке неодређености у мерењу луминозности поменуте у Поглављима 5.3.1 и 5.3.2, дискутовани систематски ефекти у мерењу интегралне луминозности на номиналним енергијама ILC, могу се сумирати као у Табели 6.1.

Очигледно је да доминантни некориговани ефекат који потиче од губитка енергије иницијалног стања зрачењем снопа и ISR, може у експерименту бити коригован до захтеване промилне тачности мерења луминозности на ILC. Са друге стране, радна тачка у селекцији догађаја избором најенергичнијих 20% спектра луминозности захтева, због облика Баба спектра, одлично познавање енергије финалних честица, што са постојећом енергетском резолуцијом детектора доводи до систематске грешке у мерењу интегралне луминозности од $3.3 \cdot 10^{-3}$ на енергији у систему центра масе од 500 GeV, односно $2.7 \cdot 10^{-3}$ на енергији у систему центра масе од 1 TeV.

Табела 6.1. Испитивани извори неодређености у мерењу луминозности на ILC. Појачано (*bold*) дати су ефекти који су предмет ове докторске тезе. Ефекат зрачења снопа и ISR дат је на нивоу корекције која је независна од симулације. ЕМД се, за сада, не може кориговати на начин у потпуности независан од симулације.

Извор неодређености	$\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L}$, 500 GeV	$\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L}$, 1 TeV
Теоријски ефикасни пресек за Баба расејање, σ_B	$5.4 \cdot 10^{-4}$	$5.4 \cdot 10^{-4}$
Резолуција поларног угла, σ_θ	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$1.6 \cdot 10^{-4}$
Померај поларног угла, $\Delta\theta$	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$1.6 \cdot 10^{-4}$
Енергетска резолуција луминометра, a_{res}	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$
Енергетска скала	$3.3 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$
Поларизација снопова	$1.9 \cdot 10^{-4}$	$1.9 \cdot 10^{-4}$
Физички фон	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$0.8 \cdot 10^{-3}$
Ефекат зрачења снопа и ISR	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$0.7 \cdot 10^{-4}$
ЕМД	$5 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$
Укупно $\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L}$	$8.16 \cdot 10^{-3}$	$5.82 \cdot 10^{-3}$

Закључак

У овој тези представљени су резултати који се односе на квантификацију и корекцију систематских ефеката у мерењу интегралне луминозности, као и на експерименталну карактеризацију луминометра за ILC.

Захтев за мерењем интегралне луминозности на нивоу промила повлачи познавање и могућност кориговања већег броја комплексних систематских ефеката. Најважнији од њих потичу од интеракције сударајућих снопова. Осим у [4] није било покушаја да се ови ефекти опишу и квантификују на енергијама будућих линеарних сударача. У Поглављу 6, детаљно су дискутоване две предложене методе одређивања и корекције ефеката зрачења снопа и електромагнетне дефлексије.

- Показано је да се губитак одброја сигнала у мерењу интегралне луминозности услед зрачења снопа може кориговати на основу експериментално мерљивих величина (поларних углова Баба честица) до на $(-1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$ и $(-0.7 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$, на енергијама од 500 GeV и 1 TeV у систему центра масе, респективно. Овај метод је независан од симулације и стабилан у односу на могуће варијације параметара снопа.
- Показано је да се, користећи величине делимично изведене из симулације, ефекат губитка одброја сигнала услед електромагнетне дефлексије може кориговати до на $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ и $\pm 2 \cdot 10^{-4}$ на енергијама од 500 GeV и 1 TeV у систему центра масе, респективно. Ове вредности последица су расипања резултата услед евентуалних неодређености параметара снопа од којих ефекат електромагнетне дефлексије зависи.

Затим, дат је одговор на питање колико добро треба познавати енергију Баба честица у погледу систематског помераја у једну страну, да би неодређеност мерења интегралне луминозности била промилна. У Поглављу 5 је показано да енергија финалних (Баба) честица мора бити позната до на 700 MeV у погледу систематског помераја у страну.

Такође је показано да при селекцији догађаја чија је енергија изнад 80% номиналне енергетска резолуција детектора доводи до неодређености одброја од $(3.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$, односно $(2.7 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$ на енергијама у систему центра масе од 500 GeV, односно 1 TeV. Селекција догађаја на нижим енергијама, пак, доводи до повећања физичког фона и отвара питање корекције колективних ефеката у нискоенергетском делу спектра.

Даље, показано је да неодређеност познавања енергетске резолуције (стохастичког параметра) луминометра нема значајан утицај на грешку мерења интегралне луминозности (Поглавље 5).

Коначно, у Поглављу 4, предстаљени су резултати експерименталне карактеризације детектора у снопу електрона енергија 2 GeV, 4 GeV и 4.5 GeV, и показано је да:

- постоји активан одговор целокупне инструментализоване површине сензора притотипа луминометра;
- постоји униформност одговора сензора, осим у међупростору између плочица, где се бележи губитак сигнала од $\sim 10\%$;
- однос сигнала према шуму је у свим каналима за читавање већи од 20;
- латерална пропација електромагнетне каскаде адекватно је описана Монте Карло симулацијом.

Сумирани резултати, публиковани у [1-3,6], значајно допуњавају разумевање и контролу систематских ефеката на будућем линеарном сударачу ILC, од који су многи ефекти, услед захтева за контролом неодређености на промилном нивоу, тема посебног изучавања.

Литература

1. I. Smiljanic, I. Bozovic-Jelisavcic, M. Pandurovic, M. Mudrinic, J. Mamuzic, Towards a final selection for luminosity measurement, Proceedings of the International Workshop "FCAL at the ILC", ed. I. Bozovic-Jelisavcic, pp. 52 - 58, INN - Vinca press, Belgrade, Serbia, ISBN: 978-86-7306-095-8(2008).
2. S. Lukic, I. Smiljanic, Correction of beam-beam effects in luminosity measurement at ILC, LC note, arXiv:1211.6869.
3. I. Bozovic Jelisavcic, S. Lukic, G. Milutinovic Dumbelovic, M. Pandurovic and I. Smiljanic, Luminosity Measurement at ILC, JINST 8 P08012 (2013).
4. C. Rimbault et al., "Impact of beam-beam interactions effects on precision luminosity measurement at the ILC", JINST 2, P090001 (2007).
5. K. Mönig, "Physics needs for the Forward Region" V. Workshop: Instrumentation of the Forward Region of a Linear Collider Detector (2004). http://www-zeuthen.desy.de/lcdet/Aug_04_WS/talks/moenig_lum04.pdf.
6. H. Abramowicz, I. Bozovic-Jelisavcic, S. Lukic, M. Pandurovic, I. Smiljanic [FCAL Collaboration], Performance of fully instrumented detector planes of the forward calorimeter of a Linear Collider detector, JINST 10 P05009 (2015).
7. N. Phinney et al., eds., International Linear Collider Reference Design Report Volume 3 – Accelerator (2007).
8. R. Brinkmann et al., eds., TESLA: The superconducting electron positron linear collider with an integrated X-ray laser laboratory. Technical design report, Parts 1-6, DESY-2001-011 (2001).
9. H. Baer et al., eds., The International Linear Collider Technical Design Report Volume 2 - Physics (2013).
10. G. Moortgat-Pick et al., The role of polarized positrons and electrons in revealing fundamental interactions at the Linear Collider, Phys.Rept. 460 (2008) 131-243 hep-ph/0507011 CERN-PH-TH-2005-036, DCPT-04-100, DESY-05-059, FERMILAB-PUB-05-060-T, IPPP-04-50, KEK-2005-16, PRL-TH-05-01, SHEP-05-03, SLAC-PUB-11087.

11. J. Erler et al., Physics impact of GigaZ, Phys.Lett. B 486, pp. 125, hep-ph/0005024 (2000).
12. C. Adolphsen et al., eds., The International Linear Collider - Technical Design Report Volume 3 – Accelerator, Part II: Baseline Design (2013).
13. T. Behnke, J. E. Brau, P. Burrows, J. Fuster, M. Peskin, M. Stanitzki, Y. Sugimoto, S. Yamada, H. Yamamoto (Editors), The International Linear Collider Technical Design Report Vol. 4: Detectors (2013).
14. R. Pöschl, A precise determination of top quark electroweak couplings of the ILC operating at 500 GeV, presentation given at EPS-HEP Stockholm, 18-24 July 2013.
15. T. Suehara, Optimization of detectors for the ILC, presentation given at the 37th ICHEP, Valencia, 2-9. July 2014.
16. T. Nishitani et al., J. Appl. Phys. 97 (2005) 094907, DOI: 10.1063/1.1886888.
17. T. Maruyama, Appl. Phys. Lett. 85 (2004) 2640-2642, DOI: 10.1063/1.1795358.
18. T. Nakanishi et al., Nucl. Instrum. Meth. A 455 (2000) 109-112, DOI: 10.1016/S0168-9002(00)00715-4.
19. F. Zhou et al., “Start-to-end transport design and multi-particle tracking for the ILC electron source,” SLAC-PUB-12240 (2007), DOI: 10.2172/898870.
20. K. Moffeit et al., “Spin rotation schemes at the ILC for two interaction regions and positron polarization with both helicities,” SLAC-TN-05-045 (2005), EDMS ID: D00000000950455.
21. A. Blondel et al., LEP3: A High Luminosity e^+e^- Collider to study the Higgs Boson, arXiv:1208.0504 [physics.acc-ph] CERN-ATS-NOTE-2012-062-TECH, CERN-PH-TH-2012-281, FERMILAB-TM-2544-APC (2012).
22. G. Kane, Modern elementary particle physics: the fundamental particles and forces?, Westview press, ISBN 0-201-62460-5 (1993).
23. B. A. Schumm, Deep Down Things, Johns Hopkins University Press, ISBN 0-8018-7971-X (2004).
24. N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali, The Hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. Physics Letters B429: 263–272. (1998); N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali, Phenomenology, astrophysics and cosmology of

- theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity, *Physical Review D* 59 (8): 086004 (1999).
25. M. Thomson, Particle Physics - Handout 12 : The CKM Matrix and CP Violation, lecture at the Michaelmas Term 2011 (2011),
http://www.hep.phy.cam.ac.uk/~thomson/MPP/partIIIparticles/Handout_12_2011.ppt
 26. F Melchiorri, B. O. Melchiorri, L.Pietranera, (November 1981). "Fluctuations in the microwave background at intermediate angular scales". *The Astrophysical Journal* 250: L1. Bibcode:1981ApJ...250L...1M. doi:10.1086/183662,
http://map.gsfc.nasa.gov/news/7yr_release.html; Ade, P. A. R.; Aghanim, N.; Armitage-Caplan, C.; et al. (Planck Collaboration) (22 March 2013). "Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results". *Astronomy and Astrophysics* (submitted). arXiv:1303.5062; NASA JPL news, March 21 2013, Planck Mission Brings Universe Into Sharp Focus,
<http://www.jpl.nasa.gov/news/news.php?release=2013-109>.
 27. S. Stapness, Detector challenges at the LHC, *Nature* 448, doi:10.1038/nature06078 (2007).
 28. B. Vormwald and J. List, Bilinear R parity violation at the ILC: neutrino physics at colliders, *Eur.Phys.J.* C74 (2014).
 29. L. Randall and R. Sundrum, *Phys. Rev. Lett.* 83, 3370 (1999) [hep-ph/9905221].
 30. H. Li et al. [ILD Design Study Group Collaboration], HZ Recoil Mass and Cross Section Analysis in ILD (2012).
 31. J. R. Espinosa, C. Grojean and M. Mühlleitner, Composite Higgs Search at the LHC, *JHEP* 1005, 065 [arXiv:1003.3251 [hep-ph]] (2010).
 32. T. Abe, H. Stoeck, W. Lohmann, I. Bozovic Jelisavcic, I. Smiljanic et al. [The ILD concept group], International Large Detector Letter of Intent (2009).
 33. D.M. Asner et al., ILC Higgs white paper, arXiv:1310.0763v3 [hep-ph] (2013).
 34. G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], *Phys. Lett. B* 716, 1 (2012) [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].

35. S. Chatrchyan et al. [CMS Collaboration], Phys. Lett. B 716, 30 (2012) [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].
36. 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.
37. 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).
38. A. Besson, Vertex and Vertex and Tracking Tracking Detectors Detectors at the ILC, presentation given at VERTEX 2014, 23rd International Workshop on Vertex Detectors, <https://indico.cern.ch/event/300851/session/3/contribution/20/material/slides/0.pdf> (2014).
39. Physics and Detectors at CLIC: CLIC Conceptual Design Report, edited by L. Linssen, A. Miyamoto, M. Stanitzki and H. Weerts CERN-2012-003, arXiv:1202.5940 [physics.ins-det]
40. A. Münnich, Simulation Studies for a High Resolution Time Projection Chamber at the International Linear Collider, PhD thesis, Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen (2007).
41. T. Behnke, C. Damerell, J. Jaros, A. Miyamoto (Editors), International Linear Collider Reference Design Report, Vol. 4: Detectors (2007).
42. DELPHI Collaboration, The DELPHI detector at LEP, Nucl. Instr. and Meth. A 303(2) (1991) 233–276, [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(91\)90793-P](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(91)90793-P).
43. F. Sauli, GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors, Nucl. Instr. and Meth. A, 386 (1997) 531-534.
44. F. Sauli, Gas Electron Multiplier – Development and Applications, presentation at http://mice.iit.edu/detectors/sauli_32002.pdf.

45. Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J.P. Robert, G. Charpak, MICROMEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments, Nucl. Instr. Meth. A376(1996)29.
46. 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.
47. R. K. Bock and A. Vasilescu, The Particle Detector BriefBook, <http://rkb.home.cern.ch/rkb/titleD.html> (1999).
48. M. Terwort [The CALICE collaboration], Status of the CALICE analog calorimeter technological prototypes, Journal of Physics: Conference Series 404 (2012) 012066 (CALOR2012).
49. M. N. Minard, Jet energy measurement with the ALEPH detector at LEP2, Presented at CALOR 2002, Pasadena (USA) (2002).
50. J.-C. Brient, Particle Flow Algorithm and calorimeter design, XIII International Conference on Calorimetry in High Energy Physics (CALOR 2008), J. Phys.: Conf. Ser.160 (2009) 012025, 7pp.
51. T. Tomita et al., A study of silicon sensor for ILD ECAL, arXiv:1403.7953v1 [physics.ins-det] (2014).
52. C. Adloff et al. [The CALICE collaboration], Electromagnetic response of a highly granular hadronic calorimeter, JINST 6, P04003 (2011).
53. J. Allison et al. “ GEANT4 developments and applications “, IEEE Transactions on Nuclear Science 53, No 1., pp. 270, 2006. URL:<http://geant4.cern.ch/>.
54. S. Schuwalow, Calorimetry at the ILC detectors, Nucl. Instr. Meth. A 598 (2009) 258–263.
55. Y. Haddad [on behalf of the CALICE Collaboration], “First results of the CALICE SDHCAL Technological Prototype”, CALICE Analysis Note CAN-037, arXiv:1401.5825v1 [physics.ins-det] (2014).
56. J. Aguilar, A. Sailer (Editors) [FCAL Collaboration], Report for the ILC Detector R & D Panel Instrumentation of the Very Forward Region, R & D Status Report (2009).

57. S. Schuwalow, BeamCal for ILC Detectors,
http://www.eudet.org/e31/e33/e743/NSS2008-JRA3_Schuw.pdf.
58. W.Lohmann: DESY-05-142.
59. C. Grah, A. Saponov, Fast Luminosity Measurement and Beam Parameter Determination, EUROTeV-Report-2007-006 (2007).
60. Ch. Grah, Fast and precise luminosity measurement at the ILC, talk at LCWS 2006, Bangalore (2006).
61. A. Stahl, Diagnostics of colliding bunches from pair production and beam-strahlung at the IP, LC-DET-2005-003 (2005).
62. K. Ito et al., Beam Size Measurement with Pair Monitor and BeamCal, arXiv:0901.4446v2 [physics.ins-det] (2009).
63. D. Schulte, Study of Electromagnetic and Hadronic Background in the Interaction Region of the TESLA Collider, докторска теза, универзитет Хамбург (1996).
64. A. Stahl et. al., Detector concept of the Forward Region, LC-DET-2004-034 (2005).
65. Y. Takubo, Development of pair monitor, Proceedings of the Workshop of the Collaboration on Forward Calorimetry at ILC,
http://www.vinca.rs/hep/pub/FCAL_Belgrade.pdf (2008).
66. Y. Sato, Study of Pair-Monitor for ILD, Proceedings of the Workshop of the Collaboration on Forward Calorimetry at ILC,
http://www.vinca.rs/hep/pub/FCAL_Belgrade.pdf (2008).
67. 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).
68. V. Saveliev, ILD Muon System / Tail Catcher, presentation given at the LCWS13, Tokyo, Japan (2013).
69. [ATLAS Collaboration], ATLAS detector and physics performance – Technical Design Report Vol 1, CERN/LHCC 99-14 (1999).
70. D. Acosta (Ed.) [CMS Collaboration], CMS physics – Technical Design Report Vol. 1: Detector performance and software, CERN/LHCC 2006-001 (2006).

71. W. Daniluk, E. Kielar, J. Kotula, K. Oliwa, B. Pawlik, W. Wierba, L. Zawiejski, W. Lohmann, W. Slominski, Redesign of LumiCal mechanical structure, Eudet-Memo-2010-06, <http://www.eudet.org/e26/e28/> (2010).
72. W. Wierba et al., LumiCal alignment in ILD, Proceedings of the 18th FCAL Collaboration Workshop, Predeal, Romania, IFIN-HH Bucharest - Magurele, Romania (2011), 13-17pp, ISBN: 978-973-0-11117-0.
73. J. A. Aguilar et al., Luminometer for the future International Linear Collider - simulation and beam test results, Physics Procedia 00 (2013) 1–8, arXiv:1111.5199v1 [physics.ins-det] (2011).
74. W. Daniluk, E. Kielar, J. Kotula, A. Moszczynski, K. Oliwa, B. Pawlik, W. Wierba, L. Zawiejski, J. Aguilar, Laser Alignment System for LumiCal, EUDET-Report-2008-05, http://www.eudet.org/e26/e26/e27/e826/EUDET_report_05.pdf (2008).
75. W. Wierba, New LumiCal mechanical structure and alignment in ILD, Talk given at the ILD Workshop, LAL, Orsay, <https://agenda.linearcollider.org/getFile.py/access?resId=0&materialId=slides&contribId=9&sessionId=0&subContId=3&confId=5142> (2011).
76. W. Daniluk et al., LumiCal alignment system – Status report, AIDA-CONF-2015-001 (2014).
77. J. A. Aguilar et al., Studies on inner detectors alignment in ILD, in Proceedings of Workshop on forward calorimetry at future linear collider, Editor: Ivanka Božović Jelisavčić, Vinča Institute of Nuclear Sciences, ISBN: 978-86-7306-114-6 (2011).
78. M. Krammer, Particle detectors – 6 Calorimeters, lecture given at Institute of High Energy Physics, Vienna, Austria, http://www.hephy.at/fileadmin/user_upload/Lehre/Unterlagen/Detektoren_Krammer/2015/VO-6-Calorimeters.pdf (2015).
79. H. Abramowicz, I. Bozovic Jelisavcic, T. Jovin, M. Pandurovic, I. Smiljanic et.al. [FCAL Collaboration], Forward Instrumentation for ILC Detectors, 28pp. JINST 5, P12002 (December 2010). doi: 10.1088/1748-0221/5/12/P12002.
80. I. Sadeh, Luminosity Measurement at the International Linear Collider, URL: http://alzt.tau.ac.il/~sadeh/mscThesis/iftachSadeh_mscThesis.pdf, 2008.

81. H. Abramowicz et al., „Redefinition of the Geometry of the Luminosity Calorimeter," EUDET-Memo-2008-09 (2008).
82. H. Abramowicz et al., „Revised Requirements on the Readout of the Luminosity Calorimeter," EUDET-Memo-2008-08 (2008).
83. T.C. Awes, F.E. Obenshain, F. Plasil, S. Saini, S.P. Sorensen and G.R. Young, A simple method of shower localization and identification in laterally segmented calorimeters, Nucl. Instrum. Meth. 311 (1992) 130.
84. V. Boudry and M. Idzik, Task 14.3: Test infrastructure for innovative calorimeters with semiconductor readout, presented at AIDA-2020 Kick-Off meeting (2015).
85. B. Pawlik, Estimation of physics and beamstrahlung background in Luminosity measurements, Talk given at the May 2008 FCAL Collaboration Meeting, IFJ PAN, Krakow, Poland. URL: <http://www.ifj.edu.pl/conf/fcal/fcal2008/>.
86. I. Levy, LumiCal at ILC - backgrounds and occupancy with the DBD beam parameters, presented at 21st FCAL Collaboration Workshop, CERN, Switzerland (2012)
87. D.Autiero, P.Migliozzi et.al., OPERA Collaboration, Characterization of the T24 electron beam line available at DESY, March 12, 2004.
88. M. Idzik, Sz. Kulis, D. Przyborowski, Development of front-end electronics for the luminosity detector at ILC, Nucl. Inst. And Meth. A, vol. 608, pp.169-174 (2009).
89. M. Idzik, K. Swientek, T. Fiutowski, Sz. Kulis, P. Ambalathankandy, A power scalable 10-bit pipeline ADC for Luminosity Detector at ILC, JINST 6 P01004 (2011).
90. C. Bault, E. David, K. Elsener, F.-X. Nuiiry and A. Varlez, Update on the mechanical infrastructure for very forward calorimeter beam tests, in Proceedings of Workshop on forward calorimetry at future linear collider, Editor: Ivanka Božović Jelisavčić, Vinča Institute of Nuclear Sciences, ISBN: 978-86-7306-114-6 (2011).
91. Sz. Kulis, A. Matoga, M. Idzik, K. Świentek, T. Fiutowski, D. Przyborowski, A general purpose multichannel readout system for radiation detectors, JINST 7 T01004 (2012).
92. I. Gregor, http://www.desy.de/~gregor/MVD_Telescope.

93. J. Aguilar, XY table issues, Proceedings of the XIX Workshop of the Collaboration on Forward Calorimetry (FCAL) at Future Linear Collider, Vinca Institute of Nuclear Sciences, Belgrade, Serbia (2011), 35-38pp, ISBN: 978-86-7306-114-6.
94. D. Cussans Description of the JRA1 Trigger Logic Unit (TLU), v0.2c, EUDET Memo-2009-4 (2009).
95. M. Idzik, personal communication (2015).
96. Sz. Kulis and M. Idzik, Triggerless readout with time and amplitude reconstruction of event based on deconvolution algorithm, Acta Phys. Pol. B4 (2011) 49.
97. D. Schulte, Beam-Beam Interaction, lecture at the ILC school, http://www.linearcollider.org/files/ilc_school/Lecture_15_Daniel_Schulte.pdf.
98. J. Beringer et al. (Particle Data Group), PR **D86**, 010001 (2012) and 2013 partial update for the 2014 edition (URL: <http://pdg.lbl.gov>).
99. W.Herr, B. Muratori, "Concept of luminosity". In Brandt, D. CERN Accelerator School: Intermediate Course on Accelerator Physics, Zeuthen, Germany, 15-26 Sep 2003. CERN. pp. 361–378. doi:10.5170/CERN-2006-002. ISBN 978-92-9083-267-6 (2006).
100. K. Buesser, The International Linear Collider, Proceedings of the Corfu Summer Institute 2012 "School and Workshops on Elementary Particle Physics and Gravity" (2012).
101. T. J. Adye, A Study of J/Ψ Production at the LEP e^+e^- Collider; and the Implementation of the DELPHI Slow Controls System, PhD thesis, University of Oxford, <http://hepunix.rl.ac.uk/~adye/thesis/html/thesis.html> (1998).
102. T. Behnke, J. E. Brau, B. Foster, J. Fuster, M. Harrison, J. McEwan Paterson, M. Peskin, M. Stanitzki, N. Walker, H. Yamamoto (Editors), The International Linear Collider Technical Design Report Vol. 1: Executive Summary (2013).
103. H. J. Bhabha, Proc. Roy. Soc. Lond. A 154 (1936) 195.
104. W. Placzek et al. "Precision calculation of Bhabha scattering at LEP", Talk given at the 4TH International Symposium on Radiative Corrections (RADCOR 98): Applications of Quantum Field Theory to Phenomenology, Barcelona, Catalonia, Spain, (1998), hep-ph/9903381 URL:<http://arxiv.org/abs/hep-ph/9903381>

105. М. Пандуровић, Фон у мерењу луминозности и развој методе за идентификацију b -кварка у експериментима ILC (International Linear Collider) и H1, докторска дисертација, Институт за нуклеарне науке “Винча” и Универзитет у Београду (2011).
106. S. Jadach and O. Nicrosini, Event Generators for Bhabha Scattering, hep-ph/9602393, URL: <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9602393.pdf> (1996); S. Jadach, MC tools for extracting luminosity spectra - what do we need?, presented at SLAC (2002)
107. W. Wierba et al., Lumical design overview, in Proceedings of the Workshop of the Collaboration on Forward Calorimetry at ILC, Vinča Institute of Nuclear Sciences, September 2008.
108. OPAL, G. Abbiendi et al., Eur. Phys. J C14 (2000) 373.
109. ALEPH, R. Barate et al., Eur. Phys. J C14 (2000) 1.
110. A. Stahl, Luminosity measurement via Bhabha scattering: precision requirements for the luminosity calorimeter, LC-DET-2005-004 (2005).
111. B. Pawlik, BARBIE v4.1,5.0, “BARBIE – Easy-to-use-simulation-pakcage of the TESLA LAT detector”, IFJ PAN Krakow, Bogdan.Pawlik@ifj.edu.pl
112. R. Brun et al., Geant3, pp 175, CERN-DD-EE-84-1 (1987).
113. A. Miyamoto, ILC beam parameters and beamstrahlung information, <http://ilcphys.kek.jp/soft/ILCBeam/> (2009).
114. OPAL collaboration, G. Abbiendi et al., Precision luminosity for Z0 lineshape measurements with a silicon-tungsten calorimeter, Eur. Phys. J. C 14 (2000) 373 [hep-ex/9910066]; ALEPH collaboration, R. Barate et al., Measurement of the Z resonance parameters at LEP, Eur. Phys. J. C 14 (2000) 1.; DELPHI collaboration, P. Abreu et al., Cross-sections and leptonic forward-backward asymmetries from the Z0 running of LEP, Eur. Phys. J. C 16 (2000) 371.; L3 collaboration, M. Acciarri et al., Measurements of cross sections and forward-backward asymmetries at the Z resonance and determination of electroweak parameters, Eur. Phys. J. C 16 (2000) 1 [hep-ex/0002046].

Биографија

Иван Смиљанић је рођен 01. 04. 1970. у Чачку. Дипломирао је на Физичком факултету у Београду, на смеру експериментална физика, 2000. године, са просечном оценом 8.07. Дипломски рад "*Ограничења метода за идентификацију догађаја са b -кварком заснованог на AABTAG програму*" радио је код Др Иванке Божовић Јелисавчић на Институту за нуклеарне науке "Винча", испитујући могућности и ограничења метода за идентификацију догађаја са b -кварком (*b -tagging*) на узорку семилептонских распада B -мезона детектованих у експерименту DELPHI у CERN. Ментор са Физичког факултета био је Проф Др Драгомир Крпић. Рад је оцењен оценом 10.

У периоду 2001-2005, кандидат борави ван земље, радећи као истраживач на пројекту "Human voxel phantoms for MCNP" у области медицинске физике, у Inderfaculty Reactor Institute, Technical University of Delft, у Делфту, Холандија. Иако ради у области медицинске физике, стиче значајно искуство у коришћењу Monte Carlo симулација интеракције честица са супстанцијалном средином.

Од 2006. запослен је на Институту за нуклеарне науке "Винча", у Групи за експерименталну физику високих енергија, где од 2008. ради на теми своје докторске тезе у области експерименталне физике елементарних честица, посвећене развоју луминометра, као и метода за мерење луминозности на Интернационалном линеарном сударачу ILC. У том контексту, укључен је у реализацију пројекта FP7-INFRASTRUCTURES-2010-1, Advanced Infrastructure for Detectors and Accelerators (AIDA) и, у наставку тог пројекта, у пројекат AIDA2020 у оквиру циклуса HORIZON2020. Такође, бавећи се истраживањима везаним за мерење луминозности и на другим линеарним сударачима TeV енергија (CLIC), од новембра 2012. године учествује у реализацији Споразума о сарадњи између Института за нуклеарне науке "Винча" и Европске организације за нуклеарна истраживања CERN.

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а Иван Смиљанић
број индекса 22/2008

Изјављујем


да је докторска дисертација под насловом

Метод мерења луминозности на Интернационалном
лицеарном сударату ИС

- 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, 29. 06. 2015.



Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Иван Смиљанић
Број индекса 22/2008
Студијски програм Физика
Наслов рада Метод мерења луминозности на Интернационалном
линеарном сударачу ИС
Ментор Др Ивана Божовић Јелисавчић

Потписани/а Иван Смиљанић

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, 29. 06. 2015.



Прилог 3.

Изјава о коришћењу

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

Метод мерења луминозности на Интернационалном
линеарном скалару ИЛС

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, 29. 06. 2015.

