

**Фон у мерењу луминозности и
развој методе за идентификацију b -кварка
у експериментима
ILC (International Linear Collider) и H1**

Мр Мила Пандуровић

- докторска дисертација -



*Институт за нуклеарне науке “Винча”
Универзитет у Београду
2011.*

Универзитет у Београду

Ментор: Др Иванка Божовић-Јелисавчић
Виши научни сарадник Института за нуклеарне науке "Винча"

Комисија за преглед и оцену докторске дисертације:

Др Снежана Дрндаревић,
Редовни професор Физичког Факултета у Београду

Др Драгомир Крпић,
Редовни професор Физичког Факултета у Београду

Др Јован Пузовић,
Ванредни професор Физичког Факултета у Београду

Др Иванка Божовић -Јелисавчић
Виши научни сарадник Института за нуклеарне науке "Винча"

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 бројем 151004/В. Први део истраживања је урађен у оквиру FCAL колаборације (Forward Calorimetry Collaboration), која се бави истраживањем и дизајном предње области детектора за Међународни линеарни колајдер, док је други део тезе урађен у оквиру H1 колаборације, у сарадњи са институтом DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron), Немачка.

Желела бих посебно да се захвалим ментору Др Иванки Божовић-Јелисавчић, вишем научном сараднику ИИН "Винча", руководиоцу пројекта за експерименталну физику високих енергија, на руковођењу овом тезом као и на пруженом поверењу, несебичној помоћи и пријатељској подршци приликом израде ове тезе.

Такође, желим да се захвалим колегама из FCAL колаборације, посебно Др Богдану Павлику (Bogdan Pawlik), као и колегама из H1 колаборације а посебно Др Данијелу Пицлу (Daniel Pitzl), Др Полу Томпсону (Paul Thompson) као и Др Татсјани Климович (Tatsiana Klimkovich).

Велика захвалност следи и колегама из групе за експерименталну физику високих енергија, а пре свега Ивану Смиљанићу и Др Михајлу Мудринићу на помоћи и подршци, као и свим сарадницима лабораторије за физику 010, а посебно секретару лабораторије Снежани Милосављевић као и Венки Јанков.

Желела бих да поменем и своје родитеље Слободанку и Владимира Павићевић, свекрву Босиљку Росић, као и бројну родбину и пријатеље а посебно тетку Бранку, сестре Љиљану, Ану и Весну који су ми помагали и бодрили све време израде тезе.

Посебну захвалност дугујем мојој породици, мужу Светозару Пандуровићу, као и деци Нестору, Јовани и Марији за велико стрпљење, помоћ и подршку.

*Светозару
Нестору, Јовани и Марији*

Увод	I
------------	---

Део I

1 Физички фон у мерењу луминозности на будућем линеарном колајдеру ILC

1.1	<i>Међународни линеарни колајдер ILC</i>	1
1.1.1	Мотивација за ILC - Физика на тераскали	1
1.1.2	Спрега ILC и LHC	5
1.1.3	ILC акцелератор	8
1.2	<i>Детектор на Међународном линеарном колајдеру</i>	10
1.2.1	Концепт детектора за ILC	12
1.2.2	Калориметрија у предњој области	18
1.2.3	Луминометар за ILC	20
1.3	<i>Мерење луминозности на ILC</i>	23
1.3.1	Bhabha расејање	24
1.3.2	Симулација Bhabha расејања под малим угловима	30
1.3.3	Дизајн и симулација луминометра	30
1.3.4	Машински фон у мерењу луминозности	33
1.3.5	Депозиција у луминометру и ангажованости система за читавање	34
1.4	<i>Физички процеси као фон у мерењу луминозности</i>	36
1.4.1	Производња четворофермионских коначних стања механизмом неутралних струја	37
1.4.2	Симулација физичког фона	39
1.4.3	Топологија физичког фона	40
1.4.4	Резултати: селекција догађаја у мерењу луминозности	41
1.5	<i>Остали систематски ефекти</i>	46
1.5.1	Ефекат интеракције снопова	46
1.5.2	Утицај грешака у мерењу енергије: резолуција детектора и систематски померај енергетске скале	49
1.5.3	Захтеви за механичком прецизношћу	50
1.5.4	Утицај поларизације снопова на мерење луминозности	51
1.5.5	Укупна систематска грешка мерења	52

Закључак I	53
------------------	----

Део II

2 Развој методе за идентификацију b -кварка у експерименту H1

2.1	<i>H1 експеримент на акцелератору HERA</i>	56
	Структура протона.....	60
	Спрега HERA и LHC.....	66
2.2	<i>H1 детектор</i>	68
2.2.1	Систем за реконструкцију трагова.....	70
2.2.2	Калориметарски систем	72
2.2.3	Систем за мерење луминозности	74
2.2.4	Окидачки систем	74
2.3	<i>Производња b кварка у ер процесима</i>	77
2.3.1	Механизми производње b кварка.....	78
2.3.2	Идентификација b кварка.....	80
2.3.3	Значај идентификације процеса са b кварком	85
2.4	<i>Идентификација b кварка коришћењем већег броја осетљивих опсервабли</i>	87
2.4.1	TMVA пакет (Toolkit for Multivariate Analysis)	87
2.4.2	Идентификација b кварка заснована на принципу неуронских мрежа	92
2.4.3	Друге методе са већим бројем опсервабли.....	93
2.5	<i>Метод за идентификацију b кварка</i>	96
2.5.1	Монте Карло генератори	96
2.5.2	Селекција догађаја	98
2.5.3	Осетљиве опсервабле	100
2.5.4	Оптимизација скупа осетљивих опсервабли	103
2.6	<i>Садржај кваркова у протону</i>	105
2.6.1	Барлоу-Бистон (Barlow-Beeston) фит.....	106
2.6.2	Резултати мерења	107
2.6.3	Систематске грешке	108
Закључак II		114
Додатак А. Параметри трага.....		116
Библиографија:.....		117

Списак слика:

Слика 1.1.1 Очекивана маса Хигсовог бозона Стандардног модела добијена на основу прецизних електрослабих мерења на LEP. Жуто обојена област је искључена директном опсервацијом.....3

Слика 1.1.2 Симулација мерења спрезања честица са Хигсовим бозоном: јачина константи спрезања у функцији масе Хигсовог бозона, на ILC. За c , b , τ , W и Z симулација је урађена за $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV}$; за спрезање са t на $\sqrt{s} = 700 \text{ GeV}$ као и спрезање Хигсовог бозона са самим собом на $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$6

Слика 1.1.3 Екстраполација константи спрезања α_i , $i=1,2,3$ електромагнетне, слабе и јаке интеракције а) добијених експерименталним мерењем б) добијених симулацијом - екстензија Стандардног модела MSSM.7

Слика 1.1.4 Релативна грешка мерења густине тамне материје у функцији масе неутралина (као LSP) у садашњим (WMAP) и будућим експериментима (LHC, ILC, Planck).7

Слика 1.1.5 Схематски приказ главних подсистема ILC.....9

Слика 1.1.6 Структура снопа на ILC.10

Слика 1.2.1 Попречни пресек квадранта LDC детектора са основним детекторским подсистемима: Централни детектор трагова (TPC), електромагнетни калориметар (ECAL), хадронски калориметар (HCAL) и калориметри предње одласти (BeamCal, LumiCal, LHCAL), соленоид, као и инструментализовано гвожђе (Barrel yoke, Endcap yoke).13

Слика 1.2.2. Приказ спољашњег и унутрашњег система силиконских детектора за реконструкцију трагова.....15

Слика 1.2.3 Ефикасност реконструкције трагова, дата за а) спрегнуте TPC и силиконске детекторе трагова у функцији импулса честице б) спрегнуте TPC и силиконске детекторе трагова (црвено), као и за TPC самостално (плаво), у функцији косинуса поларног угла трага, за $Z \rightarrow t\bar{t}$ догађаје, на 500 GeV16

Слика 1.2.4 Ефикасност детекције миона у функцији импулса, у $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ догађајима.....18

Слика 1.2.5 Изглед предње области детектора: калориметар за мерење параметара снопа BeamCal, калориметар за мерење луминозности LumiCal и хадронски калориметар LHCAL. На слици су такође приказане и остале детекторске компоненте: централни детектор трагова (TPC), електромагнетни калориметар (ECAL) као и хадронски калориметар (HCAL).19

Слика 1.2.6 Механички дизајн калориметра за мерење луминозности. На слици су приказана два полуцилиндра која су спојена уз помоћ механичких стега (сиво-смеђа). Зеленом бојом су приказани силиконски сензори. Калориметар носе челични носачи (тамносива боја).	21
Слика 1.2.7 Схематски приказ система за ласерско позиционирање.	22
Слика 1.3.1 Фајнманов дијаграм $Vhabha$ расејања а) s -канал реакције б) t - канал....	24
Слика 1.3.2 Зависност функције δ_w од поларног угла $Vhabha$ честице (θ) и енергије у систему центра масе($\sqrt{s}$).	25
Слика 1.3.3 Зависност ефикасног пресека $Vhabha$ расејања, интегрисаног у активној запремини детектора, од енергије у систему центра маса.	26
Слика 1.3.4 Зависност диференцијалног ефикасног пресека $Vhabha$ расејања од поларног угла. На слици је црвеним линијама означена и угаона прихватљивост активне запремине детектора.	26
Слика 1.3.5 Дефиниција угла аколинеарности (θ_A) пара честица $Vhabha$ догађаја.	27
Слика 1.3.6 а) Аколинеарност и б) акомпланарност пара $Vhabha$ честица илустроване разликом поларног и азимутног угла позитрона и електрона, респективно.	28
Слика 1.3.7 Енергетски баланс $Vhabha$ догађаја б) укупна енергија $Vhabha$ догађаја у релативном односу на енергију снопа.	29
Слика 1.3.8 Дизајн сензорске полуравни луминометра.	30
Слика 1.3.9. Зависност резолуције енергије $Vhabha$ честица, при номиналној енергији снопа $E_{beam}=250$ GeV. На слици су дате горња и доња граница активне запремине детектора (црвена линија).	31
Слика 1.3.10. Зависност члана узорковања a_{res} од енергије упадне честице E_{Gen}	31
Слика 1.3.11 Зависност а) резолуције и б) систематског помераја поларног угла од величине сензорских ћелија.	32
Слика 1.3.12 Илустрација ефекта прикљештења снопова (<i>pinch effect</i>) при судару скупина наелектрисања електрона и позитрона. Привлачење честица у једној скупини, у електричном пољу честица друге скупине, производи дефлексију кретања датих честица што даље води ка емитовању фотона. Фотони се даље конвертују у e^+e^- парове.	34
Слика 1.3.13 Ангажованост система за читавање а) од сигнала и физичког фона за ($R\phi$) сегментацију, интегрисаног по возу банчева б) од сигнала и физичког фона за	

тракасту сегментацију ψ) и d) од сигнала са и без присуства машинског фона за $(R\varphi)$ сегментацију.....35

Слика 1.4.1 Доминантни Фајнманови дијаграми четворофермионских процеса механизмом неутралних струја: а) конверзија б) анихилација в) закочно зрачење г) мултипериферални процеси (двофотонски процеси).37

Слика 1.4.2 Зависност ефикасних пресека од енергије. Двофотонски процеси су означени стрелицом.38

Слика 1.4.3 Дистрибуција броја честица у угаоном опсегу калориметра за мерење луминозности, нормализована по броју судара скупина у функцији а) енергије и б) разлике поларних углова четворофермионских процеса произведених механизмом неутралних струја, посебно за лептонски (црно) и хадронски (црвено) физички фон.38

Слика 1.4.4 Експериментално добијени ефикасни пресек за процес $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\bar{c}s$ у функцији енергије у систему центра масе. Подаци су прикупљени на више експеримената са колајдерима (PETRA- експерименти TASSO и JADE, као и LEP- експерименти ALEPH, OPAL, L3). На слици је такође приказана ширина теоријске грешке која потиче од корекција вишег реда (NLO). На то су суперпониране вредности ефикасног пресека добијених генераторима WHIZARD и BDK при различитим претпоставкама.....39

Слика 1.4.5 Дистрибуције броја догађаја за разлику а) поларних и б) азимутних углова пара честица излазног канала четворофермионских процеса за лептонски (црвено) и хадронски (црно) фон, нормализоване по судару банчева.40

Слика 1.4.6 Дистрибуција броја догађаја за а) баланс енергије леве и десне стране калориметра и б) релативну енергију пара финалних честица четворофермионских догађаја за лептонски (црвено) и хадронски (црно) фон.40

Слика 1.4.7 Илустрација редуковања хадронског фона применом комбинације критеријума селекције: $E_{rel} > 0.8$ E_{beam} , $|\Delta\phi| < 5^\circ$, $|\Delta\theta| < 0.06^\circ$. Пројекција погодака у прву раван луминометра.45

Слика 1.4.8 Утицај резолуције поларног угла на однос фон (B) према сигналу (S).....45

Слика 1.5.1 Дистрибуција поларних углова финалних честица - електрона θ_e и позитрона θ_p у угаоној прихватљивости детектора за мерење луминозности а) без и б) са укљученим ефектом зрачења снопа47

Слика 1.5.2 Зависност разлике поларних углова $Bhabha$ честица услед електромагнетне дефлексије, у функцији поларног угла једне од честица.....47

Слика 1.5.3 Релативни однос енергије у систему центра масе услед радијације почетног стања (црно), након укључивања радијације почетног стања и ефекта зрачења снопа (црвено), након укључивања претходна два ефекта као и ефекта електромагнетне дефлексије (испрекидано плаво).48

Слика 1.5.4 а) Ефикасност селекције сигнала у функцији релативне енергије б) релативна грешка мерења луминозности у функцији помераја енергетске скале.....	49
Слика 1.5.5 Зависност релативне грешке мерења луминозности од апсолутне грешке резолуције енергије калориметра за мерење луминозности.	50
Слика 1.5.6 Релативна грешка мерења луминозности у функцији а) помераја поларног угла б) величине сензорске плочице.	51
Слика 2.1.1 а) Систем за примарно убрзавање и инјекцију снопова у главни акцелератор – PETRA б) ер акцелератор HERA.....	56
Слика 2.1.2 Кинематички опсег експеримената на HERA, Tevatron и LHC колајдерима, као и експеримента са фиксном метом. На апсциси је дат опсег Бјоркенове променљиве x , док је на ординати дата вредност пренесеног импулса у електрон-бозон вертексу Q^2	57
Слика 2.1.3 Зависност диференцијалног ефикасног пресека дубоко нееластичног електрон-протон расејања од Q^2 , механизмом неутралних (плаво) и наелектрисаних (црвено) струја	58
Слика 2.1.4 Ограничење простора јачине Јукава спрезања λ , у функцији масе лептокварка M_{LQ} . На слици су приказани резултати HERA експеримената H1 и ZEUS, као и експеримента D0 на Теватрону и експеримента L3 на LEP.....	59
Слика 2.1.5 Дубоко нееластично расејање електрона на протону механизмом неутралних струја (а) и наелектрисаних струја (б).	60
Слика 2.1.6 Функције партонских густина протона у зависности од Бјоркенове варијабле x , за пренети импулс $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$, добијене на HERA експериментима H1 и ZEUS	63
Слика 2.1.7 Структурне функције протона F_2 измерене у H1 експерименту, као и у експериментима са фиксном метом	64
Слика 2.1.8 Фајнманов дијаграм глюон-глюон фузије	65
Слика 2.1.7 Редуковани ефикасни пресек дат за одређене вредности пренесеног импулса Q^2 , измерен у H1 експерименту, као и упоређење са теоријски добијеним вредностима	66
Слика 2.2.1 Координатни систем H1 детектора. Позитивни део Z-осе дефинише смер кретања протона.....	67
Слика 2.2.2 Схематски приказ H1 детектора са детекторским подсистемима и помоћном инструментализацијом.....	68
Слика 2.2.3 Попречни пресек (r_z раван) система за реконструкцију трагова. На слици је приказан предњи и централни део система за реконструкцију трагова са поддетекторским системима	69

Слика 2.2.4 Бочни пресек ($r\phi$ раван) централног детектора трагова CTD са детекторским подсистемима	70
Слика 2.2.5. Попречни пресек (r_z раван) LAr калориметра. На слици су приказани модули унутрашњег електромагнетног (E) као и хадронског дела калориметра (H), као и оријентација плоча апсорбера	72
Слика 2.3.1 Константа спрезања јаке интеракције α_s у функцији скале μ [GeV]	76
Слика 2.3.2 Механизми продукције b кварка у процесима дубоко нееластичног електрон протон расејања на HERA акцелератору а) процес "ексцитације аромата" (FE) б) бозон-глуон фузија (BGF)	77
Слика 2.3.3 Фајнманови NLO дијаграми, за продукцију тешких кваркова у масивној схеми	78
Слика 2.3.4 Фајнманови NLO дијаграми за продукцију тешких кваркова у безмасеној схеми.....	78
Слика 2.3.5 Схема метода идентификације тешких кваркова	81
Слика 2.3.6 Дефиниција параметра судара: најкраће растојање трага од примарног вертекса у $r\phi$ равни	82
Слика 2.3.7 Одређивање предзнака параметра судара а) параметар судара има позитивни предзнак у случају када је угао α који заклапа параметар судара мањи од 90° б) у случају да је угао α већи од 90° параметар судара има негативни предзнак	83
Слика 2.3.8 Дистрибуција параметра судара: експериментални подаци су приказани тачкама; приноси одговарајућих Монте Карло узорка су дати за: укупни Монте Карло (црна линија), лаке кваркове (зелена), c кварк (плава) као и b кварк (црвена)...	83
Слика 2.3.9 Дистрибуција броја трагова по догађају	84
Слика 2.3.10 Фајнманов дијаграм водећег реда продукције Хигсовог бозона процесом фузије b кварка.....	84
Слика 2.3.11 Односи гранања Хигсовог бозона Стандардног модела дати у функцији масе Хигсовог бозона.....	85
Слика 2.4.1. Пример дистрибуције излазне променљиве за сигнал (плаво) и фон (црвено) за методу TMPrANN.....	88
Слика 2.4.2. Криве: ефикасности издвајања сигнала (плава пуна линија), ефикасности издвајања (црвена пуна линија), чистоће (плава испрекидана), производа чистоће и ефикасности (плава кратко испрекидана) као и крива променљиве "значајности" (зелена)	89

Слика 2.4.3 Пример зависности одбацавања фона у функцији ефикасности сигнала за скуп одабраних метода.....	90
Слика 2.4.4 Матрица корелације улазних променљивих. Скала корелисаности је дата са десне стране графика. Високо корелисане величине линеарне зависности ($ax+b$) дате су вредностима: 100 % ($a>0$) и -100 % ($a<0$)	90
Слика 2.4.5 5 Схематски приказ MLP неуронске мреже са: улазним слојем који садржи број чворова који одговара броју улазних променљивих y_i^1 , $i=1,4$; једним скривеним слојем са пет чворова y_i^2 , $i=1,4$; излазним слојем са једним чвором, који одговара једној излазној променљивој y_1^3 . Свакој вези између чворова суседних нивоа, додељена је одговарајућа тежина W_{ij}^l , $i=0,4$; $j=0,5$	92
Слика 2.4.6 Начини раздвајања сигнала од фона а) преко линеарне функције б) правоугаоним отсецањем и ц) нелинеарним функцијама улазних променљивих.....	92
Слика 2.4.7 Илустрација 1) лоше одабране линеарне функције раздвајања сигнала од фона у дводимензионалном простору улазних променљивих 2) добро одабране функције	93
Слика 2.4.8 Илустрација средњег квадратног одступања узорака сигнала и фона, као и укупног узорка	94
Слика 2.4.9 Пример формирања " дрвета одлуке"	94
Слика 2.5.1 Подпроцеси дубоко нееластичног расејања за процес бозон-глуон фузије. Партонски пљускови почетног и коначног стања, су означени као PS (Parton Shower).	95
Слика 2.5.2 Типичан изглед догађаја дубоко-нееластичног расејања детектованог у H1 детектору. На слици се види добро дефинисано електромагнетно јато, депоновано у калориметру SPACAL, које претставља расејани електрон.....	97
Слика 2.5.3 Дистрибуција тачности. Експериментални подаци су приказани тачкама. На слици су дати и укупни Монте Карло (црна линија), догађаји са лаким кварковима (зелена), с кварком (плава) и b кварком (црвена)	99
Слика 2.5.4 Илустрација облика дистрибуција трансверзалних импулса трагова из млазева различитих аромата за догађаје са лаким кварковима (зелена), с кварком (плава) и b кварком (црвена). Минимална вредност трансверзалног импулса селектованих трагова је 0.5 GeV.....	101
Слика 2.5.5 Илустрација облика дистрибуција трансверзалног импулс млазева који потичу од кваркова различитих аромата	102
Слика 2.5.6 Илустрација облика дистрибуција броја трагова у млазевима различитих аромата: лаки кваркови (зелена), с кварк (плава) и b кварк (црвена).....	102

Слика 2.5.7 Илустрација облика дистрибуција масе млазева различитих аромата: лаки кваркови (зелена), s кварк (плава) и b кварк (црвена).....103

Слика 2.5.8 Криве зависности одбацивања фона у функцији од ефикасности селекције сигнала за посматране скупове осетљивих опсервабли, дате за један од посматраних кинематичких бинова104

Слика 2.6.1 Излазна променљива метода TMrANN, добијена применом трениране мреже на: експериментално добијене податке (горе лево) и три Монте Карло узорка различитих аромата: лаки кваркови (горе десно), s (доле лево) и b (доле десно) ... 105

Списак табела:

Табела 1.1.1 Параметри ILC акцелератора.....	9
Табела 1.2.1 Преглед основних детекторских компоненти у четири предложена концепта детектора.....	12
Табела 1.4.1 Ефикасност селекције сигнала и ефикасност редукције лептонског и хадронског фона, дата за поједине критеријуме селекције, за угаону прихватљивост детектора [26-82] и [31,78] mrad.....	41
Табела 1.4.2 Ефикасност селекције сигнала и ефикасност редукције лептонског и хадронског фона, дата за асиметрични критеријум селекције, за различите угаоне прихватљивости детектора.....	42
Табела 1.4.3 Ефикасност селекције сигнала и ефикасност редукције лептонског и хадронског фона, дата посебно за критеријум компланарности, за различите вредности отсецања и различите угаоне прихватљивости детектора	43
Табела 1.4.4 Однос фон-сигнал, за различите комбинације критеријума селекције сигнала (угаона прихватљивост детектора [26-82] mrad)	43
Табела 1.5.1 Испитивани систематски ефекти мерења луминозности на ILC. Дата је и укупна релативна систематска грешка мерења луминозности.....	51
Tabela 2.3.1 Фракције учешћа појединих хадрона у фрагментацији а) с кварка и б) b кварка.....	79
Табела 2.3.2 Основне особине s и b хадрона.....	80
Табела 2.6.1 Фракције кваркова у протону измерене у одређеним интервалима пренесеног импулса Q^2	106
Табела 2.6.2 Фракције кваркова у протону добијене на узорку псеудо података у одређеним интервалима пренесеног импулса. Тачна (симулирана) вредност фракција b кварка означена је црвеном бојом	107
Табела 2.6.3 Преглед систематских грешака мерења фракција b кварка, у процентима, за различите вредности импулса пренесеног фотоном.....	109
Табела 2.6.4 Преглед систематске грешке мерења фракција b кварка, у процентима, узроковане избором модела продукције као и модела фрагментације тешких кваркова, за различите вредности импулса пренесеног фотоном	111
Табела I Измерене фракције b кварка у протону у различитим кинематичким опсезима.....	113

Увод

У XX веку, разумевање природе на фундаменталном нивоу организације доживело је драматични развој формулацијом Стандардног модела који представља квантну теорију елементарних честица и њихових интеракција. Стандардни модел је, у математичком смислу, једна од најегзактнијих теорија савремене физике, са великом предиктивном моћи која је досада много пута потврђена експерименталним мерењима. Међутим, Стандардни модел представља и математички отворену теорију са 19 слободних параметара, попут маса и наелектрисања елементарних фермиона, и низом отворених питања. Једно од свакако најзначајнијих јесте питање порекла масе елементарних честица, узроковано непостојањем масених чланова у лагранжијану Стандардног модела. Овај проблем је теоријски разрешен увођењем Хигсовог механизма, и његов тест, као и тест бројних екстензија Стандардног модела јесте задатак који је постављен пред Велики хадронски колајдер LHC у CERN-у, Женева, Швајцарска. Међутим, на LHC, као хадронском колајдеру, процеси од интереса ће, услед постојања унутрашње структуре сударајућих честица, у великој мери бити прекривени QCD фоном. Стога, а узевши у обзир скалу енергија које ће у систему центра масе бити достигнуте, LHC претставља машину уз помоћ које претпостављамо да ћемо видети нове честице, док је за прецизно мерење својстава новооткривених честица, као и бројних слободних параметара са њима асоцираних нових модела, потребан комплементарни експеримент. На основу таквих захтева, преко 2000 физичара удружених у међународне колаборације дизајнира будући Међународни линеарни колајдер ILC као машину одговарајућих перформанси. ILC је електрон-позитрон колајдер, са номиналном енергијом рада од 500 GeV у систему центра масе, који због лептонске природе сударајућих честица пружа могућност потпуне реконструкције иницијалног стања и, наравно, знатно редукован фон на који се може додатно утицати поларизацијом снопова. У том смислу ILC ће пружити прецизна мерења маса и спрезања новооткривених честица у сваком од сценарија чија ће експериментална сигнатура бити видљива у LHC експериментима.

Мерења у многим физичким процесима од интереса су ограничена грешком мерења луминозности. Минимална потребна прецизност мерења луминозности на ILC је са релативном грешком мањом од 10^{-3} . Овај захтев произилази из потребе за прецизним мерењима ефикасних пресека који су у апроксимацији вишег реда осетљиви на измену честица изван Стандардног модела (нпр. за дво-фермионску продукцију типа $e^+e^- \rightarrow f \bar{f}$, као и за продукцију пара W бозона $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$), мерења аномалних спрезања градијентних бозона (TGC) или из потребе за прецизним електрослабим мерењима. Дизајном детектора за мерење луминозности, дизајном далеке предње области детектора, као и физичким процесима у предњој области бави се FCAL колаборација за чије потребе је урађено, у Делу I ове тезе представљено, истраживање. Део I посвећен је изучавању четворофермионских процеса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f \bar{f}$ као физичког фона у мерењу луминозности на ILC. Овај део тезе има за циљ формулисање критеријума селекције у мерењу луминозности оптимизованих на основу укупних систематских ефеката, у тренутно предложеној геометрији детектора за ILC и на номиналној енергији од 500 GeV у систему центра масе. Такође, четворофермионски процеси механизмом неутралних струја су на ILC енергији по први пут симулирани у овој тези као фон у мерењу луминозности.

Део II тезе посвећен је физици тешких кваркова у H1 експерименту на акцелератору HERA у DESY, Немачка. Експерименти на акцелератору HERA, који је

први електрон-протон колајдер у свету, дали су експериментални увид у структуру протона у широком фазном простору вредности пренесеног импулса Q^2 и Бјоркенове варијабле x . Резултати HERA експеримената, посебно H1 и ZEUS експеримента, поред тога што представљају значајни тест пертурбативне теорије квантне хромодинамике (pQCD), дали су увид и у непертурбативне феномене који, дакле, не произилазе из теорије већ се морају експериментално мерити. Један од најзначајнијих резултата је управо мерење структурних функција протона, као и одговарајућа екстракција функција партонских густина, нарочито при великим вредностима пренесеног импулса, што је од посебног значаја за будућа истраживања на LHC. Услед тога што је један од канала продукције MSM Хигсовог бозона $b\bar{b} \rightarrow H$, мерење структурних функција тешких кваркова и одговарајуће функције густине тешких кваркова у протону представљају неопходан састојак експерименталне потраге за Хигсовом честицом на Великом хадронском колајдеру. Такође, прецизно познавање механизма продукције тешких кваркова је и врло значајни састојак будућих анализа на LHC: велики број QCD процеса који укључују тешке кваркове претставља фон у потрази за новим честицама. Физика тешких кваркова, дакле, заузима посебно место у физици честица. Мерења у физици тешких кваркова представљају поуздани тест квантне хромодинамике. Такође, одређена прецизна мерења у оквиру Стандардног модела, као што је мерење одговарајућих матричних елемената матрице мешања својствених масених стања кваркова (СКМ матрице), користе распада тешких хадрона. Исто тако, истраживања нарушења CP симетрије се управо спровode на b мезонима. О значају физике b кварка говори и чињеница да је LHCb, један од четири експеримента на Великом хадронском колајдеру управо посвећен физици са b кварком.

Други део тезе је посвећен одређивању садржаја b кварка у протону, у догађајима дубоко нееластичног расејања механизмом неутралних струја. Разматран је кинематички опсег вредности пренесеног импулса $Q^2 > 6 \text{ GeV}^2$, у природном систему јединица. Мерење кварковског садржаја протона је вршено инклузивним приступом при чему су коришћене особине тешких кваркова – дуго време живота и велика маса. Ове особине тешких кваркова одређују низ променљивих осетљивих на присуство b кварка у сваком од појединачних догађаја дубоко нееластичног расејања. У анализи су примењене методе мултиваријантне статистике за сепарацију сигнала од фона, инкорпориране у програмски пакет TMVA. Истраживање је спроведено на подацима прикупљеним у H1 експерименту 2006. године, са укупном луминозношћу од 54.4 pb^{-1} .

I
ФИЗИЧКИ ФОН У МЕРЕЊУ ЛУМИНОЗНОСТИ НА
БУДУЋЕМ МЕЂУНАРОДНОМ ЛИНЕАРНОМ КОЛАЈДЕРУ

1.1 Међународни линеарни колајдер ИЛС

1.1.1 Мотивација за ИЛС - Физика на тераскали

Једна од најмлађих дисциплина физике, физика честица, почела је да се убрзано развија формулацијом Стандардног модела и експерименталним потврђивањем његових бројних аспеката. Овај модел даје, у смислу математичке теорије, подлогу разумевању основних градивних честица материје – кваркова и лептона, фундаменталних интеракција - електромагнетне, слабе и јаке као и одговарајућих симетрија које их повезују. Прецизније, Глашов-Вајнберг-Салам (Glashow-Weinberg-Salam) модел обједињује квантну теорију електромагнетне и слабе интеракције и пружа оквир у који се може инкорпорирати квантна хромодинамика (QCD). Интеракције произилазе из одговарајуће локалне фазне инваријантности теорије и преносе их кванти одговарајућих поља – градијентни бозони: фотони - преносиоци електромагнетне силе, $W^\pm$ и Z^0 бозони – преносиоци слабе интеракције и глюони - преносиоци јаке интеракције.

Другим речима, лагранжијан поседује одређене унутрашње симетрије у односу на ротације, репрезентоване групама $U(1)$, $SU(2)$ и $SU(3)$. Лагранжијан Стандардног модела, написан за прву фамилију елементарних фермиона (e, ν_e, u, d), је дат у облику [1]:

$$\begin{aligned}
 L = & \sum_{f=e, \nu_e, u, d} e \cdot Q_f \cdot (\bar{f} \gamma^\mu f) \cdot A_\mu + \\
 & \frac{g_2}{\cos \theta_w} \sum_{f=e, \nu_e, u, d} [\bar{f}_L \gamma^\mu f_L \cdot (T_f^3 - Q_f \sin \theta_w) + \bar{f}_R \gamma^\mu f_R \cdot (-Q_f \sin \theta_w)] \cdot Z_\mu + \\
 & \frac{g_2}{\sqrt{2}} \cdot [(\bar{u}_L \gamma^\mu d_L + \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu e_L) \cdot W_\mu^+ + (\bar{d}_L \gamma^\mu u_L + \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_{eL}) \cdot W_\mu^-] + \\
 & \frac{g_3}{2} \cdot \sum_{q=u, d} \bar{q}_\alpha \cdot \gamma^\mu \cdot \lambda_{\alpha\beta}^a \cdot q_\beta \cdot G_\mu^a
 \end{aligned} \tag{1.1.1}$$

где је L ознаке за леворуке фермионе тј. електрослабе дублете, R десноруке фермионе тј. електрослабе синглете. Дати чланови лагранжијана одговарају пољима асоцираним са симетријама у односу на ротације репрезентоване одређеном групом симетрије: први члан - $U(1)$, други и трећи- $SU(2)$, а четврти члан са $SU(3)$ групом симетрије.

Међутим, овако написан лагранжијан нема масених чланова, другим речима, стандардна теорија нема могућности да без неког додатног механизма опише масе елементарних честица: фермиона и бозона. Проблем "порекала масе", као и чињеница да има 19 слободних параметара, чине Стандардни модел математички отвореном теоријом. Ипак, сви досадашњи експерименти су потврдили предвиђања Стандардног модела, почевши од открића градијентних бозона слабе интеракције (UA1 и UA2 експерименти, CERN, 1983 [2][3]) и потврђивања њихових моделом предвиђених особина, па до прецизних електрослабих мерења у LEP и Tevatron експериментима [4][5].

Ипак, као што је речено, постоје и отворена питања која условљавају проширење Стандардног модела:

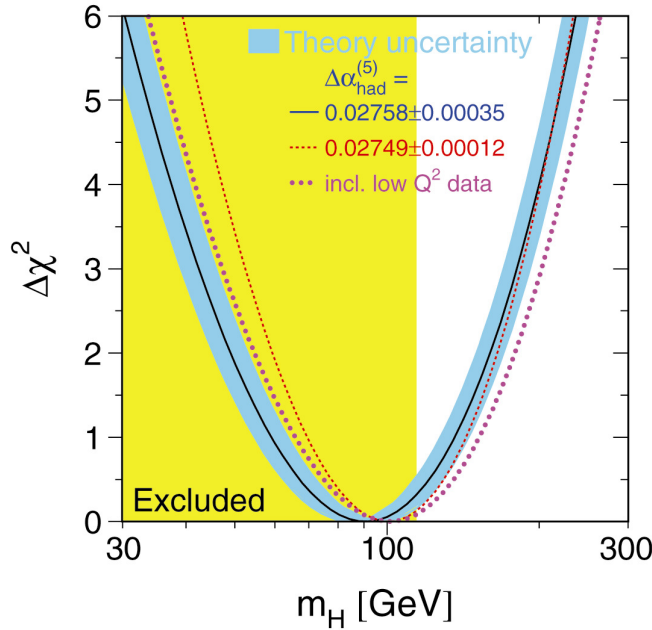
- Каква је природа масе елементарних честица, односно, какви су механизми нарушења електрослабе симетрије, који се рефлектује као проблем масе скалара која дивергира без увођења додатних симетрија (SUSY) – проблем хијерархије,
- да ли су све фундаменталне интеракције, укључујући и гравитацију, манифестација јединственог физичког поља, односно симетрије која је нарушена хлађењем Универзума (такозвано питање унификације),
- питање фундаменталне скале - због чега је гравитација толико пута (приближно 10^{40}) слабија од осталих интеракција (још једна од могућих формулација проблема хијерархије),

као и читав низ других отворених питања која нису у тако директној вези са самом формулацијом Стандардног модела и имају космолошке импликације (нпр. проблем нарушења CP симетрије, потребног да би се објаснила доминација материје у односу на антиматерију у опсервабилном Универзуму, проблем тамне материје и тамне енергије).

Како је изостанак маса елементарних фермиона најочигледнији недостатак Стандардног модела, предложен је механизам који очувава инваријантност лагранжијана у односу на $U(1) \times SU(2)$ трансформације а уводи основно стање (вакуум) које ту симетрију нема. Овакво посредно нарушење симетрије назива се спонтаним нарушењем. $SU(2)$ симетрија вакуума је нарушена постулирањем Хигсовог (Higgs) поља као комплексног скаларног $SU(2)$ дублета чијем основном стању одговара:

$$\phi(0) = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.1.2)$$

где су дуж круга $|\phi| = V$ дегенерисани минимуми потенцијала Хигсовог поља. v се такође назива и очекиваном вредношћу вакуума. Основна идеја је, да а приори безмасене честице стичу "ефективну масу" интеракцијом са Хигсовим пољем. Стога је Хигсов бозон у жижи истраживања експерименталне физике високих енергија. Из прецизних електрослабих мерења [6] произилази да је, у минималној екстензији Стандардног модела Хигсовим механизмом (MSM), маса Хигсовог бозона мања од 200 GeV (слика 1.1). Директна мерења у LEP2 [7] експериментима ограничила су масу Хигсовог бозона на $m_H \geq 114.4$ GeV са нивоом поверења од 95 % (слика 1.1.1 [8]). С друге стране, у сценаријима у којима је Хигсов бозон тежи од 700 GeV, или пак не постоји, биће могуће опазити мерљиве аномалије у спрезањима градијентних бозона на енергијама реда 500 GeV у систему центра масе [9], одакле, између осталог, произилази да енергије реда TeV одређују скалу на којој се могу очекивати феномени физике изван Стандардног модела када је реч од Хигсовом механизму али и о другим екстензијама Стандардног модела. Отуда појам "тераскала" означава област енергија на којим се могу очекивати манифестације тзв. "нове физике", односно физике изван Стандардног модела.



Слика 1.1.1 Очекивана маса Хигсовог бозона Стандардног модела добијена на основу прецизних електрослабих мерења на LEP. Жута обојена област је искључена директном опсервацијом.

Као што је речено, скала TeV-ских енергија је у фокусу експерименталног интересовања и због феномена попут суперсиметрије (SUSY¹) [10] која је у већини модела нарушена на енергијама реда тераелектронволта. SUSY постулира хипотетичну симетрију између фермиона и бозона, тако да сваки фермион Стандардног модела добија свог бозонског суперпартнера и обратно. Оваква наизглед једноставна екстензија довела је до низа консеквенци које обухватају и решења неких од отворених питања Стандардног модела попут проблема хијерархије или питања тамне материје. Скала нарушења суперсиметрије $m_{\text{SUSY}} > \mathcal{O}(1 \text{ TeV})$ произилази из чињенице да се, без увођења претпоставке о суперсиметрији, дестабилизује маса у скаларном сектору, односно долази до квадратне дивергенције масе Хигсовог бозона. Увођењем честица суперпартнера квадратне дивергенције масе се, у случају идентичних маса суперпартнера потпуно покраћују. Стога тераскала представља скалу на којој би требало да се виде евентуалне експерименталне сигнатуре суперпартнера стандардних честица.

Постулирањем суперсиметрије, најлакша суперсиметрична честица (LSP) постаје кандидат за хипотетичну масивну честицу WIMP (Weakly Interacting Massive Particle -WIMP) – градивни састојак тамне материје. LSP (Lightest Supersymmetric Particle) је дакле најлакша хипотетична честица суперсиметричних модела, која је у моделима који очувавају тзв. R-парност² стабилна, те представља могућег кандидата честицу за тзв. тамну материју. Наиме, резултати астрофизичких посматрања [11] показују да барионска материја чини мали проценат (приближно 4%) укупно

¹ SuperSYmetry

² R-парност је додатни квантни број који је дефинисан као $R = (-1)^{2S+3B+L}$, где је S-спин честице, B-барионски број а L-лептонски број.

процењене количине материје Универзума. Око 23% укупне материје Универзума чини материја која је масивна, јер гравитационо утиче на кретање васионских објеката, а "тамна" јер не емитује светлост, па је стога названа тамном материјом. Потребне особине честице кандидата за тамну материју су између осталог: стабилност, умерена масивност – у складу са опсервираним гравитационим деловањем, електрична неутралност и интеракција једино слабом силом.

Поред суперсиметрије, постоји и већи број алтернативних сценарија која тангирају проблем хијерархије. Једна од уобичајених формулација проблема хијерархије јесте питање фундаменталне скале – тј. енергије на којој јачина гравитационе силе постаје поредива са јачинама осталих сила што се дешава на енергији је реда $\sim 10^{19}$ GeV тј. на такозваној Планковој (Planck) скали. Сама реч "проблем" односи се на изузетно велику разлику између Планкове скале и скале енергија на којима важи Стандардни модел. Величина Планкове енергије, као и чињеница да Стандардни модел не обухвата четврту фундаменталну силу – гравитацију, довели су до развоја потпуно другачијих концепата физике изван Стандардног модела. Неки од њих укључују постојање додатних просторних димензија. У сценаријима са додатним просторним димензијама [12],[13],[14] скала TeV-ских енергија је нова фундаментална скала, односно Планкова скала је само пројекција фундаменталне скале у четвородимензионалном простор-времену. Феноменолошке импликације ових модела зависе од врсте честица којима је "дозвољена" пропација у додатне димензије. На пример, у моделима са Великим додатним димензијама [12], ефективна Планкова маса M_p , је везана за фундаменталну масену скалу M_D у вишедимензионалном $(4+n)$ димензионом простор-времену као:

$$M_p^2 = V_n M_D^{2+n} \quad (1.1.3)$$

где је $V_n = R^n$ запремина додатног простора, полупречника R , n је број додатних димензија тј. додатни простори су ограничени као поседица закривљености додатних просторних димензија. Ово практично значи да узимајући тераскалу за фундаменталну тј. $M_D = 1$ TeV, за број додатних димензија од 2 до 6, радијус простора је реда 0.1 mm до 1 fm. За сваки од понуђених модела предвиђен је и низ експерименталних сигнатура на тераскали. Конкретно у моделу Великих додатних димензија [12], као и у Рандал-Сандром моделу [13], постоје доприноси који умногоме увећава ефикасни пресек продукције пара Z^0 бозона произведеног у глюон-глюон фузији на LHC ($gg \rightarrow ZZ$), када је фундаментална скала реда неколико TeV [15][16].

Индиректно истраживање тераскале започето је прецизним електрослабим мерењима у већ историјским експериментима на акцелераторима Tevatron [17] и LEP [18]. Услед великог утицаја на даљи правац развоја физике честица, физику на тераскали истраживаће и нова генерација експеримената (Large Hadron Collider, CERN [19]), као и њему комплементарни будући међународни линеарни колајдер ILC (International Linear Collider)[20]. Физика на тераскали претставља велики корак ка разумевању принципа постанка и функционисања Универзума а нови експерименти на LHC и ILC моћне алате који ће расветлити бар део непознатих феномена.

1.1.2 Спрега ILC и LHC

Када је реч о готово свим отвореним питањима, истраживања показују [20] да је поред експеримената са потенцијалом за директна открића, какав је LHC, неопходно да постоји и комплементарни експеримент који ће обезбедити прецизна мерења великог броја слободних параметара које уносе проширења Стандардног модела.

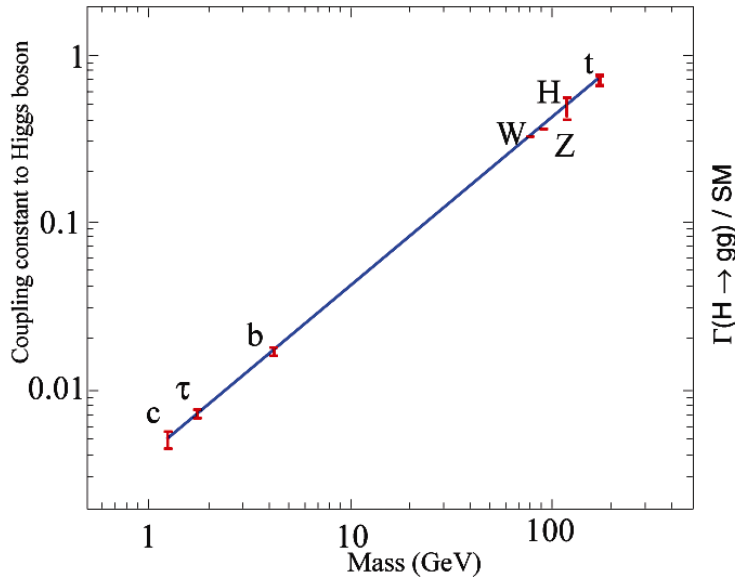
Спрегу ILC и LHC размотрићемо на примерима Хигсовог механизма и суперсиметрије (SUSY) који тангирају кључна питања физике изван Стандардног модела.

Када је реч о Хигсовом механизму, постоје три могућа исхода LHC експеримента:

- Хигсова честица је окривена и има особине конзистентне са предвиђањем неког од проширења Стандардног модела (MSM, MSSM, ...). У том случају најважније питање би било прецизнија и потпунија анализа особина новооткривене честице (одговарајући квантни бројеви као и спрезања) пре свега у случају лаког Хигсовог бозона, односно прецизније одређивање слободних параметара проширених модела, којих нпр. у случају MSSM има преко 100. Експеримент ILC, као "машина за прецизна мерења", има тај задатак.
- Хигсова честица је откривена али њене основне особине показују знатну девијацију у односу на оне предвиђене екстензијама Стандардног модела. Неки од могућих исхода могу бити нпр. да маса новооткривене честице превазилази границу од 200 GeV-а предвиђену прецизним електрослабим мерењима, или су на неки други начин у колизији са досадашњим експерименталним резултатима или пак претпостављеним моделима. И у овом случају потребан је експеримент за прецизно мерење у процесима у којима би се очекивале "аномалије", односно одступања од Стандардног модела. Пример оваквог процеса је продукција пара W бозона ($e + e^- \rightarrow WW$) [21].
- Трећи могући исход је да Хигсов бозон не буде откривен. У овом случају физика честица се налази пред великим изазовом реформулације "порекла масе" која би укључивала нова експериментална оруђа.

У сваком од наведених исхода ILC је од есенцијалног значаја за дубље разумевање Хигсовог механизма и његове везе са осталим фундаменталним феноменима. Предвиђена тачност мерења масе Хигсовог бозона Стандардног модела је на LHC је 0.1~1 % [22]. ILC ће, између осталог, побољшати тачност овог мерења на ~ 0.04 %, омогућивши истовремено прецизније одређивање спина и парности Хигсовог бозона као и његовог спрезања са кварковима и векторским бозонима [23].

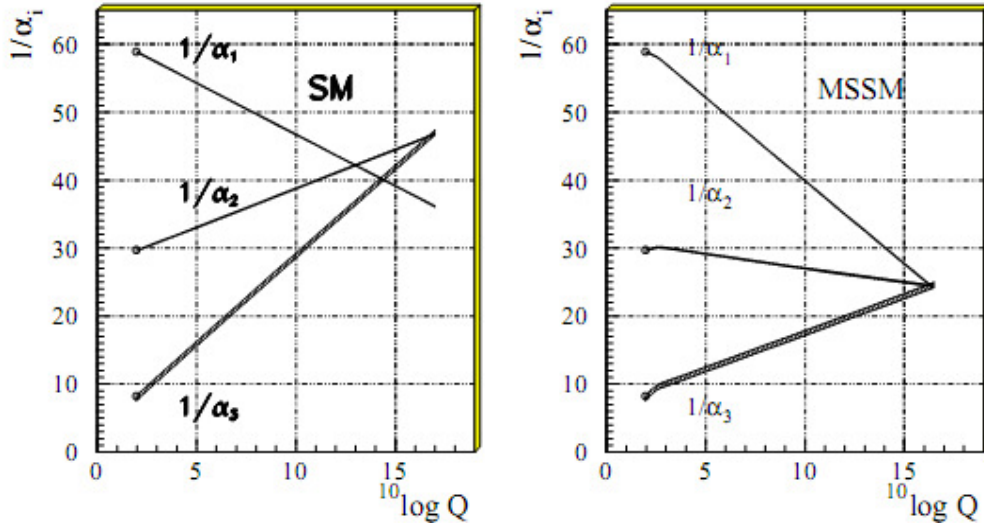
Прецизност одређивања константи спрезања умногоме зависи од масе Хигсовог бозона, услед тога што се доминанти канали распада разликују за лак ($M_h \leq 150$ GeV) и тежак Хигсов бозон ($M_h \geq 150$ GeV). На слици 1.1.2 је дата вредност као и очекивана прецизност константи спрезања Хигсовог бозона са честицама Стандардног модела, за $M_h = 120$ GeV [24].



Слика 1.1.2 Симулација мерења спрезања честица са Хигсовим бозоном: јачина константи спрезања у функцији масе Хигсовог бозона, на ILC. За c, b, τ W и Z симулација је урађена за $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV}$; за спрезање са t на $\sqrt{s} = 700 \text{ GeV}$ као и спрезање Хигсовог бозона са самим собом на $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$.

Константе електромагнетне, слабе и јаке интеракције постају приближне на око 10^{16} GeV и неке теорије (GUT³) претпостављају могућност "великог" уједињења три силе, одраз чињенице да би Стандардни модел ($U(1) \times SU(2) \times SU(3)$) могао бити само подструктура неке математички комплексније структуре. Информације о могућем уједињењу интеракција на одређеној енергетској скали могу се извести на основу еволуције константи спрезања интеракција до жељене енергетске скале. Међутим, екстраполација добијених резултата на више енергије даје само приближну конвергенцију константи интеракција (Слика 1.1.3 а) [²⁵]. Прецизна мерења на ILC, у моду рада на резонантној енергији Z^0 (GigaZ), омогућиће боље разумевање понашања константи интеракција управо на овим енергијама на којима постају значајне корекције које потичу од нових теорија (SUSY или теорија струна). На слици 1.1.3 б) дата је еволуција константи спрезања у једном од SUSY модела (MSSM) која показује тенденцију уједињења на скали $\sim 10^{16} \text{ GeV}$ [25].

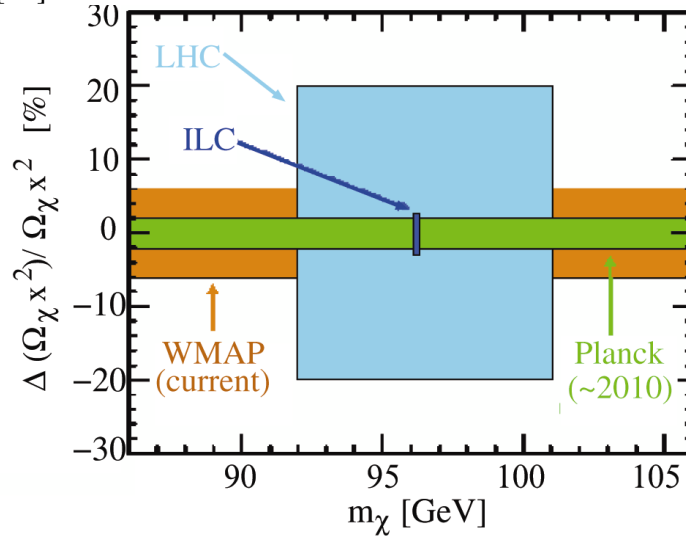
³ Grand Unification Theories



Слика 1.1.3 Екстраполација константи спрезања α_i , $i=1,2,3$ електромагнетне, слабе и јаке интеракције а) добијених експерименталним мерењем б) добијених симулацијом - екстензија Стандардног модела MSSM.

Стога, ако суперсиметрија постоји, LHC би требао да опсервира неке од суперпартнера, посебно партнере кваркова и глюона. Међутим, мерење масе са великом прецизношћу, као и осталих квантних бројева суперсиметричних партнера електрона, миона, неутрина, фотона, W и Z, и посебно, LSP – биће могуће тек на ILC [20]. На тај начин, тестираће се конзистентност нашег разумевања природе које потиче од космолошких и модела у физици честица.

На слици 1.1.4 је дата релативна грешка мерења густине тамне материје која потиче од неутралина χ као кандидата за LSP, за неколико садашњих и будућих експеримента [20].



Слика 1.1.4 Релативна грешка мерења густине тамне материје у функцији масе неутралина (као LSP) у садашњим (WMAP) и будућим експериментима (LHC, ILC, Planck).

Као комплементарни експерименти LHC и ILC ће понудити заједнички поглед на физику на тераскали. Управо због чињенице да је ILC лептонски (e^+e^-) колајдер

целокупна енергија у систему центра масе ће бити расположива честицама продуктима, почетно стање ће бити дефинисано, укључујући и хелицитет. Такође, биће могућа и потупна реконструкција финалног стања, применом закона одржања енергије и импулса. За разлику од LHC који је хадронски (pp) колајдер, где је иницијално стање интерагујућих партона непознато, и где постоји значајан фон од QCD процеса, у ILC експерименту ће практично сви процеси од интереса за физику изван Стандардног модела, бити видљиви са минималним фоном. Бројне симулације анализа физичких процеса на ILC и LHC, од којих су само неки од поменути, указују на то да су за разумевање физике на тераскали потребна оба експеримента, делом извођена и симултано.

1.1.3 ILC акцелератор

Међународни линеарни колајдер ILC је будући лептонски колајдер TeV-ских енергија. Пројекат његовог дизајна, конструкције и тестирања се реализује у оквиру међународних колаборација у којима учествује преко 300 институција из више од 20 земаља света [20].

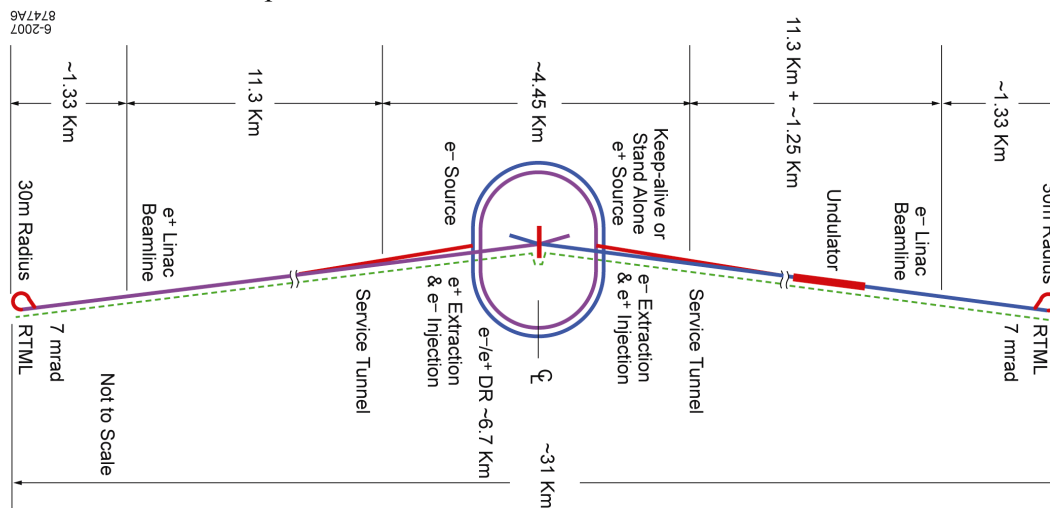
Номинални дизајн подразумева рад на 500 GeV у систему центра масе, у првој фази, и 1 TeV у другој фази експеримента. Луминозност машине диктира учестаност судара: да би се задовољили захтеви за прецизношћу мерења неопходна је луминозност $2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ на 500 GeV. Номинални дизајн акцелератора предвиђа могућност поларизације снопова како електрона тако и позитрона. Предвиђена номинална поларизација снопа електрона је 80% а снопа позитрона 60%. Коришћење поларизованих снопова доводи до значајног повећања луминозности а самим тим и статистике процеса од интереса [26]. Такође, за процесе од интереса код којих фон показује различито понашање при поларизацији снопова, поларизација омогућава супресију фона. Ово је од посебног значаја за процесе изван Стандардног модела нпр. доминантни фон $Higgsstrahlung$ процеса $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$ је процес WW фузије, који, за одређене вредности масе Хигсовог бозона као и одређене вредности енергије у систему центра маса, има приближно исти ефикасни пресек као сигнал. Показано је да се у овом случају употребом поларизованих снопова P_{e-e^+} (80%, 60%) однос сигнал-фон се повећава четири пута [26].

Уз минимална подешавања, ILC има могућност рада и на енергији резонанце Z^0 бозона $\sim 91 \text{ GeV}$ и са поларизацијом оба снопа, чиме ILC постаје " Z^0 фабрика" за прецизна електрослаба мерења тзв. GigaZ пројекат [27][28]. Под оваквим условима очекује се 10^9 хадронских распада Z бозона за мање од годину дана рада акцелератора при номиналној луминозности.

ILC сачињавају два акцелератора, укупне дужине 31 km, један за електроне и један за позитроне, који доводе снопове у судар под углом од 14 mrad у интеракционом месту, на коме је смештен детектор честица. На слици 1.1.5 [20] је дат схематски приказ целокупног ILC са главним подсистемима:

- извор електрона
- извор позитрона
- прстенови за пригушивање (*damping rings – DR*) са обимом 6.7 km
- систем за пренос снопова од прстенова за пригушивање до главног акцелератора, за којим следи двостепени систем за компресију (сабијање) снопа у скупине честица тзв. банчеве
- два главна система за убрзавање честица дужине 11 km, који користе суперпроводне радиофреквентне шупљине са резонантном учестаношћу од 1.3 GHz које производе градијент убрзања $\sim 31.5 \text{ MV/m}$

- систем за испоручивање снопова, који доводи снопове до сударања под углом 14 mrad, у једном интеракционом месту које може бити читавано са два детектора.



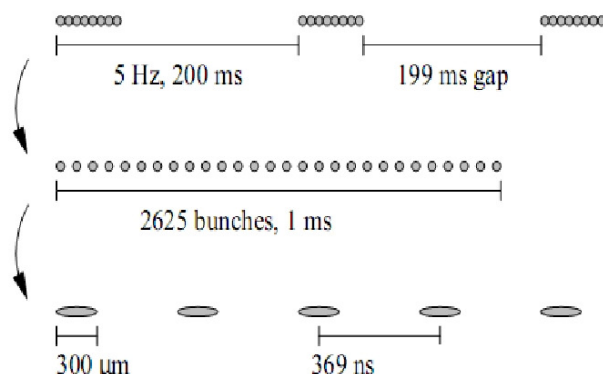
Слика 1.1.5 Схематски приказ главних подсистема ILC.

Основни параметри акцелератора и снопа дати су у Табели 1.1.1 [20]:

ПАРАМЕТАР		ЈЕДИНИЦА МЕРЕ
Енергија у систему центра маса	200-500	GeV
Максимална луминозност	2×10^{34}	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Средња струја снопа у пулсу	9.0	MA
Укупно наелектрисање банча	1.6 - 3.2	NC
Учестаност пулсирања	5	Hz
Дужина пулса снопа	970	μs
Градијент убрзања	31.5	MV/m
Снага снопа	10.8	MW
Број честица по банчу	2×10^{10}	
Број банчева по пулсу	2625	
Интервал између банчева главног LINAC-а	369	ns
Средња вредност дужине банча	300	μm
Ширина попречног пресека снопа у интеракционом месту (IP) (σ_x)	640	nm
Висина попречног пресека снопа у интеракционом месту (IP) (σ_y)	5.7	nm
Нормализована хоризонтална емитанса у IP	10	mm · mrad
Нормализована вертикална емитанса у IP	0.04	mm · mrad
Губитак енергије снопа услед <i>beamstrahlung</i> -а	2.4	%

Табела 1.1.1 Параметри ILC акцелератора.

На слици 1.1.6 је дата структура снопа електрона(позитрона). Сноп се састоји од тзв. возова који се емитују са учестаношћу од 5 Hz и са просечном дужином трајања од 1 ms. Композиција воза се састоји од 2625 скупина честица (*bunches*). Свака скупина садржи $2 \cdot 10^{10}$ честица, дужине 300 μm , док је размак између скупина 369 ns. Такође када је о структури снопа реч, временски размак између банчева омогућава дизајн детектора без потребе за системом за окидање.



Слика 1.1.6 Структура снопа на ILC.

Услед потребе за све већом расположивом енергијом у систему центра маса и прецизним мерењима, пројекат је суочен са бројним технолошким изазовима од којих су само неке: величина снопа у месту судара (неколико нанометара), добијање изузетно високог градијента електричног поља у акцелераторима зарад постизања што већег убрзања, односно енергије честице, изузетно велика контрола позиције снопова у току убрзавања. Такође, висока луминозност захтева високоенергетске снопове са малом емитансом. Ипак, и поред технолошких изазова, ILC има уобичајену предност линеарних акцелератора у односу на циркуларне а то је минимална синхротронска радијација. С друге стране, чињеница да је ILC лептонски колајдер чини процесе од интереса неоптерећеним QCD фоном, што је озбиљан проблем хадронских машина када је реч о прецизним мерењима.

Међународни линеарни колајдер је комплексна инсталација која, у погледу технологије, инжењерства и глобалне организације истраживача, представља захтеван пројекат. Године 2007. је објављен тзв. Референтни дизајн акцелератора и детектора [20], а за 2012. предвиђено је публиковање дизајна на нивоу потребном за конструкцију (Engineering Design Report).

1.2 Детектор на Међународном линеарном колајдеру

Будући Међународни линеарни колајдер, као што је речено у претходном поглављу, представља "машину за прецизна мерења". Потребна прецизност мерења за процесе од интереса условљава дизајн детектора, који такође треба да задовољи и следеће услове:

- Херметичност детектора: неопходна за потпуну реконструкцију млазева као и одређивање енергије која недостаје. Ово је посебно од значаја за процесе са вишеструким млазевима као и за процесе изван Стандардног модела (SUSY).
- Прецизно мерење параметра судара: због чињеница да b кварк хадронизује на типичним растојањима од (150–500) μm од интеракционог места,

идентификација догађаја са тешким кварковима поставља захтеве у смислу прецизности вертекс детектора који се користи за мерење параметра судара. Познавање параметра судара са што мањом грешком је од значаја за низ процеса са тешким кварковима, попут распада лаког Хигсовог бозона ($H \rightarrow b\bar{b}, H \rightarrow c\bar{c}, H \rightarrow gg, H \rightarrow \tau\bar{\tau}$), као и у моделима са два Хигс дублета у којима се тежак Хигсов бозон распада у стања са више млазева $e^+e^- \rightarrow H^0 A^0 \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}, e^+e^- \rightarrow H^+ H^- \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$. Потребна резолуција вертекс детектора у мерењу параметра судара за реконструкцију оваквих процеса је $\Delta\delta = 5\mu m \oplus \frac{10\mu m \cdot GeV}{p} \sin^{-3/2} \theta$ [29][20].

- Прецизно мерење импулса наелектрисаних честица: један од захтева постављен за систем за реконструкцију трагова је мерење тзв. ‘узмачне’ масе Хигсовог бозона у *Higgsstrahlung* процесу $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH \rightarrow \mu^+ \mu^- X$, у коме се маса Хигсовог бозона одређује као инваријантна маса двомионског пара. Реконструкција масе Хигсовог бозона на овај начин условљава резолуцију мерења импулса од $\frac{\Delta p_t}{p_t^2} = 5 \cdot 10^{-5} GeV^{-1}$ [30][20], што је око десет пута боља резолуција у односу на LEP [31].

- Мерење енергије млазева: многи од физичких процеса од интереса укључују млазеве у финалном стању. Реконструкција инваријантне масе два или више млаза је неопходна за сепарацију хадронских W, Z, H или t распада. Прецизна мерења масе ових честица захтевају мерење енергије млазева са резолуцијом од $\frac{\sigma E_{mlaza}}{E_{mlaza}} = \frac{30\%}{\sqrt{E_{mlaza}}} [\sqrt{GeV}]$, за E_{mlaza} мање од 100 GeV, док је за веће енергије млазева потребна резолуција $\frac{\sigma E_{mlaza}}{E_{mlaza}} = 3 \sim 4\%$ [20], што претставља двоструку већу прецизност у односу на LEP [31].

Услед тога што је потребна изванредна резолуција мерења енергије млазева развијен је нови концепт мерења енергије млазева тзв. "концепт тока честица" (*Particle Flow*) [32]. Овај концепт полази од тога да око 10 % енергије млаза носе неутрални хадрони, док осталих 90 % енергије млаза потиче од наелектрисаних хадрона, фотона и наелектрисаних лептона. Основни принцип овог концепта је оптимизација рада субдетекторских компоненти у смислу потпуне реконструкције комплетног сета честица коначног стања. Услед тога што хадронски калориметри имају својствено лошију резолуцију од електромагнетних калориметара, искључива намена хадронског калориметра, у овом концепту, је мерење депоноване енергије неутралних честица. Стога, корелисањем одговарајућих депозиција у хадронском калориметру (HCAL) које потичу од наелектрисаних хадрона, са одговарајућим мерењем импулса наелектрисаних честица у систему за реконструкцију трагова, могу се уклонити депозиције у HCAL које потичу од наелектрисаних хадрона. Дакле, импулс и енергија наелектрисаних честица, укључујући и наелектрисане хадроне се мери системом за реконструкцију трагова. Енергија фотона се мери у електромагнетном калориметру (ECAL). Оба калориметра ECAL и HCAL морају бити тако дизајнирана да омогуће раздвајање депоноване енергије неутралних честица од енергије депоноване од стране фотона и наелектрисаних честица.

Симулације су показале да се овим приступом може постићи захтевана резолуција енергије млаза [³³][³⁴].

Као што је већ речено, лептонска природа сударајућих честица на ILC као и довољан временски размак између судара два банча од 369 ns, резултира у чињеници да очекивана учестаност догађаја омогућава рад детектора без конвенционалног окидачког система. То подразумева бележење свих догађаја и каснију селекцију догађаја од интереса помоћу програмских алгоритама. Овај приступ поставља високе захтеве за систем за прикупљање података али с друге стране омогућава ефикаснију селекцију датих догађаја [³⁵].

Детаљни преглед перформанси детектора за ILC може се наћи у [20].

1.2.1 Концепт детектора за ILC

Четири паралелна концепта детектора су развијена за експериментални програм будућег Међународног линеарног колајдера. Ова четири концепта се разликују у неколико кључних особина тј. у приступу мерењу одговарајућих величина и сходно томе одговарајућих типова поддетекторских система. Ова разлика нужно укључује избор и развој потребних технологија. Понуђени концепти претстављају комплементарне приступе решавању захтева за одређеном прецизношћу мерења. Дати концепти су: LDC (Large Detector Concept) – тзв. Европски концепт [³⁶], SiD (Silicon Detector) - Амерички концепт [³⁷], GLD (Global Large Detector) – Азијски концепт [³⁸], као и тзв. "Четврти концепт" (4th Concept) [³⁹]. Преглед основних карактеристика сваког од понуђених концепата дат је у Табели 1.2.1:

	LDC	GLD	SiD	Четврти концепт
Вертекс детектор	Силиконски пиксел детектор	Силиконски пиксел детектор	Силиконски пиксел детектор	Силиконски пиксел детектор
Главни детектор трагова	TPC ⁴	TPC	Силконски "стрип" детектор	Дрифт комора
ECAL ⁵ калориметар	Si/W	Si/W	Si/W	Кристал калориметар
HCAL ⁶	Si/Fe	Si/Pb	RPC ⁷ /Fe	DREAM ⁸
Магнетно поље	4 T	3 T	5 T	+3.5 T унутрашње -1.5 T спољашње
Детектор миона	Инструментализовано гвожђе	Инстр. гвожђе	Инстр. гвожђе	Дрифт комора
пречник	6.0 m	7.2 m	6.5 m	5.8 m
Дужина	12.4 m	15 m	9.2 m	12.4 m

Табела 1.2.1 Преглед основних детекторских компоненти у четири предложена концепта детектора.

⁴ Time Projection Chamber – Временска комора

⁵ Electromagnetic CALorimeter - електромагнетни калориметар

⁶ Hadronic CALorimeter – хадронски калориметар

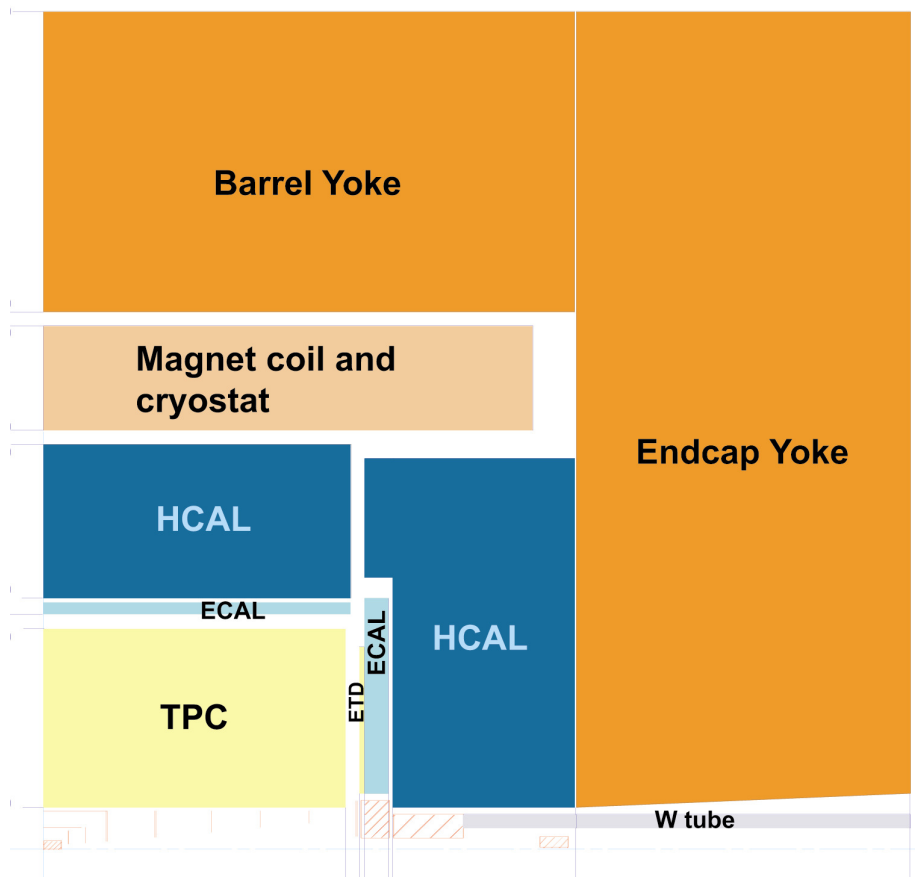
⁷ Resistive Plate Chamber

⁸ Dual REAdout Method – посебан врста калориметра код кога у спреси раде сцинитилациони и Черенковљев бројач

Услед релативне сличности два концепта LDC и GLD су обједињени у нови концепт тзв. ILD (“International Large Detector”) [40]. ILD је тренутно у фази развоја услед тога што не представља прости компромис између претходна два концепта, већ оптимизацију новог детектора. У овој анализи разматран је дизајн предње области детектора у LDC и ILD концептима детектора. Преглед основних детекторских компоненти осталих система дат је као у LDC концепту [36].

Концепт великог детектора (LDC)

Главне компоненте детектора чине: систем за реконструкцију трагова, калориметарски систем, систем за детекцију миона и детектори у предњој области. На слици 1.2.1. је дат попречни пресек квадранта LDC детектора са основним компонентама [36].



Слика 1.2.1 Попречни пресек квадранта LDC детектора са основним детекторским подсистемима: Централни детектор трагова (TPC), електромагнетни калориметар (ECAL), хадронски калориметар (HCAL) и калориметри предње одласти (BeamCal, LumiCal, LHCAL), соленоид, као и инструментализовано гвожђе (Barrel yoke, Endcap yoke).

Систем за реконструкцију трагова

Систем за реконструкцију трагова се састоји од вертекс детектора, централног детектора за одређивање позиције трагова као и додатних силиконских и пиксел детектора. Намена додатних детектора је повезивања трагова мерених у централном детектору трагова са деловима трагова реконструисаним вертекс детектором [20].

Вертекс детектор (VTX): Вертекс детектор је силиконски пиксел детектор са пет слојева, радијуса од 15 mm до 60 mm. Главна намена вертекс детектора је мерење параметара судара, побољшање резолуције реконструкције примарног вертекса, идентификација млазева који потичу од одређених типова кваркова (*flavour tagging*), као и обезбеђивање независних делова трагова за свеукупну реконструкцију трагова заједно са централним детектором трагова. Монте Карло симулације показују да се са предложеним дизајном вертекс детектора може постићи резолуција мерења параметра судара од $\Delta\delta = 5\mu\text{m} \oplus \frac{10\mu\text{m} \cdot \text{GeV}}{p} \sin^{-3/2} \theta$ [29].

Централни детектор трагова TPC: Главна компонента система за реконструкцију трагова је TPC (Time Projection Chamber). TPC је гасни детектор за одређивање позиције трагова као и импулса и енергије наелектрисаних честица. Такође мерењем специфичног губитка енергије ($\frac{dE}{dx}$), омогућена је идентификација честица.

TPC је гасни детектор цилиндричне геометрије. На половини цилиндра је смештен танак катодни диск под напоном, док су аноде смештене на крајевима цилиндра. На овај начин се обезбеђује хомогено електрично поље паралелно са осом снопа. Радни напон одређује јачину електричног поља што даље утиче на брзину дрефта електрона. Радни напон се оптимизује на основу константности брзине дрефта електрона. Основни принцип рада TPC је јонизација гаса проузрокована проласком наелектрисаних честица. Резултујући електрони и јони се раздвајају под утицајем електричног поља и бивају прикупљени на аноди и катоди, респективно. На крајевима цилиндра се налази додатни гасни детектор за читавање x,y (rφ) позиције трагова. Избор додатног гасног детектора још није коначан а могуће опције су MPGD⁹, MicroMegas¹⁰ GEM¹¹. Лонгитудинална (z) позиција се добија мерењем времена дрефта електрона. Окидачки сигнал за почетак мерења дрефта електрона се добија из додатних силиконских детектора трагова (SIT и SET). TPC је смештен у спољашње магнетно поље јачине 4 Т управљено у правцу осе снопа, које омогућава мерење импулса наелектрисаних честица.

Овај детектор би требало да обезбеди изузетну резолуцију у три димензије: ~ 200 тродимензионалних тачака по трагу, са резолуцијом мерења позиције тачке у Rφ(Rz) равни бољом од 100 μm(2mm) [36]. Избор гаса претставља кључну тачку дизајна TPC детектора. Потребне перформансе детектора подразумевају избор гаса одређених карактеристика од којих су главне:

- велика брзина дрефта електрона.

⁹ Micro-Pattern Gas Detector

¹⁰ Micro Mesh Gas Detector

¹¹ Gas Electron Multiplier

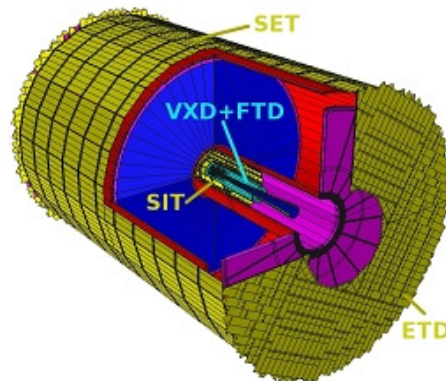
- низак трансверзални и лонгитудинални коефицијент дифузије потребан због спречавања губитка просторне резолуције услед судара електрона са атомима (молекулима) гаса.
- велики специфични губитак енергије $\frac{dE}{dx}$ електрона у гасу, зарад повећања статистике погодака потребних за реконструкцију трагова.

Између осталих, разматрају се стандардне ТРС гасне мешавине као што су $\text{Ar}(93\%)\text{CH}_4(5\%)\text{CO}_2(2\%)$ и $\text{Ar}(90\%, 95\%) \text{CH}_4(10\%, 5\%)$. Симулације рада ТРС детектора показују да је ефикасност реконструкције трагова приближно 99% [20], уз резолуцију импулса од $\frac{\sigma(p_t)}{p_t^2} < 10^{-4} \text{ GeV}^{-1}$ [36].

Унутрашњи силиконски систем за реконструкцију трагова: Овај систем допуњује вертекс детектор са две додатне компоненте: силиконским помоћним детектором трагова (SIT) и предњим детектором за реконструкцију трагова (FTD). Помоћни детектор трагова се састоји од два кооцентрична слоја силиконског стрип детектора који обезбеђују везу између вертекс детектора и главног детектора за реконструкцију трагова ТРС. Предњи детектор трагова састоји од 7 силиконских дискова и попуњава простор између акцелераторске цеви и главног детектора трагова продужавајући систем за реконструкцију трагова ка врло малим вредностима поларног угла ($\theta \geq 100 \text{ mrad}$). Свеукупна истраживања су показала да се увођењем SIT детектора резолуција мерења импулса системом за реконструкцију трагова увећава за 30% [41].

Спољашњи силиконски систем за реконструкцију трагова: Главни детектор трагова је такође допуњен и са два спољна силиконска детектора трагова: спољашњи (SET^{12}) и задњи детектор трагова (ETD^{13}) који обезбеђују додатне слојеве силиконског стрип детектора изван главног детектора трагова, са задатком повезивања главног детектора трагова и електромагнетног калориметра ECAL у централној и задњој области респективно [36].

На слици 1.2.2. [40] је дат геометријски приказ спољашњих и унутрашњих силиконских детектора система за реконструкцију трагова.

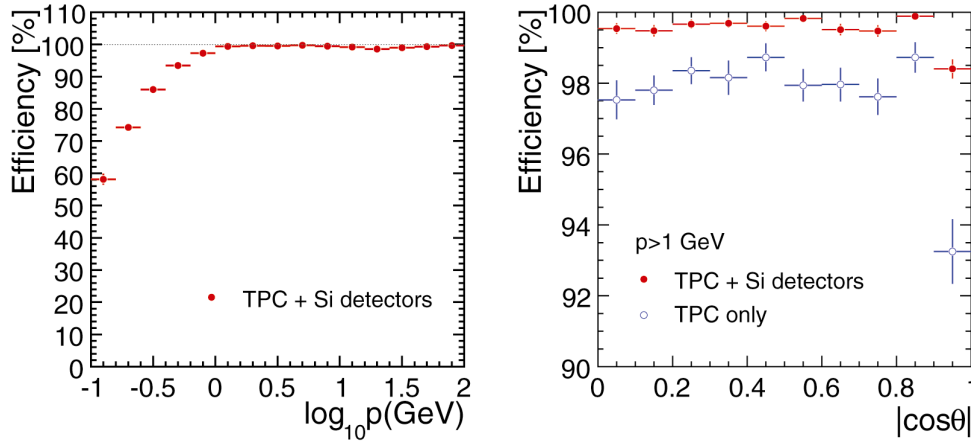


Слика 1.2.2. Приказ спољашњег и унутрашњег система силиконских детектора за реконструкцију трагова.

¹² Silicon Envelope Tracker

¹³ Endcap Envelope Tracker

Укупна ефикасност реконструкције трагова комбинацијом TPC са спољним и унутрашњим силиконским детекторима за реконструкцију трагова је $\sim 99.5\%$ [40] (слика 1.2.3 а). На слици 1.2.3 б) је приказан утицај спољашњих и унутрашњих силиконских детектора трагова на ефикасност реконструкције трагова у функцији поларног угла. Са слике се види да је средње побољшање ефикасности реконструкције реда $\sim 10\%$ [36].



Слика 1.2.3 Ефикасност реконструкције трагова, дата за а) спрегнуте TPC и силиконске детекторе трагова у функцији импулса честице б) спрегнуте TPC и силиконске детекторе трагова (црвено), као и за TPC самостално (плаво), у функцији косинуса поларног угла трага, за $Z \rightarrow t\bar{t}$ догађаје, на 500 GeV .

Калориметарски систем

Један од приоритетних захтева који треба да испуни калориметарски систем детектора на ИЛС је ефикасна идентификација хадронских распада W, Z и Хигсовог бозона. Услед улоге хадронског калориметра у "концепту тока честице" резолуција и остале перформансе хадронског калориметра (попут мерења енергетске депозиције неутралних хадрона) су од изузетне важности. У том смислу је потребна резолуција мерења енергије млаза од

$$\frac{\sigma(E_{mlaza})}{E_{mlaza}} = \frac{30\%}{\sqrt{E_{mlaza}}} \text{ GeV}^{-1/2}, \text{ за енергије млаза испод } 100$$

GeV и $\frac{\sigma E_{mlaza}}{E_{mlaza}} \leq 3\%$, за енергије млаза веће од 100 GeV [20].

Електромагнетни калориметар (ECAL): Електромагнетни калориметар је силикон-волфрам сегментирани калориметар, са волфрамом као апсорбером, док је за активну супстанцу одабран силикон. Волфрам је одабран као апсорбер услед тога што има велики однос хадронске интеракционе дужине¹⁴ ($\lambda=99\text{mm}$) и електромагнетне

¹⁴ Хадронска (нуклеарна) интеракциона дужина λ представља средњу слободну путању честице при којој енергија честице опадне на $1/e$ почетне енергије.

радијационе дужине¹⁵ ($X_0=3.5$ mm), као и мали Молијеров радијус (Molière)¹⁶ ($R_M=19$ mm). Велики однос $\frac{\lambda}{X_0}$ је потребан зарад сепарације електромагнетних и хадронских каскада. Резолуција калориметра је условљена Молијеровим радијусом: мали Молијеров радијус одређује бољу резолуцију позиције каскаде.

Електромагнетни калориметар се састоји од 30 слојева силиконских сензора, за којим следе слојеви апсорбера. Енергетске карактеристике сударајућих електрона условљавају потребну дужину калориметра од приближно 24 електромагнетне радијационе дужине. Да би се достигла потребна резолуција детектора апсорбери нису распоређени хомогено него према максимуму енергетске депозиције (“*shower peak design*”): у првих 12 радијационих дужина распоређено је 20 слојева апсорбера дебљине $0.6 X_0$, док је у преосталих 12 радијационих дужина распоређено 9 слојева апсорбера дебљине $1.2 X_0$. Истраживања спроведена на произведеном прототипу показују да је могуће постићи резолуцију електромагнетног калориметра [⁴²]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{16.6 \pm 0.1}{\sqrt{E}} \oplus (1.1 \pm 0.1)\%$$

Хадронски калориметар: Хадронски калориметар (HCAL) је сегментирани калориметар код кога је као апсорбер одабран челик, док је избор активне супстанце у разматрању: сцинитлатори или гасни детектори (Resistive Plate Chambers). Цилиндар калориметра је подељен на два полуцилиндра од којих је сваки даље подељен на укупно 16 модула (4 сегмента дуж z осе и 4 сектора азимутално), док су базиси (endcaps) подељени азимутално у 4 сектора. Предвиђена укупна дебљина калориметра одговара приближно 5 нуклеарних интеракционих дужина λ .

Систем за реконструкцију трагова и калориметарски систем су обухваћени суперпроводним калемом који производи хомогено магнетно поље јачине 4 Т, управљеном дуж z осе детектора.

Детектор миона

Идентификација лептона и мерење њиховог наелектрисања претставља један од важних аспеката за предвиђени програм истраживања на ILC нпр. у идентификацији тешких кваркова и њихових распада, као и у идентификацији градијентних бозона [36].

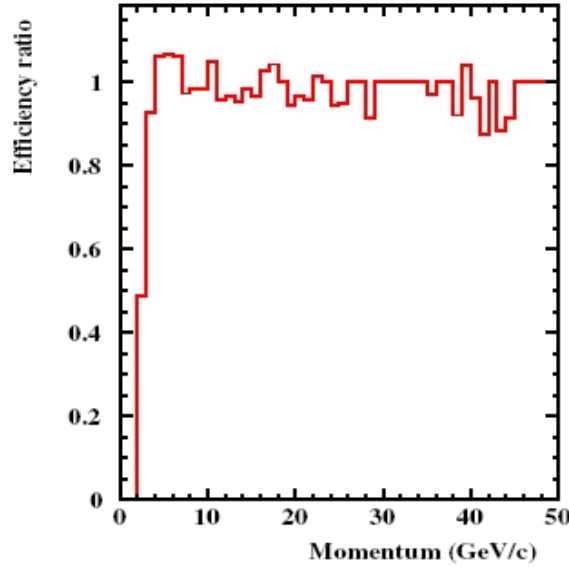
¹⁵ Радијациона дужина представља средњу слободну путању електрона, при којој енергија електрона опадне на $1/e$ почетне енергије. Радијациона дужина је карактеристика материјала и израчунава се по формули:

$$X_0 = \frac{716.4 \cdot A}{Z \cdot (Z + 1) \ln \frac{287}{\sqrt{Z}}} \text{ gcm}^{-2}, \text{ где је } A\text{-атомска тежина, а } Z\text{-атомски број.}$$

¹⁶ Молијеров радијус је карактеристика материјала која даје меру потребне трансверзалне димензије материјала у којој се добија потпуно садржана електромагнетна каскада иницирана од стране високо енергетских електрона или фотона. По дефиницији, то је радијус цилиндра који садржи 90% укупне енергетске депозиције. Везана је за радијациону дужину према формули:

$$R_M = 0.0265 \cdot X_0 (Z + 1.2), \text{ где је } X_0 \text{ радијациона дужина, а } Z \text{ атомски број.}$$

Као што је поменуто у поглављу 1.2 један од најважнијих задатака је и мерење масе Хигсовог бозона у *Higgsstrahlung* процесу $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH \rightarrow \mu^+\mu^-X$, коришћењем мерења тзв. 'узмачне' масе¹⁷ двомионског пара. Инструментализовано гвожђе се користи за детекцију миона као и за мерење енергије хадронских каскада непотпуно апсорбованих у хадронском калориметру. Енергетски распон идентификације лептона је од неколико GeV до неколико стотина GeV. На слици 1.2.4 је дата ефикасност детекције миона у функцији импулса, за импулсе миона веће од 4 GeV [36]. Могући детектори миона су гасни детектори (Resistive Plate Chambers) као и силиконски "стрип" детектори.



Слика 1.2.4 Ефикасност детекције миона у функцији импулса, у $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ догађајима.

1.2.2 Калориметрија у предњој области

Под далеком предњом облашћу подразумевамо област просторних углова $\theta \leq 5^\circ$. Предвиђена инструментација предње области треба да обезбеди велики број функција [43]:

- Мерење интегрисане луминозности високе прецизности, 10^{-3} или боље (види поглавље 1.3.3). Овај захтев произилази из потребе за прецизним мерењем ефикасних пресека (нпр. за двофермионску продукцију типа $e^+e^- \rightarrow f^+f^-$, као и продукције пара W бозона $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$), анормалних спрезања градијентних бозона (TGC), као и из потребе за прецизним електрослабим мерењима [20].
- Мерење тренутне луминозности машине и процену параметара снопа у току рада акцелератора тј. детектори у предњој области су уједно и део система за дијагностику снопа.
- Идентификацију високо енергетских електрона и позитрона емитованих под малим угловима. Ово је важно због елиминације стандардних процеса који

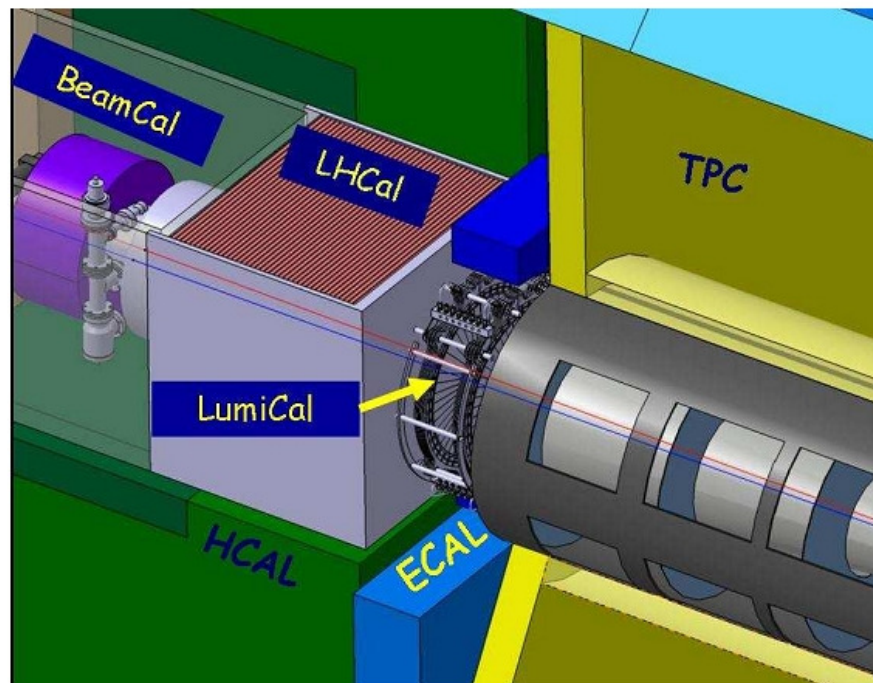
¹⁷ Recoil mass

представљају шум за процесе изван Стандардног модела (SUSY) чија је експериментална сигнатура енергија која недостаје [⁴⁴].

- Обезбеђивање херметичности детектора у смислу ефикасније реконструкције млазева који могу бити делом у предњој области (нпр. хадронски распади W бозона, као и процеси са више млазева у финалном стању нпр. $t\bar{t}$ са 6 млазева у финалном стању).
- Детектори у предњој области такође представљају и заклон централног детектора трагова од честица расејаних уназад.

У предњој области предвиђени су калориметри посебне намене (слика 1.2.5): детектор за мерење луминозности LumiCal, калориметар за тренутну процену луминозности као и мерење параметра снопа BeamCal. Хадронски калориметар LHCaI, који покрива исти просторни угао као LumiCal, служи као екстензија хадронског калориметра у предњој области.

Оно што је представља посебан изазов дизајну и реализацији детектора у предњој области јесу екстремни захтеви који се постављају пред детекторе у предњој области, било у погледу прецизности мерења (луминометар) било у погледу функционалности детектора у условима великих апсорбованих доза (калориметар за дијагностику снопа) [⁴⁵]. Такође, електроника у предњој области треба да буде компактна, велике радијационе отпорности и мале потрошње енергије. Са структуром снопова на ILC од 5 ‘возова’ честичних група у секунди и прикупљањем података након сваког воза, систем за читавање треба да обезбеди пренос и читавање око 5 GB података у секунди.



Слика 1.2.5 Изглед предње области детектора: калориметар за мерење параметра снопа BeamCal, калориметар за мерење луминозности LumiCal и хадронски калориметар LHCAL. На слици су такође приказане и остале детекторске компоненте: централни детектор трагова (TPC), електромагнетни калориметар (ECAL) као и хадронски калориметар (HCal).

Калориметар за дијагностику снопа (BeamCal)

Калориметар за дијагностику снопа је детектор најближи оси снопа, угаоне прихватљивости од 5 до 40 mrad. Његова превенствена намена је дијагностика снопа и тренутно мерење луминозности. Дизајн и позиција калориметра снопа омогућавају брзу дијагностику снопа, на основу дистрибуције депоноване енергије у калориметру од стране продуката зрачења снопа (*beamstrahlung*) [46]. Просторна дистрибуција депозиције енергије парова насталих конверзијом фотона које сноп израчи, садржи информацију о параметрима сударајућих скупина честица: величини скупине $\sigma_{x,y,z}$, емитанси скупине $\epsilon_{x,y}$, ротацији ϕ , итд. Предност оваквог начина дијагностике снопа је та што се мерење тренутних параметара снопа одиграва након судара снопова и стога не ремети структуру снопа, нити производи губитке енергије снопа као што је то случај у конвенционалним начинима дијагностике снопа. Такође, продукти зрачења снопа се могу користити и за тренутно мерење луминозности које служи као повратна информација систему за позиционирање снопа. Величине мерене калориметром за дијагностику снопа које служе за тренутно мерење луминозности су: број конвертованих парова који потичу од зрачења снопа, као и њихова депонована енергија. Симулације су показале да је на овај начин могуће повећање луминозности за 10-15 % [47]. Поред тога, важна намена калориметра за дијагностику снопа је и детектовање високо енергетских електрона спектатора из четворофермионских процеса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}e^+e^-$, који претстављају доминантни фон за процесе изван Стандардног модела [44]. Утицај калориметра за дијагностику снопа на смањење фона двофотонских процеса, применом "вето алгорита" је дата у [48]. Такође, калориметар за дијагностику снопа служи и као заклон централног детектора трагова као и вертекс детектора, од уназад расејаних честица.

Калориметар за дијагностику снопа ја дизајниран [49] као сегментирани калориметар сачињен од 30 слојева апсорбер/сензор. За апсорбер је изабран волфрам, малог Молијеровог радијуса, дебљине 3.5 mm што одговара једној радијационој дужини X_0 . Активна супстанца тј. сензор је још у фази тестирања. Услед велике депозиције енергије од парова који потичу од зрачења снопа, од неколико TeV по судару скупина, што одговара радијационој дози од 10 MG годишње, избор активне супстанце одговарајуће радијационе тврдоће је од изузетне важности. Испитивани материјали су: pCVD¹⁸ дијамант, GaAs, SC CVD дијамант, сафир и кварц.

Калориметар је сегментиран на 19 престенова и 8 сектора. Свака ћелија има радијалну и поларну димензију од 0.8 Молијеровог радијуса. Испред калориметра се налази графитни заклон дебљине 5 cm са наменом апсорпције нискоенергетског фона и спречавања расејање честица уназад.

Калориметар за мерење луминозности (LumiCal) детаљно је описан у следећем поглављу.

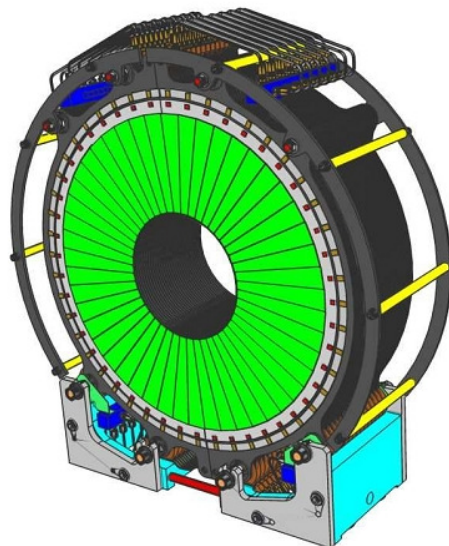
1.2.3 Луминометар за ИЛС

Калориметар за мерење луминозности (LumiCal) [49] чине два сегментирана силикон-волфрам (Si/W) калориметра позиционирана дуж излазних снопова позитрона и електрона. Калориметар за мерење луминозности је цилиндричне геометрије унутрашњег полупречника 8 cm и спољашњег 19.5 cm, што одговара угаоној прихватљивости детектора од $31 \text{ mrad} < \theta < 78 \text{ mrad}$. Дизајниран је као

¹⁸ Chemical Vapor Deposition

"сендвич" калориметар, кога чини 30 наизменично постављених дискова активне супстанце (силиконски сензори) и апсорбера (волфрам). Дебљина апсорбера од 3.5 mm, одговара једној радијационој дужини, док је Молијеров радијус 1.5 cm. Иза слоја волфрама следи керамички носач дебљине 0.6 mm, силиконски сензор дебљине 0.3 mm, као и међупростор предвиђен за електронику дебљине 0.1 mm. Удаљеност калориметра од интеракционог места је 250 cm.

Цилиндар калориметра је вертикално подељен на два полуцилиндра. Сваки од полуцилиндара је везан за челичне носаче одговарајуће тврдоће материјала. Спуштање калориметра услед његове тежине (~ 250 kg) износи 0.021 mm. На слици 1.2.6 [49] је дат попречни пресек калориметра за мерење луминозности са механичким носачима [49]. Сваки од полуцилиндара носи 1536 електронских канала за читавање, што претставља физичко ограничење при интеграцији луминометра у целокупни детектор. Такође, неопходно је предвидети простор и за одговарајући систем за хлађење.

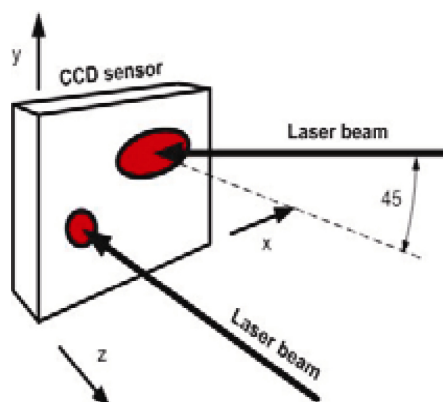


Слика 1.2.6 Механички дизајн калориметра за мерење луминозности. На слици су приказана два полуцилиндра која су спојена уз помоћ механичких стега (сиво-смеђа). Зеленом бојом су приказани силиконски сензори. Калориметар носе челични носачи (тамносива боја).

Посебна пажња је посвећена механичком позиционирању калориметра за мерење луминозности. За мерење позиције калориметра за мерење луминозности израђен је прототип система за ласерско позиционирање [50][51]. Основне компоненте система за ласерско позиционирање чине CCD¹⁹ камера, систем ласера, колиматори и филтери. На слици 1.2.7 је дат схематски приказ система за ласерско позиционирање [52]. Два добро колимирана ласерска снопа су уперена на сензоре CCD камере, један управно на површину сензора, док је други под углом од 45° . На тај начин се добијају две осветљене тачке на сензору CCD камере. Позиција тачке која потиче од ласерског снопа управног на површину сензора одређује оступање позиције луминометра у

¹⁹ CCD-Charge-Coupled Device

(x, y) равни, док међусобна удаљеност тачака се користи за одређивање одступања по z оси.



Слика 1.2.7 Схематски приказ система за ласерско позиционирање.

Максимална грешка позиционирања калориметра за мерење луминозности од интеракционог места, као и грешка релативног растојања предњег и задњег дела луминометра је $100\text{ }\mu\text{m}$.

Детектор је смештен дуж излазног снопа електрона(позитрона) у спољашњем магнетном пољу јачине 4 Т. Киао што је већ речено, угао између упадног снопа електрона и позитрона је 14 mrad . Постављање детектора луминозности око праваца излазних снопова, као осе симетрије, доводи до нехомогености магнетног поља унутар детектора. То има за последицу азимутну асиметрију грешке мерења луминозности [52]. Овај проблем је решен увођењем додатног магнетног поља anti-DID поља²⁰, са циљем да хомогенизује магнетно поље унутар детектора луминозности.

Дизајном детектора предње области за Међународни линеарни колајдер се бави FCAL²¹ колаборација [53]. Како је дизајн детектора предње области, као и целокупног ИС, један континуални процес, горе је описано тренутно стање истраживања везаних за дизајн, механичку структуру и систем за позиционирање луминометра. Даље смернице истраживања су сумиране у [49].

²⁰ Anti Detector Integrated dipole Field

²¹ Forward region CALorimetry

1.3 Мерење луминозности на ILC

Једна од најважнијих техничких карактеристика колајдера честица, поред расположиве енергије у систему центра маса, јесте луминозност. Интегрисана у одређеном временском интервалу, луминозност је директно повезана са приносом реакција од интереса:

$$N=L \cdot \sigma \quad (1.3.1)$$

где је N број посматраних догађаја, σ одговарајући ефикасни пресек, а L луминозност. Луминозност у функцији параметара колајдера је дата као:

$$L = \frac{n_b n^2 f_{rep}}{4\pi \sigma_x \sigma_y} H_D \quad (1.3.2)$$

где је n_b број скупина честица (*bunches*), n - број честица у скупини, f_{rep} је фреквенција судара, σ_x и σ_y су трансверзалне димензије скупине. H_D претставља фактор који узима у обзир међусобну интеракцију снопова.

Прецизност мерења луминозности на ILC је условљена чињеницом да је будући линеарни колајдер предвиђен да буде машина за прецизна мерења како својстава новооткривених честица, уколико их буде, тако и за прецизна мерења у електрослабим процесима. На ILC су предвиђена два режима рада: један на номиналној енергији од 500 GeV и други на енергији резонанце Z^0 бозона као и на енергији прага пар продукције W бозона тзв. *GigaZ* режим рада.

Прецизност мерења луминозности условљена је статистиком процеса који су најосетљивији на дато мерење. За мерења у номиналном режиму рада, на енергији од 500 GeV најкритичнија мерења су:

- Мерење ефикасног пресека двофермионске продукције тј. процеси типа $e^+e^- \rightarrow f^+f^-$
- Мерење ефикасног пресека парпродукције W бозона $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$.

Ефикасни пресеци оба процеса су обрнуто пропорционални корену енергије у систему центра масе ($\sim 1/s$). Очекивани број догађаја, за оба процеса, је реда величине $\mathcal{O}(10^6)$ догађаја годишње, одакле следи да је минимална потребна прецизност мерења луминозности 10^{-3} .

Програм физике у *GigaZ* режиму рада је фокусиран на повећање прецизности електрослабих мерења достигнутих на LEP, SLD и Теватрону [54]. Посебно, прецизније одређивање масе Z и W бозона као и њихових спрезања, трилинеарна спрезања градијентних бозона (TGC), одређивање константе јаког спрезања на енергији резонанце Z бозона као и многа друга мерења. Програми физике у *GigaZ* режиму рада су сумирани у TESLA извештају [54]. Потребна прецизност мерења у *GigaZ* режиму рада је реда 10^{-4} .

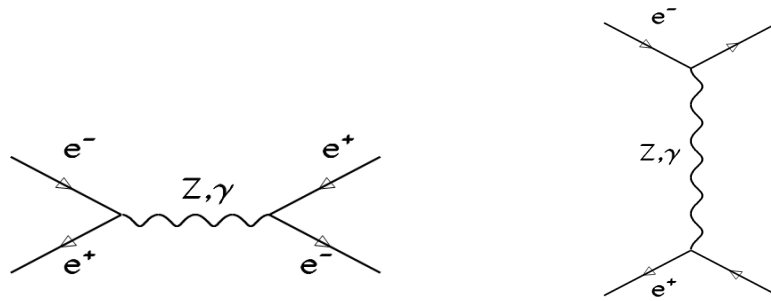
Мерење луминозности на ILC се врши посретством Bhabha догађаја. Формулисање критеријума селекције догађаја сигнала у мерењу луминозности посретством Bhabha догађаја као и утицај предложене селекције на однос сигнал фон, претстављају задатак ове тезе. Предложени критеријуми селекције су засновани на тополошким и енергетским особинама пара Bhabha честица које су представљене у овом поглављу. Резултати примене предложених критеријума селекције сигнала на однос сигнал фон је дат у поглављу 1.4.

1.3.1 Bhabha расејање

Еластично Bhabha [⁵⁵] расејање је процес интеракције електрона и позитрона:

$$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \quad (1.3.3.)$$

Овај процес се одвија преко γ и Z^0 бозона, измењених у s (аниhilација) и t (еластично расејање) каналу реакције. Одговарајући Фајнманови дијаграми водећег реда су дати на слици 1.3.1. Електрони расејани у t каналу реакције емитују се под малим угловима у односу на осу снопа и ово је основни процес за мерење луминозности на лептонским колајдерима. Разлог томе лежи у чињеници да је ово веома добро теоријски описан процес у смислу познавања теоријског ефикасног пресека, чије су корекције вишег реда (NLO) познате²².



Слика 1.3.1 Фајнманов дијаграм Bhabha расејања а) s-канал реакције б) t- канал.

Потпуно еластично "Bhabha" расејање се никада не одиграва већ је увек праћено емисијом електромагнетне радијације. Емитовани фотони се већином емитују дуж правца упадних честица те стога, у већини случајева, радијација почетног стања²³ бива не детектована, јер одлази дуж акцелераторске цеви, док радијација коначног стања²⁴ бива апсорбована у електромагнетној каскади у детектору. Способност разликовања емитованог фотона од излазног лептона зависи од зависи од резолуције детектора. Ефикасни пресек Bhabha расејања, на Борновом нивоу, садржи десет чланова:

$$\frac{d\sigma^{EW}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2s} \left[\begin{aligned} &S^{\mathcal{N}}(s,s) + S^{\mathcal{N}}(s,t) + \\ &S^{\mathcal{N}}(t,s) + S^{\mathcal{N}}(s,s) + S^{\mathcal{N}}(s,t) + S^{\mathcal{N}}(t,s) + S^{\mathcal{N}}(t,t) + S^{ZZ}(s,t) \\ &S^{ZZ}(s,s) + S^{ZZ}(t,t) \end{aligned} \right] \quad (1.3.4)$$

од којих прва и последња два члана одговарају 'чистим' изменама фотона и Z^0 бозона, док шест средњих чланова су интерферентни γ - Z^0 као и s-t чланови [⁵⁶]. Електромагнетни део ефикасног пресека је дат формулом:

²² NLO корекције су познате на енергијама рада LEP I (91.5 GeV) и LEP II (189 GeV)

²³ Initial state radiation

²⁴ Final state radiation

$$\frac{d\sigma^{QED}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2s} \left[\frac{1 + \cos^4(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)} - 2 \frac{\cos^4(\theta/2)}{\sin^2(\theta/2)} + \frac{1 + \cos^2(\theta)}{2} \right] \quad (1.3.5)$$

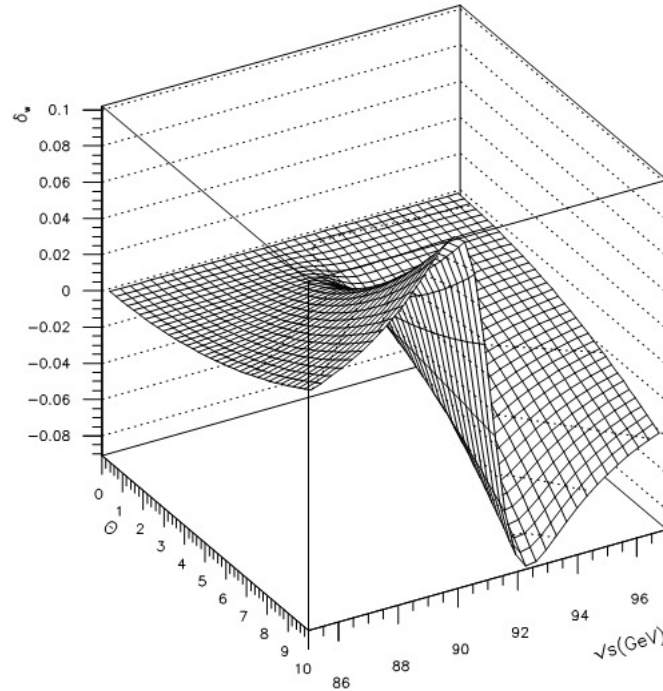
где први и последњи члан одговарају измени фотона у t и s каналу респективно, док други члан одговара интерференцији s и t канала. Угао θ је поларни угао расејаног електрона(позитрона) у односу на правац снопа, α је константа fine структуре, док је s квадрат енергије у систему центра маса. За мале вредности поларног угла ефикасни пресек може се апроксимирати формулом:

$$\frac{d\sigma^{QED}}{d\theta} \approx 32\pi\alpha^2 \frac{1}{s\theta^3} \quad (1.3.6)$$

Компонента ефикасног пресека за Bhabha расејање изменом Z^0 бозона се може изразити у функцији ефикасног пресека за електромагнетно (QED) расејање (формула 1.3.7), у облику:

$$\frac{d\sigma^{EW}}{d\theta} = \frac{d\sigma^{QED}}{d\Omega} (1 + \delta_W) \quad (1.3.7)$$

при чему је зависност функције δ_W од поларног угла (θ), као и од енергије у систему центра маса $\sqrt{s}$, за енергије у близини Z^0 резонанце, дата на слици 1.3.2. [57]:

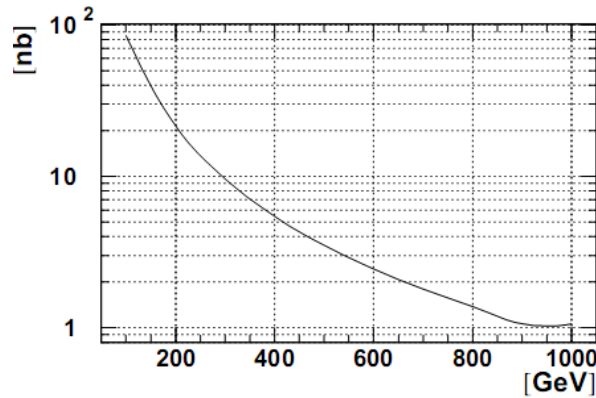


Слика 1.3.2 Зависност функције δ_W од поларног угла Bhabha честице (θ) и енергије у систему центра масе ($\sqrt{s}$).

Као што се са слике види допринос "слабе" корекције има максимум на резонантној енергији продукције Z^0 бозона и расте са порастом угла расејања. Стога, при малим угловима $1^\circ < \theta < 6^\circ$ (тзв. 'Small Angle Bhabha Scattering'- SABH) и на номиналној

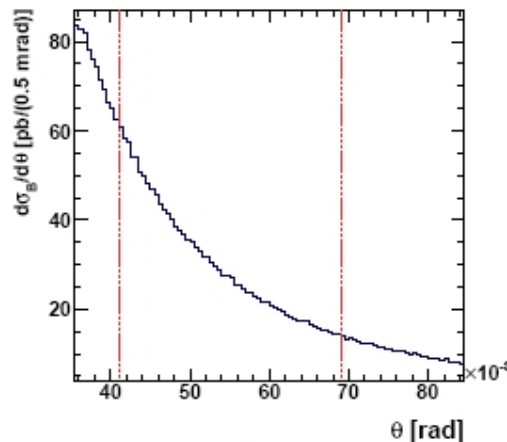
енергији рада ILC-а од 500 GeV, ефикасним пресеком Bhabha расејања у потпуности доминира ($\geq 99\%$) чист електромагнетни (QED) процес измене фотона у t каналу реакције [58]. Ефикасни пресек Bhabha расејања је израчунат са тачношћу $o(10^{-4})$ [59], на енергијама LEP (~ 200 GeV), укључујући и корекције вишег реда (NLO). Корекције вишег реда су од изузетног значаја за мерење луминозности услед тога што је релативна грешка мерења луминозности директно пропорционална релативној теоријског грешки ефикасног пресека.

На слици 1.3.3 је дата зависност ефикасног пресека Bhabha расејања у функцији квадрата енергије у систему центра маса [60].



Слика 1.3.3 Зависност ефикасног пресека Bhabha расејања, интегрисаног у активној запремини детектора, од енергије у систему центра маса.

Вредност ефикасног пресека опада са повећањем енергије у систему центра маса као $1/s$ (формула 1.3.5) и на номиналној енергији рада ILC од 500 GeV, ефикасни пресек интегрисан у активној запремини детектора (види поглавље 1.3.2) износи ≈ 2.1 nb (слика 1.3.4).



Слика 1.3.4 Зависност диференцијалног ефикасног пресека Bhabha расејања од поларног угла. На слици је црвеним линијама означена и угаона прихватљивост активне запремине детектора.

С обзиром на то да је предвиђена номинална луминозност ILC од $2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, датом интегрисаном ефикасном пресеку Bhabha расејања одговара приближно 10^9

Bhabha догађаја на годишњем нивоу, што омогућава мерење луминозности са релативном статистичком грешком мањом од 10^{-4} .

Метод мерења луминозности

Мерење луминозности на ILC се базира на Bhabha расејању електрона и позитрона, при малим угловима расејања и представља, као што је речено, доминантно електромагнетни процес. Луминозност се израчунава на основу броја идентификованих Bhabha догађаја (N_{bha}), у одређеној угаоној активној запремини детектора, познавајући одговарајући теоријски ефикасни пресек (σ_{bha}):

$$L_{int} = \frac{N_{bha}}{\sigma_{bha}} \quad (1.3.8)$$

У реалном експерименту број идентификованих Bhabha догађаја се мора кориговати за догађаје погрешно идентификоване као сигнал, узевши у обзир ефикасност селекције ε :

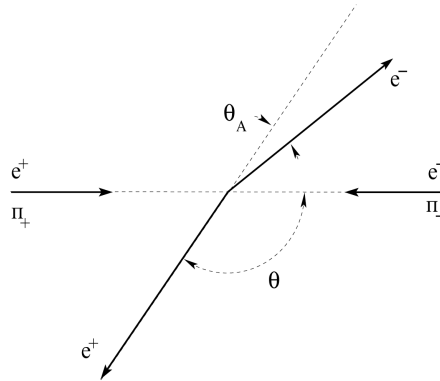
$$L_{int} = \frac{N_{exp} - \sum_i N_i^{cor}}{\varepsilon \cdot \sigma_{bha}} \quad (1.3.9)$$

Корекције потичу од неодређености систематских ефеката и дате су у поглављу 1.5.5.

Топологија Bhabha догађаја

Bhabha процес, као двочестично еластично расејање, одликује карактеристична топологија као и одговарајућа дистрибуција енергије: две честице у излазном каналу које су колинеарне и компланарне (тзв. “back-to-back” топологија) и које, у идеалном случају, носе целокупну енергију снопа.

Услед радијације почетног и коначног стања, као и интеракције између сударајућих снопова (о чему ће бити речи у поглављу 1.5) ове особине Bhabha догађаја су делимично нарушене. На слици 1.3.5 дата је дефиниција аколинеарности пара честица Bhabha догађаја:



Слика 1.3.5 Дефиниција угла аколинеарности (θ_A) пара честица Bhabha догађаја.

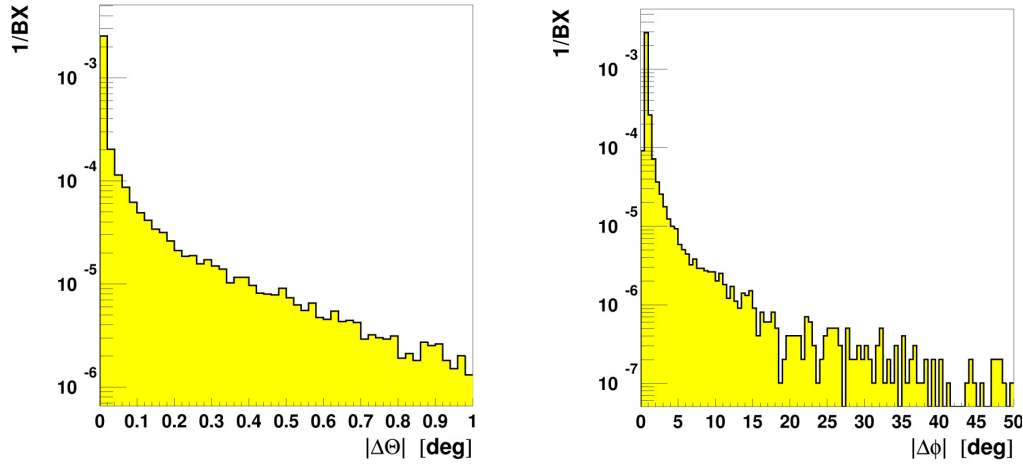
Аколинеарност честица Bhabha догађаја се, дакле, дефинише као разлика поларних углова расејаних честица (слика 1.3.5):

$$\Delta\theta = \theta_{e^-} - \theta_{e^+} \quad (1.3.10)$$

док се акомпланарност честица Bhabha догађаја као разлика азимутних углова расејаних честица (слика 1.3.6 б)):

$$\Delta\phi = \phi_{e^-} - \phi_{e^+} \quad (1.3.11)$$

Максимална дозвољена аколинеарности и акомпланарности честице претставља тополошки критеријум селекције Bhabha догађаја у мерењу луминозности. Дозвољена аколинеарност и акомпланарност се одређује оптимизацијом тако да се задовољи одређена чистоћа узорка са минималним губитком Bhabha догађаја тј. максималном ефикасношћу селекције. Аколинеарност и акомпланарност пара Bhabha честица су дате на слици 1.3.6.



Слика 1.3.6 а) Аколинеарност и б) акомпланарност пара Bhabha честица илустроване разликом поларног и азимутног угла позитрона и електрона, респективно.

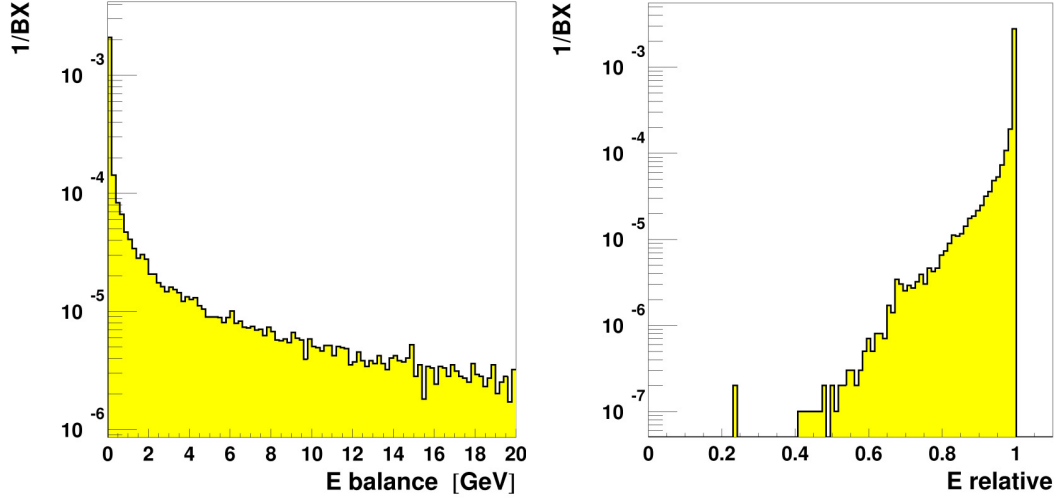
Критеријуми селекције Bhabha догађаја, на основу енергетских особина, се могу дефинисати коришћењем неколико карактеристичних величина:

- Енергетски баланс: разлика енергија депонованих у левој и десној страни калориметра (слика 1.3.7 а))

$$\Delta E = E_L - E_R \quad (1.3.12)$$

- критеријум релативне енергије (1.3.7 б))

$$E_{rel} = \frac{E_{e^-} + E_{e^+}}{2 \cdot E_{beam}} \quad (1.3.13)$$



Слика 1.3.7 Енергетски баланс Bhabha догађаја б) укупна енергија Bhabha догађаја у релативном односу на енергију снопа.

Као што се на слици 1.3.7 а) може видети разлика у енергијама честица Bhabha догађаја је у највећем броју случајева, је мања од 1 GeV. На слици 1.3.7 б) је дата дистрибуција броја релативне енергије Bhabha догађаја, за номиналну енергију рада ИЛС од 500 GeV, што одговара енергији снопа од 250 GeV. Највећи број догађаја је дистрибуиран око $E_{\text{relative}} = 1$, што је последица особине да Bhabha честице носе приближно целокупну енергију снопа.

Узимајући у обзир процесе који доводе до енергетске несиметрије честица као што су радијација почетног и коначног стања и зрачење снопа (видети поглавље 1.3.4), критеријуми селекције Bhabha догађаја су оптимизовани тако да се добије максимална ефикасност селекције сигнала уз максималну чистоћу датог узорка. Мерење луминозности дакле подразумева одабир одређених критеријума селекције Bhabha догађаја, узимајући у обзир све систематске ефекте у мерењу луминозности, на које дата селекција има утицај, а превасходно ефекат интеракције снопова (види поглавље 1.5.1), који је један од доминантних ефеката. Услед тога, установљен је и тзв. "асиметрични", емпиријски критеријум селекције Bhabha догађаја који подразумева наизменично "смањивање" угаоне прихватљивости леве и десне стране активне запремине детектора, за :

$$[\theta_{\min}^{\text{fid}} + 4\text{mrad}, \theta_{\max}^{\text{fid}} - 7\text{mrad}] \quad (1.3.14)$$

где су $\theta_{\min}^{\text{fid}}$ и $\theta_{\max}^{\text{fid}}$ одговарају минималном и максималном поларном углу активне запремине детектора. Показано је да се применом асиметричног критеријума селекције Bhabha догађаја минимизује зависност релативне грешке мерења луминозности од помераја интеракционог места у односу на номинално [60], као и утицај ефекта интеракције снопова.

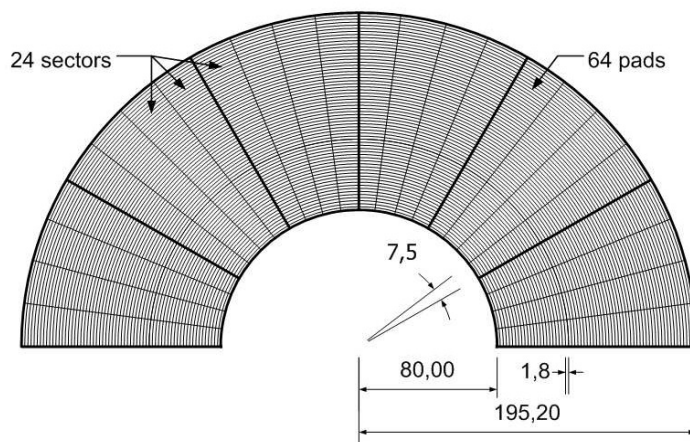
Ефикасност предложених критеријума селекције зависи и од прецизности реконструкције поларног угла и резолуције мерења енергије расејаних честица, као и од калибрације енергетске скале.

1.3.2 Симулација Bhabha расејања под малим угловима

Bhabha расејање при малим угловима је симулирано програмом BHLUMI [61]. BHLUMI је Монте Карло програм за генерисање догађаја Bhabha расејања у првом реду апроксимације (LO). Bhabha расејање под малим угловима карактеришу велике електромагнете (QED) тзв. радијативне корекције, реда неколико процената. Електрослабе корекције нису укључене. Релативна теоријска грешка ефикасног пресека Bhabha расејања при малим угловима, у верзији BHLUMI-v4.0 је $o(1.1 \cdot 10^{-3})$. BHLUMI генератор је интегрисан у програмски пакет BARBIE за симулацију детектора за мерење луминозности (поглавље 1.3.3). Симулирано је 10^5 Bhabha догађаја са ефикасним пресеком $\sigma = (4.58 \pm 0.02) \text{ nb}$, којем одговара угаони опсег $[26,82] \text{ mrad}$.

1.3.3 Дизајн и симулација луминометра

Потребна прецизност мерења луминозности условљава дизајн детектора. Услед критеријума селекције Bhabha догађаја потребне су и одговарајуће карактеристике калориметра за мерење луминозности – врло велика прецизност реконструкције поларног угла и енергије детектованих честица. Да би се обезбедила што боља резолуција мерења поларног угла и енергија Bhabha електрона, кроз симулацију је оптимизован како број равни сензора и апсорбера, тако и дизајн сензорских равни [45]. Број равни калориметра је дизајниран тако да готово сва енергија високоенергетских Bhabha честица буде у потпуности апсорбована. Свака сензорска раван је сегментирана азимутално на 48 сегмената и радијално на 64 прстена. Истовремена азимутна и радијална ($R\phi$) сегментација геометријски дефинише једну сензорску јединицу ("pad"). На слици 1.3.8 је дата скица сегментације половине сензорске равни калориметра за мерење луминозности [62].

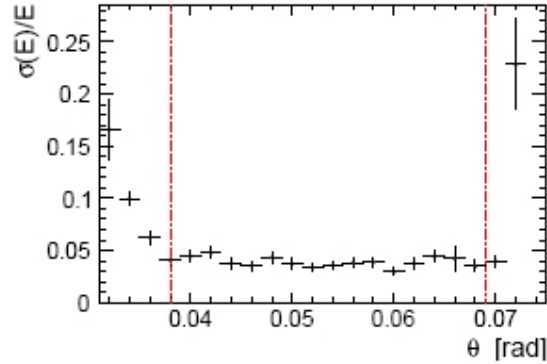


Слика 1.3.8 Дизајн сензорске полуравни луминометра.

Поред ($R\phi$) сегментације често је у употреби и тзв. "тракаста" сегментација калориметра. Она подразумева наизменично смењивање дискова калориметра од којих је један сегментиран радијално а други азимутално.

Енергетска резолуција је један од најважнијих параметара дизајна луминометра. На слици 1.3.9 [49] приказана је зависност енергетске резолуције луминометра од поларног угла.

Услед чињенице да при физичким крајевима детектора није у потпуности садржана електромагнетна каскада, резолуција мерења енергије се погоршава у рубној области угаоне прихватљивости детектора. Стога активну запремину детектора²⁵, која се узима у обзир при реконструкцији како позиције тако и енергије честица, дефинишемо као запремину детектора у којој је резолуција енергије приближно константна (слика 1.3.9).



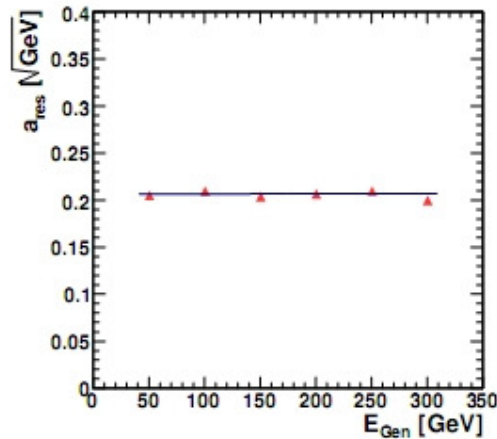
Слика 1.3.9. Зависност резолуције енергије $Vhabha$ честица, при номиналној енергији снопа $E_{beam}=250$ GeV. На слици су дате горња и доња граница активне запремине детектора (црвена линија).

Слика 1.3.9 одговара геометрији детектора угаоне прихватљивости поларног угла од $[31,74]$ mrad, за коју је на овај начин одређена активна запремина која захвата област поларног угла $[38,69]$ mrad.

Симулацијом добијена вредност енергетске резолуције луцинометра, без укључене симулације електронског шума, је дата као:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a_{res}}{\sqrt{E}} \oplus b \quad (1.3.15)$$

где је $a_{res}=0.23\pm0.01$, стохастичка компонента условљена начином узорковања (број равни апсорбера и сензора, сегментација и дебљина апсорбера). Показано је да је тзв. члан узорковања²⁶ (a_{res}) има константну вредност, у активној запремини детектора, у односу на енергију упадне честице (слика 1.3.10.) [49].



Слика 1.3.10. Зависност члана узорковања a_{res} од енергије упадне честице E_{Gen} .

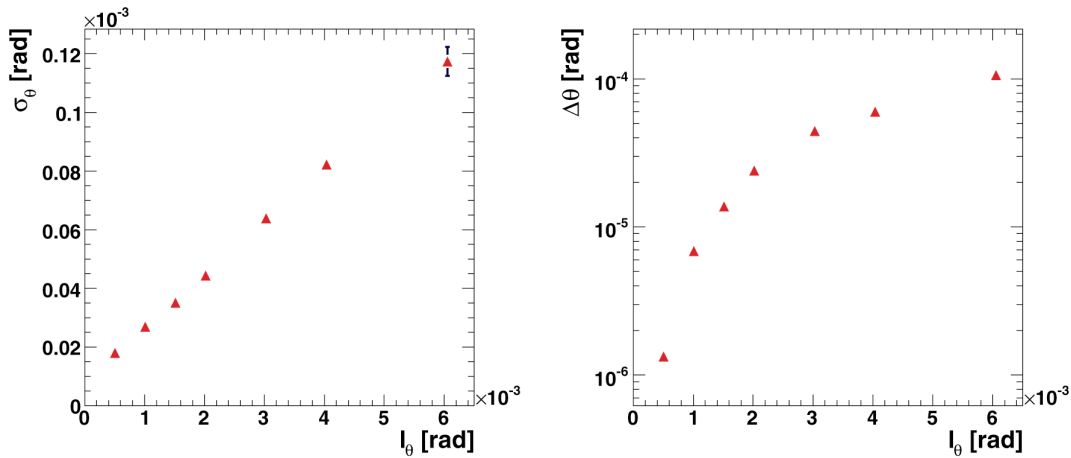
²⁵ Fiducial volume

²⁶ "Члан узорковања" - "Sampling term"

За испитивани дизајн и енергију снопа од $E_{\text{beam}}=250 \text{ GeV}$ одговарајућа резолуција је $\frac{\sigma_E}{E} = (1.52 \pm 0.03) \%$ [49].

Реконструкција поларног угла електромагнетне каскаде депоноване у калориметру за мерење луминозности се реконструише применом метода логаритамског отежињавања [63]. Овим методом се свакој од ћелија (сензора) додељује одређена тежина у зависности од вредности енергије депоноване у датом сензору $W_i = \max\{0, C + \ln(\frac{E_i}{E_{\text{tot}}})\}$, где је E_i енергија депонована у сваком од сензора,

E_{tot} укупна депонована енергија у калориметру, док је C константа тј. слободни параметар. Метод логаритамског отежињавања реконструкције позиције електромагнетне каскаде, дакле, узима у обзир сензоре у којима је депонован велики проценат укупне енергије депоноване у калориметру. Дистрибуција реконструисаног поларног угла је дефинисана средњом вредношћу θ_{rec} и средњим квадратним одступањем тј. резолуцијом σ_θ . Разлика између генерисане и реконструисане вредности поларног угла $\Delta\theta$ представља тзв. систематски померај поларног угла. Ненулта вредност помераја поларног угла потиче од нелинеарне трансформације енергија погодака тј. отсецања сензора са малим процентом депоноване енергије као и од нелинеарности која потиче од међупростора између сензора калориметра. Вредност константе C се одређује, за задату сегментацију сензора, на основу минималне вредности резолуције σ_θ [64]. Вредност резолуције и помераја поларног угла зависи и од радијалне сегментације тј. величине ћелије - слика 1.3.11. На слици је дата резолуција и померај поларног угла за честице упадне енергије 250 GeV. На слици је очигледна линеарна зависност резолуције у функцији величине ћелије.



Слика 1.3.11 Зависност а) резолуције и б) систематског помераја поларног угла од величине сензорских ћелија.

За описану геометрију калориметра за мерење луминозности, којој одговара величина сензора од $l_\theta=0.8 \text{ mrad}$, може се постићи вредност резолуције

$\sigma_\theta = (2.20 \pm 0.01) \cdot 10^{-5} \text{ rad}$ којој одговара вредност помераја поларног угла од $\Delta\theta = (3.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-6} \text{ rad}$.

За симулацију луминометра, тј. резултате наведене у овом поглављу, коришћен је програмски пакет МОККА [65] базиран на GEANT4 [66] пакету за симулацију интеракције честица са супстанцијалном средином.

Резултати приказани у овој тези, су произведени програмским пакетом BARBIE (v 4.1, v 5.0) [67], развијеним оквиру FCAL колаборације. То је програмски пакет базиран на GEANT-2.31. Верзија BARBIE v4.1 одговара дизајну луминометра у LDC дизајну детектора за Међународни линеарни колајдер, док верзија BARBIE v5.0 одговара дизајну детектора у ILD дизајну детектора (поглавље 1.2).

1.3.4 Машински фон у мерењу луминозности

Да би се достигла дизајном предвиђена луминозност од $2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ параметри рада машине (формула 1.3.1) морају бити одговарајуће оптимизовани. С једне стране предвиђена учестаност пулсирања снопа (тј. емитовања возова) на ILC од 5 Hz, је ограничена техничким могућностима суперпроводних радиофреквентних шупљина, док је с друге стране даље повећање броја честица у возу такође ограничено техничким могућностима [20]. Стога је, зарад повећања луминозности, неопходно фокусирање сударајућих снопова на врло мале попречне димензије. Номиналне попречне димензије снопа су $\sigma_x = 640 \text{ nm}$ и $\sigma_y = 5.7 \text{ nm}$, што је око 10^3 пута мање него димензије снопа на LEP [68].

Мале димензије снопа проузрокују велику густину наелектрисања у скупини (банч) а стога и велико електрично поље унутар скупине. Ово електрично поље утиче на супротно наелектрисане честице, из скупина другог снопа: скупине које се приближавају једна другој ће се међусобно привлачити тако да ће појединачне честице у скупинама бити убрзаване према центру скупине (слика 1.3.12). Ово међусобно привлачење је познато као "ефекат уштинића" (*pinch effect*). С једне стране *pinch effect* има позитивно деловање јер додатно смањује попречни пресек скупина и самим тим утиче на повећање луминозности. Удео овог ефекта у луминозности је дат кроз корекциони фактор H_D формуле 1.3.2:

$$L = \frac{n_b n^2 f_{rep}}{4\pi\sigma_x\sigma_y} H_D \quad (1.3.16)$$

Типична вредност корекционог фактора за номиналне параметре снопа је приближно $H_D \approx 2$ [69]. С друге стране, скретање наелектрисања тј. одступање од номиналне праволинијске трајекторије тзв. ефекат електромагнетне дефлексије, у магнетном пољу, доводи до емитовања фотона од стране наелектрисаних честица. Овај ефекат је познат под термином ефекат зрачења снопа тј. '*beamstrahlung*' [70][71].

'Beamstrahlung' процеси као машински фон

Beamstrahlung претставља, дакле, посебну врсту синхротронске радијације и представља главни извор машинског фона на ILC [72]. Емитовани фотони носе значајни део енергије електрона $\sim 10^8 \text{ TeV}$ по судару скупина, односно $\sim 1 \text{ GeV}$ по честици скупине [72]. У секундарном процесу фотони произведени зрачењем снопа

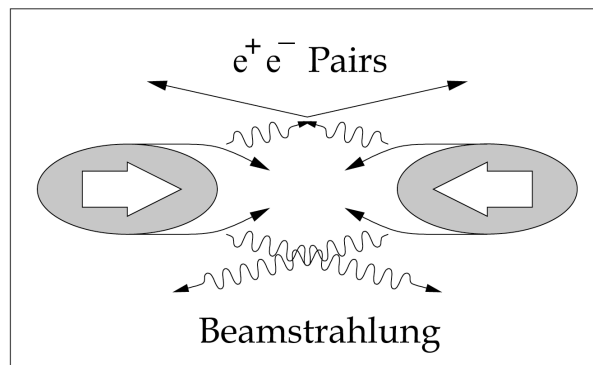
бивају конвертовани у ниско енергетске e^+e^- парове. Просечни број парова произведених по судару скупина је реда величине 10^5 .

Средњи губитак енергије δ по честици у скупини је дат као:

$$\delta \propto \frac{I}{E \cdot \sigma_z} \left(\frac{N}{\sigma_x + \sigma_y} \right)^2 \quad (1.3.16)$$

где је N број честица у скупини, $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ димензије снопа у интеракционом месту, а E енергија снопа.

Као што се види из формуле 1.3.16, губитак енергије услед зрачења снопа је обрнуто пропорционалан квадрату збира попречних параметара снопа $(\sigma_x + \sigma_y)^2$, док је луминозност обрнуто пропорционална производу попречних параметара снопа (формула 1.3.2). Стога су номинални параметри ИЛС оптимизовани тако да се добије што је могуће већа луминозност уз минималне губитке услед *beamstrahlung*-а. Као резултат ове оптимизације се добија максимална вредност ширине снопа $\sigma_x = 640$ nm уз минималну вредност висине снопа $\sigma_y = 5.7$ nm. Иако губитак енергије услед *beamstrahlung*-а номинално зависи и од лонгитудиналне димензија скупине σ_z , минимизација губитака се не може постићи увећањем ове димнзије услед њене ограничености тзв. Хорглас ефектом (Hourglass effect) [73].



Слика 1.3.12 Илустрација ефекта прикљештења снопова (*pinch effect*) при судару скупина наелектрисања електрона и позитрона. Привлачење честица у једној скупини, у електричном пољу честица друге скупине, производи дефлексију кретања датих честица што даље води ка емитовању фотона. Фотони се даље конвертују у e^+e^- парове.

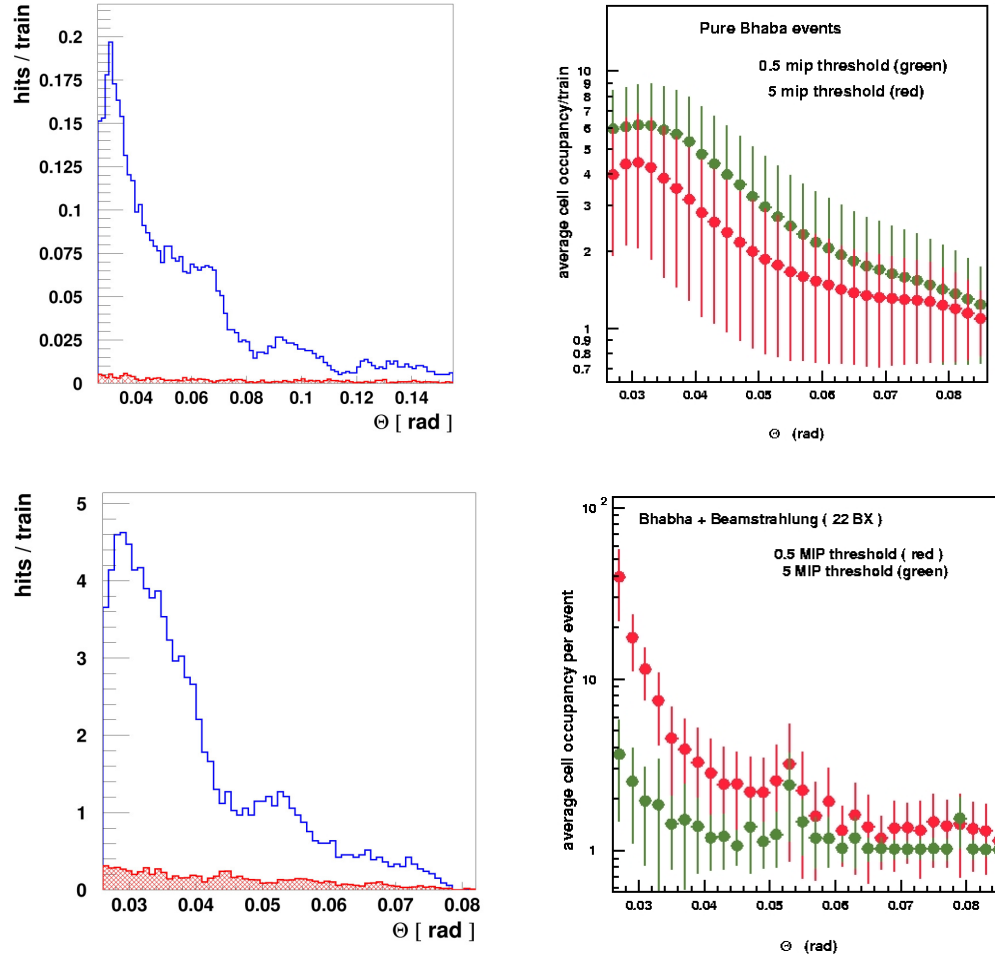
Губитак енергије услед зрачења снопа резултује смањењем енергије у систему центра масе, и стога у ширењу спектра енергије снопа и луминозности на сличан начин као и радијација почетног стања (поглавље 1.3).

1.3.5 Депозиција у луминометру и ангажованости система за читавање

Конвертовани e^+e^- парови су емитују у правцу осе снопа тј. са врло малим трансверзалним импулсом. Већина парова одлази дуж акцелераторске цеви али велики део погађа и калориметар снопа BeamCal услед његове релативно ниске

угаоне прихватљивости ($5 \text{ mrad} < \theta < 40 \text{ mrad}$). Депозиција *beamstrahlung-a* у BeamCal-у резултира у радијационој дози од 10 MG годишње за сензоре блиске оси снопа [74].

Депозиција продукта зрачења снопа у калориметру за мерење луминозности је од значаја у односу на пројектовање тзв. меморијске дубине система за очитавање сензора. На слици 1.3.13 је дата илустрација депозиције физичког и машинског фона [75], као и од сигнала, за различите сегментације сензора (тракасту и $R\phi$).



Слика 1.3.13 Ангажованост система за очитавање а) од сигнала и физичког фона за ($R\phi$) сегментацију, интегрисаног по возу банчева б) од сигнала и физичког фона за тракасту сегментацију ц) и д) од сигнала са и без присуства машинског фона за ($R\phi$) сегментацију.

Као што је очигледно на сликама 1.3.13 систем за очитавање сензора је доминантно окупиран депозицијама које потичу од зрачења снопа. Депозиција сигнала је за ред величине мања, док је депозиција физичког фона мања ~ 100 пута. Стога се дизајн система за очитавање пројектује према окупираности детектора продуктима зрачења снопа. Будући да су фотони зрачења снопа, као и конвертовани e^+e^- парови нискоенергетски они не претстављају директни проблем селекцији трагова у мерењу луминозности, и ефикасно се уклањају применом критеријума релативне енергије (формула 1.3.13).

1.4 Физички процеси као фон у мерењу луминозности

Да би се постигла задата прецизност мерења луминозности бројне систематске ефекте треба разумети и контролисати их у реалним експерименталним околностима. Један од водећих систематских ефекта (види поглавље 1.5) у мерењу луминозности је тзв. "физички фон" тј. фон који потиче од четворофермионских процеса механизмом неутралних струја (слика 1.4.1).

У овој тези је по први пут проучаван утицај четворофермионских процеса на мерење луминозности користећи процес Bhabha расејања, на енергији 500 GeV у систему центра масе. Претходна искуства на LEP енергијама, су показала да систематска грешка проузрокована овим типом процеса не даје значајнији допринос укупној систематској грешки мерења луминозности [76]. Међутим, у овој тези је показано да пораст ефикасног пресека четворофермионских догађаја с једне стране, као и пад ефикасног пресека Bhabha догађаја с друге, услед пораста у енергије у систему центра маса у односу на енергије LEP, проузрокује да четворофермионски процеси механизмом неутралних струја представљају један од доминантних систематских ефеката у мерењу луминозности на будућем Међународном линеарном колајдеру [77]. Истовремено, избор и оптимизација критеријума селекције Bhabha догађаја у мерењу луминозности на ILC, у односу на све тангиране систематске ефекте, представљају један од важних задатака с обзиром на потребну тачност мерења луминозности.

Уопштено говорећи, четворофермионски процеси претстављају један од извора фона за продукцију Хигсовог бозона на ILC [78], као и у потрази за другим новим честицама (SUSY) [79]. Доминанти канал продукције Хигсовог бозона на ILC је тзв. *Higgsstrahlung* процес тј. $e^+e^- \rightarrow ZH$. Главна компонента фона овог процеса је четворофермионски процес $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \bar{f}f$. Стога, поред значаја ових процеса као главног извора фона у мерењу луминозности, четворофермионски процеси представљају и значајан фон за изучавање тзв. "нове физике" ²⁷ на ILC.

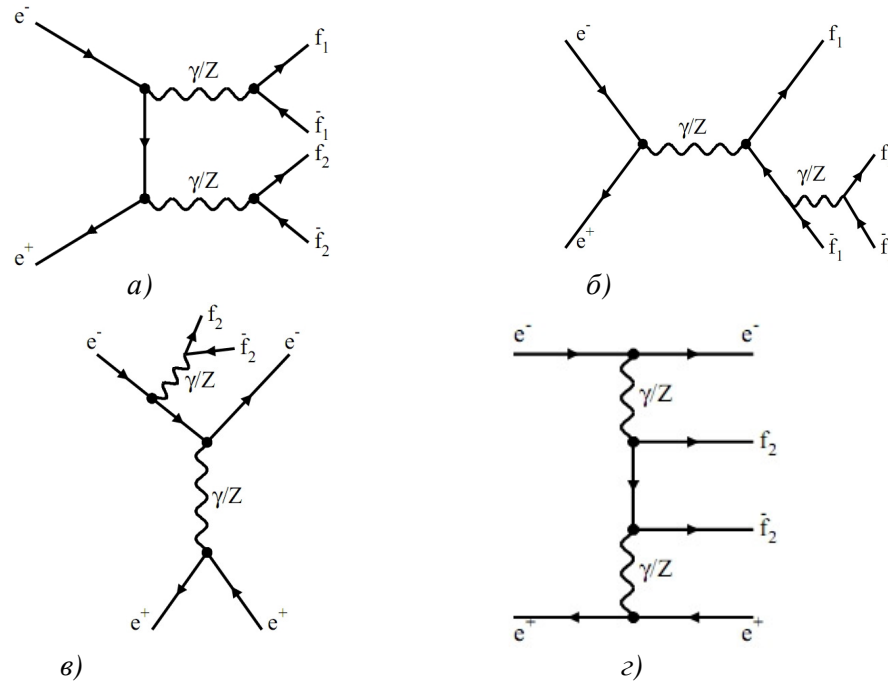
Четворофермионски процеси у ширем смислу $e^+e^- \rightarrow 4f$ се класификују према механизму продукције: механизмом неутралних или наелектрисаних струја [80][81]. Први тип четворофермионских процеса се одвија путем измене Z бозона или фотона γ , док се други тип одвија изменом W бозона. Међутим истраживања су показала да четворофермионски процеси произведени механизмом наелектрисаних струја не представљају потенцијалну опасност за мерење луминозности посретством Bhabha догађаја [82], захваљујући чињеници да лептони из W распада највећим делом највећим делом погађају област изнад луминометра, односно бивају емитовани при већем поларном углу.

Због могућности да неинтереагујући електрони (спектатори) погоде активну запремину луминометра и буду погрешно идентификовани као Bhabha честице, четворофермионски процеси произведени механизмом неутралних струја, представљају доминанти фон у мерењу луминозности. Доминантни допринос ефикасном пресеку за четворофермионску продукцију потиче од мултиперифералних ("двофотонских") процеса [83].

²⁷ Често се под појмом "нова физика" подразумевају бројне екстензије Стандардног модела

1.4.1 Продукција четворофермионских коначних стања механизмом неутралних струја

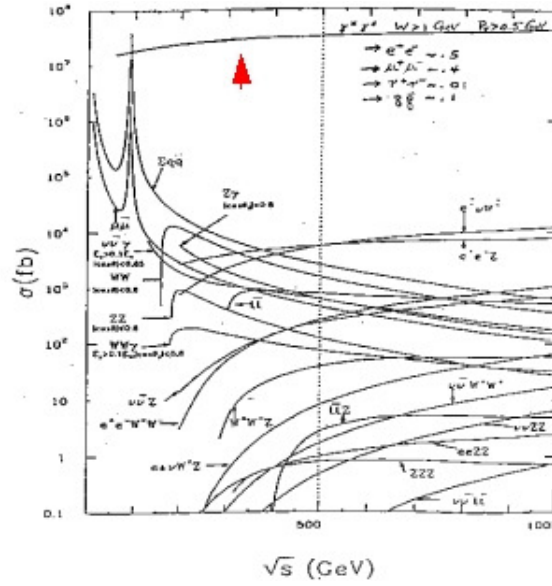
Потенцијални проблем у мерењу луминозности, дакле, представљају процеси који у излазном каналу имају електрон-позитрон пар расејан под малим угловима, тј. топологије сличне топологији Bhabha догађаја. Стога је разматрана посебна класа четворофермионских процеса механизмом неутралних струја: лептонски четворофермионски процеси ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$) и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$, као и хадронски четворофермионски процеси $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\bar{f}f, f = u, d, s, c, b$. Пар електрон-позитрон финалног стања ћемо означавати као примарни пар, а други пар фермиона као секундарни пар честица ($\bar{f}f, f = e, \mu, u, d, s, c, b$). Доминантни Фајнманови дијаграми водећег реда су приказани на слици 1.4.1:



Слика 1.4.1 Доминантни Фајнманови дијаграми четворофермионских процеса механизмом неутралних струја: а) конверзија б) анихилација в) заочно зрачење г) мултипериферални процеси (двофотонски процеси).

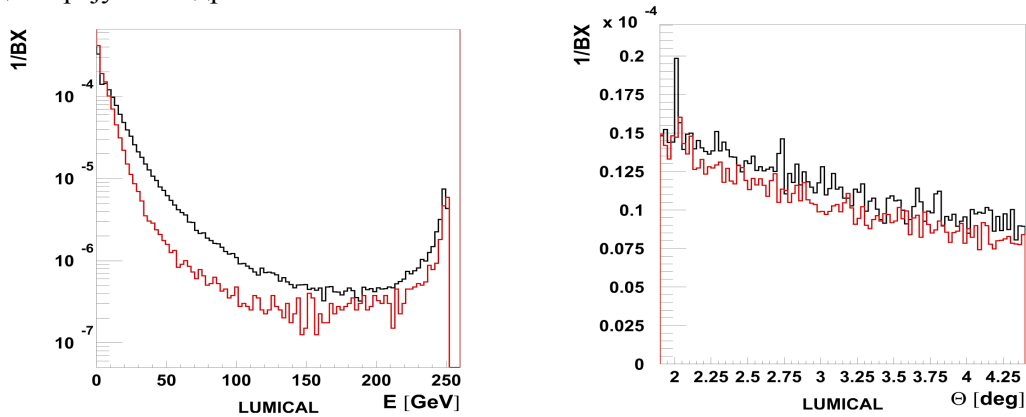
Ефикасни пресек четворофермионских процеса расте са порастом енергије у систему центра маса сразмерно $\sim \ln^2(s)$ [84], и практично улази у засићење при вредностима реда 10 pb. То значи, узевши у обзир опадање ефикасног пресека Bhabha расејања као $1/s$, да ће проблем физичког фона бити све израженији са порастом енергије у систему центра масе.

На слици 1.4.2 је дата зависност ефикасног пресека двофотонских процеса у функцији од енергије у систему центра масе [85].



Слика 1.4.2 Зависност ефикасних пресека од енергије. Двофотонски процеси су означени стрелицом.

На слици 1.4.3 је дата дистрибуција енергије и поларног угла честица четворофермионских процеса произведених механизмом неутралних струја, за лептонски и хадронски физички фон посебно. На слици 1.4.3 а) се види јасан максимум на енергијама блиским номиналној енергији снопа, како за лептонске (црно) тако и за хадронске четворофермионске процесе (црвено), који генерално одговара честицама примарног пара електрон-позитрон коначног стања тј. тзв. електронима спектаторима из мултиперифералних процеса. Максимум на ниским вредностима енергије одговара честицама секундарног пара. Хадронски физички фон карактерише врло велики број честица у коначном стању услед фрагментације одговарајућих хадрона.



Слика 1.4.3 Дистрибуција броја честица у угаоном опсегу калориметра за мерење луминозности, нормализована по броју судара скупина у функцији а) енергије и б) разлике поларних углова четворофермионских процеса произведених механизмом неутралних струја, посебно за лептонски (црно) и хадронски (црвено) физички фон.

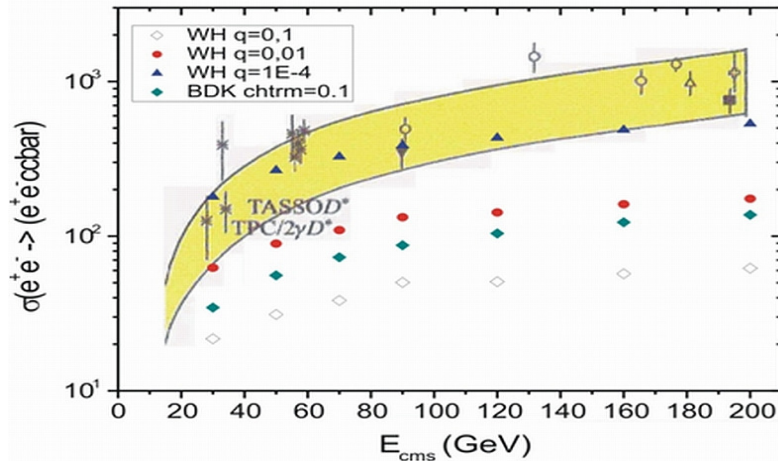
Број спектатора у луминометру у случају хадронског фона је приближно исти као у случају лептонског фона. На слици 1.4.3 б) је дата дистрибуција поларних

углова финалних честица. Топлогија четворофермионских процеса је таква да честице примарног пара излазе, под малим угловима, блиско оси снопа, како за лептонски тако и за хадронски фон.

1.4.2 Симулација физичког фона

Продукција четворофермиона механизмом неутралних струја симулирана је програмским пакетом WHIZARD²⁸ [86]. Ово је програмски пакет за израчунавање ефикасних пресека и симулацију процеса са већим бројем честица (до шест) у излазном каналу реакције. Матрични елементи за Фајнманове дијаграме водећег реда (*tree-level*), за задато вишечестично расејање, се генеришу помоћу О’Мега²⁹ генератора [87]. Програм укључује радијацију почетног стања као и емисију *beamstrahlung-a* програмом CIRCE [88]. Хадронизација и фрагментација хадрона спроведена је интегрисањем са програмом PYTHIA [89]

Симулирани су четворофермионски догађаји са лептонским финалним стањем $e^+e^- \rightarrow e^+e^-l\bar{l}$ где је $l=e, \mu$, величине узорка $N_{\text{lept}}=10^6$ догађаја са ефикасним пресеком (3.2 ± 0.1) nb, као и семилептонски четворофермионски догађаји тзв. хадронски физички фон, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$, где је $q=u,d,s,c,b$, величине узорка $N_{\text{had}}=10^5$ догађаја са ефикасним пресеком (5.1 ± 0.1) nb. Поларни угао расејаних честица је ограничен на интервал $[0.05^\circ - 179.95^\circ]$. Догађаји су генерисани под условима одређеним на основу експериментално добијених података за процес $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$, у распону енергија од 20 до 200 GeV, то јест услови генерисања четворофермионских процеса су прилагођени тако да репродукују већ постојеће експерименталне резултате у оквиру ширине NLO корекција.



Слика 1.4.4 Експериментално добијени ефикасни пресек за процес $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$ у функцији енергије у систему центра масе. Подаци су прикупљени на више експеримената са колајдерима (PETRA- експерименти TASSO и JADE, као и LEP- експерименти ALEPH, OPAL, L3). На слици је такође приказана ширина теоријске грешке која потиче од корекција вишег реда (NLO). На то су суперпониране вредности ефикасног пресека добијених генераторима WHIZARD и BDK при различитим претпоставкама.

²⁸ Акроним за симулацију класе електрослабих процеса у e^+e^- колајдерима: W, Higgs, Z And Respective Decays.

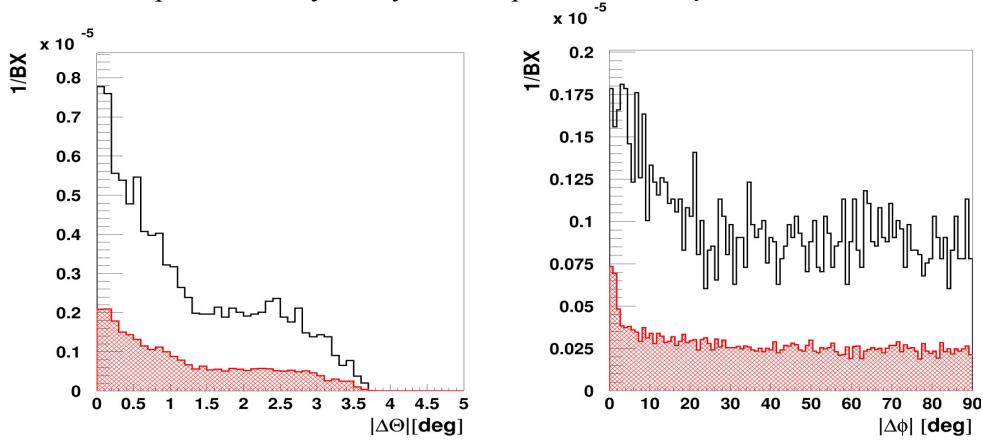
²⁹ О’Мега је акроним за “An Optimising Matrix Element Generator”

На слици 1.4.4 су на постојеће експерименталне резултате са LEP и других експеримената суперпониране вредности добијене симулацијом WHIZARD и BDK [90] генераторима под различитим условима, тј. за различите вредности импулса пренесеног фотона, као и ширина теоријски израчунатог ефикасног пресека датог процеса који укључује корекције вишег реда (NLO) [91]. Најбољи опис експерименталних података је добијен за вредност пренесеног импулса већег од $1 \cdot 10^{-4}$ GeV.

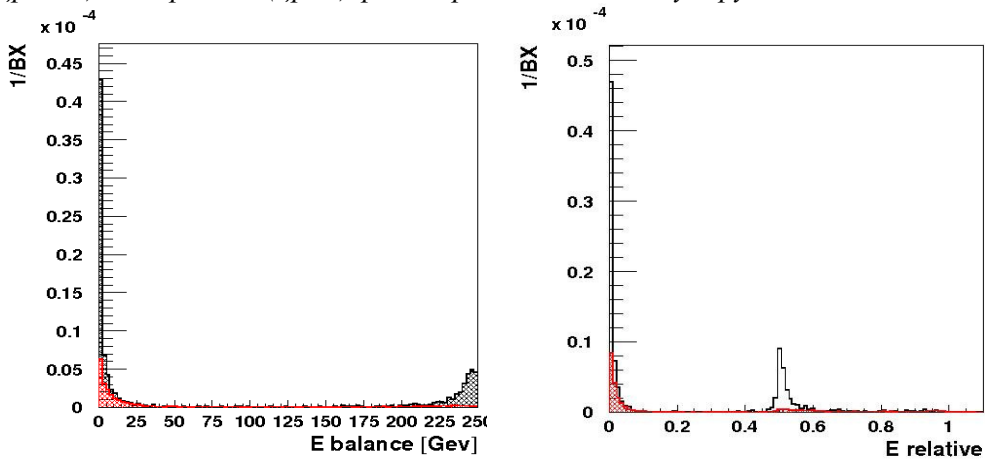
1.4.3 Топологија физичког фона

Као што је речено у претходном поглављу, специфична топологија као и чињеница да пар Bhabha честица односи већи део расположиве енергије у систему центра масе, омогућавају формирање критеријума раздвајања сигнала од фона.

Потенцијални фон Bhabha догађајима, по својим карактеристикама, дакле чине парови електрона спектатора. Ипак, комплетности ради испитиване су све математичке комбинације парова честица излазног канала који би по енергији и топологији били слични пару честица сигнала. На слици 1.4.5 су дате дистрибуције разлике поларних и азимутних углова парова честица финалног стања.



Слика 1.4.5 Дистрибуције броја догађаја за разлику а) поларних и б) азимутних углова пара честица излазног канала четворофермионских процеса за лептонски (црвено) и хадронски (црно) фон, нормализоване по судару банчева.



Слика 1.4.6 Дистрибуција броја догађаја за а) баланс енергије леве и десне стране калориметра и б) релативну енергију пара финалних честица четворофермионских догађаја за лептонски (црвено) и хадронски (црно) фон.

Са слика се види да дистрибуција енергетског баланса показује релативну сличност са одговарајућом дистрибуцијом Bhabha догађаја док дистрибуција релативне енергије показује значајно одступање, што је и очекивано узевши у обзир вишечестичну топологију фона.

1.4.4 Резултати: селекција догађаја у мерењу луминозности

Ефикасност критеријума селекције сигнала, као и одговарајући однос сигнал-шум добијен применом датих критеријума селекције, испитивани су за различиту угаону прихватљивост детектора $[26-82]$ mrad и $[31,78]$ mrad. Ефикасност селекције сигнала као и ефикасност одбацивања фона је добијена као однос броја парова честица у калориметру за мерење луминозности пре и након примене одређеног критеријума. Добијени резултати су дати у табели 1.4.1.

Угаона прихватљивост детектора	Ефикасност селекције сигнала [%]		Ефикасност одбацивања лептонског фона [%]		Ефикасност одбацивања хадронског фона [%]	
	$[26,82]$ mrad	$[31,78]$ mrad	$[26,82]$ mrad	$[31,78]$ mrad	$[26,82]$ mrad	$[31,78]$ mrad
$ \Delta\theta < 0.06^\circ$	81.1	78.6	95.2	90.1	95.3	91.3
$ \Delta\theta < 0.5^\circ$	96.1	94.3	67.8	60.8	68.6	62.3
$ \Delta\phi < 5^\circ$	98.0	97.7	67.1	52.5	94.0	75.0
$E_{\text{bal}} < 0.1 E_{\text{min}}$	90.6	95.4	88.5	82.4	85.4	97.0
$E_{\text{rel}} > 0.8$	98.5	94.0	76.0	63.5	99.7	98.0

Табела 1.4.1 Ефикасност селекције сигнала и ефикасност редукције лептонског и хадронског фона, дата за поједине критеријуме селекције, за угаону прихватљивост детектора $[26-82]$ и $[31,78]$ mrad.

Као што се из табеле види ефикасност селекције сигнала показује незнатну промену за две посматране геометрије, за сваки од поједних критеријума селекције. То значи да промена угаоне прихватљивости детектора има мали утицај на сепарациону моћ посматраних критеријума селекције. Исто тако, ефикасност одбацивања како лептонског тако и хадронског фона показује стабилност у односу на промену угаоне прихватљивости луминометра, посебно за критеријуме компланарности, енергетског баланса и релативне енергије, док критеријум колинеарности показује већу осетљивост. Ово је важно у смислу флексибилности при интеграцији луминометра у ILD детектор.

Из табеле 1.4.1 се види да критеријум релативне енергије даје незнатно боље резултате од критеријума енергетског баланса у погледу ефикасности селекције сигнала. Критеријум компланарности даје врло високу ефикасност селекције сигнала са нивоом редукције фона $\sim 90\%$. Такође, у погледу редукције физичког фона, понашање критеријума је комплементарно у односу на редукцију лептонског и хадронског фона.

Свеукупно најлошији критеријум селекције је критеријум колинеарности: због природе дистрибуције сигнала по поларном углу (слика 1.3.4) показује изузетну осетљивост на повећање вредности отсецања, док ефикасност одбацивања

како хадронског тако и лептонског физичог фона, опада око 30%. Ово одражава чињеницу да је физички фон далеко мање колинеаран од сигнала што је очекивано на основу вишечестичне топологије.

Показано је да су ефекат интеракције снопова као и физички фон водећи систематски ефекти у мерењу луминозности (поглавље 1.5) [⁹²]. Стога, критеријуми селекције сигнала у највећој мери зависе од оптимизације ових ефеката према утицају на систематску грешку мерења луминозности.

Показано је да се применом одређеног скупа критеријума селекције Bhabha догађаја величина ефективне супресије Bhabha ефикасног пресека (BHSE) смањује [⁹³] (поглавље 1.5.1). Ову селекцију, засновану на следећим критеријумима, називамо "асиметричном" селекцијом:

1. Релативна енергије пара честица је већа од 80% енергије у систему центра маса.
2. Наизменично смањивање угаоне прихватљивости леве и десне луминометра.

Такође, показано је да се применом асиметричног критеријума селекције смањује и зависност систематске грешке мерења луминозности од помераја интеракционог места у односу на номинално (поглавље 1.5). У табели 1.4.2 је дата ефикасност селекције сигнала и ефикасност одбацивања фона за асиметрични критеријум селекције.

	Ефикасност селекције сигнала [%]		Ефикасност одбацивања лептонског фона [%]		Ефикасност одбацивања хадронског фона [%]	
Угаона прихватљивост детектора	[26,82] mrad	[31,78] mrad	[26,82] mrad	[31,78] mrad	[26,82] mrad	[31,78] mrad
$[\theta_{\min}+4\text{mrad}, \theta_{\max}-7\text{mrad}]$	65.0	71.4	42.1	43.2	42.0	39.2

Табела 1.4.2 Ефикасност селекције сигнала и ефикасност редуkcије лептонског и хадронског фона, дата за асиметрични критеријум селекције, за различите угаоне прихватљивости детектора.

Као што се из види из Табеле 1.4.2 види, применом асиметричног критеријума наизменично смањивања угаоне прихватљивости калориметра ефикасност селекције сигнала опада најмање 15% у односу претходно представљене критеријуме селекције. Такође, исти критеријум показује знатно нижу ефикасност у одбацивању фона (~30%), у односу на тополошке критеријуме компланарности и колинеарности пара честица. Сходно изложеном следи да примена асиметричног критеријума селекције неповољно утиче на фон-сигнал тј. даје лошије резултате у односу на примену топлошких критеријума селекције (табела 1.4.3). С друге стране, применом критеријума колинеарности честица BHSE ефекат се увећава [⁹⁴].

Критеријум селекције сигнала заснован на азимутном углу показује велику сеперациону моћ при очувању ефикасности селекције сигнала преко $E_{ff} > 90\%$. Такође, прелиминарне студије су показале неосетљивост ефикасности селекције

сигнала на ефекат резолуције мерења азимутног угла. У табели 1.4.3 је дата ефикасност селекције сигнала, као и ефикасност одбацивања фона за различите граничне вредности.

	Ефикасност селекције сигнала		Ефикасност одбацивања лептонског фона		Ефикасност одбацивања хадронског фона	
	[%]		[%]		[%]	
Угаона прихватљивост детектора	[26,82] mrad	[31,78] mrad	[26,82] mrad	[31,78] mrad	[26,82] mrad	[31,78] mrad
$ \Delta\phi < 5^\circ$	98.0	97.8	67.1	52.5	94.0	75.0
$ \Delta\phi < 10^\circ$	99.0	98.9	57.8	43.4	89.3	69.2
$ \Delta\phi < 15^\circ$	99.4	99.4	52.6	39.0	84.8	65.3
$ \Delta\phi < 20^\circ$	99.6	99.6	50.0	35.3	82.0	59.8

Табела 1.4.3 Ефикасност селекције сигнала и ефикасност редукције лептонског и хадронског фона, дата посебно за критеријум компланарности, за различите вредности отсецања и различите угаоне прихватљивости детектора.

Однос фон-сигнал је посматран за комбинације више критеријума селекције (Табела 1.4.4).

	Скупови примењених критеријума	B/S
1.	- $[\theta_{min} + 4mrad, \theta_{max} - 7mrad]$ - E_{rel}	$3.7 \cdot 10^{-3}$
2.	- $[\theta_{min} + 4mrad, \theta_{max} - 7mrad]$ - E_{rel} - $ \Delta\phi < 5^\circ$	$2.9 \cdot 10^{-3}$
3.	- $[\theta_{min} + 4mrad, \theta_{max} - 7mrad]$ - $E_{balance}$ - $ \Delta\phi < 5^\circ$	$2.2 \cdot 10^{-3}$
4.	- $ \Delta\theta < 0.06^\circ$ - E_{rel} - $ \Delta\phi < 5^\circ$	$2.6 \cdot 10^{-3}$
5.	- $ \Delta\theta < 0.06^\circ$ - E_{bal} - $ \Delta\phi < 5^\circ$	$1.6 \cdot 10^{-3}$

Табела 1.4.4 Однос фон-сигнал, за различите комбинације критеријума селекције сигнала (угаона прихватљивост детектора [26-82] mrad).

Резултати су дати за геометрију детектора за коју су квантификовани сви систематски ефекти (поглавље 1.5) и којој одговара угаона прихватљивост [26,82] mrad.

Однос фон-сигнал је добијен према следећој формули, узевши у обзир нормализацију на одговарајуће ефикасне пресеке:

$$\frac{B}{S} = \frac{\frac{N'_{lept}}{N_{lept} / \sigma_{lept}} + \frac{N'_{had}}{N_{had} / \sigma_{had}}}{\frac{N'_{bha}}{N_{bha} / \sigma_{bha}}} \quad (1.4.1)$$

где је N број генерисаних парова честица са одговарајућим ефикасним пресеком σ , док је N' број парова честица након примењеног скупа критеријума селекције.

За текућу геометрију, којој одговара угаона прихватљивост [31,78] mrad, као и за скуп асиметричних критеријума селекције (1.), који је коришћен за све остале систематске ефекте однос фон-сигнал износи $B/S=2.6 \cdot 10^{-3}$. Овај резултат показује да геометрија детектора има незнатан утицај на однос фон-сигнал.

Из табеле се види да скуп асиметричних критеријума селекције (1.) даје најлошије резултате. Овај однос се може поправити $\sim 30\%$ увођењем додатног критеријума компланарности (2.). Критеријум компланарности показује флексибилност у односу на вредности отсецања, што је важно у погледу његове оптимизације у односу на друге тангиране систематске ефекте.

Такође, заменом критеријума релативне енергије скупа (2.), критеријумом енергетског баланса (скуп 3.) даје незнатно боље резултате.

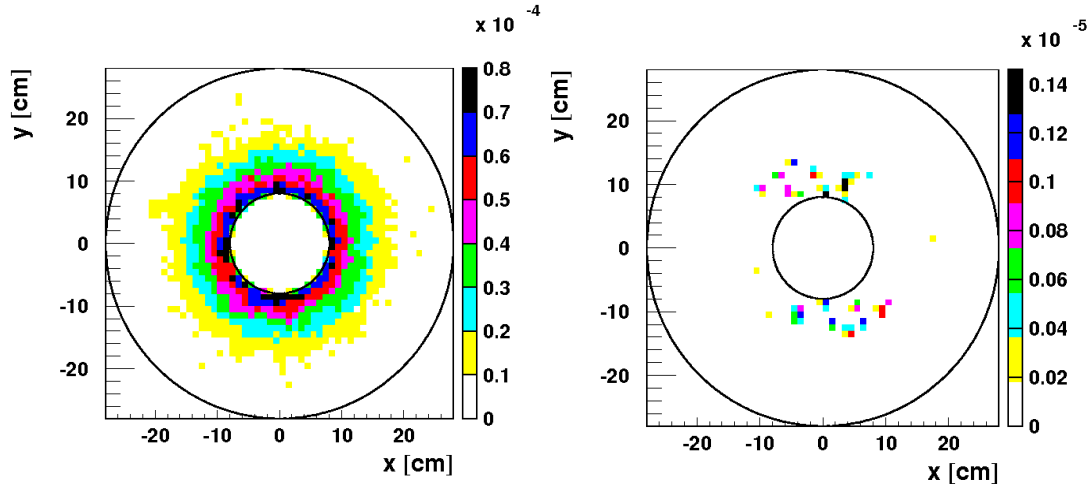
Примена тополошких критеријума селекције генерално даје боље резултате него примена асиметричног скупа критеријума селекције. Критеријум колинеарности пара честица показује велику промену ефикасности у односу на вредности отсецања, те је оптимизација овог критеријума селекције, у односу на друге тангиране систематске ефекте отежана. Такође, као што је речено примена критеријума колинеарности на селекцију сигнала увећава релативну грешку мерења луминозности која потиче од ефекта интеракције снопова.

Треба имати у виду да се величина ефекта (однос B/S) пресликава на систематску грешку мерења луминозности као:

$$\frac{\Delta L}{L} \sim X \cdot \delta X \quad (1.4.2)$$

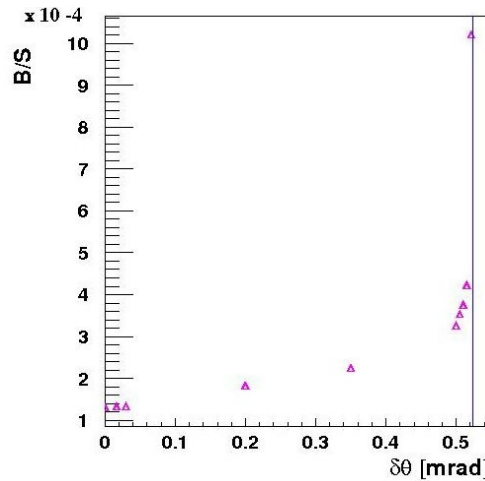
где је X величина системастког ефекта а ΔX његово непознавање. У случају физичког фона, а на основу експерименталних резултата на LEP енергијама, конзервативно ће бити претпостављено да је ΔX које потиче од корекција вишег реда (NLO) за четворофермионске процесе, реда 40%.

На слици 1.4.7 је дата илустрација примене тополошке селекције: релативне енергије $E_{rel} > 0.8 E_{beam}$, компланарности $|\Delta\phi| < 5^\circ$ и колинеарности $|\Delta\theta| < 0.06^\circ$. Сlike приказује погодке у калориметру, који потичу од лептонског фона, пројектоване на прву раван калориметра, пре и након примене наведених критеријума селекције.



Слика 1.4.7 Илустрација редуковања хадронског фона применом комбинације критеријума селекције: $E_{rel} > 0.8 E_{beam}$, $|\Delta\phi| < 5^\circ$, $|\Delta\theta| < 0.06^\circ$. Пројекција погодака у прву раван луминометра.

Такође, разматран је и утицај резолуције поларног угла калориметра на однос фон-сигнал (B/S). Добијени резултати су приказани на слици 1.4.8. Показано је да резолуција луминометра не утиче значајно на присуство физичког фона за вредности $\delta\theta < 0.5$ mrad.



Слика 1.4.8 Утицај резолуције поларног угла на однос фона (B) према сигналу (S).

У овој тези је показано је да ефикасност редукције фона за предложене критеријуме селекције показује врло малу промену са променом геометрије детектора. Такође је показано да је за две различите геометрије луминометра и дате критеријуме селекције могуће одржавати однос фон-сигнал на нивоу 10^{-3} .

Овај закључак је важан јер је *de facto* показано да је могуће дизајнирати детектор и конципирати мерење луминозности тако да се на енергији ILC физички фон може контролисати на промилном нивоу.

У односу на систематски ефекат који потиче од интеракције снопова, треба додатно испитати увођење критеријума компланарности као критеријума селекције сигнала.

Формирање финалних критеријума селекције, за коначну геометрију детектора, ће пре свега зависити од утицаја доминантних систематских ефеката (физички фон, BHSE) на укупну грешку мерења луминозности.

1.5 Остали систематски ефекти

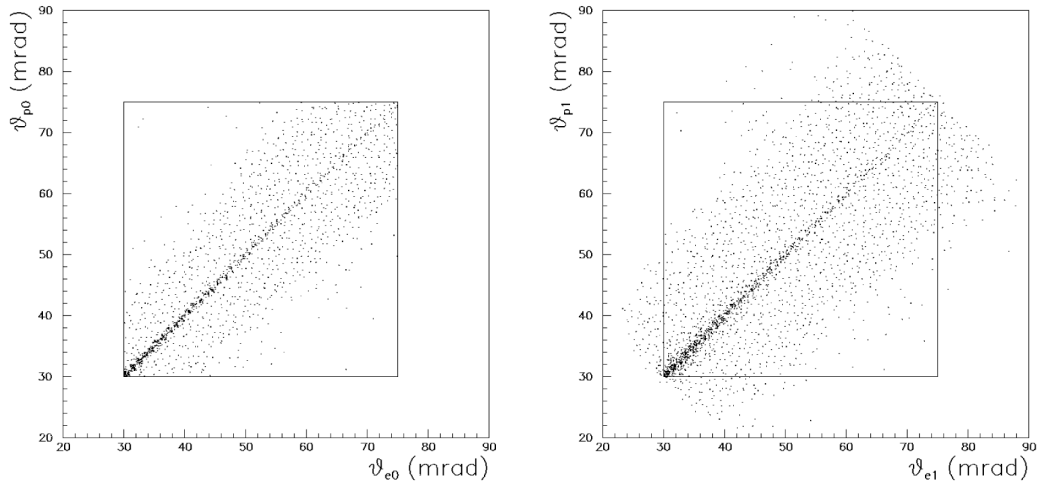
Мерење луминозности на ILC је релативно једноставни експеримент пребројавања Bhabha догађаја, који је на номиналној енергији рада ILC-а и малим угловима расејања, као што је већ речено, доминантно електромагнетни процес и сходно томе врло добро теоријски описан. Међутим у реалним експерименталним околностима и под претпоставком тражене прецизности мерења, мерење луминозности претставља изузетно комплексан задатак. Ова комплексност, сходно томе произилази из реалних могућности експерименталне контроле и корекције низа пратећих феномена од којих су најзначајнији: физички фон, представљен у претходном поглављу и ефекат интеракције снопова. Такође систематске грешке мерења луминозности уносе и прецизност мерења позиције и енергије детектованих честица, као и механичка прецизност израде самог калориметра, његовог позиционирања као и низ других мање важних ефеката.

1.5.1 Ефекат интеракције снопова

Велика густина наелектрисања у скупини ($2 \cdot 10^{10}$ честица) снопова интерагујућих честица на ILC проузоркује јако електрично поље унутар скупине. Електромагнетно поље унутар скупине, као што је речено у претходном поглављу, има за последицу да електрони иницијалног стања зраче фотоне (*beamstrahlung*) и то се одиграва пре Bhabha расејања. Такође, честице почетног и финалног стања, у већини случајева, пролазе кроз значајни део скупине супротног наелектрисања. Ово доводи до електромагнетне дефлексије тј. скретања електрона од номиналне путање. Дакле, електромагнетна дефлексија и зрачење снопа утичу на иницијално и финално стање, при чему електормагнетна дефлексија доминантно утиче на Bhabha честице а зрачење снопа на електроне и позитроне пре интеракције. Оба ефекта утичу на смањење броја детектованих Bhabha догађаја, односно на ефективно смањење Bhabha ефикасног пресека и то се назива ефектом Bhabha супресије (BHSE) [93]. Ефекат интеракције снопова је симулиран GUINEA-PIG³⁰ [95] генератором.

Емитовање фотона зрачења снопа доводи до смањења енергије честица, а самим тим и укупне енергије у систему центра масе. Сходно томе редукује се и ефикасни пресек Bhabha расејања. Такође, услед тога што се емисија фотона често дешава асиметрично аколинеарност финалног стања се увећава због закона одржања импулса. На слици 1.5.1.а) је дата дистрибуција поларних углова електрона и позитрона без укљученог ефекта зрачења снопа.

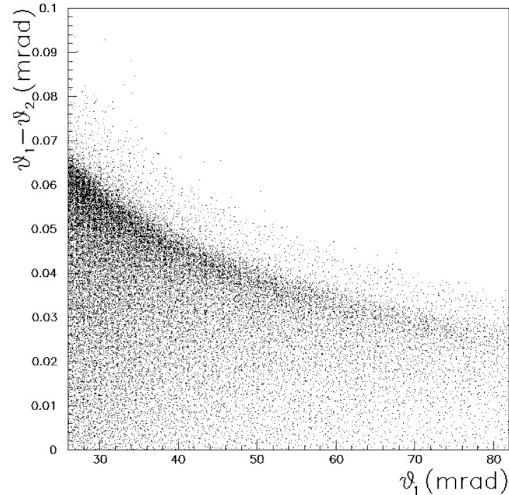
³⁰ GUINEA-PIG - Generator of Unwanted Interactions for Numerical Experiment Analysis



Слика 1.5.1 Дистрибуција поларних углова финалних честица - електрона θ_e и позитрона θ_p у угаоној прихватљивости детектора за мерење луминозности а) без и б) са укљученим ефектом зрачења снопа .

На слици су приказани парови код којих обе честице улазе у угаони опсег детектора. Слика 1.5.1.б) приказује дистрибуцију поларних углова Bhabha честица са укљученим ефектом зрачења снопа. Са слике је очигледна повећана аколинеарност пара Bhabha честица која доводи до смањења детектованих Bhabha догађаја.

Утицај електромагнетне дефлексије се такође очитује у промени угла расејања Bhabha честице. На слици 1.5.2. је дата промена поларног угла услед електромагнетне дефлексије у зависности од величине поларног угла. Промена поларног угла је израженија за мале углове расејаних честица.



Слика 1.5.2 Зависност разлике поларних углова Bhabha честица услед електромагнетне дефлексије, у функцији поларног угла једне од честица.

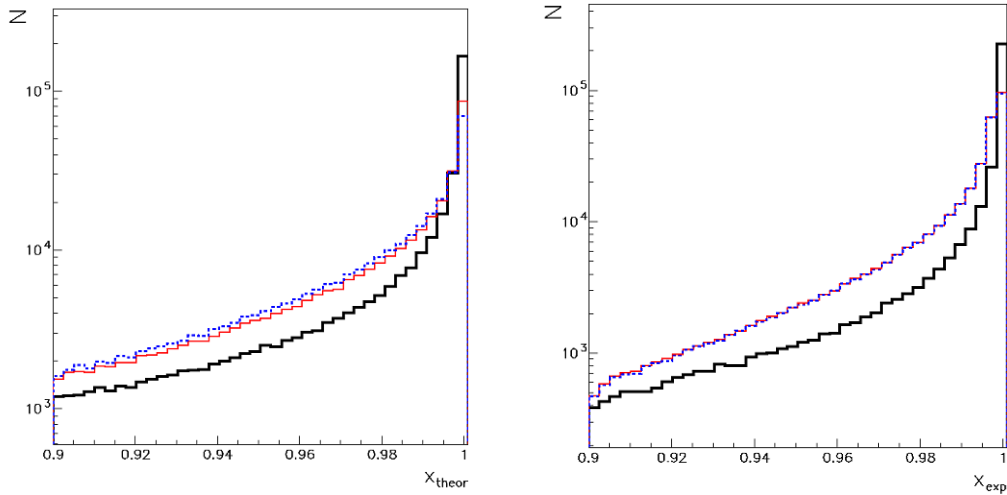
Ефекат интеракције снопова утиче на број Bhabha догађаја детектованих у калориметру за мерење луминозности. Укупна супресија Bhabha ефикасног пресека је реда $(-4.41 \pm (0.05)_{\text{stat}} \%)$ [93], уз услов да је релативна енергија пара Bhabha честица већа од 80% енергије у систему центра маса. Доминантна компонента BHSE

ефекта потиче од ефекта зрачења снопа ($-3.78 \pm (0.04)_{\text{stat}} \%$). У истој студији је показано је да се применом тзв. асиметричних критеријума селекције, поменутих у претходном поглављу, постиже смањење величине ефекта на $(1.5 \pm (0.05)_{\text{stat}} \%)$.

У реалним експерименталним околностима потребно је не само познавати величину ефекта, већ и бити у могућности да га експериментално контролишемо. Ефекат супресије ефикасног пресека Bhabha расејања који потиче од зрачења снопа може се експериментално мерити упоређивањем реконструисаног χ_{exp} и теоријског спектра луминозности χ_{th} . Реконструкција спектра χ_{exp} заснована је на мерењу поларних углова Bhabha честица [96]:

$$\chi_{\text{exp}} = \frac{\sqrt{s}}{\sqrt{s'}} \approx \sqrt{1 - 2 \cdot \frac{\sin(\theta_1 + \theta_2)}{\sin(\theta_1 + \theta_2) - \sin(\theta_1) - \sin(\theta_2)}} \quad (1.5.1)$$

На слици 1.5.3 је дат релативни однос енергије у систему центра масе услед радијације почетног стања, ефекта зрачења снопа као и ефекта електромагнетне дефлексије. Са слике се види да доминанти утицај на промену енергије у систему центра масе потиче од зрачења снопа, док се утицај електромагнетне дефлексије може занемарити.



Слика 1.5.3 Релативни однос енергије у систему центра масе услед радијације почетног стања (црно), након укључивања радијације почетног стања и ефекта зрачења снопа (црвено), након укључивања претходна два ефекта као и ефекта електромагнетне дефлексије (испрекидано плаво).

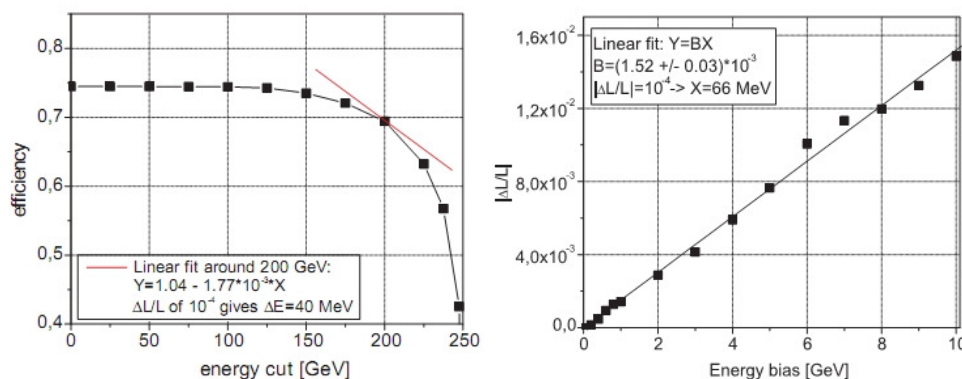
Да би се очувала релативна грешка мерења луминозности на нивоу мањем од 10^{-3} , потребно је да грешка реконструкције спектра луминозности $\langle \chi_{\text{exp}} \rangle$ буде мања од $4 \cdot 10^{-4}$. Симулацијом је показано да се спектар луминозности може реконструисати са потребном тачношћу [96], уколико се обезбеди одговарајућа тачност мерења параметара снопа σ_x и σ_z . Израчунато је да је при познавању параметара снопа са тачноћу од 5%(20%), релативна неодређеност BHSE ефекта се може контролисати са грешком од 10%(40%) [93].

Експериментални метод контроле електромагнетне дефлексије за сада није познат.

1.5.2 Утицај грешака у мерењу енергије: резолуција детектора и систематски померај енергетске скале

Као што је већ изнето у претходном поглављу један од битних критеријума селекције Vhabha догађаја претставља критеријум релативне енергије излазног пара честица. Међутим, у реалним експерименталним условима потребно је утврдити утицај евентуалног систематског помераја енергетске скале као и утицај енергетске резолуције детектора на укупну систематску грешку мерења луминозности.

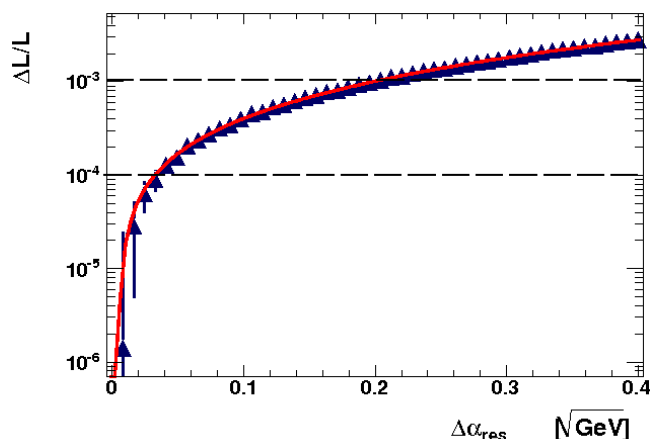
За "асиметричне" критеријуме мерења луминозности (поглавље 1.4.4), дат је утицај апсолутне грешке мерења релативне енергије на ефикасност селекције [49]. На слици 1.5.4 а) је дата ефикасност селекције Vhabha догађаја у функцији граничне вредности релативне енергије E_{rel} . Да би се очувала компонента релативне грешке мерења луминозности на нивоу 10^{-4} максимална апсолутна грешка мерења релативне енергије пара честица мора бити мања од 40 MeV. Овај резултат је добијен линеарним фитом тангенте на криву зависности $E_{ff}=E_{ff}(E_{cut})$, за граничну вредност енергије $E_{cut}=200$ GeV.



Слика 1.5.4 а) Ефикасност селекције сигнала у функцији релативне енергије б) релативна грешка мерења луминозности у функцији помераја енергетске скале.

Калибрација детектора ће се спроводити у реалним експерименталним условима, те стога је могуће присуство систематског помераја енергетске скале. На слици 1.5.4 б) је дата зависност релативне грешке мерења луминозности од помераја енергетске скале, за релативну енергију пара честица већу или једнаку 200 GeV, при асиметричној селекцији. Максимална апсолутна грешка помераја је 66 MeV. Оба резултата, до на апроксимативну природу фита у случају а), показују да је потребно познавати енергију Vhabha честице са грешком од неколико десетина MeV.

Такође, резолуција енергије луминометра утиче на грешку мерења луминозности. На слици 1.5.5 је дат утицај резолуције енергије луминометра на релативну грешку мерења луминозности [97]. Показано је да при тренутном дизајну калориметра за мерење луминозности коме одговара резолуција енергије од ~21% (поглавље 1.3), дату резолуцију је потребно контролисати са релативном грешком резолуције енергије од 15% [97], да би се одговарајућа компонента релативне грешке мерења луминозности очувала на нивоу од 10^{-4} .



Слика 1.5.5 Зависност релативне грешке мерења луминозности од апсолутне грешке резолуције енергије калориметра за мерење луминозности.

1.5.3 Захтеви за механичком прецизношћу

Мерење луминозности такође зависи и од контроле бројних параметара који карактеришу механичке особине калориметра за мерење луминозности и његово позиционирање.

Симулације су показале [⁹⁸] да са становишта утицаја систематских грешака овог типа на систематску грешку мерења луминозности највећи допринос дају:

- Прецизност мерења унутрашњег радијуса калориметра
- Утицај грешака у мерењу поларног угла: резолуција детектора и систематски померај поларног угла
- Радијална позиција детектора у односу на сноп
- Међусобно позиционирање предњег и задњег калориметра

Услед тога што диференцијални ефикасни пресек V_{habha} расејања опада инверзно са трећим степеном поларног угла ($\frac{1}{\theta^3}$), мерење луминозности је изузетно

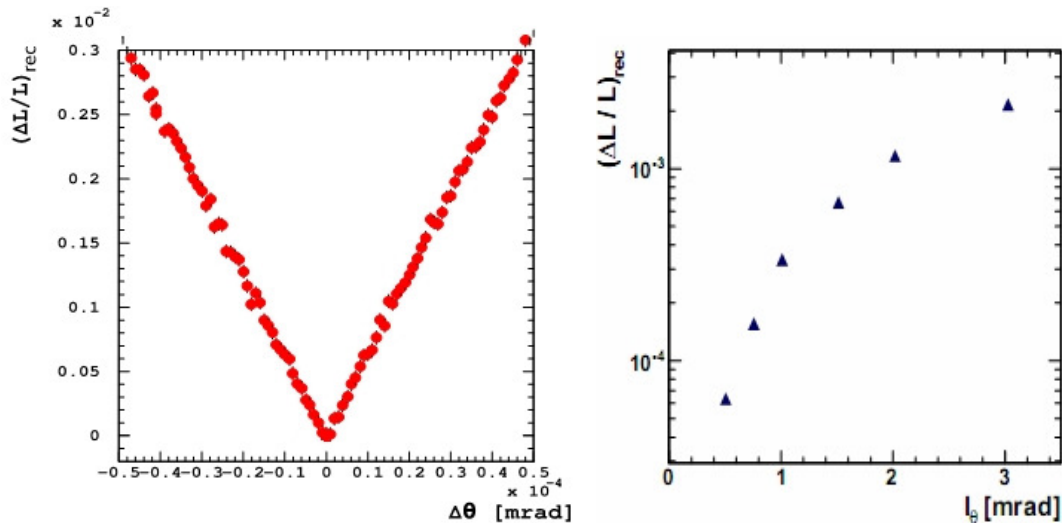
осетљиво на резолуцију мерења поларног угла, систематски померај поларног угла као и на прецизност мерења унутрашњег радијуса калориметра.

Један од најважнијих систематских ефеката који потиче од механичких особина самог калориметра је прецизност мерења унутрашњег радијуса калориметра. Симулације су показале да је, при услову да релативна грешка мерења луминозности која потиче од мерења унутрашњег радијуса калориметра буде на нивоу мањем од $1 \cdot 10^{-4}$, потребно контролисати унутрашњи радијус боље од $4 \mu\text{m}$. У симулацији је разматран је метод који се базира на коришћењу транспарентних CMOS³¹ фотосензора којим се може достићи прецизност реда $2 \mu\text{m}$ [⁹⁹]. Такође, симулацијом је показано да би се очувала релативна грешка мерења луминозности на нивоу од $1 \cdot 10^{-4}$, потребно је контролисати положај луминометра у односу на акцелераторску цев, као и међусобни положај леве и десне стране луминометра са прецизношћу бољом од $100 \mu\text{m}$.

³¹ Complementary Metal Oxide Semiconductor – тип фотосензора који за сваки пиксел има уграђен појачавач који се читава засебно, што омогућава већу прецизност за оптичко позиционирање

Као што је речено у поглављу 1.3.2, симулације су показале да описаној геометрији луинометра одговара резолуција поларног угла од $\sigma_\theta = (2.20 \pm 0.01) \cdot 10^{-5} \text{ rad}$ као и вредност помераја поларног угла од $\Delta\theta = (3.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-6} \text{ rad}$. Одговарајућа грешка мерења луинозности, за дату вредност помераја поларног угла и при претпоставци 100% непознавања ефекта је $\left(\frac{\Delta L}{L}\right) = 1.6 \cdot 10^{-4}$ [49]. На слици 1.5.5 а) је дата вредност релативне грешке мерења луинозности у функцији помераја поларног угла. Такође, сегментација сензорских равни утиче и на померај поларног угла, а сходно томе и на релативну грешку мерења луинозности. На слици 1.5.5 б) је дата зависност релативне грешке мерења луинозности од величине сензора тј. од сегментације, за дату геометрију калориметра којој одговара угаони опсег од [31.78] mrad.

У реалним експерименталним условима померај реконструисаног поларног угла ће се утврдити тест мерењима. Мера познавања величине помераја, при датим условима, према формули 1.5.1, ће одредити коначну грешку мерења луинозности која потиче из овог извора. Сходно томе наведена вредност се узима као горња граница систематске грешке мерења луинозности.



Слика 1.5.6 Релативна грешка мерења луинозности у функцији а) помераја поларног угла б) величине сензорске плочице.

Показано је [60] да остале изворе систематских грешака мерења луинозности као што су: отклон калориметра од позиције нормалне на осу снопа, ротација калориметра око осе снопа, лонгитудинални померај интеракционог места, ротација снопа око z-осе и величина скупине у интеракционом месту, могуће контролисати са одговарајућом релативном грешком мањом од захтеване.

1.5.4 Утицај поларизације снопова на мерење луинозности

Један од посебних захтева за велики број предвиђених мерења на ILC је управо поларизацију снопова [¹⁰⁰]. На ILC је предвидђена вредност поларизације снопа електрона 80%, док је за снап позитрона могућа поларизација 60% [20]. Поларизација снопова утиче и на мерење луинозности на ILC повећавајући

ефикасни пресек Bhabha догађаја. Релативна грешка мерења поларизације од $2.5 \cdot 10^{-3}$ узрокује неодређеност у Bhabha ефикасном пресеку и сходно томе у мерењу луминозности од $\frac{\Delta L}{L} = 1.9 \cdot 10^{-4}$ [77].

1.5.5 Укупна систематска грешка мерења

Као што је речено прецизност мерења луминозности утиче на бројна мерења на ILC. Према тренутно усвојеној геометрији детектора и предложеном дизајну сензора процењена је укупна систематска грешка мерења луминозности (Табела 1.5.1) [77]. Прорачун укупне систематске грешке је извршен квадратним сумирањем појединачних компоненти грешке, уз претпоставку да су појединачне грешке некорелисане. Многи систематски ефекти су, услед непознавања њихове експерименталне грешке, узимани као да имају стопроцентну грешку.

Укупна систематска грешка мерења је дата за геометрију у којој је угаона прихватљивост детектора [26,82] mrad и за асиметричне критеријуме селекције. При овим условима су квантификовани доприноси укупној грешки мерења луминозности за све изложене систематске ефекте.

	Вредност	Релативна грешка	$\frac{\Delta L}{L}$
σ_{Bhabha} [nb]	2.1	$5.4 \cdot 10^{-4}$	$5.4 \cdot 10^{-4}$
σ_{θ} [mrad]	$2.2 \cdot 10^{-2}$	100%	$1.6 \cdot 10^{-4}$
$\Delta\theta$ [mrad]	$3.2 \cdot 10^{-3}$	100%	$1.6 \cdot 10^{-4}$
α_{res} [GeV ^{-1/2}]	0.21	15%	$1.0 \cdot 10^{-4}$
E_{Bhabha} [GeV]	≥ 200	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$
Поларизација (e-,e+)	(0.8,0.6)	0.0025	$1.9 \cdot 10^{-4}$
B/S	$3.7 \cdot 10^{-3}$	40%	$1.5 \cdot 10^{-3}$
BHSE [%]	1.51	9.9%	$1.5 \cdot 10^{-3}$
Σ			$2.2 \cdot 10^{-3}$

Табела 1.5.1 Испитивани систематски ефекти мерења луминозности на ILC. Дата је и укупна релативна систематска грешка мерења луминозности.

Из табеле 1.5.1 се види да укупна систематска грешка мерења луминозности је на нивоу 10^{-3} . Ова студија је показала да је укупна систематска грешка мерења луминозности од неколико промила стабилна у односу на испитиване промене угаоне прихватљивости детектора и она ће се, даљим развојем ILC пројекта кориговати редукцијом систематских ефеката на њихове експерименталне или теоријске неодређености, као стварни извор систематске грешке у мерењу луминозности.

Закључак I

У првом делу тезе анализирани су четворофермионски процеси механизмом неутралних струја, као физички фон у мерењу луминозности на будућем Међународном линеарном колајдеру ILC. Потребна прецизност мерења луминозности произилази из захтева за прецизношћу мерења ефикасних пресека нпр. за двофермионску продукцију, мерења спрезања градијентних бозона, или из захтева за прецизним електрослабим мерењима на резонантној енергији Z^0 бозона. Мерење луминозности, као и дизајн луминометра, конципирани су са циљем да обезбеде релативну грешку мерења луминозности реда 10^{-3} узевши у обзир доминантне систематски ефекте: физички фон, ефекат интеракције снопова, утицај енергетске резолуције и померај енергетске скале.

Показано је да, са становишта редуковања физичког фона, захтев за релативном грешком мерења луминозности реда 10^{-3} може бити испуњен при неколико различитих концепата селекције: тополошкој, као и асиметричној селекцији која узима у обзир ефективну супресију ефикасног пресека Bhabha расејања услед ефекта интракције снопова (BHSE).

Тополошка селекција је заснована на колинеарности и копланарности расејаних електрона и позитрона, као и на чињеници да пар расејаних Bhabha честица носи највећи део расположиве енергије. Предност ове селекције је у томе што представља ефикасно средство у редукацији физичког фона, али са друге стране, захтева квантификовање BHSE ефекта при овој селекцији за испитивану геометрију детектора. При овој селекцији компоненета грешке у мерењу луминозности која потиче од физичког фон је реда 10^{-3} . Одговарајућа губитак статистике Bhabha догађаја, применом ове селекције је приближно 20%, што обезбеђује статистичку компоненту грешке мерења луминозности мању од 10^{-4} , на годишњем нивоу.

Узевши у обзир да BHSE ефекат није квантификован при тополошкој селекцији, концепт мерења луминозности је оптимизован према критеријумима за који су квантификовани сви систематски ефекти и дата је одређена је укупна систематска грешка мерења. Предложен је скуп тзв. асиметричних критеријума селекције, чијом применом се истовремено умањује BHSE ефекат као и компонента систематске грешке која потиче од неодређености позиције интеракционог места. Асиметрични критеријуми селекције, као што је у тези показано, увећавају присуство фона у односу на сигнал за више од 50%, у односу на тополошку селекцију. Одговарајућа компонента релативне систематске грешке луминозности је такође реда 10^{-3} , али са губитком статистике сигнала од 35%. Уз предвиђену годишњу интегралну луминозност при номиналном раду ILC одговарајућа компонента статистичке грешке мерења луминозности је реда 10^{-4} , на годишњем нивоу.

У оба случаја претпостављена је неодређеност ефикасног пресека фона од корекција вишег реда (NLO) на основу експерименталних мерења на LEP енергијама. У том смислу, одговарајућа компонента систематске грешке мерења луминозности треба да буде ревидирана, када NLO корекције за четворофермионске процесе буду познате на енергији рада ILC.

Такође, показано је да критеријум компланарности обезбеђује редукцију физичког фона по потреби (варирањем) максимално дозвољене акопланарности уз изванредно очување ефикасности селекције сигнала од преко 90% при појединачној примени овог критеријума. Овај критеријум може бити додат асиметричној селекцији или пак заменити критеријум селекције догађаја по поларном углу, уколико се покаже да није јако корелисан са BHSE ефекатом, што захтева даљу студију.

Узевши у обзир све до сада квантификоване систематске ефекте као некорелисане, показано је да је укупна грешка мерења интегрисане луминозности на Међународном линеарном колајдеру ILC, на годишњем нивоу, при номиналној луминозности $L = 2 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ и енергији у систему центра масе од 500 GeV:

$$\frac{\Delta L}{L} = \left(1.2 \cdot 10^{-4}\right)_{stat} \oplus \left(2.2 \cdot 10^{-3}\right)_{syst}.$$

Овај закључак је важан јер је *de facto* показано да је могуће дизајнирати детектор и конципирати мерење луминозности тако да се на енергији ILC физички фон може контролисати на промилном нивоу.

Добијени резултат показује да је могуће, на нивоу симулације, конципирати дизајн детектора за мерење луминозности у смислу сегментације сензора, захтева за механичком прецизношћу и интерграцијом у ILD детектор, тако да реконструкција енергије и поларног угла Bhabha честица доприноси грешки мерења луминозности не више од $3 \cdot 10^{-4}$. Такође, показано је да се физички фон као један од доминантних извора систематске грешке у мерењу луминозности може по потреби контролисати предложеним критеријумима селекције на нивоу 10^{-3} у односу на сигнал.

Услед тога што је Међународни линеарни колајдер пројекат у фази истраживања и развоја, резултати претстављени у овој тези дају тренутни статус познавања процеса и ефеката у мерењу луминозности, за предложену геометрију детектора. Зарад процењивања компоненти систематске грешке мерења луминозности које потичу од механичког дизајна и позиционирања потребно је извршити *in situ* експерименталну проверу прецизности позиционирања сензора и луминометра као целине. Такође, у циљу експерименталне контроле ефеката који потичу од непознавања резолуције и помераја енергетске скале, поред израде прототипова сензора потребно је и извршити пробну калибрацију помоћу тест-снопова. Посебно, потребно је развити експерименталне методе за контролу ефеката асоцираних са интеракцијом снопова (зрачење снопа и ЕМ дефлексија). Коначно, да би се присуство физичког фона у односу на Bhabha сигнал могло узети као корекција, потребно је познавати теоријску неодређеност ефикасног пресека за четворофермионске процесе механизмом неутралних струја на нивоу NLO корекција на енергијама рада ILC.

II
РАЗВОЈ МЕТОДЕ ЗА ИДЕНТИФИКАЦИЈУ b КВАРКА У $H1$
ЕКСПЕРИМЕНТУ

2.1 H1 експеримент на акцелератору HERA

Једно од основних питања у историји природних наука је питање структуре материје. Почетком XX века Гајгер, Марсден и Радерфорд³², поставили су основе технике испитивања композитности квантних објеката (атома, језгара, нуклеона) базиране на експериментима расејања.

Услед честично-таласне дуалности квантних објеката сваком квантном објекту одговара талас, таласне дужине $\lambda = h/p$ (de Broglie), где је p импулс честице. Да би се, путем процеса расејања упадне честице на мети, "осветлили" појединачни конституенти мете тј. да би се десило расејање о субструктурне честице, потребно је да таласна дужина упадне честице буде мала у поређењу са димензијама субструктурних објеката. Како таласна дужина упадне честице зависи од њеног импулса, односно енергије, следи да је за разлучивање мањих дистанци је потребна већа енергија упадне честице.

У складу са променом скале димензија испитиваних објеката, испитивање унутрашње структуре композитних објеката је поставило нове захтеве у погледу расположиве енергије судара у систему центра масе. То је довело до еволуције концепта експеримента са фиксном метом ка новом типу експеримената – експериментима са сударајућим сноповима убрзаних честица (*colliders*³³). Експерименталну физику високих енергија обележили су управо експерименти на оваквим инсталацијама: револуционарно откриће Z^0 и W бозона на Super Proton Synchrotron (SPS), CERN, 1983 [¹⁰¹][¹⁰²], откриће глуона на PETRA акцелератору, DESY, 1979 [¹⁰³], откриће b (1977) [¹⁰⁴] и t (1995) кварка на Tevatron, Fermilab [¹⁰⁵][¹⁰⁶], као и низ других открића која су дала допринос развоју Стандардног модела и у њега инкорпориране квантне хромодинамике.

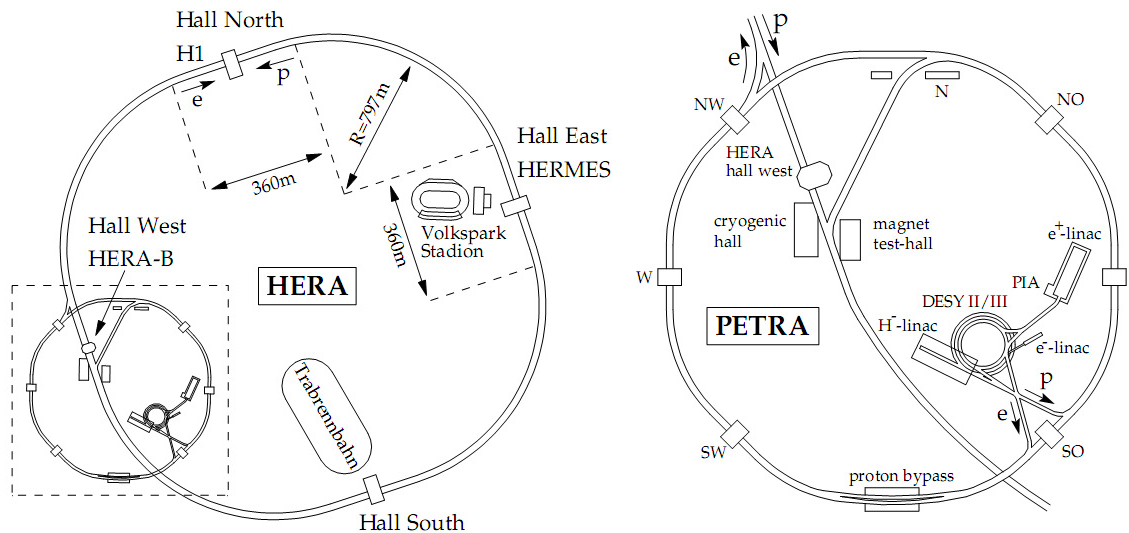
Акцелератор HERA (*Hadron Elektron Ring Anlage*) у DESY (*Deutsches Elektron Synchrotron*), Хамбург, Немачка је први електрон-протон колајдер и претставља наставак импресивне серије експеримената расејања лептон-нуклеон са фиксном метом. Више од једне деценије (1992-2007) HERA је претстављала један од најважнијих европских експеримената у физици високих енергија.

Акцелератор HERA се састоји од два засебна прстена (*"storage rings"*) смештених у тунелу обима 6.3 km. HERA убрзава протоне до енергије од 920 GeV и електроне до енергије 27.5 GeV, што одговара енергији у систему центра маса $\sqrt{s} \approx 319$ GeV. Убрзане честице не формирају непрекидан сноп него су "смештене" унутар скупина (*"bunch"*) тако да ~ 200 скупина може бити напуњено у једном прстену, са међусобним размаком у времену од 96 ns што одговара судару банчева фреквенцијом од 10.4 MHz. Снопови електрона и протона се сударају на два интеракциона места. На слици 2.1.1 је дат схематски приказ HERA акцелератора као и систем за убризгавање и примарно убрзавање протона и електрона/позитрона³⁴.

³² Geiger, Marsden, Rutherford

³³ colliders-сударачи

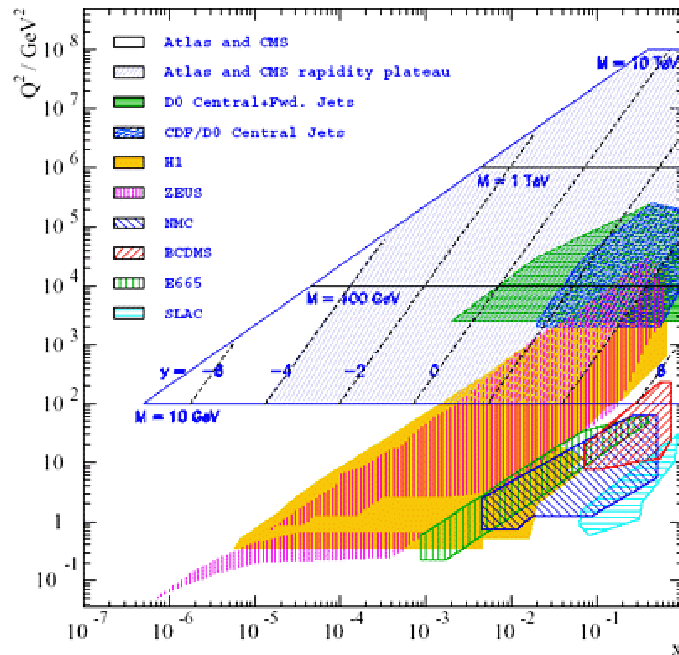
³⁴ У даљем тексту, под термином "електрон" подразумеваћемо како електроне тако и позитроне, јер је физика процеса $e-p$ и e^+p идентична.



Слика 2.1.1 а) Систем за примарно убрзавање и инјекцију снопова у главни акцелератор – PETRA б) ер акцелератор HERA.

На четири места, дуж прстена постављена су четири експеримента. На месту судара снопова постављена су два експеримента са вишенаменским детекторима H1 и ZEUS, док су на преостала два мерна места постављена два експеримента са фиксном метом HERMES и HERA-B чија је примарна намена изучавање спинске структуре нуклеона и истраживање нарушења CP симетрије у $b\bar{b}$ системима, респективно.

Максимално достигнута енергија у систему центра масе од 319 GeV обезбедила је увид у структуру протона као композитног објекта у различитим кинематичким режимима квантне хромодинамике, што је и основни резултат H1 и ZEUS експеримената. Иако у HERA експериментима, у модел-независним истраживањима, нису опсервиране девијације од предвиђања Стандардног модела [107], бројна истраживања су дала ограничења простора параметара одређених модела изван физике Стандардног модела као и допринос прецизним електрослабим мерењима. На слици 2.1.1 [108] је приказан кинематички опсег експеримената са фиксном метом, као и експеримента на колајдерима: Tevatron (CDF, D0), HERA (H1 и ZEUS) као и LHC (ATLAS I CMS).

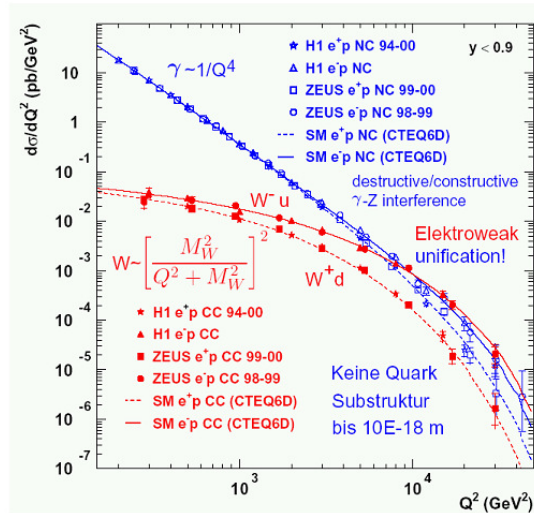


Слика 2.1.2 Кинематички опсег експеримената на HERA, Tevatron и LHC колајдерима, као и експеримента са фиксном метом. На апсциси је дат опсег Бјоркенове променљиве x , док је на ординати дата вредност пренесеног импулса у електрон-бозон вертексу Q^2 .

HERA експерименти су дали значајни допринос како физици електрослабих интеракција, тако и квантној хромодинамици. Резултати су бројни а међу значајнијим ћемо издвојити следеће:

- Демонстрирано је уједињење електромагнетне и слабе интеракције;

Расположива енергија у систему центра масе HERA акцелератора омогућава одвијање процеса дубоко нееластичног расејања путем неутралних као и наелектрисаних струја. Механизам неутралних струја доминира на ниским вредностима пренесеног импулса Q^2 и то електромагнетном интеракцијом путем измене фотона у t -каналу. На високим вредностима Q^2 додатни допринос ефикасном пресеку даје измена Z^0 бозона као и γ - Z^0 интерференција. Процеси механизмом наелектрисаних струја се одвијају путем слабе интеракције изменом W бозона. На слици 2.1.3 су дати ефикасни пресеци мерени на HERA експериментима H1 и ZEUS [109], као и предвиђања Стандардног модела. На слици 2.1.3 видимо да за вредности $Q^2 \sim M_W^2, M_{Z^0}^2$, ефикасни пресеци за интеракцију механизмом неутралних, односно наелектрисаних струја σ_{NC} , σ_{CC} , а сходно томе и јачине спрезања електромагнетне и слабе интеракције, постају упоредиви, што демонстрира уједињење електромагнетне и слабе силе.



Слика 2.1.3 Зависност диференцијалног ефикасног пресека дубоко нееластичног електрон-протон расејања од Q^2 , механизмом неутралних (плаво) и наелектрисаних (црвено) струја.

- Измерене су радијалне димензије кваркова;

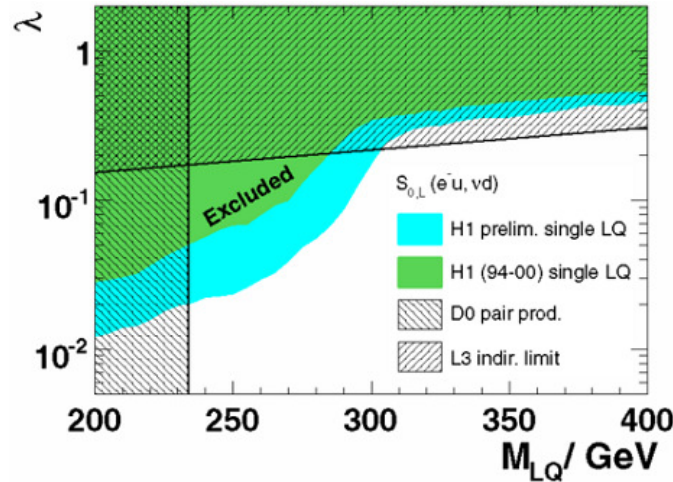
Мерењем ефикасног пресека ep расејања механизмом неутралних струја и његовим упоређивањем са предвиђањима Стандардног модела у H1 и ZEUS експериментима респективно, је постављена горња граница радијалне димензије кваркова [109] :

$$R_{qH1} < 0.74 \times 10^{-18} \text{ m}, R_{qZEUS} < 0.67 \times 10^{-18} \text{ m}$$

- Постављена су ограничења масе лептокваркова;

Лептокваркови су хипотетични колор синглет или триплет бозони, који, слично кварковима, имају нецелобројну вредност наелектрисања и ненулти лептонски и барионски број. Они повезују кваркове и лептоне унутар једне фамилије. Хипотетичко уједињење кваркова и лептона је предложено у моделима великог уједињења, техниколор моделима као и у одређеним суперсиметричним моделима. Резонантна продукција лептокваркова, за масу лептокварка $M_{LQ} < \sqrt{s}$, може се одвијати као фузија упадног лептона и кварка у s- каналу. Ефикасни пресек зависи од јачине Јукава спрезања³⁵ λ , у електрон-кварк-лептокварк вертексу. HERA експерименти су ограничили простор параметара BRW (Buchmuller-Ruckl-Wyler) [110] модела – масе лептокваркова у функцији јачине Јукава спрезања λ , са нивоом поверења од 95%, слика 2.1.4. [109].

³⁵ Yukawa coupling



Слика 2.1.4 Ограничење простора јачине Јукава спрезања λ , у функцији масе лептокварка M_{LQ} . На слици су приказани резултати HERA експеримената H1 и ZEUS, као и експеримента D0 на Теватрону и експеримента L3 на LEP.

- Измерене су структурне функције протона;

Најзначајни резултат HERA експеримената је свакако мерење структурних функција протона, као и екстракција функција густине партона из одговарајућих структурних функција у до тада недоступном кинематичком опсегу, о чему ће детаљније бити речи у следећем поглављу.

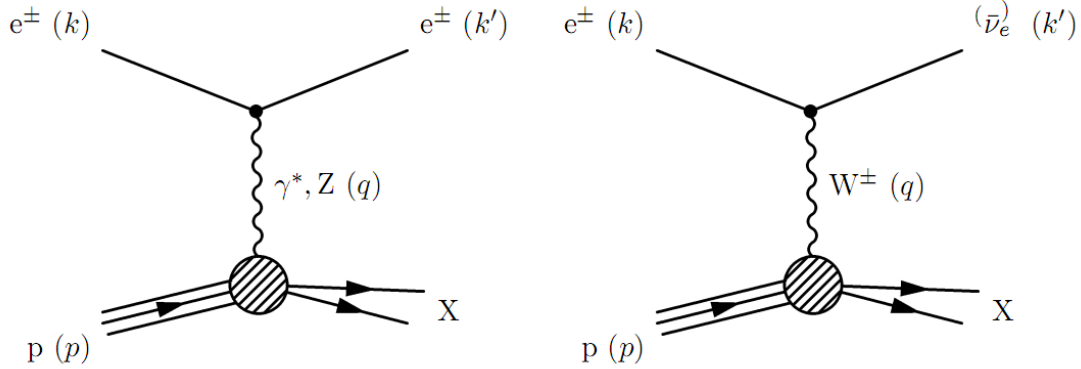
Структура протона

Као што је већ речено, један од најефикаснијих процеса за испитивање структуре протона је дубоко нееластично расејање (DIS³⁶) лептона на протону, у коме се измењује фотон. Могући механизми дубоко нееластичног расејања лептона на протону илустровани су Фајнмановим дијаграмима на слици 2.1.5. Као што је већ речено, пренети импулс измењене честице одређује резолуцију са којом мета може бити испитивана. Резолуција је одређена Хајзенберговим³⁷ принципом неодређености: што је већи пренети импулс мање дистанце могу бити осветљене. Из тог разлога испитивање субнуклеонске структуре поставља захтев за великим пренетим импулсом а самим тим и већом енергијом у систему центра маса. Као што је илустровано на слици 2.1.5, дубоко нееластично расејање електрона на протону може се одвијати механизмом неутралних или наелектрисаних струја. Услед велике масе бозона преносиоца слабе интеракције, допринос процеса у којима се измењују електрослаби бозони је јако пригушен када је пренети импулс много мањи од масе измењеног бозона $Q^2 \ll m^2 (W^\pm, Z^0)$. У овој тези анализирани су DIS процеси механизмом неутралних струја при пренетом импулсу већем од 6 GeV^2 . У режиму у коме је $6 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$, процес дубоко нееластичног расејања се

³⁶ Deep Inelastic Scattering

³⁷ W. Heisenberg

доминантно одвија изменом виртуелног фотона, док за $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$ допринос процеса у којима се измењује Z^0 укупном ефикасном пресеку постаје незанемарљив.



Слика 2.1.5 Дубоко нееластично расејање електрона на протону механизмом неутралних струја (a) и наелектрисаних струја (b).

На слици 2.1.5 дати су четворовектори интереагујућих честица: $k = (E_e, \vec{p}_e)$ за упадни електрон, $k' = (E', \vec{p}')$ за излазни лептон, $p = (E, \vec{p})$ за протон и $q = (k - k')$ за измењени бозон. Виртуелност измењеног бозона, се дефинише као $Q^2 = -q^2$, а с обзиром да је q^2 четворовектор просторног типа важи $q^2 < 0$ тј. $Q^2 > 0$. Енергија у систему центра маса је дефинисана као $s = \sqrt{p^2 + k^2}$. Ефикасни пресек процеса дубоко нееластичног расејања, по аналогији са расејањем нерелативистичке честице без спина протону, зависи од форм фактора који описује расподелу наелектрисања у мети, али је и функција масе хадронских продуката расејања $M(X)$ [1]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{Q_e^2 \alpha^2 E_e^2}{|\vec{k}|^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} |G(M(X), q^2)|^2 \quad (2.1.1)$$

где Q_e претставља наелектрисање мете, E_e енергију упадног електрона, θ угао расејања, а $G(M(X), q^2)$ претставља форм фактор који описује дистрибуцију наелектрисања мете.

Међутим, ако протон посматрамо као скуп квазислободних тачкастих конституената – партона [111][112], уз услов да су пренета енергија и импулс много већи од масе протона тј.

$$q^2, |\vec{p}|^2 \gg M^2 \quad (2.1.2)$$

дубоко нееластично расејање електрона на протону можемо посматрати као суму некохерентних расејања електрона на појединачним партонима (p_i, m_i). Према закону одржања импулса, у бозон-протон (партон) вертексу важи:

$$p'^2 = M^2 = (p + q)^2 = p^2 + q^2 + 2 \cdot p \cdot q \quad (2.1.3)$$

одакле следи да за довољно велике вредности пренетог импулса q^2 , кинематику процеса можемо описати двома величинама: $p \cdot q$ и q^2 . Односно, како су $p \cdot q$ и q^2 зависне величине, расејање електрона на протону можемо описати њиховим односом:

$$x = \frac{-q^2}{2 \cdot p \cdot q} \quad (2.1.4)$$

Феномен да се нееластично расејање може описати, при одговарајућим условима (2.1.2), само једном варијаблом назива се Бјоркеново (Bjorken) скалирање [113], а варијабла x - Бјоркеновом варијаблом. Бјоркенова варијабла се интерпретира као део импулса протона коју носи интересујући партон. Дакле, за велике вредности пренетог импулса, расејање електрона на протону се може представити као сума електрон-партон расејања, које можемо описати само једном варијаблом. Најједноставнији приступ структури композитног објекта, у овом случају протона, је дат у тзв. кварк-партон моделу (QPM) у коме су хадрони представљени као композитна стања квазислободних кваркова и антикваркова [111]. Кваркови који одређују спектроскопске карактеристике хадрона названи су валентним кварковима, док кваркови који потичу од креације $q\bar{q}$ парова чине тзв. "море кваркова". У оваквом статичном моделу хадрона, у најједноставнијој апроксимацији, бариони су начињени од три кварка, а мезони од пара кварк-антикварк. Потребна претпоставка је да је проба довољно "фина" тј. да је пренесени импулс довољно велики да се ефекти квантно-механичке интерференције као и ефекти везе могу занемарити, тј. да фотон интересује са кварковима као да су слободни. Ова особина названа је "асимптотска слобода кваркова у хадрону" и објашњава се у оквиру квантне хромодинамике слабењем константе јаке интеракције α_s са повећањем пренетог импулса.

Ефикасни пресек расејања електрона на протону (изменом виртуелног фотона) пропорционалан је комбинацији густина вероватноћа $f_i(x)$, да i -ти партон носи део импулса протона x :

$$F_2(x) = \sum_i Q_i^2 x f_i(x) \quad (2.1.5)$$

$$F_1(x) = \sum_i Q_i^2 f_i(x)$$

где су F_1 и F_2 структурне функције протона које описују кварковски садржај протона. Функције $f_i(x)$ се називају функције густина партона (PDF³⁸) и претстављају вероватноћу да одређени кварк носи део импулса протона x . С обзиром да структурне функције изражавају непертурбативна својства структуре протона, оне не произилазе директно из теорије, већ су предмет експерименталних мерења. Бјоркеново скалирање тј. особина да структурне функције и функције густина партона зависе само од Бјоркенове варијабле, је експериментално потврђено за средње вредности варијабле $x \approx 0.25$ [114].

За партоне спина $s=1/2$ важи релација тзв. Калан-Грос (Callan-Gross) релација [115]:

³⁸ Parton Density Function

$$F_2 = 2xF_1 \quad (2.1.6)$$

Закон конзервације импулса који носе кваркови у протону имплицира да сума импулса свих кваркова мора бити једнака импулсу протона:

$$\sum_i \int_0^1 dx \cdot x \cdot f_i(x) = 1 \quad (2.1.7)$$

Међутим, експериментални резултати [116] су показали да валентни кваркови носе око 54% укупног импулса протона тј. да овако формулисан партон модел не даје адекватан опис структуре протона.

Такође експериментално је показано да Калан-Ћрос релација (2.1.6) не важи егзактно, тј. може се дефинисати тзв. лонгитудинална структурна функција F_L :

$$F_L = F_2 - 2xF_1 \quad (2.1.8)$$

за коју је експериментално показано да, у општем случају, узима вредности различите од нуле [117]. Такође, експериментално је показано да и структурне функције, у општем случају, зависе и од пренесеног импулса Q^2 (слика 2.1.7) [118]. Стога је статички партон модел допуњен динамичким моделом - квантном хромодинамиком QCD. У тако проширеном моделу, протон чине и глюони тако да за разлику од статичног партон модела, проширени модел подразумева, поред осталог, и могућност радијације глюона као вид "деексцитације" кваркова или глюона. У овом моделу поменути преостали део импулса протона од 46% носе глюони, а управо лонгитудинална структурна функција F_L даје увид у глюонски садржај протона. Услед радијације глюона лонгитудинална структурна функција нема нулту вредност, тј. она садржи информацију о глюонској дистрибуцији.

У општем случају, диференцијални ефикасни пресек зависи како од фракције импулса протона коју носи погођени партон тако и од вредности импулса коју носи фотон (у Борновој апроксимацији једнофотонске измене):

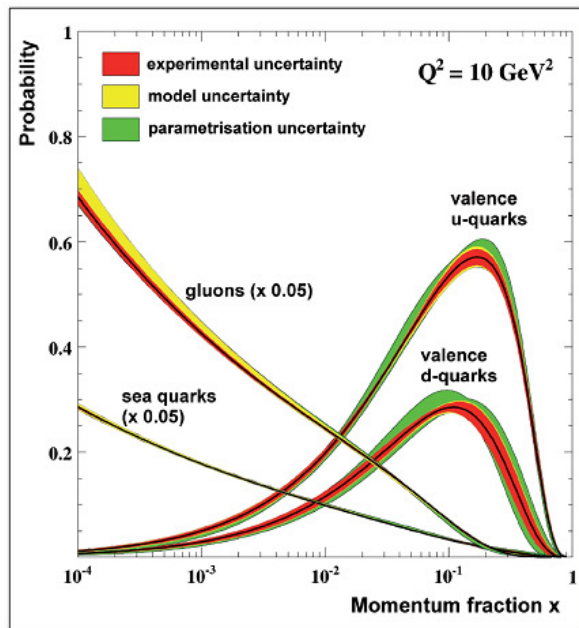
$$\frac{d^2\sigma^{NC}}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \{y^2 xF_1(x, Q^2) + (1-y)F_2(x, Q^2)\} \quad (2.1.9)$$

Кинематика дубоко нееластичног расејања је најчешће описана управо са Q^2 и x , које су уједно и Lorentz-ове инваријанте, међутим често се користи и нееластичност расејања:

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}, \quad 0 < y < 1, \quad (2.1.10)$$

која описује релативни губитак енергије електрона тј. део енергије електрона коју носи измењен бозон, у систему у коме протон мирује. У случају када је енергије у систему центра маса ($\sqrt{s}$) много већа од маса интерагујућих честице ове кинематичке варијабле су повезане релацијом:

$$Q^2 = -q^2 = x \cdot y \cdot s \quad (2.1.11)$$



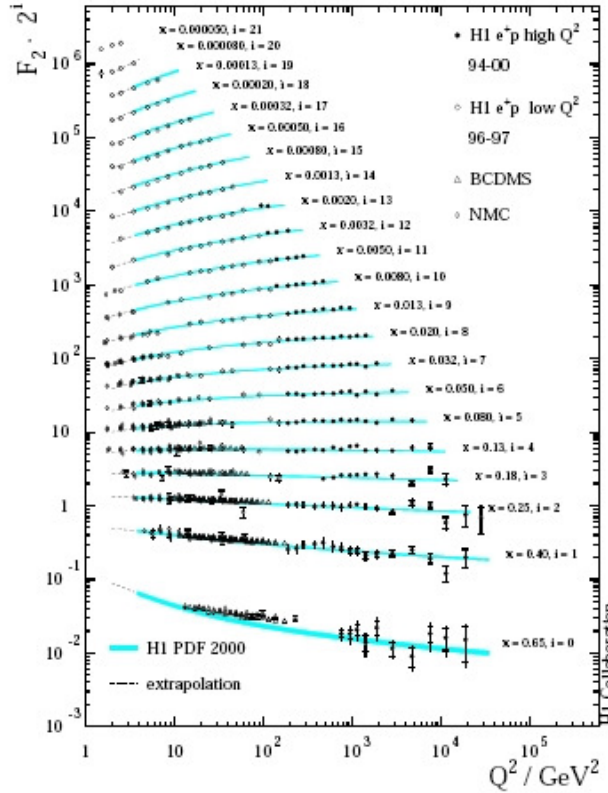
Слика 2.1.6 Функције партонских густина протона у зависности од Бјоркенове варијабле x , за пренети импулс $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$, добијене на HERA експериментима H1 и ZEUS.

На енергијама HERA акцелератора, структура протона, поред валентних кваркова (uud) подразумева и кваркове мора које чине тзв. лаки кваркови (uds) али и два тешка кварка c и b . Дистрибуције густина вероватноће валентних кваркова, кваркова мора и глюона у хадрону (протону), у зависности од Бјоркенове варијабле x и пренесеног импулса Q^2 , као што је већ речено, се називају функцијама густина партона. На слици 2.1.6 су дате функције густине партона у зависности од Бјоркенове варијабле скалирања x , за вредност пренесеног импулса од 10 GeV^2 , измерене на H1 експерименту [119].

Као што је речено, функције густина партона су међусобно повезане, услед динамичких процеса који се дешавају унутар протона: кваркови могу да израче глюон, од кога даље може настати пар кварк-антикварк. Претстављена динамика зависи од пренесеног импулса, тако да ови процеси вишег реда претстављају тзв. еволуцију структуре протона, у зависности од пренесеног импулса. Ово је последица зависности константе спрезања јаке интеракције α_s управо од пренесеног импулса.

Структурне функције протона управо показују различита понашања у различитим кинематичким опсезима. Са порастом вредности пренесеног импулса фотона Q^2 , повећава се и фазни простор за радијацију глюона. То значи да за мале вредности x постоји тренд увећања вредности структурних функција са повећањем пренесеног импулса (слика 2.1.7). Међутим, за велике вредности x повећава се и вероватноћа да дати партон израчи глюон, те са повећањем пренесеног импулса Q^2 вредност структурних функција опада (слика 2.1.7 [118]). Ова особина, да вредност структурних функција зависи и од пренесеног импулса, се назива нарушење Бјоркеновог скалирања. Другим речима, услед нарушења Бјоркеновог скалирања,

структурне функција F_2 протона не зависе само од варијабле x , већ и од импулса пренетог фотоном Q^2 . Нарушење Бјоркеновог скалалирања се може објаснити применом пертурбативне квантне хромодинамике pQCD тј. еволуцијом поменутих партонских густина у зависности од пренесеног импулса Q^2 . Функције густине партона су непертурбативне, што значи да се не могу бити израчунате из првих принципа али се њихова еволуција са пренесеним импулсом може третирати пертурбативно, једначинама еволуције партона.



Слика 2.1.7 Структурне функције протона F_2 измерене у H1 експерименту, као и у експериментима са фиксном метом.

У оквиру квантне хромодинамике, постоје две основне схеме еволуције, које се разликују по облику зависности структурних функција од (x, Q^2) , и њихова применљивост у односу на разне кинематичке опсеге је различита. Најчешће коришћене су DGLAP (*Dockshitzer-Gribov-Lipatov-Altareli-Parisi*) једначина еволуције ^[120] и BFKL (*Balitski-Fadin-Kuraev-Lipatov*) ^[121]. Услед тога што се функције густине партона не могу одредити применом пертурбативних метода, оне се добијају из експеримента. Њихова екстракција се врши на основу експериментално мерних укупног (*inclusive*) ефикасног пресека дубоко нееластичног ep расејања ^[122].

Постоји неколико метода за експерименталну реконструкцију кинематичких величина процеса дубоко нееластичног расејања. Ови методи су базирани на мерењу импулса, енергија и углова упадних и расејаних тј. финалних честица. У овој анализи кинематичке варијабле су реконструисане коришћењем $e\Sigma$ метода ^[123] ^[124], који користи кинематичке величине расејаног електрона и честица хадронског финалног стања. У $e\Sigma$ методу, импулса пренесен фотоном Q^2 се одређује из кинематике расејаног електрона (Формула 2.1.12), а нееластичност расејања y , је реконструисана из хадронског финалног стања (формула 2.1.13):

$$Q_{e\Sigma}^2 = Q_e^2 = 4E_e E'_e \cos^2\left(\frac{\theta'}{2}\right) \quad (2.1.12),$$

$$y_{e\Sigma} = \frac{2E_e \Sigma}{(\Sigma + E'_e (1 - \cos \theta'))^2} \quad (2.1.13)$$

где E'_e и θ' представљају енергију и поларни угао расејаног електрона, а E_e енергију упадног електрона. Величина Σ претставља суму скаларних величина $(E_h - p_{z,h})$ по честицама хадронског финалног стања:

$$\Sigma = \sum_h (E_h - p_{z,h}) \quad (2.1.14)$$

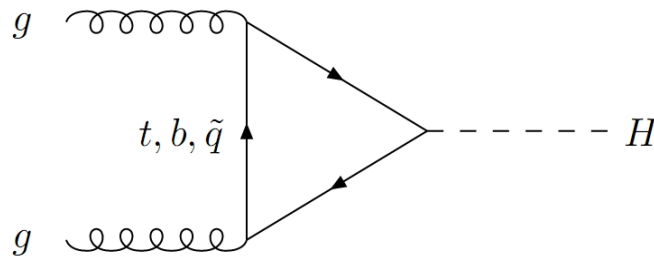
где E_h и $p_{z,h}$ претстављају енергију и пројекцију импулса на осу упадног електрона у систему у коме протон мирује.

Спрега HERA и LHC

Као што је већ речено у поглављу 1.1, Стандардни модел у физици честица представља математички отворену теорију са 19 слободних параметара и великим бројем евентуалних проширења, која ће бити експериментално проверена на Великом хадронском колајдеру LHC, у коме ће се сударати протонски снопови. Стога је разумевање структуре протона од кључног значаја за разумевање процеса и брзина продукције честица у LHC експериментима. Управо структурне функције протона представљају централни резултат HERA експеримената H1 и ZEUS и уједно спрегу експеримената на HERA и LHC колајдерима. На слици 2.1.7 ^[125] приказана су структурне функције F_2 измерене у H1 експерименту, као и у експериментима са фиксном метом. Резултати су упоређени са одговарајућим предвиђањима Стандардног модела одређених из фита H1 PDF 2000.

Поред мерења структурних функција и екстракције функције густине партона, постоји и читав низ резултата добијених на HERA акцелератору који дају неопходан допринос успешном раду новог LHC колајдера. Резултати HERA експеримента, кроз њихов утицај на LHC, су сумирани у опсежној заједничкој студији DESY и CERN ^[126].

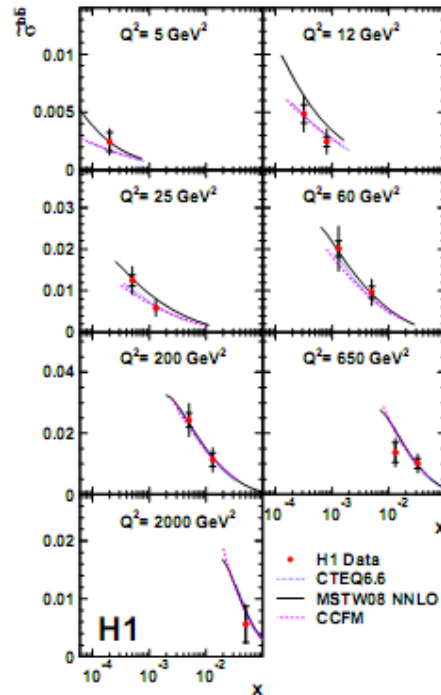
Као што је речено, један од основних праваца истраживања на LHC је потрага за Хигсовим бозоном. Услед тога што је главни механизам продукције Хигсовог бозона на LHC глюон-глюон фузија (слика 2.1.8) познавање функција глюонских дистрибуција је од великог значаја.



Слика 2.1.8 Фајнманов дијаграм глюон-глюон фузије.

Тачније, евентуално откриће Хигсовог бозона, као и последично мерење јачине његовог спрезања засновано је на прецизном познавању функције глюонских густина у опсегу Бјоркенове варијабле $x \sim 10^{-2}$ - 10^{-1} и одговарајуће вредности пренесеног импулса од $Q^2 = m_H \sim 10^4$ - 10^6 GeV^2 . H1 и ZEUS експерименти су развили одговарајуће QCD фитове за екстракцију партонских густина, који су базирани на еволуцији функција густина партона у зависности од Q^2 . Ове функције се, дакле, даље користе за израчунавање брзине продукције честица у процесима од интереса. Стога канали открића на LHC умногоме зависе како од прецизности мерења структурних функција као и од неодређености фита функције густине партона. Такође за разумевање доминантног процеса распада Хигсовог бозона $H \rightarrow b\bar{b}$ на великом хадронском колајдеру, од посебног значаја је квантификовати присуство b кварка у протону тј. одређивање одговарајуће функције партонских густина, иако је овај канал распада Хигсовог лаког бозона пригушен QCD фоном.

Када је реч о тешким кварковима, и посебно о b кварку, резултати HERA експеримената обезбедили су бољи увид у QCD механизме продукције тешких кваркова. На слици 2.1.8 је дат редуковани ефикасни пресек измерен у експерименту H1 [127]. С друге стране, с обзиром да се идентификација b кварка по правилу заснива на удаљењу његових продуката хадронизације од примарног вертекса (*lifetime information*) технике идентификације, развијене у HERA експериментима, попут у овој тези приказане методе базиране на коришћењу вишеструких опсервабли, биће од значаја и у експериментима на Великом хадронском колајдеру [128].



Слика 2.1.7 Редуковани ефикасни пресек дат за одређене вредности пренесеног импулса Q^2 , измерен у H1 експерименту, као и упоређење са теоријски добијеним вредностима.

Значајан је и допринос HERA експеримената разумевању процеса у којима финално стање укључује постојање вишеструких млазева³⁹, и, посебно, топологији и динамици млазева, као и у унапређењу концепту тока енергије [129].

³⁹ Multi-jet final states

2.2 H1 детектор

H1 експеримент је формиран на основу неколико главних праваца истраживања: унутрашња структура протона, потрага за новим честицама и интеракцијама, истраживања електрослабих феномена – тзв. десноруке струје, потрага за новим тешким бозонима, потрага за егзотичним честицама попут лептокваркова и лептоглуона као и потрага за феноменима изван Стандардног модела. Један од примарних праваца истраживања су истраживања на пољу квантне хромодинамике – мерење структурних функција као и густина партона, као и динамика "млазева".

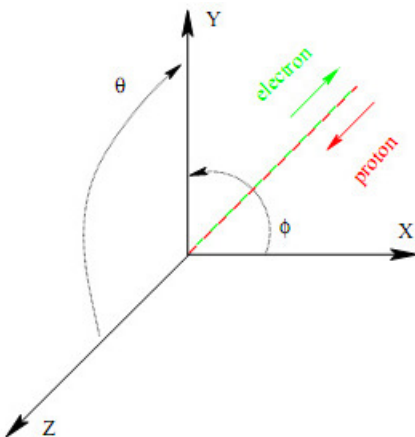
Стога је, при пројектовању H1 детектора посебна пажња посвећена идентификацији честица, посебно електрона и миона, као и изузетној грануларности и резолуцији калориметара потребних за реконструкцију "млазева". Такође од изузетне важности је и херметичност детектора зарад мерења тзв. енергије која недостаје. H1 детектор је комисиониран 1992.

Концепт H1 детектора

H1 детектор је хибридни детектор цилиндричне геометрије, намењен мерењу енергија и импулса, како неутралних тако и наелектрисаних честица произведених у *ep* сударима, као и мерењу луминозности сударајућих снопова.

Услед тога што је центар масе *ep* судара померен дуж смера кретања протона H1 детектор је конструисан асиметрично – детектор је поседује комплекснију и боље сегментирану инструментацију у смеру кретања протона. Схематски приказ H1 детектора је дат на слици 2.2.2.

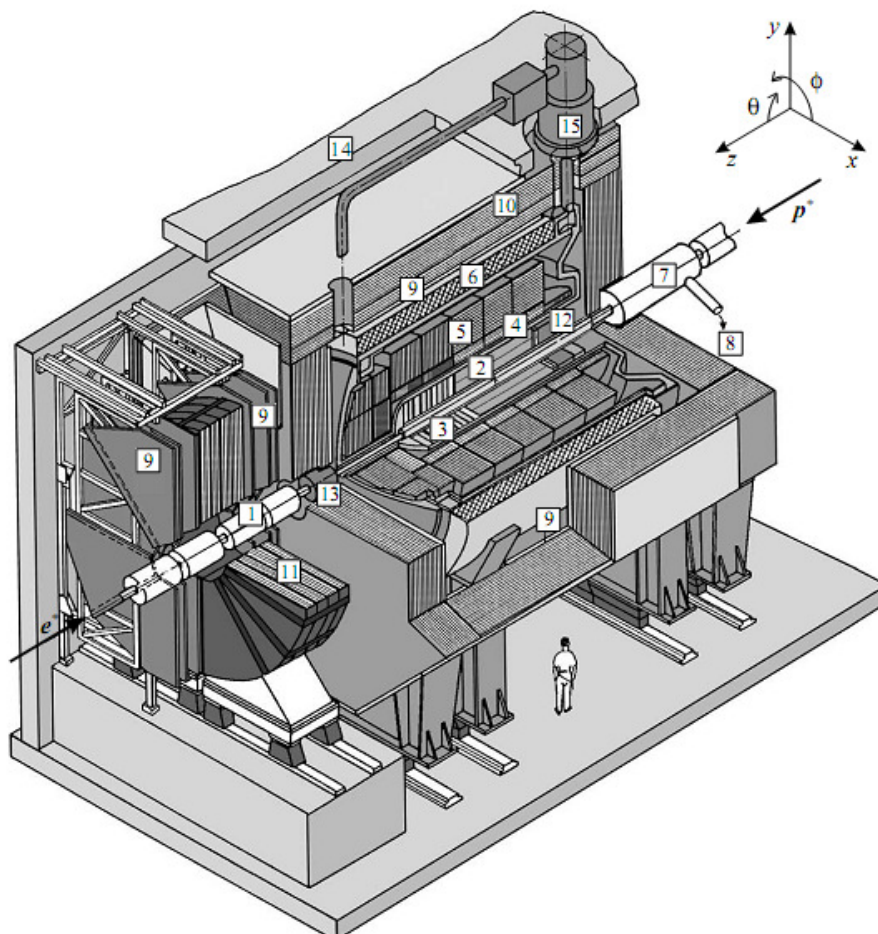
Координатни почетак је смештен у тачки номиналног интеракционог места, које се налази у средишту централног система за детекцију трагова CTD⁴⁰. Смер кретања протона дефинише z-осу десно оријентисаног координатног система, x-оса је управљена хоризонтално, према центру HERA прстена, док је y –оса управљена вертикално навише.



Слика 2.2.1 Координатни систем H1 детектора. Позитивни део Z-осе дефинише смер кретања протона.

⁴⁰ Central Tracking Detector

Суперпроводни калем {6} обухвата систем детектора за реконструкцију трагова {2}, {3}, као и калориметарски систем {4},{5}, производећи готово равномерно магнетно поље јачине 1.15 T у правцу z-осе, чиме се омогућава мерење импулса наелектрисаних честица. Око соленоида се налази инструментализовано гвожђе са мионским коморама које представља систем за детекцију миона.



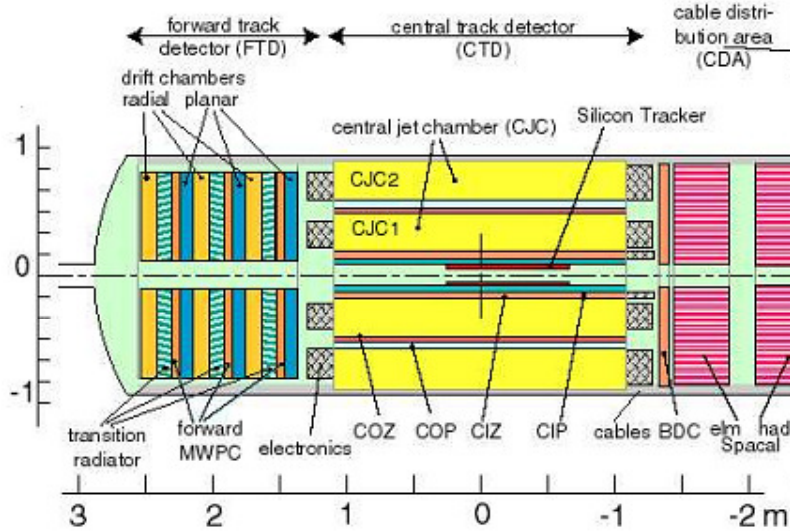
Слика 2.2.2 Схематски приказ Н1 детектора са детекторским подсистемима и помоћном инструментализацијом.

- | | |
|---|---|
| {1} Акцелераторска цев | {9} Мионске коморе |
| {2} Централни детектор трагова | {10} Инструментализовани гвоздени јарам |
| {3} Предњи детектор трагова | {11} Предњи мионски магнет |
| {4} Електромагнетни део Lар калориметра | {12} BDC и SPACAL |
| {5} Хадронски део Lар калориметра | {13} Предњи калориметар |
| {6} Суперпроводни калем | {14} Бетонска оплата |
| {7} Компензациони магнет | {15} LАг криостат |
| {8} Хелијумски криостат | |

Детаљније особине Н1 детектора су дате у [130], док су у овом раду описане основне особине детекторских подсистема који су од значаја за идентификацију b кварка.

2.2.1 Систем за реконструкцију трагова

Систем за детекцију трагова на H1 обезбеђује мерење позиције трага као и импулса наелектрисаних честица. Систем за реконструкцију трагова је подељен на две области просторног угла: централну и предњу, којима одговарају централни CTD⁴¹ {2} и предњи FTD⁴² {3} детекторски подсистеми респективно. На слици 2.2.3 [131] је дат попречни пресек система за реконструкцију трагова са основним подсистемима. Асиметрична структура H1 детектора се одражава и на структуру детектора трагова. На слици су такође приказани и појединачни детектори који чине детекторске подсистеме.



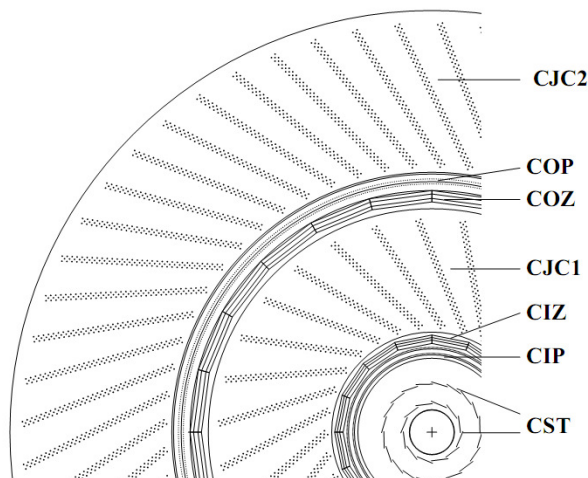
Слика 2.2.3 Попречни пресек (rz раван) система за реконструкцију трагова. На слици је приказан предњи и централни део система за реконструкцију трагова са поддетекторским системима.

Централни детектор трагова

Реконструкција трагова наелектрисаних честица, у централној области ($20^\circ < \theta < 160^\circ$), се врши помоћу централног детектора трагова CTD{2}. Помоћу равномерног магнетног поља, усмереног дуж z-осе, које обезбеђује суперпроводни калем који је смештен између главног калориметра {4}{5} и мионских комора {9}, могуће је мерење импулса честице са резолуцијом $\sigma(p_t)/p_t^2 = 0.005 \text{ [GeV]}^{-1} \oplus 0.015$. Координате примарног вертекса, који означава стварно место ep интеракције, као и секундарног вертекса који карактерише место распада тешких кваркова (дугоживућих честица) одређује се екстраполацијом реконструисаних трагова до осе снопа. Попречни пресек централног система за реконструкцију трагова је дат на слици 2.2.3, док је бочни пресек централног система за реконструкцију трагова је дат на слици 2.2.4.

⁴¹ Central Tracking Detector

⁴² Forward Tracking Detector



Слика 2.2.4 Бочни пресек ($r\phi$ равн) централног детектора трагова CTD са детекторским подсистемима.

CTD се састоји од две централне дрифт⁴³ коморе CJC1 и CJC2⁴⁴, централног силиконског детектора (CST⁴⁵), централне унутрашње и спољашње дрифт коморе (CIZ⁴⁶/ COZ⁴⁷) као и централне унутрашње и спољашње вишежичне пропорционалне⁴⁸ коморе (CIP⁴⁹/ COP⁵⁰).

Централне коморе за реконструкцију млазева CJC1 и CJC2

Коморе CJC1 и CJC2 [131] чине основни део система за реконструкцију трагова. Њихови сигнали су основа реконструкције трагова у централној области. Такође се користи и за идентификацију честица мерењем губитка енергије у супстанцијалној средини $\frac{dE}{dx}$ по јединици дужине [132]. Централне коморе за реконструкцију млазева су коморе дрифта и се састоје се од два коаксијална цилиндра, испуњена гасном смешом $\text{Ar}:\text{CO}_2:\text{CH}_4$ (89.5:9.5:1.0 % запремине), која се пружају дуж z -осе од $-1.1 \text{ m} < z < 1.1 \text{ m}$. Унутрашња комора CJC1 покрива угаони опсег $11^\circ < \theta < 169^\circ$, док спољашња комора CJC2 покрива опсег $26^\circ < \theta < 154^\circ$ поларног угла. Запремина CJC1 (CJC2) је подељена на 30 (60) идентичних дрифт ћелија. Свака од ћелија садржи 24(32) анодних жица као и 49(66) катодних. Катодне жице служе за одржавање униформног магнетног поља унутар ћелије и пружају се паралелно са осом снопа. Ћелије су закренуте за 30° по азимутном углу. Позиција честице у равни нормалној на осу снопа ($r\phi$ равн) се може мерити са прецизношћу од $\sigma = 170 \mu\text{m}$ и резолуцијом у времену од 5 ns. Резолуција трансверзалног импулса је $\sigma(p_t)/p_t^2 = 0.005 [\text{GeV}]^{-1} \oplus 0.015$.

⁴³ drift chambers

⁴⁴ Central Jet Chambers

⁴⁵ Central Silicon Tracker

⁴⁶ Central Inner Z-Chamber

⁴⁷ Central Outer Z-Chamber

⁴⁸ MWPC- Multi Wire Proportional Chamber

⁴⁹ Central Inner Proportional chamber

⁵⁰ Central Outer Proportional chamber

Вертекс детектор – Централни силиконски детектор за реконструкцију трагова CST

Вертекс детектор CST [¹³³] је детектор трагова који се налази у непосредној близини осе снопа. Главна намена CST-а је одређивање примарног вертекса на основу реконструкције трагова наелектрисаних честица. Реконструисани трагови из CJC1 и CJC2 се везују за поготке у CST зарад побољшања просторне резолуције. Резолуција импакт параметра (DCA), у рф равни за трагове реконструисане помоћу CJC, а који имају поготке у оба слоја CST, је $\sigma_{DCA}=43 \mu\text{m} \oplus 51 \mu\text{m} / (p_t [\text{GeV}])$, где је p_t трансверзални импулс честице. Први део резолуције претставља својствену резолуцију као и грешку позиционирања, док други део даје допринос грешке која потиче од вишеструких расејања. Прецизност мерења DCA омогућава разлучивање трагова који потичу из примарног вертекса од трагова који потичу из секундарног вертекса тј. места распада “тешких” хадрона (види поглавље 2.3).

Вертекс детектор се састоји од два концентрична елипсоидална цилиндрична слоја двостраних тракастих силиконских сензора – унутрашњег и спољашњег, који су распоређени симетрично око осе снопа, са радијусом 5.7 cm и 9.7 cm респективно. Активна дужина је 35 cm, што одговара опсегу угаоне прихватљивости поларног угла од $30^\circ < \theta < 150^\circ$. Унутрашњи (спољашњи) слој се састоји од 12 (20) идентичних и делимично преклопљених “лествица”, од којих се свака састоји од две полулествице, која чини основну градивну ћелију CST-а. Полулествицу чине три силиконска сензора као и одговарајућа структура која носи електронику за читавање сензора. Двострани силиконски сензори служе за читавање позиције погодака у rf (ху) равни као и за мерење z координате поготка. Резолуција $\sigma_{xy} = 12 \mu\text{m}$, док резолуција σ_z зависи од упадног угла честице и достиже максимум од $\sigma_z = 22 \mu\text{m}$ за $\theta \approx 90^\circ$.

Централне дрифт коморе (CIZ и COZ)

Намена дрифт комора (CIZ и COZ) је побољшање резолуције мерења z -координате трагова, реконструисаних на основу погодака у централним коморама млазева, што резултује укупном резолуцијом од $\sigma_z = 380 \mu\text{m}$.

Централне вишежичне пропорционалне коморе (CIP и COP)

Централне вишежичне пропорционалне коморе (CIP и COP) се налазе на унутрашњој и спољашњој страни централних дрифт комора (CIZ и COZ) респективно. Централне вишежичне коморе обезбеђују окидачке сигнале за реконструкцију z координате примарног вертекса. Овај окидачки сигнал се дакле користи као један од окидача за први ниво (L1) H1 окидачког система.

2.2.2 Калориметарски систем

Главна намена калориметара је мерење енергије и идентификација расејаног електрона из ep судара, реконструкција хадронских финалних стања тј. реконструкција “млазева”, као и раздвајање лептона од хадрона. Расејани електрони се детектују у задњем електромагнетном калориметру SPACAL⁵¹ за $Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$, у

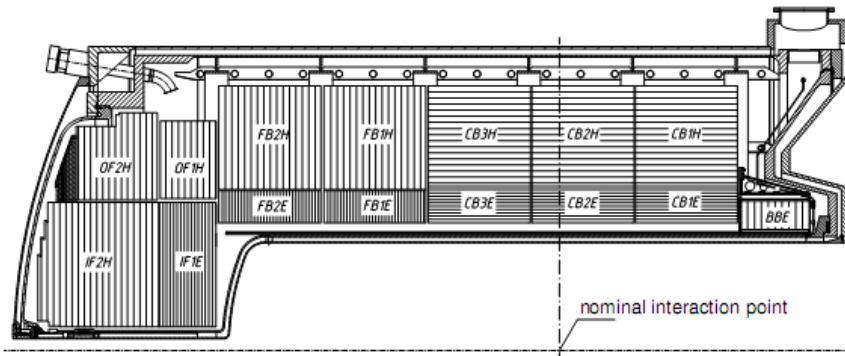
⁵¹ Spaghetti Calorimeter

LAr⁵² за веће вредности Q^2 , а за $Q^2 \approx 0$ тј. режим фотопродукције, у ETag⁵³ калориметру.

Систем калориметара у H1 експерименту покрива готово целокупни просторни угао обезбеђујући херметичност детектора. Калориметарски систем се састоји од два главна калориметра: калориметра на бази течног аргона LAr – намењеног за мерење енергија и углова честица хадронског финалног стања, и SPACAL олово-сцинтилатор калориметра чија је примарна намена идентификација и мерење енергије и поларног угла расејаног електрона. Угаони опсег сегментираног сендвич калориметра LAr је $4^\circ < \theta < 155^\circ$, док је задња регија покривена SPACAL калориметром угаоног опсега $153^\circ < \theta < 178^\circ$. Оба калориметра поседују електромагнетни и хадронски део. Услед тога што честице хадронског финалног стања из процеса фотопродукције могу дати “лажни” електронски сигнал присуства електрона, H1 калориметарски систем је додатно опремљен планарном дрифт комором BDC⁵⁴, смештеном испред SPACAL-а, у области поларног угла $151^\circ < \theta < 178^\circ$, која омогућава потискивање фона из процеса фотопродукције.

Калориметар на бази течног аргона LAr

LAr [¹³⁴] калориметар као активну супстанцу користи течни аргон (Ar), који карактерише стабилност одзива и хомогеност детектора, као и једноставност калибрације. Аргон се одржава у течном стању хлађењем на -183°C помоћу криостата који је окружен суперпроводним калемом.



Слика 2.2.5. Попречни пресек (rz равн) LAr калориметра [134]. На слици су приказани модули унутрашњег електромагнетног (E) као и хадронског дела калориметра (H), као и оријентација плоча апсорбера.

Калориметар се састоји из два дела: електромагнетног и хадронског. Активна супстанца у оба дела калориметра је течни аргон. Електромагнетни (унутрашњи) део калориметра је високе грануларности [134] која је различита за сваки од модула и као апсорбер користи олово. Укупна дебљина електромагнетног дела калоримера варира између 20 и 30 радијационих дужина X_0 . Резолуција мерења енергије електрона је $\frac{\sigma_{em}(E)}{E} \approx \left(\frac{12\%}{\sqrt{E}} \sqrt{\text{GeV}} \right) \oplus 1\%$. Хадронски (спољашњи) део калориметра је пројектован

⁵² Liquid Argon Calorimeter

⁵³ Electron tagger

⁵⁴ Backward Drift Chamber

за мерење депозиције енергије хадрона. Укупна дебљина је 4.7 до 8 нуклеарних интеракционих дужина λ а као апсорбер се користи нерђајући челик. Енергетска резолуција хадронског дела је $\frac{\sigma_{had}(E)}{E} \approx \left(\frac{50\%}{\sqrt{E}} \sqrt{GeV} \right) \oplus 2\%$

SPACAL калориметар

SPACAL [¹³⁵] је начињен од олова као апсорбера, у које су утиснута сцинтилациона влакна која чине активну средину (тзв. “шпагети” калориметар). Као и Лаг SPACAL се састоји од електромагнетног и хадронског дела. Одговарајуће резолуције су $\frac{\sigma_{em}(E)}{E} \approx \left(\frac{7.1\%}{\sqrt{E}} \sqrt{GeV} \right) \oplus 1\%$ и $\frac{\sigma_{had}(E)}{E} \approx \left(\frac{56\%}{\sqrt{E}} \sqrt{GeV} \right) \oplus 3\%$ респективно. SPACAL калориметар такође обезбеђује сигнал за идентификацију електрона, који је базиран на прагу енергије детектоване честице и који се прослеђује првом нивоу (L1) H1 окидачког система.

2.2.3 Систем за мерење луминозности

Мерење луминозности је базирано на детекцији фотона произведеног у Бете-Хајтлеровом процесу (*Bethe-Heitler* - ВН) $ep \rightarrow ep\gamma$. Бете-Хајтлер процес је електромагнети процес, који је добро описан у оквиру квантне електродинимике [¹³⁶]. Главни фон за овај процес је заочно зрачење (*bremsstrahlung*) $eA \rightarrow eA\gamma$ електрона са резидуалним гасом у акцелераторској цеви. Однос фон-сигнал је реда 10%. Редукција фона се спроводи коришћењем информације добијене пропуштањем тзв. “пилот” група честица (*bunches*), које интерагују само са резидуалним гасом. Луминозност израчунавамо по формули:

$$L = \frac{(N_{tot} - \frac{I_{tot}}{I_0} \cdot N_0)}{\sigma_{ВН}} \quad (2.2.1)$$

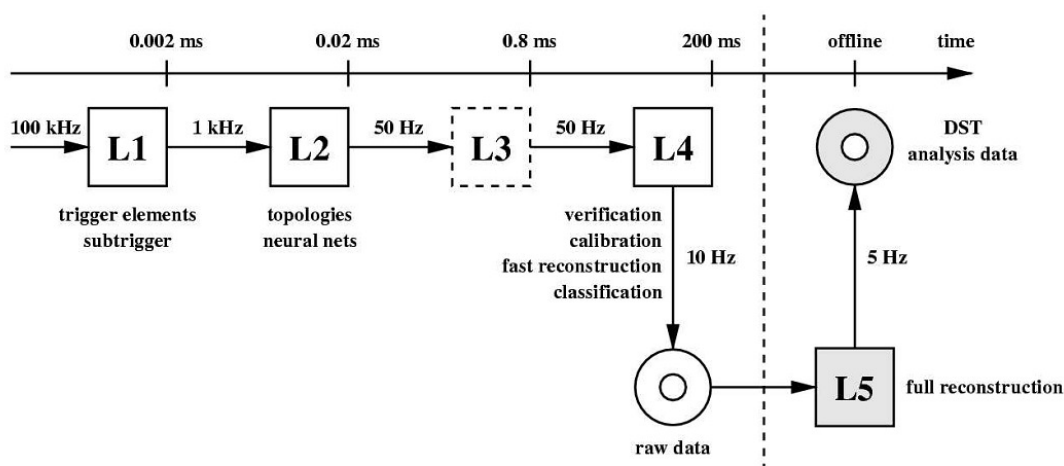
где је N_{tot} укупни одброј свих догађаја регистрованих у детектору луминозности, N_0 је одброј догађаја добијен пропуштањем пилот група честица, I_{tot} и I_0 одговарајуће струје, док је σ ефикасни пресек Бете-Хајтлер процеса коригован за ефикасност окидача и прихватљивост детектора луминозности (*acceptance*). Емитовани фотон се детектује у детектору луминозности, који је удаљен од номиналног интеракционог места $z \approx -101.8$ m. Детектор луминозности је сегментирани калориметар, који користи сцинтилациона влакна као активну супстанцу и волфрам као апсорбер. Експериментална систематска грешка мерења луминозности у H1 експерименту је 1.5%.

2.2.4 Окидачки систем

Учестаност судара група честица на HERA акцеларатору 10.4 MHz. Учестаност догађаја фона, који доминантно потиче од од судара снопа протона са резидуалним гасом у акцелераторској цеви је $\sim 10^3$ пута већи од учестаности ep реакција и приближне је учестаности 100 kHz. Како је учестаност система за читавање података у H1 експерименту реда 50 Hz, окидачки систем треба да

обезбеди смањење учестаности приноса на задати ниво, са минималним губитком догађаја од интереса. Услед ограниченог пропусног опсега за пренос података до уређаја за складиштење, као и самог простора за складиштење података, Н1 окидачки систем има задатак истовременог одстрањивања фона и одабир физичких процеса од значаја уз минимализацију мртвог времена детектора.

У ту сврху је коришћен окидачки систем који се састоји од 4 нивоа селекције - L1 до L4 [130]. На слици 2.2.6 [29] је дат схематски приказ окидачког система Н1 детектора:



Слика 2.2.6 Схематски приказ окидачког система Н1 детектора са 4 подокидачка система.

L1: Задатак првог нивоа окидачког система је смањење фона, при чему је нагласак на брзини пре него на прецизности одабира догађаја. Готово сваки од детекторских подсистема опремљен је сопственим окидачким системом – окидачким елементима (ТЕ⁵⁵). Сигнали из сваког од окидачких елемената се прослеђују централном окидачу. Сигнали окидачких елемената се логички комбинују 128 логичких услова, који одређују подокидаче $s_0, \dots, s_{127}$. Сваки од подокидача је везан за неки од физичких канала од значаја. У случају да одређени подокидач има превелику фреквенцу окидања, његов одговор се скалира са одговарајућим фактором N (фактор прескалирања). Прескалирање подразумева да се свака N -та позитивна одлука подокидача се узима у обзир, чиме се постиже смањење укупне луминозности виђене од стране датог подокидача за чинилац $1/N$. Излазна учестаност L1 окидачког нивоа је мања од 1 kHz. Одлука о прихватању догађаја на овом нивоу се постиже ако бар један од подокидача има логичку вредност један. Временски, одлука мора бити начињена 2.3 μ s и за то време подаци из догађаја су смештени у вод за кашњење одговарајуће меморијске дубине. У случају да је одлука о прихватању догађаја позитивна, вод за временско кашњење се затвара и почиње тзв. мртво време детектора. Истовремено, сигнали из окидача L1 се прослеђују следећем окидачком нивоу L2.

⁵⁵ Trigger element

L2: Задатак другог нивоа окидачког система је провера и пречишћавање одлука донетих на L1 нивоу. Време доношења одлуке 22 μ s, те овај ниво дозвољава коришћење сложенијих метода издвајања сигнала и сходно томе процесирање сложенијих информација, као што су корелације између различитих детекторских подсистема. Ниво L2 садржи три независна подсистема за доношење одлуке: тополошки окидач L2TT и L2NN окидачки подсистем који користи неуронске мреже, који комбинују информације из подокидача, као и FTT⁵⁶ који врши додатну процену на основу особина трагова датог догађаја. Исходи појединих L2 подсистема су сабрани у централном окидачу. Након позитивне одлуке L2 нивоа, почиње читавање одређеног H1 догађаја. У случају негативне одлуке догађај се одбацује и даље пуњење вода за кашњење се одобрава. Излазна учестаност L2 нивоа је мања од 200 Hz.

L3: Током читавања догађаја који је прошао L2 селекцију, уз додатне информације из калориметара и система за детекцију миона, врши се поновна селекција догађаја на основу параметара трагова датог догађаја. Трећи ниво окидачког система користи FTT, са излазном фреквенцијом од 50 Hz. У случају позитивне одлуке догађај се прослеђује финалном окидачком подсистему L4, док се у случају негативне одлуке шаље сигнал којим се догађај одбацује и омогућава се поновно пуњење вода за кашњење.

L4: После читавања догађаја врши се потпуна реконструкција догађаја као и класификација у тзв. класе догађаја. Класе догађаја претстављају одређене типове догађаја, дефинисане на основу одговарајуће сигнатуре. Такође, на овом нивоу врши се финална сепарација сигнала од фона. Излазна фреквенца је око 10 Hz, са типичном величином догађаја око 150 KB⁵⁷.

Такозвани "сирови" подаци који су прошли L4 ниво се привремено смештају у меморију POT⁵⁸, и прослеђују се L5 нивоу на коме се врши калибрација података. Излаз из L5 нивоа се компримује и смешта у трајну меморију DST⁵⁹. Подаци из трајне меморије представљају основ за даљу физичку анализу.

⁵⁶ Fast Track Trigger

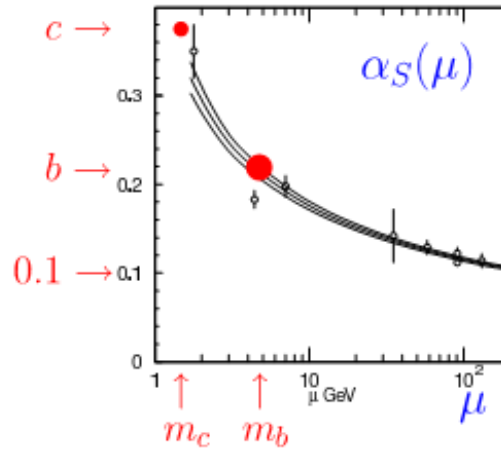
⁵⁷ Kilo Byte

⁵⁸ Production Output Tape

⁵⁹ Data Summary Tapes

2.3 Продукција b кварка у ep процесима

Кваркове називамо "тешким" када је маса кварка далеко већа од ефективне скале јаке интеракције Λ_{QCD} , изнад које је константа спрезања јаке интеракције α_s (слика 2.3.1. [137]) постаје довољно мала, те је могућа примена пертурбативног метода квантне хромодинамике ($m_q \gg \Lambda_{\text{QCD}} \approx 200 \text{ MeV}$). Стога, тешким кварковима сматрамо c , b и t кварк. На енергији расположивој на HERA акцелератору тешки кваркови који могу произведени су c и b кварк, док t кварк, услед велике масе не може бити произведен.



Слика 2.3.1 Константа спрезања јаке интеракције α_s у функцији скале μ [GeV].

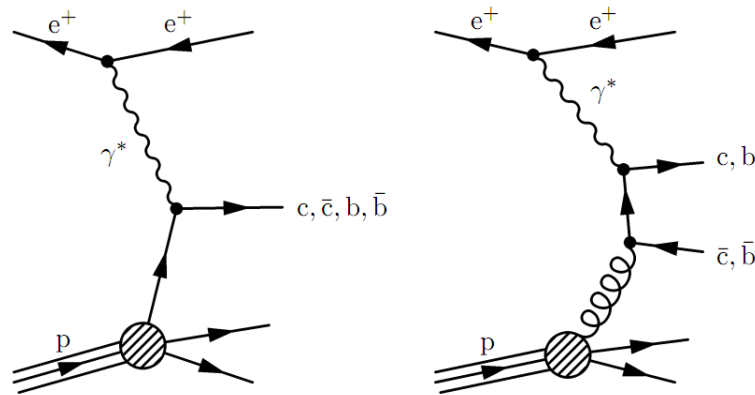
Као и остали кваркови, тешки кваркови не постоје као стабилне честице у природи већ хадронизују у времену реда ps формирајући млазове (*jets*) као експерименталну сигнатуру. Такође, масе c и b кваркова су довољно велике ($\sim 1.5 \text{ GeV}$ [138] и $\sim 4.5 \text{ GeV}$ [138], респективно) да ови кваркови не могу бити ни стабилни конституенти протона $m_p \sim 0.935 \text{ GeV}$ [138] већ, као што је речено у поглављу 2.1, припадају тзв. "мору кваркова".

Од открића c и b кваркова 1974 [139][140] и 1977 [141] респективно, спровођена су детаљна изучавања механизма продукције и интеракција тешких кваркова. Велика маса чини их чини посебно занимљивим за изучавање јаке интеракције, јер њихова продукција спада у пертурбативне феномене (pQCD) и стога може бити израчуната са великом тачношћу. На енергијама HERA акцелератора продукција b кварка је и даље редак процес са укупним ефикасним пресеком у процесу $\sigma(ep \rightarrow ebb\bar{X})$ реда pb^{-1} , који је за два реда величине мањи од ефикасног пресека за c кварк, а чак три реда величине мањи од укупног ефикасног пресека $\frac{\sigma_{b\bar{b}}}{\sigma_{tot}} \sim 0.1\%$ [137].

2.3.1 Механизми продукције b кварка

Продукција тешких кваркова механизмом неутралних струја, у водећем реду апроксимације (LO), одвија се као QED процес тзв. "ексцитације аромата" (FE⁶⁰) ($\gamma^* Q \rightarrow Q$, $Q = c, \bar{c}, b, \bar{b}$) где поред валентних кваркова могу бити ексцитовани и кваркови из мора кваркова. Одговарајући Фајнманов дијаграм је дат на слици 2.3.2. а). Због размене виртуелног фотона, ефикасни пресек овог процеса је пропорционалан константи fine структуре α .

Процес вишег реда (NLO) је бозон-глуон фузија (BGF) чији је Фајнманов дијаграм дат на слици 2.3.2. б). Услед тога што се процес одвија преко спрезања бозона (γ/Z^0) са глюоном, вероватноћа овог процеса је осетљива на густину глюона у протону. Ефикасни пресек је, због постојања два вертекса, пропорционалан $\alpha\alpha_s$.



Слика 2.3.2 Механизми продукције b кварка у процесима дубоко нееластичног електрон протон расејања на HERA акцелератору а) процес "ексцитације аромата" (FE) б) бозон-глуон фузија (BGF).

На нижим вредностима Бјоркенове варијабле скалирања x , густина глюона у протону је велика у поређењу са густином тешких кваркова. Стога ефикасни пресек бозон-глуон фузије, иако је процес нижег реда од процеса ексцитације укуса, може бити упоредив или већи у односу на ефикасни пресек процеса ексцитације аромата [142]. У процесима дубоко нееластичног расејања на акцелератору HERA доминантни процес продукције тешких кваркова је бозон-глуон фузија [137].

Као што је већ речено, могућност примене пертурбативних метода QCD зависи од величине α_s . "Тврдом скалом" се, у процесима дубоко нееластичног расејања, назива област енергије којој одговарају мале вредности константе јаког спрезања α_s , па је стога, могуће применити пертурбативни метод квантне хромодинамике pQCD. Прорачун ефикасног пресека за продукцију тешких кваркова, применом пертурбативног метода, базира се на развоју једначина за прорачун ефикасног пресека у ред, по константи јаког спрезања. Као што је већ речено, једна од тврдох скала, у продукцији тешких кваркова је управо маса произведених кваркова m_q . Међутим, поред масе тешких кваркова, постаје још две величине тј. "тврде" скале, које омогућавају примену пертурбативног метода квантне хромодинамике на продукцију тешких кваркова: виртуелност измењеног фотона (Q^2) и трансверзални импулс p_t произведених кваркова. Проблем постојања вишеструких

⁶⁰ Flavour excitation

скала утиче на конвергенцију реда развоја ефикасног пресека по константи јаког спрезања α_s , услед могућности да пренесени импулс фотона као и трансфезални импулс произведеног кварка узимају имају високе вредности. Прецизније речено, ефикасни пресек продукције тешких кваркова, при развоју у ред по константи јаког спрезања α_s може садржати чланове који су зависни од међусобног односа поменутих скала, и при високим вредностима пренесеног импулса ($Q^2 \gg m_q^2$) или трансверзалног импулса произведеног кварка ($p_t \gg m_q$), услед постојања датих чланова, може бити нарушена конвергенција реда:

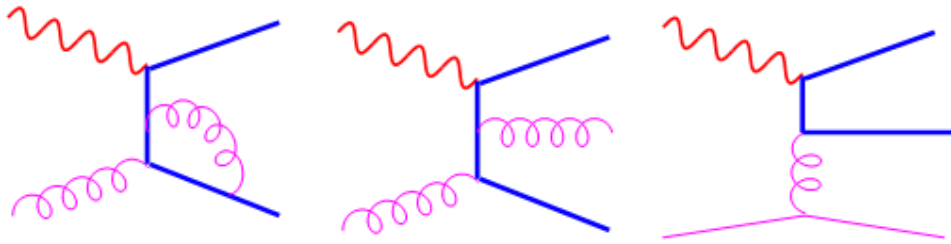
$$\sim [\alpha_s \ln(p_t^2 / m_q^2)]^n \quad \text{или} \quad \sim [\alpha_s \ln(Q^2 / m_q^2)]^n \quad (2.3.1)$$

Постоји неколико апроксимација којима се превазилази дати проблем.

Схема фиксног броја аромата (FFNS)

На ниским вредностима виртуелности фотона Q^2 , када важи $Q^2 \leq m_q^2$, тешки кваркови се не третирају се као партони, већ допринос динамичкој структури протона дају само лаки кваркови и глюони. Оваква схема се назива масивна схема продукције тешких кваркова [143]. Број аромата n_f је одређен присуством лакших кваркова. Овај број је фиксан, па се масиван схема назива и схемом фиксног броја аромата. Тешки кваркови се појављују као финалне честице и третирају се као масивни.

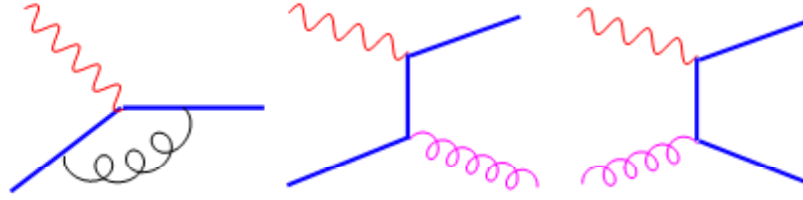
У овој схеми процес водећег реда (LO) је бозон-глуон фузија (слика 2.3.2 б)) [137]. Примери Фајнманових дијаграма процеса вишег реда (NLO) су дати на слици 2.3.3.



Слика 2.3.3 Фајнманови NLO дијаграми, за продукцију тешких кваркова у масивној схеми.

Схема нулте-месе променљивог броја аромата (ZM-VFNS)

За велике вредности импулса пренетог виртуелним бозоном ($Q^2 \gg m_q^2$), масе тешких кваркова постају занемарљиве и доминантна скала енергија одређена је виртуелношћу измењеног бозона Q^2 . Стога је ова схема названа безмасеном, а број аромата у протону је променљив и може бити 4 или 5 [143]. Тешки кваркови се третирају као конституенти протона тј. као активни партони описани функцијом густине партона. Екситација аромата је, у овој апроксимацији, доминантан процес продукције тешких кваркова [137] (Слика 2.3.2 а)). Примери Фајнманових дијаграма процеса вишег реда (NLO), у овој схеми, дати су на слици 2.3.4.



Слика 2.3.4 Фајнманови NLO дијаграми за продукцију тешких кваркова у безмасеној схеми.

Схема променљивог броја аромата (VFNS⁶¹)

Услед кинематичких ограничења претходне две схеме као и проблема третирања граничних вредности пренесеног импулса ($Q^2 \approx m_Q^2$), уведена је тзв. мешовита схема или схема променљивог броја аромата која комбинује две претходне: за $Q^2 \leq m_Q^2$ користи масивну, док опис процеса са $Q^2 \gg m_Q^2$ одговара безмасеној схеми. Регион граничних вредности импулса се интерполира коришћењем различитих метода. Најчешће коришћене схеме овог типа су ACOT(χ) [¹⁴⁴], TR-VFNS [¹⁴⁵][143].

2.3.2 Идентификација b кварка

Принцип конфајнмента имплицира да кваркови и глюони не могу бити опажени као слободни, већ постоје као квази-слободне честице унутар безбојних хадрона. Формирање хадрона од кваркова и глюона називамо хадронизацијом. Овај процес се у литератури назива и фрагментацијом⁶². Како је вишечестично стање енергетски повољније од изоловања партона из хадрона, експериментална сигнатура кварка је млаз честица (*jet*). Пошто се одвија на ‘мекој’ скали, тј. при енергијама на којима константа јаког спрезања узима велике вредности (слика 2.3.1), процес фрагментације није могуће третирати пертурбативно. Описивање процеса фрагментације тешких кваркова се базира на феноменолошким моделима као што су нпр. Петерсон (*Peterson*) [¹⁴⁶] и Лунд модел (*Lund string model*) [¹⁴⁷]. Преглед удела c и b хадрона у фрагментацији одговарајућег кварка је дат у табели 2.3.1 [¹⁴⁸], [¹⁴⁹].

Фракција учешћа хадрона у фрагментацији c кварка	
$c \rightarrow D^0$	0.55
$c \rightarrow D^+$	0.23
$c \rightarrow D_S^+$	0.10
$c \rightarrow \Lambda_c^+$	0.08

Фракција учешћа хадрона у фрагментацији b кварка	
$b \rightarrow B^0$	0.42
$b \rightarrow B^+$	0.42
$b \rightarrow B_S^0$	0.07
$b \rightarrow \Lambda_b^0$	0.08

Табела 2.3.1 Фракције учешћа појединих хадрона у фрагментацији а) c кварка и б) b кварка.

⁶¹ Variable Flavour Number Scheme

⁶² У овој тези биће коришћен термин фрагментација

Особине c и b хадрона одређују одговарајуће променљиве које се користе у идентификацији догађаја са овим кварковима. Таква променљива је управо маса c и b хадрона која је много већа од масе лаких хадрона (Табела 2.3.2. [¹⁵⁰]). Поврх тог, маса b хадрона је више од два пута већа од масе од масе c хадрона. Такође, једна од последица велике масе тешких хадрона јесте и већи мултиплицитет тј. број честица (трагова) у млазевима у коначног стања, у односу на млазеве који потичу од лаких кваркова. Друга особина која се користи за идентификацију догађаја са тешким кварковима је дуго време живота⁶³, које је за тешке кваркове реда пикосекунде ps (Табела 2.3.2.). Време живота је аналогно дужини распада, која представља удаљење секундарног (SV) од примарног (PV) вертекса. Услед кратког времена живота лаки кваркови се распадају близу интеракционог места снопова (такозвани примарни вертекс), док се тешки хадрони, услед дугог времена живота, распадају у тзв. секундарном вертексу (SV), типично удаљени неколико стотина микрометара од примарног вертекса [138] (Табела 2.3.2).

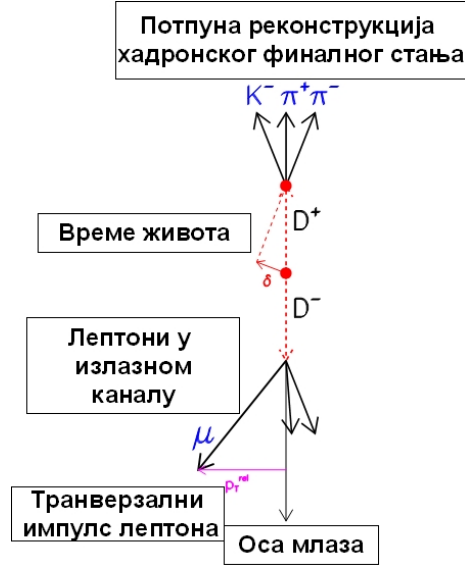
Хадрон	Састав	Маса [MeV]	Време живота τ [ps]	Дужина распада ct [μm]
D^0	$c\bar{u}$ ($\bar{c}u$)	1864.8 ± 0.2	0.410 ± 0.002	123
$D^\pm$	$c\bar{d}$ ($\bar{c}d$)	1869.6 ± 0.2	1.040 ± 0.007	312
D_s^+	$c\bar{s}$ ($\bar{c}s$)	1968.5 ± 0.3	0.500 ± 0.007	150
Λ_c^+	udc	2286.5 ± 0.1	0.200 ± 0.006	59.9
$b \rightarrow B^0$	$d\bar{b}$ ($\bar{d}b$)	5279.5 ± 0.3	1.525 ± 0.009	457
$b \rightarrow B^\pm$	$u\bar{b}$ ($\bar{u}b$)	5279.2 ± 0.3	1.638 ± 0.011	491
$b \rightarrow B_s^0$	$s\bar{b}$ ($\bar{s}b$)	5366.3 ± 0.6	1.472 ± 0.026	441
$b \rightarrow \Lambda_b^0$	udb	5620.2 ± 1.6	1.383 ± 0.049	415

Табела 2.3.2 Основне особине c и b хадрона.

У зависности од природе коначног стања, распада хадрона могу бити лептонски, када коначно стање чине само лептони, семилептонски, када у финалном стању постоје лептони и хадрони и хадронски распада када је коначно стање чисто хадронско. Методе који се базирају на одређеном каналу распада тешких хадрона се називају ексклузивним методама, док се инклузивним називају оне методе које не зависе од врсте честица у излазном каналу.

Методе идентификације догађаја са тешким кварковима базирају се на: реконструкцији хадронског финалног стања, информацији о времену живота тешких кваркова (*lifetime tag*) - датог преко параметра судара (види даље поглавље 2.3.2.2), идентификацији и мерењу трансверзалног импулса лептона из семилептонских и лептонских распада тешких кваркова. На слици 2.3.5 [¹⁵¹] је дата схема метода идентификације догађаја са тешким кварковима. За одређивање параметра судара као и трансверзалног импулса лептона финалног стања неопходно је одредити осу припадајућег млаза.

⁶³ lifetime



Слика 2.3.5 Схема метода идентификације тешких кваркова.

2.3.3.1 Ексклузивне методе идентификације догађаја са тешким кварковима

Ова метода се најчешће користи код лептонских и семилептонских распада хадрона. Уобичајене ексклузивне методе на H1 експерименту су: $D^{*\pm}$ метод за идентификацију догађаја са c кварком и метод симултане идентификације миона и млаза у догађајима са b кварком. $D^{*\pm}$ метод за идентификацију догађаја са c кварком [152],[153] (тзв. "златни канал" распада c кварка) се базира на каналу распада $D^{*\pm}$ мезона:

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_S^+ \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_S^+ \quad (2.3.2)$$

Експериментална сигнатура је: три коинцидентне наелектрисане честице K^-, π^+, π_S^+ у финалном стању, које се детектују у централним дрифт коморама. Предности овог метода лежи у повољном односу сигнала и шума (1:1), међутим удео у фрагментацији $c \rightarrow D^{*+}$ овог канала је мањи од 1%.

Метод симултане идентификације миона и млаза, за идентификацију b кварка [154] користи дуго време живота за идентификацију млаза који потиче од b кварка. Информација о млазу се спреже са информацијом о идентификованом миону великог трансверзалног импулса у односу на осу млаза тзв. $p_t^{rel} > 2GeV$. Предности овог метода су релативно висок удео у фрагментацији (~22%), као и "чиста" сигнатура високоенергетских миона. Међутим, ова метода је применљива само на распаде високоенергетских кваркова који производе лептоне великог трансверзалног импулса, односно, ограничена је на семилептонске распаде b кварка.

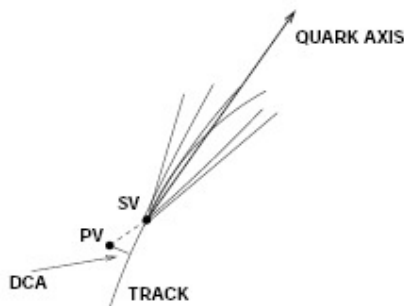
Предности ексклузивних метода идентификације тешких кваркова лежи у могућности издвајања тачно одређеног догађаја који садржи тешки кварк. Међутим, очигледна мана је статистичка ограничености узорка, као и кинематичка ограниченост изабраних канала распада, што често уноси зависност од модела фрагментације. Ови проблеми нису тако изражени у инклузивним методама, које не зависе од избора финалног стања.

2.3.3.2 Инклузивне методе идентификације догађаја са тешким кварковима

Инклузивне методе идентификације догађаја са тешким кварковима се базирају на основним карактеристикама хадрона који потичу од тешких кваркова: дуго време живота и маса хадрона. Ова својства тешких хадрона се манифестују карактеристичним вредностима величина као што су параметар судара као и маса и мултиплицитет млазева који потичу од тешких кваркова. Такође, постоји и читав низ изведених опсервабли које се могу користити у идентификацији догађаја са b кварком, чијим се оптималним комбиновањем бави ова теза.

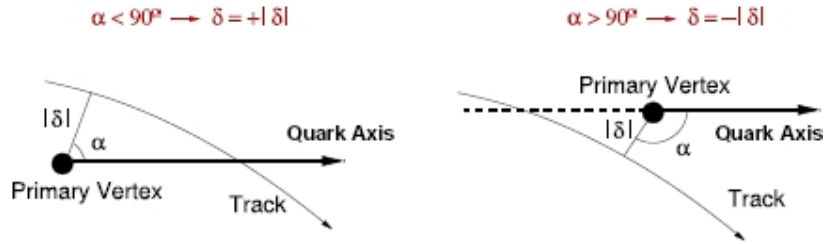
Једна од инклузивних метода је тзв. експлицитна реконструкција секундарног вертекса која се базира на реконструкцији места распада (фрагментације) тешких хадрона тј. секундарног вертекса ^[155] и мерењу дужине распада тј. удаљење секундарног (SV) од примарног (PV) вертекса. Реконструкција секундарног вертекса захтева догађаје са најмање два трага и стога ефикасност детекције догађаја са тешким кварком опада. У Табели 2.3.2. дате су карактеристичне дужине распада за неке од тешких хадрона. Међутим услед ограничене применљивости овог метода на догађаје са мање од два трага потребна за реконструкцију секундарног вертекса, овај метод има ограничење статистичке величине узорка.

Најчешће коришћена инклузивна метода је метода мерења параметра судара ^[156], ^[157], ^[158]. Једна од основних променљивих која обезбеђује раздвајање догађаја са b кварком од догађаја са лаким кварковима је параметар судара δ . Параметар судара дефинишемо у равни нормалној на правац снопа тј. у $x\varphi$ равни, као најкраће растојање трага честице (DCA⁶⁴) од примарног вертекса (слика 2.3.6). Параметар судара може имати позитивну и негативну вредност, која се одређује на основу угла који параметар судара заклапа са осом млаза. Предзнак параметара судара узима позитивну вредност у случају када је тај угао мањи од 90^0 , а у супротном случају предзнак је негативан (Слика 2.3.7 [29]). У случају да у догађају није реконструисан млаз, осу млаза у $(r\varphi)$ равни одређујемо из азимутног угла расејаног електрона као $\varphi_q = 180^0 - \varphi_e$.



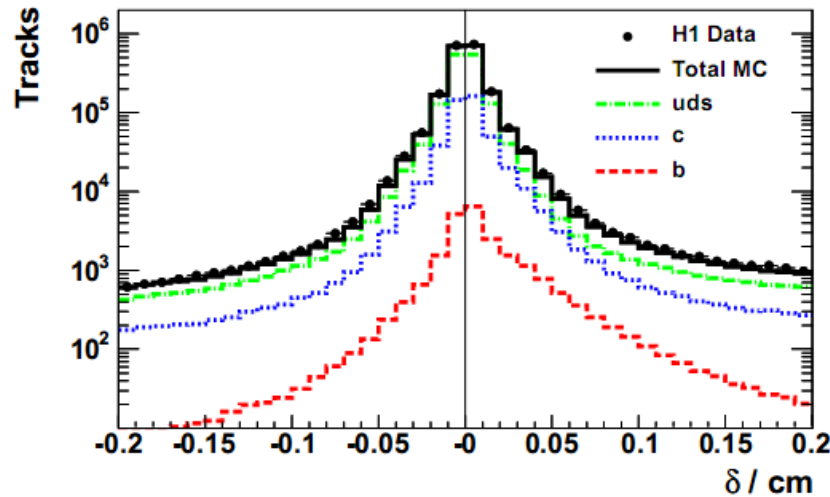
Слика 2.3.6 Дефиниција параметра судара: најкраће растојање трага од примарног вертекса у $r\varphi$ равни.

⁶⁴ Distance of Closest Approach



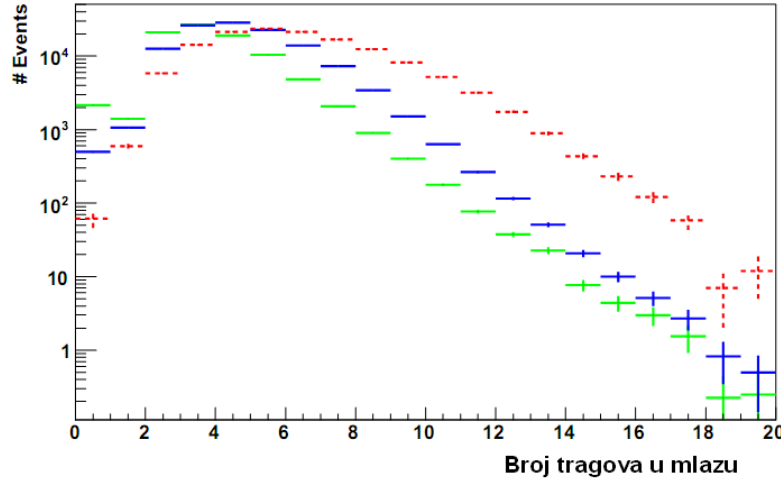
Слика 2.3.7 Одређивање предзнака параметра судара а) параметар судара има позитивни предзнак у случају када је угао α који заклапа параметар судара мањи од 90° б) у случају да је угао α већи од 90° параметар судара има негативни предзнак.

Време живота лаких кваркова је довољно мало да се могу посматрати као да се распадају у примарном вертексу. Услед тога је дистрибуција параметра судара односно DCA, симетрична око нуле где има максимум (слика 2.3.8). Насупрот томе, дуго време живота тешких кваркова резултира у већем удаљењу трагова од примарног вертекса у односу на догађаје са лаким кварковима, што доводи до приноса позитивних вредности параметра судара (слика 2.3.8). Експериментално добијени подаци су приказани као тачке у сваком од бинова, док је допринос Монте Карло узорака за лаке кваркове (u, d, s), c и b кварк, као и укупни Монте Карло узорак (u, d, s, c, b) приказан са пуним линијама. На слици је очигледна несиметрија између одговарајућих позитивних и негативних вредности параметра судара за тешке кваркове. Као што је већ речено у поглављу 2.2, мерење позиције трагова у H1 експерименту је вршено централним коморама млазева CJC. Асоцијација ових трагова са погоцима у обе равни вертекс детектора резултује у резолуцији параметра судара $\sigma_{DCA} = 43 \mu\text{m} \oplus 51 \mu\text{m} / (p_t [\text{GeV}])$.



Слика 2.3.8 Дистрибуција параметра судара: експериментални подаци су приказани тачкама; приноси одговарајућих Монте Карло узорака су дати за: укупни Монте Карло (црна линија), лаке кваркове (зелена), c кварк (плава) као и b кварк (црвена).

На слици 2.3.9 је дат број трагова по млазу, где су експериментално добијени подаци су приказани као тачке у сваком од бинова, док је допринос Монте Карло узорака за лаке кваркове (u, d, s), c и b кварк, као и укупни Монте Карло узорак (u, d, s, c, b) приказан са пуним линијама. На слици је очигледно да средњи број трагова у млазу је већи за тешке кваркове c и b .

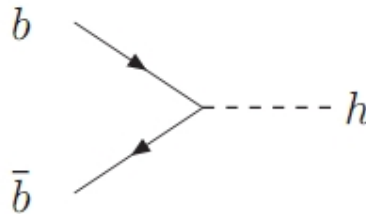


Слика 2.3.9 Илустрација дистрибуција броја трагова у млазевима различитих аромата: лаке кваркове (зелено), c кварк (плаво) и b кварк (црвено).

2.3.3 Значај идентификације процеса са b кварком

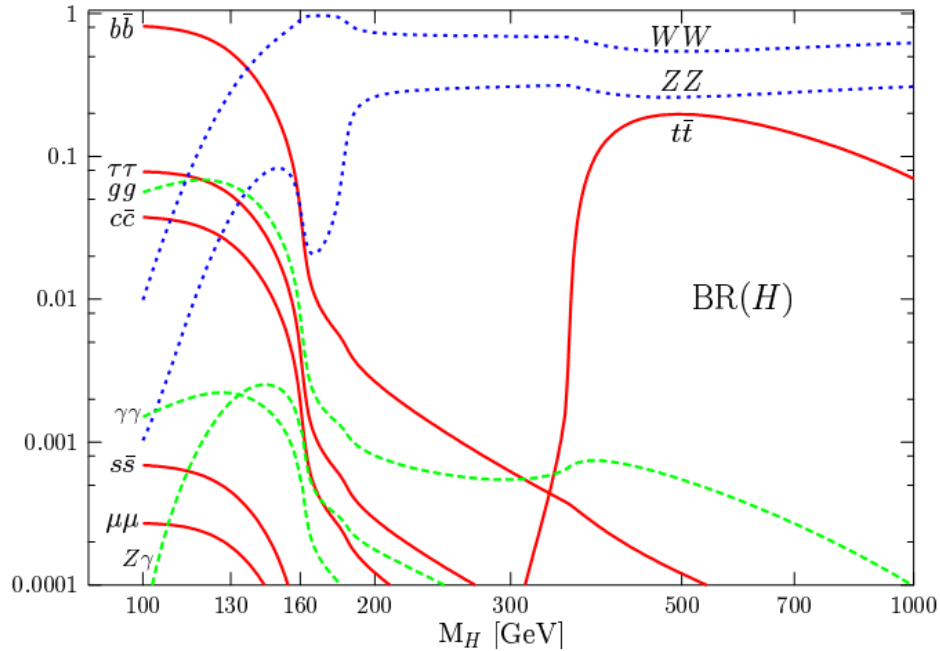
Проучавање продукције тешких кваркова представља погодно тло за тестирање квантне хромодинамике. С обзиром на масе тешких кваркова, пертурбативни опис продукције тешких кваркова даје задовољавајући опис експерименталних резултата, нарочито у случају b кварка [156]. Стога, мерење структурних функција тешких кваркова представља један од примарних задатака на акцелератору HERA^[159][143]. Такође, у HERA експериментима, продукција тешких кваркова се доминантно одвија процесом бозон-глуон фузије, па је ефикасни пресек директно зависан од густине глюона у протону. Стога мерење ефикасних пресека продукције тешких кваркова омогућава и мерење дистрибуције густине глюона у протону^[160].

Познавање структуре хадрона је од изузетне важности за будуће хадронске колајдере као што је LHC. У том смислу је прорачун густина партона на високим вредностима пренесеног импулса важан за израчунавање ефикасних пресека као и брзине продукције процеса као што је фузија b кварка у неутрални Хигсов бозон ($b\bar{b} \rightarrow H$)^[161] (слика 2.3.10).



Слика 2.3.10 Фајнманов дијаграм водећег реда продукције Хигсовог бозона процесом фузије b кварка.

Идентификација догађаја са тешким кварковима је од значаја за откриће нових честица чији доминантни канали продукције или распада садрже тешке кваркове. Односи гранања за Хигсов бозон Стандардног модела дати су на слици 2.3.11 [162]. Међутим, у LHC експериментима, доминантни канал распада Хигсовог бозона Стандардног модела $H \rightarrow b\bar{b}$, као и неутралног Хигсовог бозона MSSM-а, у потпуности је доминиран QCD фоном: $gg \rightarrow b\bar{b}$. То је случај и са SUSY процесима чији канали распада садрже тешке кваркове као што је распад $\tilde{t} \rightarrow b\chi^+, c\chi^0$. Открића и мерења у процесима са оваквом експерименталном сигнатуром једино су могућа у случају прецизног познавање QCD фона.



Слика 2.3.11 Односи гранања Хигсовог бозона Стандардног модела дати у функцији масе Хигсовог бозона.

Нарушење CP симетрије представља једну од претпоставки у космолошким моделима еволуције Универзума, потребну да би се објаснила несиметрија у заступљености материје и антиматерије у видљивом Универзуму. Ефекат нарушења CP симетрије најизраженији је у распадима b мезона [163] и читав један експеримент (LHCb) на Великом хадронском колајдеру, посвећен је овој проблематици.

Овај кратки преглед показује да је идентификација процеса са b кварком од значаја за читав низ садашњих и будућих експеримената, као и за широку експерименталну проблематику од квантне хромодинамике и структуре протона, до нарушења CP симетрије и физике изван Стандардног модела. Заједничко им је да се идентификација b кварка по правилу заснива на реконструкцији секундарног вертекса то јест информацији о времену живота ("lifetime"), односно на оптималном коришћењу опсервабли које ту информацију садрже. У том смислу, резултати ове тезе превазилазе оквир H1 експеримента и могу, на нивоу оруђа и алгоритама, бити коришћени у идентификацији b кварка у другим експериментима. Посебно, у LHC експериментима, где се реконструкција опсервабли које садрже информацију о времену живота b кварка додатно компликује са повећањем броја вишеструких протон-протон интеракција по судару банчева услед растуће луминозности.

2.4 Идентификација b кварка коришћењем већег броја осетљивих опсервабли

Генерално, продукцију b кварка у дубоко нееластичним ep сударима одликује мали принос. Такође, посебан проблем претставља и однос сигнала и шума, односно потреба да се сигнал екстрахује из обиља фона. Ова особина је посебно изражена на LHC код кога је QCD фон изузетно велики нпр. однос сигнал-шум за канал распада Хигсовог бозона $H_0 \rightarrow b\bar{b}$ је реда величине 1% [164]. Услед тога јавља се потреба за новим методама које омогућавају максимално издвајања сигнала из експерименталних података добијених под оваквим условима. Издвајање сигнала од фона истовременом употребом више варијабли претставља нетривијални проблем вишедимензионе анализе. У оваквом приступу, чистоћа и ефикасност идентификације догађаја са b кварком (формула 2.4.3 и 2.4.4) зависи од избора осетљивих опсервабли, њихових корелација, као и од механизма продукције b кварка и избора кинематичког домена (x, Q^2). Због свега наведеног, проблем идентификације b кварка, као и многи други слични проблеми у физици високих енергија, може се решавати коришћењем метода мултиваријантне статистике (MVS) [165]. Методи мултиваријантне статистике су од посебног значаја за анализе у којима не постоји јасна аналитичка зависност осетљивих опсервабли и величина од интереса.

Са развојем рачунарске технологије употреба метода мултиваријантне статистике је постала доступна за широку примену. У ту сврху развијени су програмски пакети засновани на коришћењу различитих метода мултиваријантне анализе.

2.4.1 TMVA пакет (Toolkit for Multivariate Analysis)

TMVA⁶⁵ [166] је програмски пакет за анализу експерименталних података применом метода мултиваријантне статистике. Пакет садржи више метода које се могу примењивати независно и истовремено. TMVA пакет је базиран на ROOT [167] програмском пакету за анализу и графичку обраду резултата мерења. Оба програмска пакета су написана у програмском језику C++.

Употреба TMVA пакета се базира на тзв. "машинском учењу" тј. стварању алгоритама дискриминације на основу којих метода "учи" да разликује сигнал од фона користећи изабране узорке података. Методе пакета користе опсервабле које карактерише различити одзив на присуство сигнала односно фона (тзв. осетљиве опсервабле), и које служе као улазне променљиве за мултиваријантну анализу. Неопходна претпоставка је постојање тзв. узорка за "учење" тј. одговарајућих Монте Карло (Monte Carlo) узорака који описују сигнал, као и узорка који описују сигналу супротстављен фон. Одговор методе претставља једна или више карактеристичних излазних варијабли.

У TMVA пакету на располагању су релативно комплексне методе мултиваријантне статистике
:

⁶⁵ Toolkit for Multivariate Analysis

1. Оптимизација правоугаоних вредности отсецања (*Rectangular cut optimisation*)
2. Три типа неуронских мрежа:
 - MLP (*MultiLayer Perceptron*)
 - TMLpANN (*T MultiLayer Perceptron*)
 - Клермонт-Феранд неуронска мрежа (*CFMLpANN*)
3. Метода процене максималне вероватноће (*Likelihood estimators*)
4. Метода најближег суседа (*k Nearest Neighbour*)
5. H- матрица
6. Неколико типова дискриминантних анализа
 - Фишера
 - Линеарна
 - Функционална
7. Метода предиктивног учења (*RuleFit*)
8. Дрвеће одлуке (*Booseted decission tree*).

Анализа података се одвија у два корака: фаза тренинга и тестирања и фаза примене.

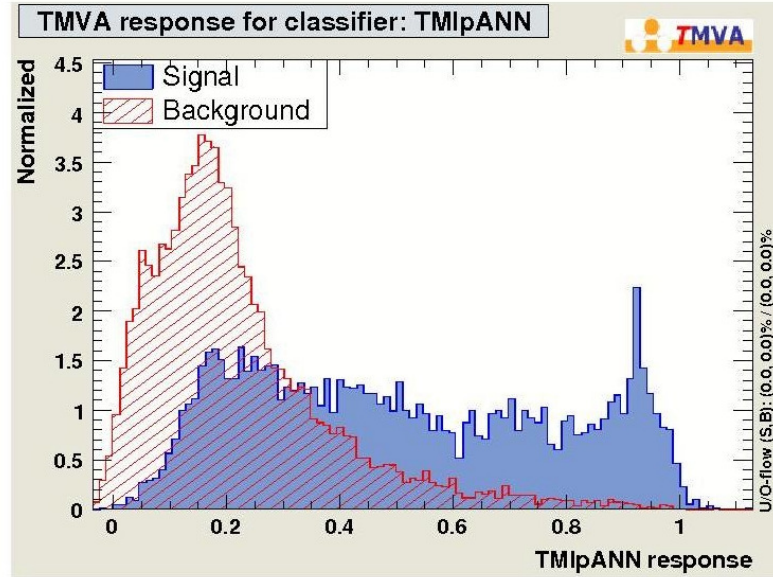
2.4.1.1 Фаза тренинга и тестирања

Прва фаза обухвата тренирање метода на Монте Карло узорцима сигнала и фона. Под тренирањем метода подразумевамо процес налажења алгоритама за раздвајање сигнала од фона, у функцији осетљивих опсервабли.

Један од посебних проблема мултиваријантне анализе претставља међусобна зависност осетљивих опсервабли. Овај проблем се у оквиру мултиваријантне статистике решава методама за декорелацију варијабли. Стога, пре тренирања сваке од мултиваријантних метода, обавља се припрема променљивих са циљем смањења евентуалних корелација међу променљивим као и нормализација променљивих. Свака од променљивих се нормализује тако да узима вредност у распону $[-1,1]$ што омогућава директно поређење њихове појединачне моћи раздвајања сигнала од фона. Такође посебан проблем, који се јавља код тренирања метода, јесте тзв. претренирање метода. То је случај када мрежа даје добру сепарацију сигнала од фона за Монте Карло узорак на коме је тренирана, али има малу предиктивну моћ при примени на други узорак. Овај проблем се обично решава повећањем узорка на коме се методи тренирају.

Формирање алгоритама за дискриминацију сигнала од фона одвија се у вишестепеном процесу у коме се на одговарајући начин комбинују две или више улазне променљиве у тзв. чворовима одлуке. Чворови одлуке садрже информације о разлици сигнала од фона, екстраховане из сваке од осетљивих опсервабли, које се на комплексан начин комбинују. Каскадним спрезањем и смањењем броја чворова у сваком следећем нивоу постиже се формирање крајње тј. излазне променљиве за сваку од метода. Излазна променљива садржи информацију о вероватноћи присуства сигнала односно фона у датом узорку. На слици 2.4.1 је дат пример дистрибуције излазних променљивих за сигнал и фон за једну од метода (TMLpANN). Раздвајање сигнала од фона се постиже одређивањем граничне

вредности излазне варијабле. Свакој граничној вредности излазне променљиве одговара узорак одређене чистоће и ефикасности.



Слика 2.4.1. Пример дистрибуције излазне променљиве за сигнал (плаво) и фон (црвено) за методу TMlpANN.

Како се раздвајање сигнала од фона врши на основу вероватноће да је догађај типа "сигнала" или "фона" процес раздвајања је статистичке природе, и карактеришу га две, већ поменуте, величине: ефикасност издвајања сигнала и чистоћа издвојеног узорка. Узорак података од N догађаја, пре селекције, садржи N_s догађаја сигнала као и N_f догађаја фона:

$$N = N_s + N_f \quad (2.4.1)$$

Након селекције, тј. постављања граничне вредности излазне варијабле дате методе, добијен је узорак са N' догађаја који садржи N'_s догађаја сигнала као и N'_f догађаја фона:

$$N' = N'_s + N'_f \quad (2.4.2).$$

Ефикасност издвајања сигнала (*signal efficiency*) је однос броја догађаја сигнала након и пре селекције:

$$E_s = \frac{N'_s}{N_s} \quad (2.4.3),$$

док чистоћа представља однос догађаја сигнала и укупног броја догађаја у коначном узорку:

$$P = \frac{N'_s}{N'} \quad (2.4.4) .$$

Такође се може и дефинисати и ефикасност издвајања фона (*background efficiency*) као однос броја догађаја фона после и пре селекције:

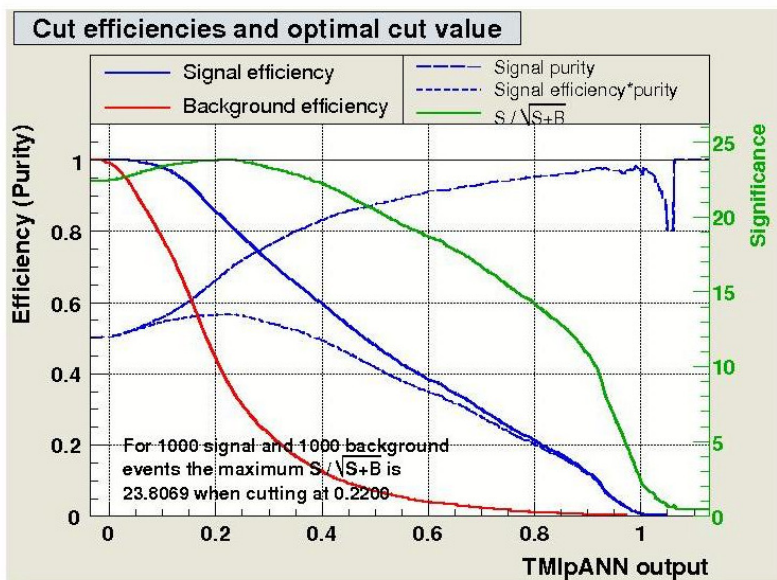
$$E_f = \frac{N_f'}{N_f} \quad (2.4.5),$$

док је тзв. одбацивање фона дато као:

$$R_f = 1 - E_f \quad (2.4.6)$$

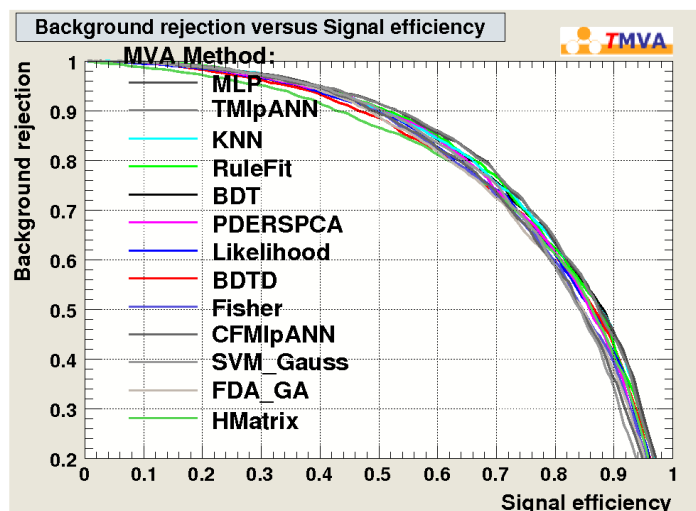
Резултати тренирања мултиваријантних метода у TMVA пакету су следећи:

1. Одговарајуће тежине које се приписују сваком од чворова одлуке, за сваку од примењених метода.
2. Излазна променљива методе која садржи информацију о садржају сигнала и фона (пример слика 2.4.1).
3. Чистоћа и ефикасност издвајања сигнала, њихов производ $E_s \cdot P$, као и променљива "значајности" која је дефинисана као $E_s / \sqrt{E_s + E_f}$, где су E_s и E_f ефикасности сигнала и фона респективно. Све ове величине су дате у функцији излазне променљиве. Гранична вредност излазне променљиве одређује се на основу услова максимума величине "значајности", или еквивалентно производа чистоће и ефикасности (слика 2.4.2).



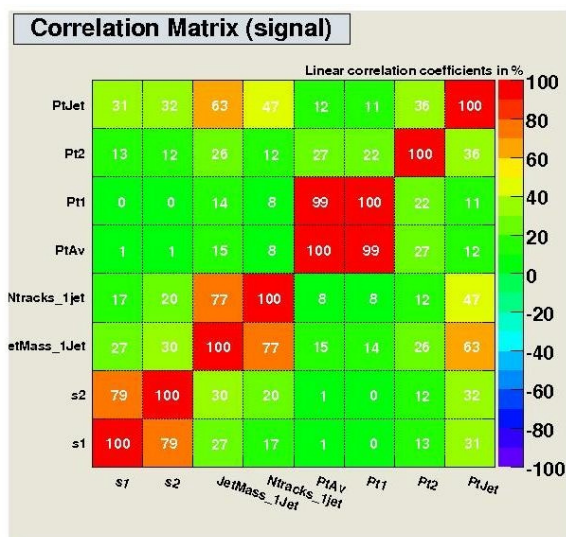
Слика 2.4.2 Криве: ефикасности издвајања сигнала (плава пуна линија), ефикасности издвајања (црвена пуна линија), чистоће (плава испрекидана), производа чистоће и ефикасности (плава кратко испрекидана) као и крива променљиве "значајности" (зелена).

4. Крива одбацивања фона R у функцији ефикасности издвајања сигнала E_s за сваку од тренираних метода. Ефикасност дате методе се мери површином испод ове криве. TMVA пакет обезбеђује рангирање коришћених метода према овом критеријуму (пример слика 2.4.3).



Слика 2.4.3 Пример зависности одбацавања фона у функцији ефикасности сигнала за скуп одабраних метода.

- Матрица корелације улазних променљивих за сигнал и фон засебно (пример слика 2.4.4). Корелација улазних променљивих утиче на квалитет раздвајања сигнала од фона у смислу да потпуно корелисане променљиве носе идентичну информацију, те се избором таквих променљивих сепарација сигнала од фона не поправља.



Слика 2.4.4 Матрица корелације улазних променљивих. Скала корелисаности је дата са десне стране графика. Високо корелисане величине линеарне зависности ($ax+b$) дате су вредностима: 100 % ($a>0$) и -100 % ($a<0$).

Такође, одређене методе пружају информацију о сепарационој моћи улазних променљивих. На основу рангирања, врши се одабир најуспешнијих метода.

2.4.1.2 Фаза примене

Друга фаза је фаза примене научених алгоритама за раздвајање сигнала од фона, за сваку од примењених мултиваријантних метода, на узорку експериментално добијених података. Резултат ове фазе претставља по једна излазна променљива за сваку од примењених метода. Излазна променљива сваке методе одражава присуство сигнала и фона у датом узорку.

2.4.2 Идентификација b кварка заснована на принципу неуронских мрежа

Уопштено говорећи, вештачка неуронска мрежа (ANN⁶⁶) је свака симулирана збирка међусобно повезаних неурона, при чему сваки од неурона даје одређени одговор при задатом скупу улазних променљивих. Неуронску мрежу можемо посматрати као пресликавање простора улазних променљивих $x_1, \dots, x_n$ на једнодимензионални y_1 или вишедимензионални простор излазних променљивих $y_1, \dots, y_n$.

Према врсти повезаности неурона постоји више типова неуронских мрежа:

- Једносмерно повезане, код којих се спрезање суседних неурона одвија строго "унапред" од почетног нивоа улазних променљивих ка крајњем нивоу излазне променљиве;
- неуронске мреже са повратном спрегом, код којих спрезање неурона може бити и "уназад" ;

Мреже су нелинеарне у случају да бар један од чворова има нелинеарну функцију као одговор на задату улазну вредност.

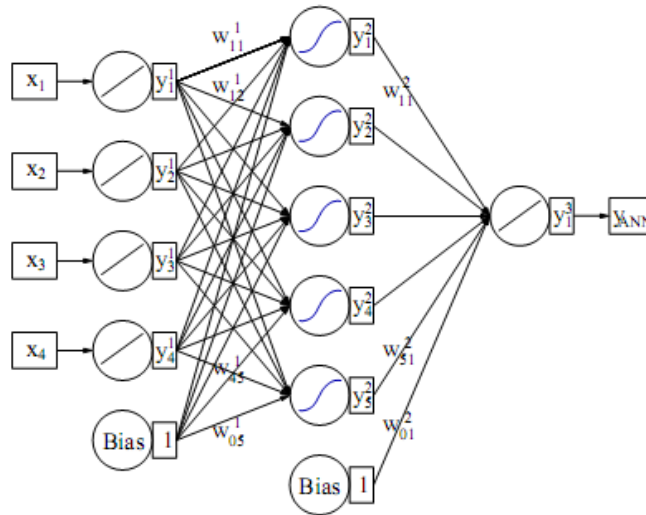
Неуронске мреже имају широку примену у физици. Посебно експлоатисана примена је код експеримената са врло високим приносом догађаја што захтева брзу селекцију догађаја од интереса, често јако прекривених шумом.. Неуронске мреже су погодне за препознавање облика кривих или објеката, што омогућава њихову примену на проблеме брзе селекције догађаја на основу предефинисане сигнатуре догађаја од интереса. На пример, у H1 експерименту други ниво окидачког система (L2) користи неуронске мреже за преселекцију догађаја од интереса [¹⁶⁸].

TMVA пакет садржи три неуронске мреже типа MLP⁶⁷, код којих је сложеност неуронских мрежа редукована на два начина: уређивањем неурона у организоване нивое, као и једносмерним повезивањем између суседних слојева. Мрежу чине: улазни ниво који се састоји од неурона који одговарају улазним променљивим, скривени ниво са једним или више скривених слојева са одређеним бројем чворова у сваком од слојева, као и излазни ниво са једном излазном променљивом (и једним чвором). Користећи узорак за учење, у процесу тренирања мреже се свакој од веза између неурона додељује је одговарајућа тежина. Тежине одговарају значају везе између чворова у односу на раздвајање сигнала од фона. На слици 2.4.5. дат је схематски приказ MLP неуронске мреже са једним скривеним

⁶⁶ Artificial Neural Network

⁶⁷ MultiLevel Perceptron

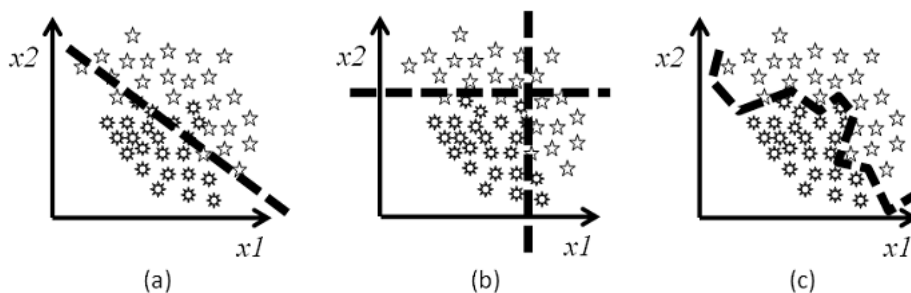
слојем. TMVA пакет омогућава оптимизацију броја скривених слојева као и броја неурона.



Слика 2.4.5 Схематски приказ MLP неуронске мреже са: улазним слојем који садржи број чворова који одговара броју улазних променљивих y_i^1 , $i=1,4$; једним скривеним слојем са пет чворова y_i^2 , $i=1,4$; излазним слојем са једним чвором, који одговара једној излазној променљивој y_1^3 . Свакој вези између чворова суседних нивоа, додељена је одговарајућа тежина W_{ij}^l , $i=0,4$; $j=0,5$.

2.4.3 Друге методе са већим бројем опсервабли

Најчешће коришћене методе мултиваријантне анализе сврставају се у неколико подгрупа метода заснованих на истом принципу рада. Такође, у зависности од начина на који се образују функције које се користе за разликовање сигнала од фона, све методе мултиваријантне анализе се деле на линеарне, правоугаоне и нелинеарне методе (слика 2.4.6.) [169]. Линеарне методе слика 2.4.6. а) одређују линеарну функцију за разликовање сигнала од фона, која зависи од улазних променљивих. Такозвано "правоугаоно отесецање", слика 2.4.6 б), у ствари означава формирање више независних вредности отсецања, за сваку од улазних променљивих посебно. У овом случају корелисаност између променљивих се не узима у обзир. Нелинеарне методе формирају нелинеарне функције за разликовање сигнала од фона (слика 2.4.6.ц).



Слика 2.4.6 Начини раздвајања сигнала од фона а) преко линеарне функције б) правоугаоним отесецањем и ц) нелинеарним функцијама улазних променљивих.

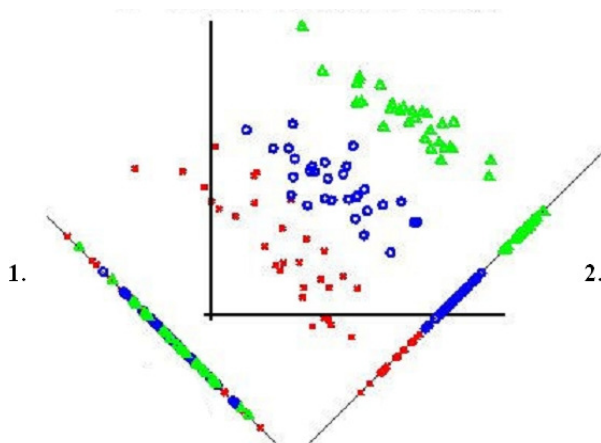
У овом поглављу је дат кратак преглед основних типова мултиваријантних метода.

2.4.3.1 Оптимизација правоугаоних функција отсецања (Rectangular cut optimization)

Ово је најједноставнија мултиваријантна метода у TMVA која користи тзв. паравоугаоне вредности отсецања варијабли, слика 2.4.6 б), за разликовање сигнала од фона. То практично значи да се вредности отсецања формирају посебно за сваку варијаблу. То значи да се сваки догађај класификује или као сигнал или као фон, за разлику од других метода које дају вероватноћу да је дати догађај типа сигнала или фона. Излаз методе чини једна променљива са дискретном вредношћу (0 или 1). Оптимизација варијабли отсецања се врши максимизацијом одбацивања фона, за задату вредност ефикасности сигнала.

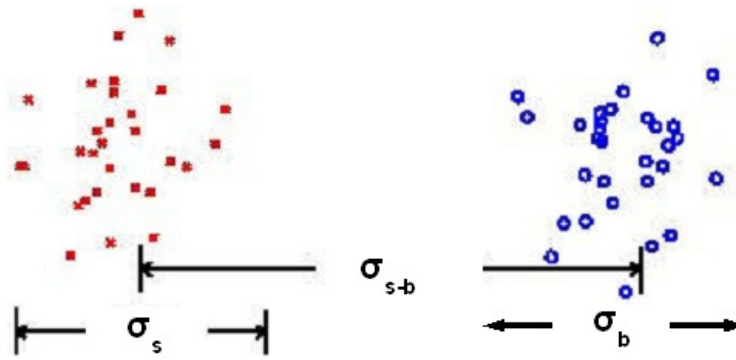
2.4.3.2 Линеарне дискриминантне анализе

Као што је речено овакав тип метода користи линеарну функцију раздвајања сигнала од фона, у зависности од вредности улазних променљивих. На слици 2.4.7 је дат пример линеарних функција раздвајања сигнала од фона. У случају функције 1. раздвајање сигнала од фона није постигнуто- пројекција тачака дводимензионалног простора на линеарну функцију 1. даје мешање узорака сигнала и фона, док је у случају функције 2. раздвајање постигнуто.



Слика 2.4.7 Илустрација 1) лоше одабране линеарне функције раздвајања сигнала од фона у дводимензионалном простору улазних променљивих 2) добро одабране функције

Ова класа мултиваријантних метода користи однос средњег квадратног одступања вредности улазних варијабли од дефинисане линеарне функције раздвајања сигнала од фона, унутар самих скупова сигнала и фона у односу на средње квадратно одступање између та два скупа (слика 2.4.8).



Слика 2.4.8 Илустрација средњег квадратног одступања узорака сигнала и фона, као и укупног узорка.

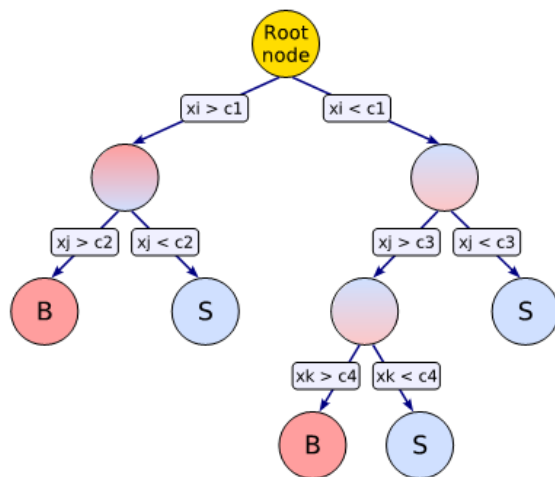
Циљ оптимизације је одређивање правца тј. коефицијената линеарне функције, у вишедимензионалном простору улазних променљивих који дефинише максимално раздвајање сигнала и фона. Најчешће коришћена метода овог типа је Фишерава дискриминантна анализа [¹⁷⁰].

2.4.3.3 Анализа функцијом дискриминације (Function discriminant analysis)

Код метода овог типа користи се вишедимензионална улазна функција дискриминације коју може дефинисати корисник. Оптимизација параметара функције се постиже минимизацијом χ^2 фита (Minuit [¹⁷¹]).

2.4.3.4 Дрво одлуке (Boosted decision trees)

Овај тип метода полази од класификације улазних променљивих у смислу најбоље сепарације сигнала и фона. У сваком нивоу врши се одређивање вредности раздвајања за једну од променљивих. На тај начин се у сваком чвору "дрво" грана на две гране (слика 2.4.9). Сукцесивно отсецање се наставља на основу задатих улазних променљивих. Процес се завршава када се достигне кориснички дефинисана чистоћа и ефикасност, или док се не употребе све улазне променљиве. У последњем случају узима се најбољи однос сигнал-фон у достигнут у једном од финалних листова.



Слика 2.4.9 Пример формирања " дрвета одлуке" .

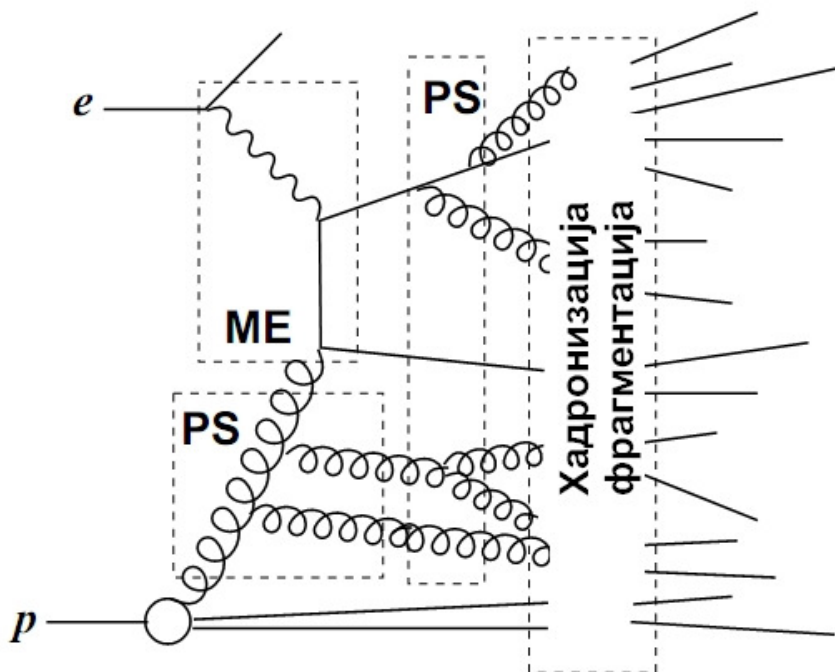
2.5 Метод за идентификацију b кварка

2.5.1 Монте Карло генератори

Услед тога што се дубоко нееластично расејање не може у потпуности описати пертурбативним методама квантне хромодинамике, симулација процеса дубоко-нееластичног расејања се може рашчланити у неколико процеса:

1. партонски "пљусак" (*shower*) почетног и коначног стања,
2. "тврдо" расејање фотона на партону (лаки кварк или глюон),
3. фрагментација (хадронизација).

На слици 2.5.1. је дат схематски приказ разлагања дубоко нееластичног расејања на одговарајуће потпроцесе.



Слика 2.5.1 Подпроцеси дубоко нееластичног расејања за процес бозон-глуон фузије. Партонски пљускови почетног и коначног стања, су означени као PS (*Parton Shower*).

У кинематичком опсегу HERA акцелератора партонима протона се сматрају кваркови конституенти и глюони. Под термином "тврдо" расејање подразумевамо расејање фотона на партону, чији се ефикасни пресек може израчунати применом пертурбативне квантне хромодинамике. Тиме се добијају матични елементи прелаза и овај процес је означен на слици 2.5.1 као ME (*Matrix Element calculation*). Процеси вишег реда квантне хромодинамике тј. радијација глюона пре и након "тврдог" расејања се описују тзв. партонским пљусковима тј. партонском радијацијом почетног и коначног стања.

Као што је речено у поглављу 2.3. термин фрагментација (хадронизација) се односи на процес у коме "обојени" објекти – кваркови и глюони, формирају честице које опажамо: хадроне. Иако је време живота b хадрона велико у поређењу са осталим честицама које се распадају јаком интеракцијом (10^{-12} s) b хадроне не опажамо директно већ се оне даље распадају на лакше честице финалног стања.

Фрагментација је непертурбативни процес тј. не може се описати применом пертурбативних метода квантне хромодинамике већ се описује одређеним моделима. Најчешће коришћени модели фрагментације су Лундов модел струна (Lund String Model) [172] као и Петерсенов (Petersen) модел [173] који користе одговарајуће (Lund и Peterson) фрагментационе функције респективно. Фрагментација лакших кваркова је описана у оба наведена модела одговарајућим фрагментационим функцијама, међутим Лундова фрагментациона функција неадекватно описује фрагментацију тешких кваркова. Стога се, да би се узеле у обзир специфичности фрагментације тешких кваркова, користе специфичне фрагментационе функције: Боулерова (Bowler) [174] Картвелишвилијева (Kartvelishvili) [175].

У овој анализи, за генерисање догађаја дубоко-нееластичног расејања коришћен је Монте Карло генератор RAPGAP.

RAPGAP [176] је Монте Карло програм за генерисање догађаја дубоко нееластичног расејања у првом реду апроксимације (LO). Процес водећег реда је бозон-глуон фузија (BGF) типа $ep \rightarrow eq\bar{q}X$, $ep \rightarrow ec\bar{c}X$ и $ep \rightarrow ebb\bar{b}X$, где се ознака q користи за лаке кваркове u, d, s . Матрични елементи, за процесе водећег реда се израчунавају применом пертурбативне квантне хромодинамике. Тешки кваркови су генерисани према схеми са фиксним бројем аромата тј. тзв. масивној схеми (види поглавље 2.3.), за фиксирани вредности маса b и c кваркова: $m_c = 1.5$ GeV, $m_b = 4.75$ GeV. Добијени матрични елементи се комбинују са ефектима вишег реда квантне хромодинамике, моделованим кроз партонске пљускове. Фрагментација партонских пљускова се одвија према Лундовом моделу струна имплементираног у PYTHIA [177] програму. Одговарајући потпрограм за симулацију процеса фрагментације из генератора PYTHIA, је копиран и адаптиран за коришћење у RAPGAP програму. Фрагментација тешких кваркова је описана Боулеровом фрагментационом функцијом [174]. Ефекти QED радијације почетног и коначног стања, као и допринос укупном ефикасном пресеку који потиче од измене бозона преносилаца слабе интеракције (слабе корекције), укључени су повезивањем генератора RAPGAP са HERACLES [178] програмом. За генерисање догађаја фона добијених фотопродукцијом $\gamma p \rightarrow X$ користи се PHOJET [179] Монте Карло програм.

Генерисани догађаји су пропуштени кроз програм за потпуну симулацију H1 детектора, који је базиран на GEANT3 пакету [180]. На тај начин добијени догађаји се даље пропуштају кроз исти програм реконструкције кроз који пролазе и експериментални подаци.

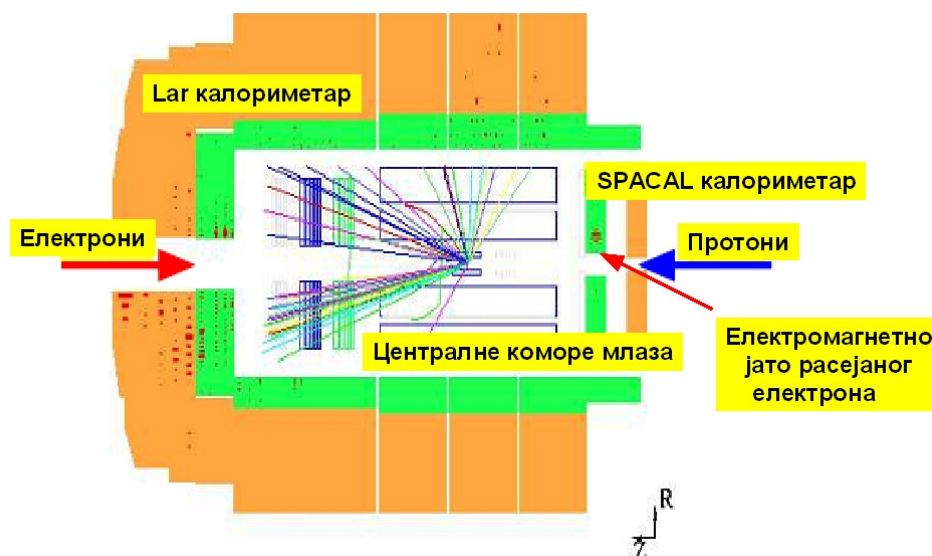
2.5.2 Селекција догађаја

У овом поглављу је описана селекција догађаја дубоко-нееластичног расејања у H1 експерименту, као и селекција одговарајућих трагова. У анализи је коришћен узорак догађаја дубоко нееластичног e^-p расејања механизмом неутралних струја, при интегралној луминозности од 54.4 pb^{-1} , прикупљених током 2006 године. Енергија у систему центра масе је $\sqrt{s} = 319 \text{ GeV}$, што одговара енергији протона од $E_p = 920 \text{ GeV}$ и енергији електрона $E_e = 27.5 \text{ GeV}$.

2.5.2.1 Селекција догађаја дубоко нееластичног расејања

Догађаји дубоко нееластичног расејања су одабрани под следећим условима:

- Електрон се детектује у електромагнетним калориметрима SPACAL или LAr. Расејани електрон одликује компактна електромагнетна каскада (cluster) у калориметрима SPACAL или LAr, минималне енергије депозиције од 8 GeV , као и максимални полупречник електромагнетне каскаде од 4 cm . На слици 2.5.2 дат је типичан изглед догађаја дубоко нееластичног расејања у H1 детектору, са експерименталном сигнатуром расејаног електрона, детектованог у SPACAL калориметру.



Слика 2.5.2 Типичан изглед догађаја дубоко-нееластичног расејања детектованог у H1 детектору. На слици се види добро дефинисано електромагнетно јато, депоновано у калориметру SPACAL, које представља расејани електрон.

- Z позиција интеракционог места се одређује пресеком два или више реконструисаних трагова наелектрисаних честица. Z позиција интеракционог места мора бити удаљена максимално 20 cm од номиналног интеракционог места тј. центра H1 детектора. Овим условом се одабирају трагови у угаоној прихватљивости вертекс детектора (CST).

- Догађаји фотопродукције се одбацују захтевом да је $\sum_i E_i - p_{zi} < 35 \text{ GeV}$, где су E_i , p_{zi} енергија и лонгитудинални импулс честица финалног стања, како електрона тако и честица хадронског финалног стања.
- Вредност нееластичности y (формула 2.1.9) је ограничена са $y < 0.07$, да би се обезбедило да правац осе млаза који потиче од интерагујућег кварка буде у угаоном опсегу вертекс детектора CST. Горња граница променљиве y варира од 0.5 на ниским вредностима пренесеног импулса Q^2 , па до 0.85 за високе вредности пренесеног импулса, да би се сузбио фон који потиче од процеса фотопродукције.

2.5.2.2 Селекција трагова

За информацију о времену живота користе се трагови из централног детектора трагова спрегнути са погоцима из вертекс детектора CST. Реконструкција трагова из централног детектора у $\eta\phi$ равни и дуж z осе је различита, услед различите резолуције детектора која износи $\sim 200 \mu\text{m}$ у $\eta\phi$ равни и $\sim 2\text{mm}$ дуж z осе. За реконструкцију трагова у $\eta\phi$ равни користи се алгоритам за реконструкцију трагова који претпоставља циркуларну трајекторију трага, док се за реконструкцију трага у правцу z осе тј. одређивање лонгитудиналне компоненте трага, претпоставља праволинијска зависност. На тај начин се добијају параметри трага описаног хеликсом $\vec{T} = (k, \phi_0, d_{ca}, \theta, z_0)$, где прве три величине одређују координате трага у $\eta\phi$ равни: k закривљеност трага, ϕ_0 угао који заклапа пројекција трага у $\eta\phi$ равни са x осом а d_{ca} минимално удаљење трага од примарног вертекса у $\eta\phi$ равни, док последња два параметра одређују хеликс у zs равни: θ је угао између пројекције трага у zs равни и z осе, док је z_0 лонгитудинална позиција трага. Геометријска дефиниција параметра трага је дата Додатку А.

Зарад побољшања реконструкције трага, на овај начин реконструисани трагови се додатно спрежу (фитују), са погоцима у вертекс детектору CST. За сваки од погодака у вертекс детектору CST се дефинише вероватноћа повезивања поготка са реконструисаним трагом. Фитовање се врши засебно у $\eta\phi$ и zs равни, за поготке одговарајуће вероватноће. На овај начин добијени трагови су означени као CST трагови. Услед тога што је резолуција трага у лонгитудиналном правцу за два реда величине лошија од резолуције у $\eta\phi$ равни, одређивање параметра судара, координате примарног вертекса као и осталих карактеристичних величина се врши у $\eta\phi$ равни.

Анализа се врши на траговима који задовољавају следеће услове:

- Реконструисани централни CTD трагови имају најмање 2 везана поготка у CST детектору.
- Почетна тачка трага, треба да буде детектована у централном детектору трагова.
- Вероватноћа повезивања реконструисаних трагова са погоцима у централном вертекс детектору је већа од 0.1.
- Трагови имају минимални трансверзални импулс од 0.5 GeV.
- Минимална дужина трага је 15 cm.
- Погоци у вертекс детектору морају бити у опсегу $18 \text{ cm} < z < 18 \text{ cm}$.

2.5.3 Осетљиве опсервабле

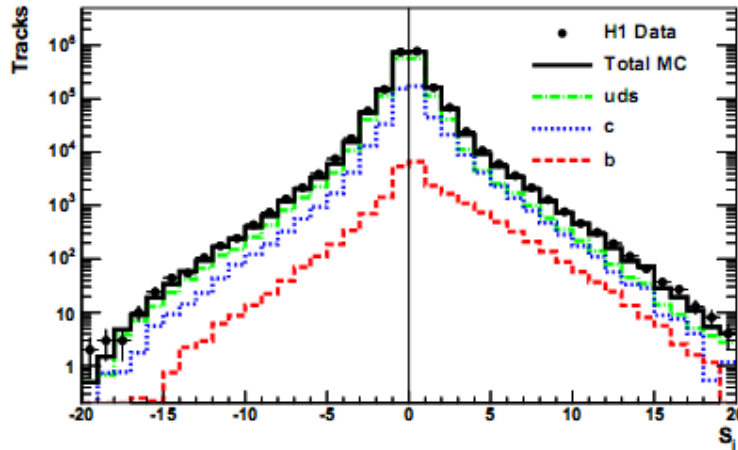
У овој анализи, за идентификацију догађаја са b кварком коришћен је инклузивни метод који користи основне особине тешких хадрона: дуго време живота и велику масу у односу на лаке хадроне (поглавље 2.3). Ове основне особине пресликавају се на различите опсервабле које се даље могу користити за идентификацију догађаја са тешким кварковима.

2.5.3.1 Тачност

Однос параметра судара судара и његове грешке називамо тачношћу (*significance*):

$$S = \frac{\delta}{\Delta\delta} \quad (2.5.1)$$

На слици 2.5.2 је дата дистрибуција променљиве тачности (S). Експериментално добијени подаци су приказани као тачке у сваком од бинова, док је допринос Монте Карло узорака за лаке кваркове (u,d,s), c и b кварк, као за и укупни Монте Карло узорак (u,d,s,c,b) приказан пуним линијама. У идеалном случају, за трагове који потичу из примарног вертекса, дистрибуција тачности S је Гаусова. Међутим услед тзв. ефекта крајева (*tail effect*) који је проузрокован лошом реконструкцијом трагова честица ова дистрибуција одступа од Гаусове. Трагови који потичу из секундарног вертекса имају несиметричну расподелу параметара судара (види поглавље 2.3.2) која се одсликава и на дистрибуцију тачности. Код догађаја са тешким кварковима принос догађаја са позитивним вредностима S је већи него у одговарајућим биновима негативних вредности S .



Слика 2.5.3 Дистрибуција тачности. Експериментални подаци су приказани тачкама. На слици су дати и укупни Монте Карло (црна линија), догађаји са лаким кварковима (зелена), c кварком (плава) и b кварком (црвена).

Сваком од трагова у млазу одговара извесна вредност тачности S . S_1 дефинишемо као највећу вредност тачности скупа свих трагова који припадају млазу, а S_2 као другу највећу вредност тачности скупа трагова који припадају млазу. Услов да све тачности буду истог предзнака обезбеђује припадност одговарајућих трагова једном те истом млазу.

2.5.3.2 Трансверзални импулс трагова и млаза

Маса тешких хадрона има за последицу да распад хадрона резултира у великом броју честица – трагова који имају већи трансверзални импулс у односу на трагове који припадају млазевима који су настали распадом лаких хадрона.

Трансверзални импулс дефинишемо као пројекцију импулса на правац управан на правац осе млаза. Средња вредност трансверзалног импулса трагова који потичу из млазева добијених хадронизацијом b кваркова је померена ка вишим вредностима у односу на трагове који потичу из распада лаких кваркова.

Припадност одређеног трага млазу одређујемо тзв. принципом конуса (2.4.2). Псеудорапидитет дефинишемо као:

$$\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] \quad (2.5.2)$$

На основу разлике псеудорапидитета ($\Delta\eta$) и азимутног угла ($\Delta\phi$), за дату осу млаза и траг чију припадност млазу испитујемо:

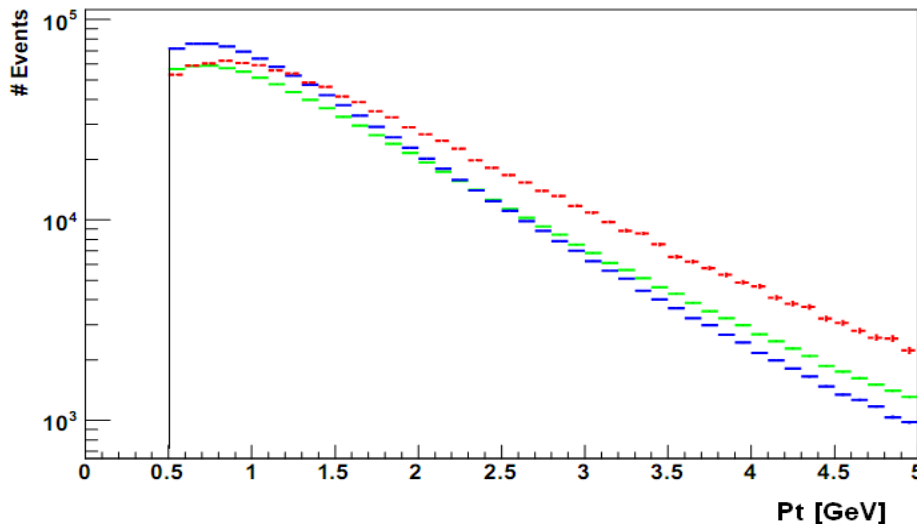
$$\Delta\eta = \eta_{mlaza} - \eta_{traga} \quad (2.5.3)$$

$$\Delta\phi = \phi_{mlaza} - \phi_{traga}$$

постављамо услов да дати траг припада јединичном конусу:

$$\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2 < 1. \quad (2.5.4)$$

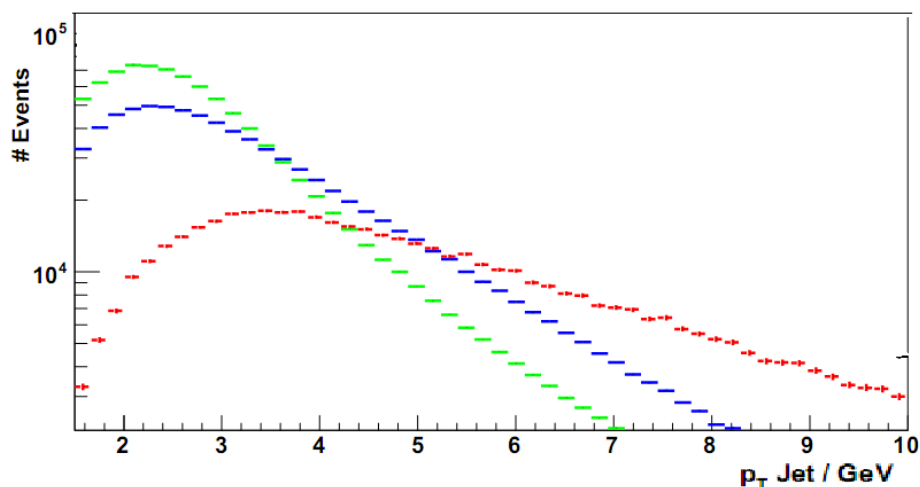
На слици 2.5.4 је дата дистрибуција трансверзалног импулса за трагове који припадају млазевима различитих аромата кваркова.



Слика 2.5.4 Илустрација облика дистрибуција трансверзалног импулса трагова из млазева различитих аромата за догађаје са лаким кварковима (зелена), c кварком (плава) и b кварком (црвена). Минимална вредност трансверзалног импулса селектованих трагова је 0.5 GeV .

У сваком млазу са најмање два трага посматрамо трагове са највећом и другом највећом вредношћу трансверзалног импулса P_{t1}, P_{t2} , респективно. Такође, коришћена је и аритметичка средина претходне две величине $P_{tAv} = (P_{t1} + P_{t2})/2$.

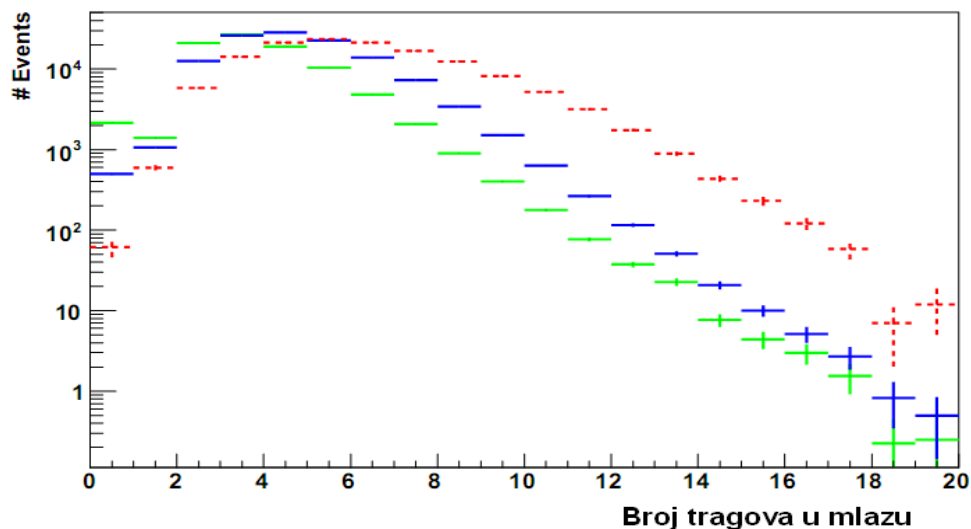
Трансверзални импулс млаза представља суму трансверзалних импулса појединачних трагова који припадају млазу. На слици 2.5.5 је дата расподела трансверзалног импулса млазева за различите аромете.



Слика 2.5.5 Илустрација облика дистрибуција трансверзалног импулса млазева који потичу од кваркова различитих аромета: лаки кваркови (зелена), c кварк (плава) и b кварк (црвена).

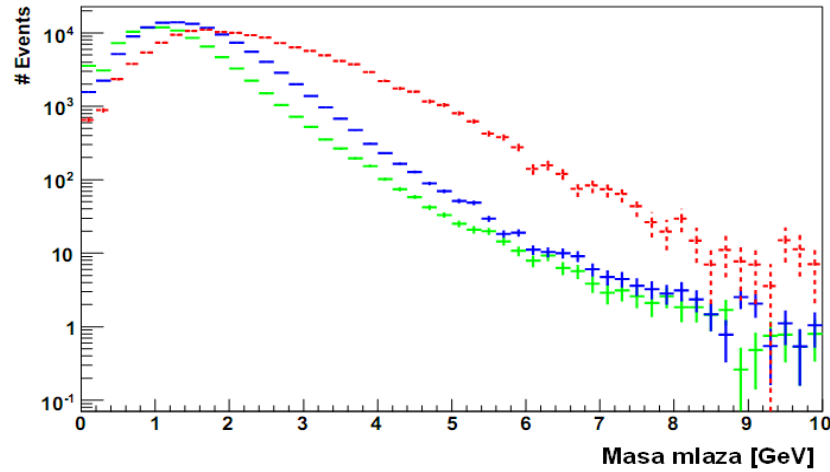
2.5.3.3 Број трагова у млазу и маса млаза

Као што је већ речено, велика маса тешких кваркова доводи и до већег броја честица (трагова) у финалном стању у поређењу са бројем финалних честица које потичу из распада лаких кваркова, као и до веће масе одговарајућих млазева. На слици 2.5.6 је дата расподела броја трагова који припадају млазу. Средњи број трагова по млазу је већи за млазеве који потичу тешких хадрона у односу на оне који су настали распадом лаких хадрона.



Слика 2.5.6 Илустрација облика дистрибуција броја трагова у млазевима различитих аромета: лаки кваркови (зелена), c кварк (плава) и b кварк (црвена).

На слици 2.5.7 је дата илустрација дистрибуција реконструисане масе млазева за појединачне аромате.



Слика 2.5.7 Илустрација облика дистрибуција масе млазева различитих аромата: лаки кваркови (зелена), c кварк (плава) и b кварк (црвена).

2.5.4 Оптимизација скупа осетљивих опсервабли

У претходном поглављу су представљене опсервабле које су осетљиве на присуство тешких кваркова у протону, посебно на присуство b кварка. Међутим, ограничена ефикасност појединачно примењених опсервабли у раздвајању сигнала од фона, налажу оптимизацију избора опсервабли. Већина метода мултиваријантне анализе доступних у програмском пакету TMVA је осетљива на број улазних опсервабли. Препоручено је, за већину метода, да број улазних опсервабли не буде већи од десет [166]. Селекција оптималног скупа опсервабли је извршена на основу неколико критеријума:

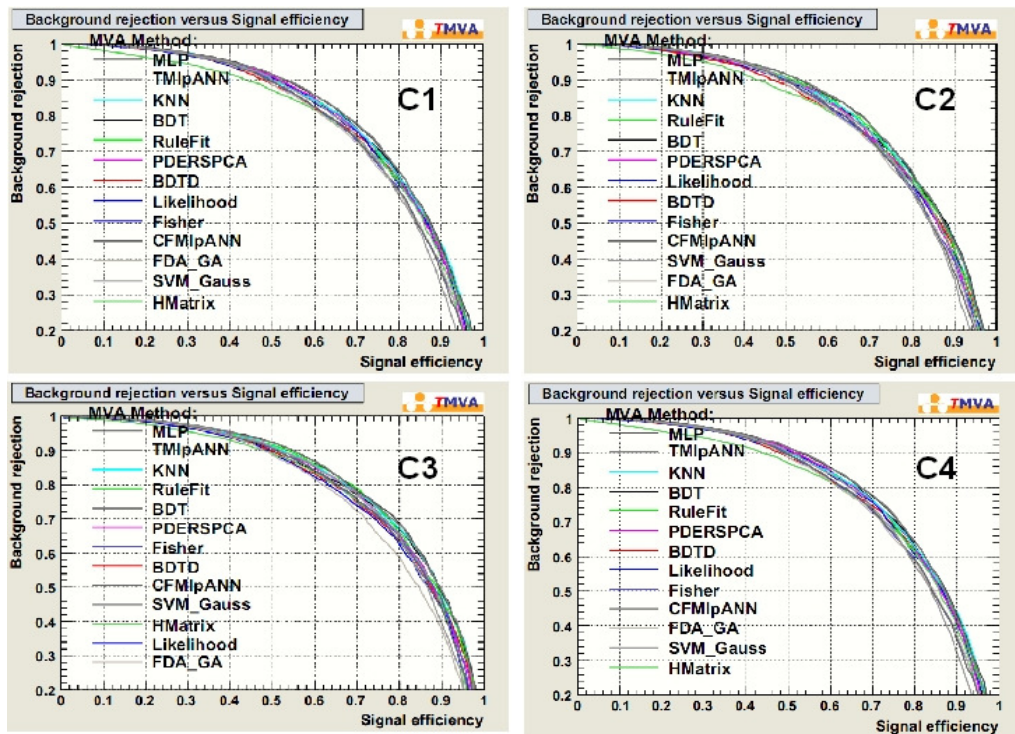
- ефикасност појединачних опсервабли тзв. рангирање опсервабли (које је дато само за одређене методе у TMVA пакету),
- стабилност ефикасности опсервабли у односу на посматране кинематичке опсеге,
- максималног интеграла функције одбацивања фона у зависности од ефикасности селекције сигнала за дати скуп варијабли,
- корелације опсервабли.

Испитивано је неколико подскупова представљеног скупа опсервабли:

- скуп C1:
 1. Број трагова у млазу (N_{tr}),
 2. маса млаза ($JetMass_{1Jet}$),
 3. највећа вредност тачности за скуп трагова који припада млазу ($S1$),
 3. друга највећа вредност тачности трагова у млазу ($S2$),
 4. највећа вредност трансверзалног импулса трагова у млазу ($Pt1$),
 5. друга највећа вредност трансверзалног импулса ($Pt2$),
 6. трансверзални импулс млаза ($Ptjet$),
 7. аритметичка средина трансверзалног импулса $PtAv = (Pt1 + Pt2)/2$.
- скуп C2: N_{tr} , $JetMass_{1Jet}$, $S1$, $S2$, $PtAv$

- скуп C3: Ntr, JetMass_1Jet, S1, S2, Ptjet
- скуп C4: N_{tr}, JetMass_1Jet, S1, S2

Као што је речено у поглављу 2.4, одређени методи дају рангирање варијабли према њиховој моћи сепарације. Најбоље рангиране варијабле за већину метода су број трагова у млазу, маса млаза и тачност S1 и S2. Додатне варијабле су испитиване са становишта евентуалног побољшања ефикасности метода мултиваријантне статистике. Одговарајуће криве одбацивања фона у функцији ефикасности сигнала (поглавље 2.4) су дате на слици 2.5.8.



Слика 2.5.8 Криве зависности одбацивања фона у функцији од ефикасности селекције сигнала за посматране скупове осетљивих опсервабли, дате за један од посматраних кинематичких бинова.

Као што се са слике види, за сваки од предложених скупова варијабли одбацивање фона у функцији од ефикасности издвајања сигнала даје готово идентичан резултат, што значи да додавање варијабли са нижом сепарационом моћи не побољшава одговор метода мултиваријантне статистике.

Стога је за даљу анализу одабран скуп C4, који садржи четири најбоље рангиране варијабле.

Такође, са слике се такође види да сви посматрани методи мултиваријантне статистике дају приближно исту зависност одбацивања фона у функцији ефикасности. Стога је селекција оптималних метода мултиваријантне статистике, за сваки од кинематичких бинова засебно, је извршена на основу неколико критеријума:

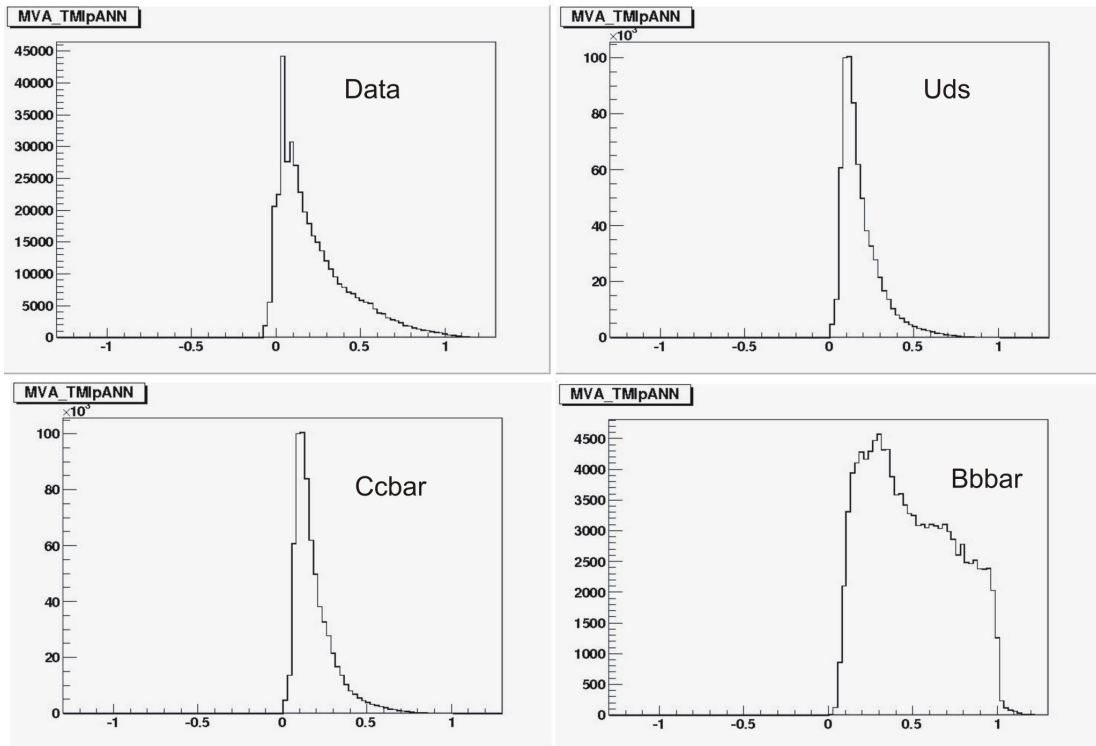
- стабилност метода у односу на све посматране систематске ефекте,
- конвергенција фита Барлоу-Бистон фитера (види поглавље 2.6) за фитовање излазних варијабли за одређени кинематички опсег и све систематске ефекте,
- максималног интеграла функције одбацивања фона у зависности од ефикасности селекције сигнала за дати скуп варијабли.

2.6 Садржај кваркова у протону

Као што је речено у поглављу 2.4 примена мултиваријантних метода се састоји од фазе тренинга, о којој је било реч у претходном поглављу и од фазе примене. Фаза примене подразумева примену метода мултиваријантне статистике на одређени проблем, у овом случају на мерење фракције b кварка у структури протона. Кварковску структуру протона, као што је речено у поглављу 2.3 чине преобладајуће лаки кваркови, а на енергијама HERA акцелератора могу бити произведени и тешки кваркови c и b . Стога у фази тренирања мултиваријантних метода Монте Карло узорак b кварка је претставља сигнал, док је фон претставља здружени Монте Карло узорак c кварка и лаких кваркова (u, d, s). Тренирање мултиваријантних метода да распознају b кварк као сигнал и остале кваркове као фон спроведено је у одговарајућим биновима импулса пренесеног фотоном Q^2 .

Тренирани мултиваријантни методи су примењени на: експерименталне податке, као и на три независна Монте Карло узорка: c и b кварка као и лаких кваркова (u, d, s). На тај начин су добијене по четири излазне дистрибуције TMVA пакета за сваку од коришћених мултиваријантних метода.

На слици 2.6.1 је дата илустрација фазе примене TMVA пакета: излазне променљиве једног од коришћених метода, типа неуронских мрежа (TMlpANN), за Q^2 бин ($6 < Q^2 < 20 \text{ GeV}^2$), добијене за експерименталне податке и засебне Монте Карло узорке различитих аромата кваркова.



Слика 2.6.1 Излазна променљива метода TMlpANN, добијена за применом трениране мреже на: експериментално добијене податке (горе лево) и три Монте Карло узорка различитих аромата: лаки кваркови (горе десно), c (доле лево) и b (доле десно).

Добијене излазне дистрибуције су даље употребљене тако што су Монте Карло узорци за сва три аромата (лаке кваркове, c и b кварк) фитовани тако да у збиру репродукују добијене експерименталне податке. Фит је извршен за четири интервала вредности (бина) пренесеног импулса Q^2 . Фитовање је извршено коришћењем Барлоу-Бистон [181] фитера, инкорпорираног у ROOT пакет за анализу резултата мерења у виду класе *TFractionFitter*.

Такође, претстављени алгоритам је примењен и на узорак укупног Монте Карла, који је третиран на идентичан начин као и експериментални подаци (тзв. псеудо подаци).

Треба имати у виду да се на овај начин могу одредити фракције за сва три аромата конституентних кваркова у протону. Међутим селекција догађаја је прилагођена издвајању догађаја са b кварком, као и то да су TMVA методе мултиваријантне анализе трениране користећи Монте Карло узорке b кварка као сигнал.

2.6.1 Барлоу-Бистон (Barlow-Beeston) фит

Овде спроведено мерење укључује процену композиције одређеног узорка експерименталних података у односу на одговарајуће Монте Карло узорке. Овакав приступ собом носи низ проблема код примене статистичких метода. Један од проблема је ограничена статистика како експерименталних података тако и узорак Монте Карла расподељених на известан број бинова. Предност Барлоу-Бистон фитера лежи у управо у томе што поред исправног третирања Хи (χ^2) квадрат дистрибуције за мале узорке експерименталних података, решава и проблем статистичке флукуације како експерименталних података тако и Монте Карло узорак. Овде ће бити представљене основе статистичког третмана узорак коначне величине а детаљније о датој теми погледати [181] .

Размотримо скуп експерименталних података N_D подељен на n бинова $(d_1, d_2, \dots, d_n)$. Предвиђени број података у сваком од бинова је $f_i(P_1, P_2, \dots, P_m)$, где су P_i тражене фракције појединачних компоненти узорка, а m број компоненти.

$$f_i = N_D \sum_{j=1}^m P_j a_{ji} / N_j \quad (2.6.1)$$

где је укупни број експерименталних података $N_D = \sum_i^n d_i$, коефицијенти a_{ji} представљају број догађаја Монте Карло догађаја који потичу од појединачних аромата у сваком од Q^2 бинова, тако да је $N_j = \sum_i^n a_{ji}$, укупан број података сваке од

појединачних компоненти. Нормализацијом тражених фракција $p_j = P_j \frac{N_D}{N_j}$,

добијамо

$$f_i = \sum_{j=1}^m p_j a_{ji} \quad (2.6.2)$$

Минимизацијом одговарајуће Хи квадрат дистрибуције:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(d_i - f_i)^2}{d_i} \quad (2.6.3)$$

добиају се тражене фракције p_i , уз претпоставку да је дистрибуција d_i Гаусова. Ова претпоставка је одговарајућа само за довољно велики узорак, јер се у том случају Поасонова дистрибуција може апроксимирати Гаусовом. Међутим, у великом броју случајева величина експерименталног узорака у биновима d_i није довољно велика те Гаусова апроксимација Поасонове расподеле није адекватна. У овом случају вероватноћа да се добије вредност d_i дата је Поасоновом расподелом:

$$e^{-f_i} \frac{f_i^{d_i}}{d_i!} \quad (2.6.4)$$

Такође, као што је већ речено, морају се узети у обзир и статистичке флуктоације коефицијената a_{ij} . Стога се уводи очекивани број догађаја, који сада представља непознату варијаблу, а коефицијенти a_{ij} се добијају преко Поасонове вероватноће. Стога формирамо тоталну вероватноћу L , да мерене вредности $\{d_i\}$ одговарају предвиђеним $\{f_i\}$, а узимајући у обзир и статистичке флуктоације кроз одговарајуће коефицијенте $\{a_{ij}\}$, која је је у логаритамском облику дата као:

$$\ln L = \sum_{i=1}^n d_i \cdot \ln f_i - f_i + \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m a_{ij} \ln A_{ij} - A_{ij} \quad (2.6.5)$$

Максимизацијом ове вероватноће добијају се тражене фракције p_i .

2.6.2 Резултати мерења

Као што је речено у 2.6.1, Барлоу-Бистон фите је коришћен за добијање фракци

ја b кварка у протону. Добијени резултати су приказани у табели 2.6.1. У табели је такође дата вредност статистичке грешке фита, као и редукован Хи квадрат, за одређене Q^2 бинове.

$[GeV^2]$	$b [\%]$	χ^2/N
$6 < Q^2 < 20$	0.8 ± 0.2	1.3
$20 < Q^2 < 40$	0.8 ± 0.2	1.0
$40 < Q^2 < 100$	1.3 ± 0.3	0.4
$Q^2 > 100$	2.5 ± 0.4	0.8

Табела 2.6.1 Фракције кваркова у протону измерене у одређеним интервалима пренесеног импулса Q^2 .

Као што је и очекивано, садржај b кварка у протону расте са порастом пренесеног импулса Q^2 . Одговарајуће компоненте систематских грешака су сумиране у табели 2.6.3. Да бисмо тестирали изложени принцип мерења фракција кваркова у протону, целокупна процедура је поновљена на псеудо подацима тј. независном узорку укупног Монте Карла (неразложеног по ароматима). Добијени резултати су приказани у табели 2.6.2.

$[GeV^2]$	b [%] <i>Псеудо подаци</i>	b [%] <i>Монте Карло</i>	χ^2/N
$6 < Q^2 < 20$	1.0 ± 0.3	1.0	0.3
$20 < Q^2 < 40$	1.2 ± 0.2	1.1	0.3
$40 < Q^2 < 100$	1.4 ± 0.3	1.6	0.3
$Q^2 > 100$	2.7 ± 0.4	2.6	0.4

Табела 2.6.2 Фракције кваркова у протону добијена узорку псеудо података у одређеним интервалима пренесеног импулса. Тачна (симулирана) вредност фракција b кварка означена је црвеном бојом.

Као што се из табеле 2.6.2 види, слагање резултата добијених описаним начином мерења фракције b кварка у протону и стварног броја догађаја са b кварком у Монте Карло узорку псеудо података, је у оквиру грешке фита. Ово показује да концепт мерења, и поред тога што користи комплексне статистичке алате попут TMVA метода и Барлоу-Бистон фитера, даје добар одговор при мерењу фракција b кварка.

2.6.3 Систематске грешке

Систематска грешка измерене фракције b кварка у протону добијена је варирањем релевантних величина у примењеном Монте Карло узорку. Релевантни извори систематских грешака за мерење фракције b кварка у протону, као и величина њихове варијације, су преузети из [182]:

1. Неодређеност параметра судара је узета као Гаусова дистрибуција ширине $200 \mu m$ за 5% случајно одабраних трагова и $12 \mu m$ за преостале трагове.
2. Неодређености:
 - а. времена живота D и B мезона,
 - б. односа гранања b кварка,
 - с. средње вредности мултиплицитета млазева који потичу од c и b кварка тј. броја трагова при распаду D и B мезона,

су процењене варирањем улазних вредности ових величина у Монте Карло узорцима са средњом грешком свих светских резултата (*World Average*). Средње вредности односа гранања b кварка и времена живота D и B мезона,

као и одговарајуће грешке су преузете из [183]. Средње вредности односа гранања s кварка и одговарајуће грешке су преузете из [148]. Средња вредност мултиплицитета и одговарајуће грешке за b и c кваркове су преузете из [184] и [185], респективно.

3. Неодређеност асиметрије дистрибуције тачности лаких кваркова (uds) је процењена увећавањем асиметрије дистрибуције тачности: принос у биновима са позитивном вредношћу тачности је увећан за 15 %, док је принос у биновима са негативном вредности тачности умањен за 15%.
4. Компонента систематске грешке која потиче од неодређености осе млаза (φ_q) процењена је померањем осе млаза за 2% (5%) за догађаје са реконструисаном и нереконструисаном осом млаза респективно. Као што је већ речено у подпоглављу 2.3.2.2 у случају да у догађају није реконструисана оса млаза, осу млаза у ($\tau\varphi$) равни одређујемо из азимутног угла расејаног електрона као $\varphi_q = 180^\circ - \varphi_e$.
5. Неодређеност која потиче од присуства процеса фотопродукције, је процењена као 100% увећана вредност фракције симулираних догађаја фотопродукције који су прошли селекцију догађаја описану у поглављу 2.5.

Систематска грешка која потиче од грешке мерења луминозности није од интереса услед тога што се примењени метод базира на сепарацији догађаја сигнала од фона на основу фита који користи облике дистрибуција излазне варијабле TMVA метода за реалне податке и појединачне Монте Карло узорке различитих аромата. Стога неодређеност броја догађаја у коришћеним узорцима услед неодређености луминозности нема утицај на мерене фракције b кварка у протону.

Појединачне компоненте систематске грешке, у процентима, дате су у табели 2.6.3. Укупна систематска грешка мерења фракција b кварка у протону израчуната је кватрним сумирањем компонената систематске грешке за које је претпостављено да су потпуно корелисане.

	Кинематички бинови			
ИЗВОР ГРЕШКЕ	$6 < Q^2 < 20$ [GeV ²]	$20 < Q^2 < 40$ [GeV ²]	$40 < Q^2 < 100$ [GeV ²]	$Q^2 > 100$ [GeV ²]
Резолуција мерења параметра судара [%]				
	1.3	1.2	-3.1	18.8
Време живота [%]				
B ⁺	-3.9	0.0	-1.5	2.4
B _s ⁰	-2.6	-1.2	-2.3	0.4
B ⁰	1.3	-1.2	-2.3	0.8
D ⁺	6.4	4.9	-4.6	2.0
D _s ⁺	7.7	-2.4	-3.9	1.2
D ⁰	7.7	4.9	-2.3	0.8
Односи гранања [%]				
B ⁺	0.0	-2.4	-3.1	-3.2
B _s ⁰	1.3	1.2	-3.9	-4.4
B ⁰	2.6	-1.2	-3.9	-2.8
D ⁺	-2.6	-2.4	-13.1	0.8
D _s ⁺	3.9	3.7	-10.8	0.4
D ⁰	-6.4	-4.8	-16.2	-1.6
Мултиплицитет [%]				
B	1.3	4.9	-3.1	0.4
D ⁺	5.1	-3.7	-13.1	-1.2
D _s ⁺	5.1	-3.7	-13.9	-1.6
D ⁰	-3.8	-11.0	18.5	-0.4
Асиметрија дистрибуције тачности лаких кваркова [%]				
	2.2	6.1	3.1	16.4
Оса млаза [%]				
	0.0	-1.2	-3.8	1.2
Фотопродукција [%]				
	0.1	0.0	0.0	0.0
Укупна систематска грешка мерења [%]				
	18.5	17.9	37.4	26.1

Табела 2.6.3 Преглед систематских грешака мерења фракција b кварка, у процентима, за различите вредности импулса пренесеног фотонa.

Један од највећих извора систематске грешке је неодређеност броја трагова у млазевима тешких аромата. У том смислу, при повећању мултиплицитета распада D мезона долази до смањења разлике у односу на дистрибуцију мултиплицитета млазева који потичу од b кварка, те је моћ сепарације догађаја са b кварком у односу на догађаје са c кварком умањена. За вредности пренесеног импулса ($40 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$) доминантна компонента систематске грешке (Табела 2.6.3) потиче од неодређености мултиплицитета као и односа гранања D мезона. Ове грешке су упоредиве. Могуће објашњење лежи у чињеници да је варијабла мултиплицитета у овом бину боље рангирана него у осталим биновима пренесеног импулса тј. њен утицај на сепарацију сигнала од фона је велики.

Као што се из табеле 2.6.3 види утицај резолуције мерења параметра судара на вредност није значајна осим у последњем бину пренесеног импулса ($Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$).

Номиналне дистрибуције тачности ($S_{1,2}$) лаких кваркова показују симетрично понашање за позитивне и негативне вредности варијабле тачности. За тешке кваркове, као што је објашњено у поглављу 2.5, асиметрија ка већим вредностима S је управо последица дугог времена живота тешких кваркова. Стога се повећањем асиметрије S дистрибуције, лаки кваркови приближавају по облику одговарајућим дистрибуцијама за тешке кваркове па је и сепарација сигнала од фона отежана.

Фон који потиче од процеса фотопродукције је смањен како посматрањем догађаја са пренесеним импулсом већим од 6 GeV , тако и, у највећој мери, самим избором догађаја: посматрани су догађаји који имају најмање два трага истог предзнака тачности.

Грешке избора модела

Две највеће компоненте систематске грешке у мерењу фракције b кварка у протону потичу од избора модела продукције тешких кваркова као и од модела фрагментације:

1. Неодређеност која потиче од избора QCD модела за продукцију тешких кваркова је процењена на основу отежињавања трансверзалног импулса млаза и псевдорапидитета (формула 2.5.2) на следећи начин [182]:
 - d. $(P_t^{\text{jet}} / (10 \text{ GeV}))^{\pm 0.2}$ и $(1+\eta^{\text{jet}})^{\pm 0.15}$ за млазеве који потичу од c кварка
 - e. $(P_t^{\text{jet}} / (10 \text{ GeV}))^{\pm 0.3}$ и $(1+\eta^{\text{jet}})^{\pm 0.3}$ за млазеве који потичу од b кварка.
2. Неодређеност која потиче од избора фрагментационе функције [182] тешких кваркова је процењена на основу отежињавања лонгитудиналне компоненте импулса "струна" коришћених у Лундовом моделу [147]
 - a. $(1 \mp 0.7) \cdot (1 - z) + z \cdot (1 \pm 0.7)$ за фрагментацију c кварка
 - b. $(1 \mp 0.5) \cdot (1 - z) + z \cdot (1 \pm 0.5)$ за фрагментацију b кварка.

Компоненте релативне систематске грешке мерења фракција b у протону, које потичу од избора модела продукције и фрагментације тешких кваркова је дата у табели 2.6.4.

	$6 < Q^2 < 20$ [GeV ²]	$20 < Q^2 < 40$ [GeV ²]	$40 < Q^2 < 100$ [GeV ²]	$Q^2 > 100$ [GeV ²]
Избор QCD модела				
Псеудорапидитет [%]				
<i>b</i> кварк	-14.1	3.7	13.9	23.2
<i>c</i> кварк	2.5	-18.9	-20.0	-16.0
Трансверзални импулс [%]				
<i>b</i> кварк	-14.1	-6.1	10.8	17.2
<i>c</i> кварк	43.6	-15.9	-9.2	7.6
Модел фрагментације тешких кваркова [%]				
<i>b</i> кварк	32.0	32.8	-23.1	13.2
Укупна грешка модела [%]				
	57.7	41.7	36.4	36.4

Табела 2.6.4 Преглед систематске грешке мерења фракција *b* кварка, у процентима, узроковане избором модела продукције као и модела фрагментације тешких кваркова, за различите вредности импулса пренесеног фотоном.

Као што је и очекивано, грешка избора модела је највећа за најниже вредности пренесеног импулса, услед тога што је опис продукције као и фрагментације тешких кваркова бољи за веће вредности пренесеног импулса (поглавље 2.3). Утицај псеудорапидитета (формула 2.5.2) тј. експерименталне грешке мерења угла који заклапа траг са осом млаза, такође даје велику компоненту систематске грешке. Као што је речено у поглављу 2.3 припадност трагова млазу се одређује на основу геометријске припадности трага конусу описаном око осе млаза. Стога промена псеудорапидитета тј. вредности поларног угла трага који он заклапа са осом млаза утиче на број трагова у млазу, као и на опсерваблну тачности.

Уопште, траговима са великим трансверзалним импулсом одговарају велике вредности варијабле тачности. Стога, увећање трансверзалног импулса у нижим биновима смањује разлику у дистрибуцијама тачности *c* и *b* кварка те је њихова сепарација отежана. Како је тачност далеко најбоље рангирана варијабла за мање вредности пренесеног импулса ($6 < Q^2 < 10$ GeV²), утицај систематске грешке која потиче од неодређености мерења трансверзалног импулса је очекиван. Ово потврђује чињеницу да модел продукције тешких кваркова даје бољи опис процеса за велике вредности пренесеног импулса.

Резултати добијени узимањем у обзир различитих фрагментационих функција показују велико одступање од резултата приказаних у табели 2.6.1, односно, дају значајну компоненту систематске грешке. Ово указује на чињеницу да се дистрибуције излазних варијабли одабраних TMVA метода битно разликују по облику, за различите избора функције фрагментације. Модел фрагментације *c* кварка није узет у разматрање

услед неконвергенције фита излазних дистрибуција метода мултиваријантне анализе, при промени вредности фрагментационе функције s кварка.

Међутим, овде примењени метод мерења фракција b кварка у протону има и одређене недостатке:

- Резултантне дистрибуције метода мултиваријантне статистике показују велику осетљивост на величину узорка примењеног у фази тренинга. Методе дају бољи одговор за мање узорке којима се врши тренирање метода. Међутим, с обзиром на то да мали узорак тренирања може довести до појаве претренирања мреже, потребна је пажљива оптимизација величине узорка.
- Резултати добијени за различите методе могу да покажу знатна одступања у оквиру истог бина пренесеног импулса.
- С обзиром на комплексност примењеног алгоритма (спрега TMVA и Барлоу фитера) праћење систематских грешака није очигледно у смислу утицаја разлике у дистрибуцијама осетљивих опсервали у односу на номиналне на одговарајућу компоненту систематске грешке.
- Могућа је неконвергенција фита излазних дистрибуција мултиваријантних метода, за све разматране систематске грешке.

Ипак, треба рећи да је основна предност у могућности да се комбинује више осетљивих опсервабли у условима када је калибрација млаза отежана као и чињеница да, за разлику од неких других метода (нпр. Likelihood ratio) не морамо водити рачуна о корелацији опсервабли.

Резултати добијени у овој тези су у сагласности са теоријским предвиђањима водећег реда. Избор модела продукције као и фрагментације тешких кваркова даје доминантну компоненту систематске грешке мерења фракције b кварка у протону, као што је често случај у мерењима у b физици.

Коришћење метода мултиваријантне статистике представља моћан алат за инклузивне методе испитивања догађаја са тешким кварковима. Међутим, како је мултиваријантна анализа релативно нови алат у физици честица, пожељна је поређење овог алата са добро испитаним методама за анализу догађаја са тешким кварковима. У том смислу, овакав начин идентификације догађаја са b кварком може наћи своју примену на Великом хадронском колајдеру, где је идентификовање процеса са b кварком од значаја за велики број процеса од интереса, и посебно, где је реконструкција секундарног вертекса комплекснија него у HERA експериментима, због израженог QCD фона и суперпонираних догађаја по судару банчева (*pile-up*).

Закључак II

У другом делу тезе представљено је мерење садржаја b кварка у протону на основу експерименталних података добијених у H1 експерименту, на акцелератору HERA. Анализа је спроведена користећи $54.4 \text{ pb}^{-1} e p$ догађаја дубоко нееластичног расејања при пренесеном импулсу фотона већем од 6 GeV . У тези је представљен алгоритам развијен за идентификацију догађаја који садрже тешке кваркове и, посебно, b кварк. Развијени алгоритам се заснива на примени метода мултиваријантне статистике садржаних у програмском пакету TMVA.

Оптимизација истовремене употребе више варијабли представља нетривијални проблем вишедимензионе анализе и од посебног је значаја код хадронских колајдера где је отежана реконструкција информација о времену живота, односно калибрација млазева који садрже тешке аромате. У том смислу, развијени концепт идентификације догађаја са b кварком може бити примењен у LHC експериментима, где је реконструкција секундарног вертекса, и са њим асоцираних варијабли, комплекснија него у HERA експериментима.

Фракције b кварка у протону су одређене фитовањем излазних дистрибуција мултиваријантних метода за Монте Карло узорке појединачних аромата према одговарајућим експерименталним подацима. Фитовање је спроведено коришћењем Барлоу-Бистон фитера, за различите вредности инваријантног импулса пренетог фотоном. Укупна релативна систематска грешка је одређена квадратним сумирањем појединачних компонената релативне систематске грешке за које је претпостављено да су потпуно корелисане:

	$6 < Q^2 < 20$ [GeV ²]	$20 < Q^2 < 40$ [GeV ²]	$40 < Q^2 < 100$ [GeV ²]	$Q^2 > 100$ [GeV ²]
Удео b кварка у структури протона [%]				
	0.8	0.8	1.3	2.5
Укупна систематска грешка мерења [%]				
	± 18.5	± 17.9	± 37.4	± 26.1
Укупна грешка модела [%]				
	± 57.7	± 41.7	± 36.4	± 36.4
Статистичка грешка [%]				
	± 0.2	± 0.3	± 0.4	± 0.5

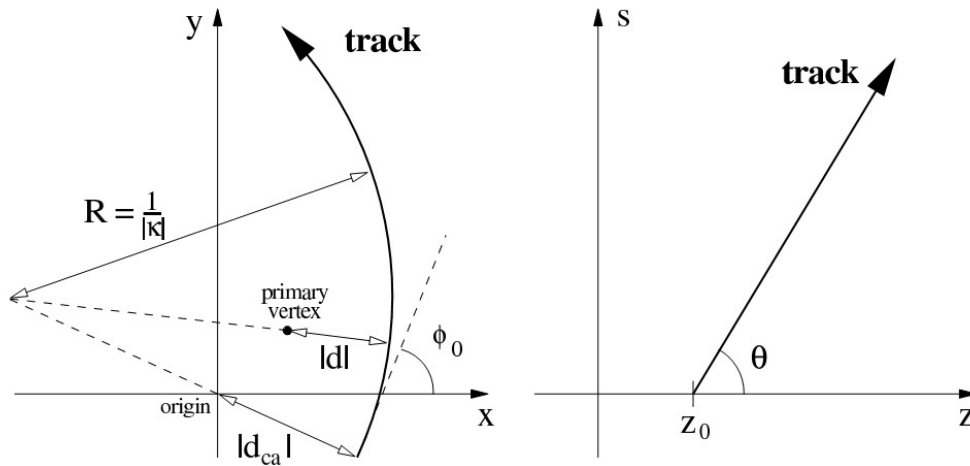
Табела I Измерене фракције b кварка у протону у различитим кинематичким опсезима.

Измерене фракције b кварка у протону су у сагласности са теоријским предвиђањима водећег реда. Доминантне компоненте систематске грешке мерења фракције b кварка у протону потичу превасходно од моделирања процеса продукције и фрагментације тешких кваркова, односно од избора QCD модела продукције тешких кваркова и фрагментационих функција. Ово је чест случај у мерењима у физици са b кварком.

Коришћење метода мултиваријантне статистике представља моћан алат за инклузивне методе испитивања догађаја са тешким кварковима. У том смислу, развијени концепт идентификације догађаја са b кварком може бити примењен у LHC експериментима где је реконструкција секундарног вертекса, и са њим асоцираних опсервабли, комплекснија него у HERA експериментима, како због присуства QCD фона, тако и због постојања вишеструких догађаја при једном судару скупина.

Додатак А. Параметри трага

Траг честице је описан са пет координата $\vec{T} = (k, \phi_0, \theta, d_{ca}, z_0)$, које дефинишу спиралу⁶⁸ у тродимензионалном простору.



Слика А.1

Координате трага у Декартовом координатном систему Н1 детектора, се одређују на основу следећих релација:

$$\begin{aligned} x(s) &= \left(d_{ca} - \frac{I}{k} \right) \cdot \sin(\phi_0) + \frac{I}{k} \cdot \sin(\phi_0 + k \cdot s) \\ y(s) &= \left(d_{ca} - \frac{I}{k} \right) \cdot \cos(\phi_0) - \frac{I}{k} \cdot \cos(\phi_0 + k \cdot s), \quad s \geq 0 \\ z(s) &= z_0 + s \cdot \cot(\theta) \end{aligned} \tag{A.1}$$

где је s дужина лука.

⁶⁸ Helix

Библиографија:

- ¹ G.L. Kane, "Modern elementary particle physics", ISBN 0-201-11749-5, 1987.
- ² G. Arnison *et al.*, UA1 collaboration, "Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c² at the CERN SPS collider", *Phys. Lett.* **126B** pp. 398, 1983.
- ³ M. Banner *et al.*, UA2 collaboration, "Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $\bar{p}p$ collider", *Phys. Lett.* **122B** pp. 476, 1983.
- ⁴ A. Blondel, "Precision electroweak physics at LEP", CERN-PPE/94-133, 1994.
- ⁵ ALEPH Collaboration, CDF Collaboration, D0 Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, SLD Collaboration, LEP Electroweak Working Group, Tevatron Electroweak Working Group, SLD electroweak heavy flavour groups, "Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model", hep-ex-0911.2604v2, 2009.
- ⁶ Flücher, H. Goebel, M. Haller, J., Hoecker, A., Mönig, K. Stelzer, J., "Revisiting the global electroweak fit of the Standard Model and beyond with Gfitter", *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, Volume 60, Number 4, pp. 543, April 2009
- ⁷ G. Abbiendi *et al.*, LEP WG for Higgs boson searches, "Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP", *Phys. Lett.* **B565**, pp.61, 2003.
- ⁸ The LEP Electroweak Working Group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>, 2009.
- ⁹ B.W.Lee, C.Quigg and H.B. Thacker, "Weak interaction at very high energies: The role of Higgs boson mass", *Phys. Rev. D* **16**, pp.1519, 1977.
- ¹⁰ G.L.Kane, "TASI-lectures: weak scale supersymmetry –a top motivated-bottom-up approach", arXiv:hep-ph/0202185v2, 2002.
- ¹¹ WMAP- content of the Universe, NASA, http://map.gsfc.nasa.gov/universe/uni_matter.html
- ¹² N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali, "The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter", *Phys.Lett.* **B429**:263-272, 1998.
- ¹³ R. Sundrum, L. Randall, "Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension", *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3370 - 3373 (1999).
- ¹⁴ T.Appelquist, H.-C. Cheng, B.A.Dobrescu, "Bounds on universal extra dimensions", *Phys. Rev. D* **64**, 035002 (2001).
- ¹⁵ J. Gao, C.S. Li, X. Gao, J.J. Zhang, "Signature of large *extra dimensions* from Z boson pair production at the CERN Large Hadron Collider", *Physical Review D*, vol. 80, Issue 1, id. 016008
- ¹⁶ S.C.Park, H.S. Song and J. Song, "Z boson pair production at LHC in a stabilised Randall-Sundrum scenario", hep-ph/0103308,
- ¹⁷ Robert Rathbun Wilson, (Fermilab), "The Tevatron", FERMILAB-TM-0763, 1977. 7pp., Published in *Phys.Today* **30N10**:23-30, 1977.
- ¹⁸ S. Myers, "LEP collider from design to approval", CERN-9108, http://sl-div.web.cern.ch/sl-div/history/lep_doc.html.
- ¹⁹ LHC, Large Hadron Collider, <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>.
- ²⁰ J. Breu *et al.*, "ILC Reference design report", 2007. URL:<http://www.linearcollider.org/about/Publications/Reference-Design-Report>.
- ²¹ J. Alcaraz, "Measuring of Top Yukawa couplings to a heavy Higgs boson at future e^+e^- linear collider", hep-ph/0012109v1
- ²² A. De Roeck, "Early physics with ATLAS and CMS", PRAMANA- Journal of Physics, Vol 72, No. 1, pp. 3, 2009.
- ²³ GLC Project Report (Roadmap), <http://lcdev.kek.jp/RMdraft/PDF/GLCReport.pdf>, 2007
- ²⁴ K. Mönig, "The ILC: status and physics", *Acta Physica Polonica B*, Vol. 36, pp. 3327, 2005. URL: <http://th-www.if.uj.edu.pl/acta/vol36/pdf/v36p3327.pdf>
- ²⁵ The LHC/ILC study group, "Physics interplay of the LHC and the ILC", hep-ph/0410364, 2004.
- ²⁶ G. Mortgat-Picket *et al.*, "The role of polarized positrons and electrons in revealing fundamental interactions at the Linear collider", hep-ph/0507011v1, 2005.
- ²⁷ R. Brinkmann *et al.*, eds., "TESLA Technical Design Report", DESY-2001-011, 2001

- ²⁸ J. Erler et al., “Physics impact of GigaZ”, Phys. Lett. B 486, pp. 125, 2000. URL: hep-ph/0005024
- ²⁹ T. Klimovich, “MSSM Higgs boson production at a future linear collider and measurement of F_{cc}^2 and F_{bb}^2 at low Q^2 DIS at H1”, thesis, Univ. of Hamburg, DESY-THESIS-2005-048, 2005.
- ³⁰ T.K. Nelson, “Precision measurements at the ILC”, SLAC-PUB-12246, 2006.
- ³¹ D. Buškulić et al., “Performanse of the ALEPH detector at LEP”, Nucl. Instr. Meth. A360. pp.481, 1995.
- ³² S.R. Magill, “Inovations in ILC detector design using a particle flow algorithm approach”, New Journal of physics 9, pp. 409, 2007. URL: <http://iopscience.iop.org/1367-2630/9/11/409>
- ³³ V. Morgunov, “Calorimetry design with energy flow concept”, Proceedings of the 10th International Conference on Calorimetry in High Energy Physics (CALOR 2002), Pasadena, USA, pp 70, 2002. URL: http://calor.pg.infn.it/calor2002/abstract/paper/intr_06_morgunov.pdf
- ³⁴ J. Brient, “Improving the jet reconstruction with the particle flow method: An introduction”, Proceedings of the 11th International Conference on Calorimetry in High Energy Physics (CALOR 2002), Perugia, Italy, pp 445, 2004. URL: http://e proceedings.worldscinet.com/9789812701978/9789812701978_0056.html and <http://arxiv.org/ftp/physics/papers/0412/0412149.pdf>
- ³⁵ D. Haas, “Summary of the data acquisition session of ILC detectors”, EUDET Report 2007. [EUDET-Report-2007-09](http://euDET-Report-2007-09)
- ³⁶ D. Kisielewska et al., LDC Working Group, “Detector Outline Document for the Large Detector Concept”, <http://www.ilcldc.org/>, 2006. URL: <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.118.8626&rep=rep1&type=pdf..>
- ³⁷ The SiD Concept Group, “SiD Detector Outline Document”, <http://hep.uchicago.edu/~oreglia/siddod.pdf>, 2006.
- ³⁸ K. Abe, et al., GLD Concept Study Group, “GLD Detector Outline Document”, physics/0607154, 2006. URL: <http://arxiv.org/abs/physics/0607154/>
- ³⁹ P. Le Du et al., The 4th Concept Group, “Detector Outline Document for the Fourth Concept Detector (“4th”) of the International Linear Collider”, <http://www.4thconcept.org/4doc.pdf>, 2006.
- ⁴⁰ T. Behnke et al., ILD working group, “Letter of Intent”, ILD web site, <http://www.ilcild.org/documents/ild-letter-of-intent>
- ⁴¹ J. Hauschildt, “Studies on a silicon intermediate tracker for the TESLA detector”, LC-DET-2001-036, 2001.
- ⁴² C. Adolf et al., “Response of the CALICE Si-W electromagnetic calorimeter physics prototype to electrons”, arXiv:0811.2345v1, 2008. http://arxiv.org/PS_cache/arxiv/pdf/0811/0811.2354v1.pdf
- ⁴³ A. Stahl et. al., “Detector concept of the Forward Region”, LC-DET-2004-034, 2005.
- ⁴⁴ P. Bambade et. al, “Experimental Implications for a Linear Collider of the SUSY Dark Matter Scenario”, hep-px/0406010., 2004.
- ⁴⁵ H. Abramovicz, M. Pandurović, I. Božović-Jelisavčić, I. Smiljanić et al., FCAL Collaboration, “R&D for the ILC-Detector- Instrumentation of the very forward region”, Status Report to the PRC Committee, 2006. URL: <http://www-zeuthen.desy.de/ILC/fcal/>.
- ⁴⁶ A. Stahl et. al., “Diagnostics of colliding bunches from pair production and beamstrahlung at IP”, LC-DET-2005-003, 2005.
- ⁴⁷ C. Grah and A. Saproinov, “Fast luminosity measurement and beam parameter determination”, EUROTeV-Report-2007-006.
- ⁴⁸ Z. Zhang, “New Analysis of SUSY dark matter scenarios at ILC”, proceeding of LCWS 2007, 2007.
- ⁴⁹ W. Lohman, I. Božović Jelisavčić, M. Pandurović, I. Smiljanić et.al., “Report for the ILC detector R&D panel – instrumentation of the very forward region”, 2009. <http://www.vinca.rs/hep/prc2009.pdf>
- ⁵⁰ W. Daniluk et al., “Laser alignment system for LumiCal”, EUDET-Report-2008-05, URL: <http://www.eudet.org/e26/e27>.
- ⁵¹ L. Zawiejski et al., “Laser alignment system for luminostiy detector LumiCal”, Proceedings of the workshop of the Collaboration of Forward Calorimetry at ILC, Vinča institute of nuclear sciences, Belgrade 2008. URL: http://www.vinca.rs/hep/pub/FCAL_Belgrade.pdf.

- ⁵² W. Lohman, I. Božović Jelisavčić, M. Pandurović et.al., “R&D for the ILC-Detector Instrumentation of the very forward region”, DESY-PRC-R&D 02/01, update 2006. URL: <http://www-zeuthen.desy.de/ILC/fcal/>
- ⁵³ FCAL Collaboration, <http://www-zeuthen.desy.de/ILC/fcal/>
- ⁵⁴ R.-D. Heuer, D. Miller, F. Richard and P.M.Zerwas, “TESLA technical design report – part III – Physics at an e^+e^- linear collider”, hep-ph/0106315v1, 2001, URL:http://flash.desy.de/tesla/tesla_documentation/
- ⁵⁵ H.J.Bhabha, “The scattering of positrons by electrons with exchange on Dirac’s theory of positron”, Proc. Roy. Soc. A154, pp. 195, 1936.
- ⁵⁶ M. Caffo *et al.* “Bhabha Scattering”, in Z physics at LEP1, vol. CERN Report 89-08, pp.1,1989, http://documents.cern.ch/cgi-bin/setlink?base=cernrep&categ=Yellow_Report&id=89-08_v1
- ⁵⁷ S.R. Hansen, “Measurement of Electroweak Effects in Small Angle Bhabha Scattering with the DELPHI Detector at LEP”, MSc. thesis, Faculty of the Department of Physics of the University of Oslo, 1996.
- ⁵⁸ 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, 8-12 Sep 1998. hep-ph/9903381 URL:<http://arxiv.org/abs/hep-ph/9903381>
- ⁵⁹ G. Abiendi et al., OPAL Collaboration, “Precision luminosity for Z 0 lineshape measurements with a silicon-tungsten calorimeter”, Eur. Phys. Journal C14, pp.373, 2000.
- ⁶⁰ A. Stahl, “Luminosity Measurement via Bhabha Scattering: Precision Requirements for the Luminosity Calorimeter”, LC-DET-2005-004, 2005. URL: <http://www-flc.desy.de/lnotes/>
- ⁶¹ S. Jadach et al., “Upgrade of the Monte Carlo program BHLUMI for Bhabha scattering at low angles to version 4.04”, Comput. Phys. Commun., 102, pp.229, 1997.
- ⁶² J. Aguilar, M. Pandurović, I. Božović-Jelisavčić, I. Smiljanić et al., FCAL Collaboration, “Report for the ILC Detector R&D panel: Instrumentation of the very forward region”, Status Report to the PRC Committee, 2010. URL: <http://www-zeuthen.desy.de/ILC/fcal/>.
- ⁶³ T.C Awes et al., “A simple method of shower localisation and identification in laterally segmented calorimeters”, Nulc. Inst. Meth. A311, pp130, 1992.
- ⁶⁴ H. Abramowitz et al., “Redefinition of the geometry of the luminosity calorimeter”, EUDET-Memo-2008-09, 2008.
- ⁶⁵ “MOKKA- a detailed GEANT4 detector simulation for future linear Collider ”, URL: <http://www.lcsim.org/software/>
- ⁶⁶ J. Allison et al. “GEANT4 developments and applications “, IEEE Transactions on Nuclear Science 53, No 1., pp. 270, 2006. URL:<http://geant4.cern.ch/>
- ⁶⁷ B. Pawlik, BARBIE v4.1,5.0, “BARBIE – Easy-to-use-simulation-pakcage of the TESLA LAT detector”, Institut Matematiky, Wrocla Institute of Technology, Bogdan.Pawlik@ifj.edu.pl
- ⁶⁸ CERN, LEP Design report, Volume 2: The LEP Main Ring., Technical Report CERN-LEP-84-01, CERN, 1984.
- ⁶⁹ T. Raubenheimer, “Suggested ILC beam Parameter Range”, 2005. [http://www-project.slac.stanford.edu/ilc/acceldev/beampar/Suggested ILC Beam Parameter Space.pdf](http://www-project.slac.stanford.edu/ilc/acceldev/beampar/Suggested_ILC_Beam_Parameter_Space.pdf)
- ⁷⁰ B. Richter, “Very High Energy Colliders”, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-32 pp. 3828, 1985.
- ⁷¹ K. Yokoya et al., “Beam-beam Phenomena in Linear Colliders”, Lect. Notes Phys. 400, pp415-445, 1992.
- ⁷² “Beam diagnostic Laser-Wire and Fast Luminosity Spectrum Measurement at the International Linear Collider.”, phd Thesis, University of London, 2005. <http://www-zeuthen.desy.de/ILC/fcal/>
- ⁷³ M Venturini and W. Kozanecki, “The hourglass effect and the measurement of the transverse size of colliding beams by luminosity scans”, Proceedings IEEE Particle Accelerator Conference, SLAC-PUB-8699, pp. 3573, 2001.
- ⁷⁴ W. Lohman et.al., “R&D for TESLA detector: Instrumentation of the very forward region”, 2004. URL: <http://www-zeuthen.desy.de/ILC/fcal/>, wlo@ifh.de
- ⁷⁵ B. Pawlik, private communication.

- ⁷⁶ G.M Dallavalle, “Review of precision determinations of the accelerator luminosity in LEP experiments”, DFUB 30/96, Contribution to the Cracow symposium on Radiative corrections CRAD96, 1996.
- ⁷⁷ W. Lohman, I. Bozovic-Jelisavcic, M. Pandurovic, I. Smiljanic, T.Jovin et al., “Forward instrumentation for ILC detectors”, *JINST* **5** P12002, 2010.
- ⁷⁸ P. Garcia-Abia and W. Lohman, “Measurement of Higgs cross section and mass with linear colliders”, arXiv-hep-ex/9908065v1, 1999. URL: http://arxiv.org/PS_cache/hep-ex/pdf/9908/9908065v1.pdf
- ⁷⁹ A. Barroncelli et al, “search for new particles at LEP”, Rivisita del Nuovo Cimento, Vol. 22, N9. 1999.
- ⁸⁰ D. Bardin et al., “Semianalytical approach to four fermion production in e^+e^- annihilation”, Nulc. Phys. (Proc. Suppl.) B37, pp. 148, 1994.
- ⁸¹ M. Roth, “Precise prediction for four fermion production in electron-positron anihilation”, Phd Thesis, Diss. ETH No. 13363, 1999.
- ⁸² I. Božović-Jelisavčić et al., “Simulation of Physics Background for Luminosity Measurement at ILC”, Proceeding of International linear collider workshop, Stanford, U.S.A, 2005. <http://www.slac.stanford.edu/econf/C050318/papers/1024.PDF>
- ⁸³ G. Altareli et al. ,”Physics at LEP Standard model processes”, hep-ph/ 9601222.
- ⁸⁴ K. Brekelman, “Background from the two-photon process at a linear collider”, CLIC-Note-164., 1992. URL: <http://cdsweb.cern.ch/record/254738/files/CM-P00067035.pdf>
- ⁸⁵ I. Božović-Jelisavčić, "Luminosity measurement at ILC", Proceeding of the International collider workshop LCWS10, Beijing, China, 2010., to be published. <http://lcws10.ihep.ac.cn/proceedings.htm>
- ⁸⁶ W. Kilian, T. Ohl, J. Reuter, *WHIZARD: Simulating Multi-Particle Processes at LHC and ILC* , arXiv: [hep-ph/0708.4233](http://arxiv.org/abs/hep-ph/0708.4233)
- ⁸⁷ M. Moretti, T. Ohl, J. Reuter, *O'Mega: An Optimizing matrix element generator* , LC-TOOL-2001-040-rev, arXiv: [hep-ph/0102195](http://arxiv.org/abs/hep-ph/0102195).
- ⁸⁸ T. Ohl, “CIRCE Version 1.0: Beam Spectra for Linear Collider Physics”, Comput.Phys.Commun. 101 pp. 269, 1997. arXiv: [hep-ph/9607454](http://arxiv.org/abs/hep-ph/9607454)
- ⁸⁹ H. Bengsston and T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. 46, pp. 43, 1987; T. Sjöstrand, L. Lönnblad, S. Mrenna, P. Skands , ”PYTHIA 6.3 Physics and Manual”, [hep-ph/0308153](http://arxiv.org/abs/hep-ph/0308153) .
- ⁹⁰ F. A. Berends, P. H. Daverfeldt and R. Kleis, “ Radiative corrections to the process $e^+e^- \rightarrow e^+e^- e\mu^+\mu^-$ ”, Nucl. Phys. B253, pp.421, 1985.
- ⁹¹ “Two-photon interactions at LEP”, Physics of particles and nuclei letters, Vol. 4, No 4., pp. 289, 2007.
- ⁹² I. Božović-Jelisavčić et al., FCAL Collaboration, “Luminosity measurement at ILC”, Proceeding of the international linear collider workshop, LCWS10, Beijing, 2010. URL: <http://lcws10.ihep.ac.cn/proceedings.htm> .
- ⁹³ C. Rimbault et al., “Impact of beam-beam interactions effects on precision luminosity measurement at the ILC”, JINST 2, P090001, 2007.
- ⁹⁴ C. Rimbault, private communication.
- ⁹⁵ D. Shulte. “Study of electromagnetic and hadronic background in the interaction regionof the TESLA collider”, Phd. Thesis, University of Hamburg, TESLA-97-08, 1996.
- ⁹⁶ K. Mönig, ”Measurement of the differential luminosity using Bhabha events in the forward-tracking region at TESLA”, LC-PHSM-2000-60-TESLA, 2000.
- ⁹⁷ I. Smiljanić, I. Božović-Jelisavčić et al., “Towards a final selection for luminostiy measurement”, Proceedings of the workshop of the Collaboration of Forward Calorimetry at ILC, Vinča institute of nuclear sciences, Belgrade 2008. URL: http://www.vinca.rs/hep/pub/FCAL_Belgrade.pdf .
- ⁹⁸ A. Stahl, “Luminosity measurement via Bhabha scattering: precision requirements for the luminostiy calorimeter ”, LC-DET-2005-004,2005.
- ⁹⁹ M. Fernandez et al. , “Experimental validationof optical simulations for microstrip detectors”, EUDET-Memo-2008-37.
- ¹⁰⁰ “The role of polarized positrons and electrons in revealing fundamental interactions at the linear collider”, CERN-PH-TH/2005-036, 2005. URL: http://arxiv.org/PS_cache/hep-ph/pdf/0507/0507011v1.pdf .

- ¹⁰¹ G. Arnison et al., UA1 collaboration, "Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s}=540$ GeV", Phys. Lett. B V122-1, pp-1228, 1983.
- ¹⁰² M. Banner, The UA2 Collaboration, "Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $\bar{p}p$ collider", Phys. Lett. B V122, No. 5,6, 1983.
- ¹⁰³ R. Brandelik et al. (TASSO collaboration), "Evidence for Planar Events in e^+e^- Annihilation at High Energies", Physics Letters B 86, pp 243, 1979.
- ¹⁰⁴ S.W. Herb et al., "Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions", Phys. Rev. Lett., Volume 39, Issue 5, pp.252, 1977.
- ¹⁰⁵ F. Abe et al. (CDF Collaboration), "Observation of Top Quark Production in pp Collisions with the Collider Detector at Fermilab", Phys. Rev. Lett. 74, pp 2626, 1995.
- ¹⁰⁶ S. Abachi et al. (DØ Collaboration), "Search for High Mass Top Quark Production in pp Collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV", Phys. Rev. Lett. 74, pp 2422, 1995.
- ¹⁰⁷ F.D. Aaron et al., H1 Collab., "A general search for new phenomena at HERA", Physics Letters B 674 (2009), pp. 257, 2008.
- ¹⁰⁸ M. Campanelli, A. Clark and Xi Wu, editors, "Hadron collider physics 2005", Proceeding for the 1st hadroncollider physics symposium, Les Diablerets, Switzerland, 2005.
- ¹⁰⁹ K. Oliver, H1 & ZEUS Collab., "Physics at very high energies and search for new physics at HERA", Nucl. Phys A 827, pp 550, 2009.
- ¹¹⁰ W. Buchmüller, R. Ruckl, D. Wyler, "Leptoquarks in lepton-quark collisions", Phys. Lett. B 191, pp 442, 1987.
- ¹¹¹ R.P. Feynman, "Very high-energy collisions of hadrons", Phys. Rev. Lett 12, pp 1415, 1969.
- ¹¹² R.P. Feynman, "The behavior of hadron collisions at extreme energies", Conference on high energy collisions, Proceedings, Stony brook, pp 237, 1969.
- ¹¹³ J.D. Bjorken, "Asymptotic sum rules at infinite momentum", Phys. Rev. 179, pp 1527, 1969.
- ¹¹⁴ M. Breidenbach et al., "Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering", Phys. Rev. Lett. 22, pp 156, 1969.
- ¹¹⁵ C. Callan and D. Gross, "High-energy electroweak production and the constitution of the electric current", Phys. Rev. Lett. 22, pp. 156, 1969.
- ¹¹⁶ F. Halzen and A.D. Martin, "Quarks and leptons: an introduction course in modern particle physics", John Wiley and sons, ISBN 0-471-88741-2, 1984.
- ¹¹⁷ A. Zee, F. Wilczek and S.B. Treiman, "Scaling deviations for neutrino reactions in asymptotically free field theories", Phys. Rev. D 10, pp.2881, 1974.
- ¹¹⁸ C. Adolph et al., H1 Collaboration, "Measurement and QCD analysis of neutral and charged current cross-section at HERA", Eur. Phys. J, C30, 2003., hep-ex/0304003.
- ¹¹⁹ E. Perez, "Determination of parton distribution functions, impact of HERA data and consequences" Acta Physica Polonica B 9 vol 39, pp. 2095, 2008.
- ¹²⁰ V.N. Gribov and L.N. Lipatov, "Deep inelastic ep scattering in perturbation theory", Sov. J. Nucl. Phys. 15, pp. 438, 1979.
- L.N. Lipatov, "Parton model and perturbation theory", Sov. J. Nucl. Phys. 20, pp. 94, 1975.
- G. Altarelli and G. Parisi, "Asymptotic freedom in parton language", Nucl. Phys. B126, pp. 298, 1977.
- Y.L. Dokshitzer, "Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics", Sov. Phys. JETP 46, pp. 641, 1977.
- ¹²¹ V.S. Fadin, E.A. Kuraev and L.N. Lipatov, "On the pomeron singularity in asymptotically free theories", Phys. Lett. B60, pp. 50, 1975.
- E.A. Kuraev, L.N. Lipatov and V.S. Fadin, "Multi-reggeon processes in the Yang-Mills theory", Sov. Phys. JETP 44, pp. 443, 1976.
- E.A. Kuraev, L.N. Lipatov and V.S. Fadin, "The pomeron singularity in nonabelian gauge theories", Sov. Phys. JETP 45, pp. 199, 1977.

- I.I. Balitsky and L.N. Lipatov, "The pomeron singularity in quantum chromodynamics", Sov. J. Nucl. Phys. 28, pp. 822, 1978.
- ¹²² A.M. Cooper-Sarkar et al., H1 & ZEUS Collaboration, "Extraction of the proton parton density functions using a NLO-QCD fit of the combined H1 and ZEUS inclusive DIS cross sections", 2008. URL: [arXiv:0808.1854v1](https://arxiv.org/abs/0808.1854v1)
- ¹²³ U. Bassler, G. Bernardi, "On the kinematic reconstruction of deep inelastic scattering at HERA: the Σ method", Nucl. Inst. Meth. A361 pp 197, 1995 (hep-ex/9412004v1).
- ¹²⁴ U. Bassler, G. Bernardi, "Structure function measurements and kinematic reconstruction at HERA", A426, pp 583, 1999. (hep-ex/9801017).
- ¹²⁵ C. Adolph et al., H1 Collaboration, "Measurement and QCD analysis of neutral and charged current cross sections at HERA", Eur. Phys. J. C30, pp 1, 2003.
- ¹²⁶ A. De Roeck (CERN), H. Jung (DESY), "HERA and the LHC", CERN-2005-014, DESY-PROC_2005-001, <http://www.desy.de/~heralhc/proceedings/proceedings.html>, 2005.
- ¹²⁷ K. Lipka, H1 Collab., "Measurement of charm and beauty in DIS using H1 vertex detector and combination of F_2^{cc} ", Proceeding of science, EPS-HEP 2009.
- ¹²⁸ T. Lampen et al., "Testing TMVA software in b-tagging for the search of MSSM Higgs boson at the LHC", Journal of Physics: Conference series 119, International conference on computing in high energy and nuclear physics CHEP07, 2008.
- ¹²⁹ V. Morgunov, "Calorimetry design with energy-flow concept (imaging detector for high-energy physics)", "Calorimetry in particle physics", Proceedings of the Tenth International Conference, pp. 70 Pasadena, California, USA, 25 - 29 March 2002.
- ¹³⁰ H1 collaboration, I. Abt et al., "The H1-Detector at HERA", Nucl. Instr. And Meth. A386, pp. 310 (1997).
- ¹³¹ J. Bürger et al., "The central jet chamber of the H1 experiment", Nucl. Instr. And Meth., A279, pp. 217, 1989.
- ¹³² K. Urban, "Measurement of Inclusive and DiJet D^* Meson Photoproduction at the H1 Experiment at HERA", doktorska teza, DESY-THESIS-2009-010, 2009.
- ¹³³ D. Pitzl, et al., "The H1 silicon vertex detector", Nucl. Instr. and Meth., A454, pp. 334, 2000.
- ¹³⁴ B. Andrieu, H1 Calorimeter Group, "The H1 liquid argon calorimeter system", Nucl. Instr. And Meth. A336, pp. 460, 1993.
- ¹³⁵ R.D. Appuhn, SPACAL Group, "The H1 lead/scintillating fibre calorimeter", Nucl. Instr. And Methods A386, pp. 397, 1997.
- ¹³⁶ H. Bethe and W. Heitler, "On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons", Proc. Roy. Soc. Lond., A146, pp. 83, 1934.
- ¹³⁷ O. Behnke, "Production of Charm and Beauty Quarks at HERA", Habilitationsschrift, H1 - thesis, Rupert-Karls Uni., 2005. <http://www-h1.desy.de/psfiles/theses/h1th-424.ps>
- ¹³⁸ C. Amsler et al. (Particle Data Group), "The Review of Particle Physics", Physics Letters B667, 1 (2008) and 2009 partial update for the 2010 edition, <http://pdg.lbl.gov/>.
- ¹³⁹ J.J. Aubert et al., "Experimental observation of heavy particle J", Phys. Rev. Lett. 33 pp 1404 - 1406, (1974).
- ¹⁴⁰ J. E. Augustin et al., "Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation", Phys. Rev. Lett., pp 1406 - 1408, (1974).
- ¹⁴¹ S. W. Herb et al., "Observation of a dimuon resonance at 9.5 GeV in 400-GeV proton-nucleus collision", Phys. Rev. Lett., pp. 252-255, (1977).
- ¹⁴² M. A. G. Aivazis, J. C. Collins, F. I. Olness, and W. K. Tung, "Lepton production of heavy quarks. II A unified QCD formulation of charged and neutral current processes from fixed target to collider energies", Phys. Rev. D50, 3102-3188, 1994. hep-ex/9312319
- ¹⁴³ R.S. Thorne and R.G. Roberts, "An ordered analysis of Heavy flavour production in deep inelastic scattering", CLRC Technical Report, RAL_TR_97-049, 1997.
- ¹⁴⁴ W. K. Tung, S. Kretzer and C. Schmidt, "Open heavy flavour production in QCD: Conceptual framework and implementation issues", J. Phys. G28, pp 983. 2002, hep-ph/0110247.
- ¹⁴⁵ R.S. Thorne and R.G. Roberts, "A practical procedure for evolving heavy flavour structure functions", Phys. Lett. B241, pp303, 1998, hep-ph/9711223.

- ¹⁴⁶ D. Peterson, C. Schlatter, I. Schmitt and P. Zerwas, “Scaling violations in inclusive e^+e^- annihilation spectra”, Phys. Rev. D27, pp 105, 1983.
- ¹⁴⁷ B. Anderson, G. Gustafson, G. Ingelman and Sjostrand, “Parton fragmentation and string dynamics”, Phys. Reports 97, pp 31, 1983.
- ¹⁴⁸ L. Gladilin, “Charm hadron production fractions”, 1999, hep-ex/9912064.
- ¹⁴⁹ J. Abdallah, DELPHI Collab., “A measurement of the branching fractions of the b-quark into charged and neutral b-hadrons”, Phys. Lett. B, 576 (1-2), pp 29–42, hep-ex/031100v1.
- ¹⁵⁰ S. Eidelman et al., “review of particle physics”, Phys. Lett. B592, pp. 1, 2004. URL: <http://pdg.lbl.gov>
- ¹⁵¹ O. Behnke, “Production of charm and beauty quarks at HERA”, Habilitationsschrift, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, 2005., URL: http://www-h1.desy.de/general/home/intra_home.html
- ¹⁵² C. Adloff et al., H1 Collab., “Inclusive D^0 and $D^{*\pm}$ production in neutral current deep inelastic ep scattering at herA”, Z. Phys. C72, pp. 593, 1996, hep-ex/9607012.
- ¹⁵³ J. Breiweg et al., ZEUS Collab., “ D^* production in deep inelastic scattering at HERA”, Phys. Lett., B407, pp. 402, 1997, hep-ex/9706009.
- ¹⁵⁴ S. Chekanov et al., ZEUS Collab., “Measurement of beauty production in deep inelastic scattering at HERA”, Phys. Lett. B599, pp. 173, 2004, hep-ex/0405069.
- ¹⁵⁵ S. Mangano, “Charm production in charged current interactions and charm and beauty production in neutral interactions at high Q^2 ”, doktorska teza, DISS-ETH-15969, 2005.
- ¹⁵⁶ A. Aktas et al., H1 Collab., “Measurement of F_2^{cc} and F_2^{bb} at High Q^2 using the H1 Vertex Detector at HERA “, Eur. Phys. J. C40 pp. 349, 2005. URL: http://www-h1.desy.de/general/home/intra_home.html, DESY-04-209.
- ¹⁵⁷ A. Aktas et al., H1 Collab., “Measurement of F_2^{cc} and F_2^{bb} at Low Q^2 and x using the H1 Vertex Detector at HERA “, Eur. Phys. J. C45 (2006) pp. 23, 2005. URL: http://www-h1.desy.de/general/home/intra_home.html, DESY-05-110.
- ¹⁵⁸ F.D. Aaron *et al.*, H1 Collab., “Measurement of the Charm and Beauty Structure Functions using the H1 Vertex Detector at HERA “, Eur.Phys.J. C65 pp. 89, 2010, URL: http://www-h1.desy.de/general/home/intra_home.html, [arXiv:0907.2643v2](https://arxiv.org/abs/0907.2643v2) [hep-ex]
- ¹⁵⁹ E. Witten, “Heavy quark contributions to deep inelastic scattering”, Nulc. Phys. B 104, pp 445, 1976.
- ¹⁶⁰ A. Keramidas, “Heavy flavour production in ep collisions at HERA”, Brazilian Journal of Physics, Vol 37, no 2C, pp. 739, 2007.
- ¹⁶¹ F. Maltoni, Z. Sullivan, S. Willenbrock, “Higgs-Boson Production via Bottom-Quark Fusion”, Phys. Rev. D67, pp. 093005, 2003. hep-ph/0301033
- ¹⁶² C. Xu, “Search for standard model Higgs boson in associated production with W boson at the Tevatron”, phd thesis, University of Michigan, 2010.
- ¹⁶³ T. Nakada, “Review of Future CP-Violation Experiments in B-Meson Decays “, Proceedings of the 29th international conference on high energy physics, ICHEP '98, (Volume 2), Vancouver, Canada, 23–29 July 1998.
- ¹⁶⁴ V. Drolinger, “Finding $H_0 \rightarrow b\bar{b}$ at the LHC”, hep-ex/0105017v1, 2001.
- ¹⁶⁵ J. Zimmermann and C. Kiesling, “Statistical learning methods in high-energy and astrophysics analysis”, Nucl. Instr. And Meth. A 534, pp 204, 2004
- ¹⁶⁶ A. Hoecker et al, TMVA, TMVA homepage: <http://tmva.sourceforge.net/>
- ¹⁶⁷ ROOT, Data Analysis framework, <http://www.root.cern.ch/>
- ¹⁶⁸ P. Ribarics, “A Neural Network Second Level Trigger for the H1-Experiment at HERA”, Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, vol.2, pp.825, 1992.
- ¹⁶⁹ B. Millan Mejias, “Optimization of vector boson fusion Higgs candidate selection”, Msc thesis, Universitat van Amsterdam, 2008.
- ¹⁷⁰ R.A.Fisher, “The use of multiple measurements in taxonomic problems”, Annals of Eugenics, Vol.7, pp.179, 1936.
- ¹⁷¹ F. James and M. Roos, “Minuit”, <http://lcgapp.cern.ch/project/cls/work-packages/mathlibs/minuit/>

-
- ¹⁷² B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, “Parton fragmentation and string dynamics”, Phys. Rept. 97, pp 31, (1983).
- ¹⁷³ C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt and P.M. Zerwas, “Scaling violations in inclusive e^+e^- annihilation spectra”, Phys. Rev. D27, pp. 105, (1983).
- ¹⁷⁴ M.G. Bowler, Z.Phys. C 11, pp. 169, (1981).
- ¹⁷⁵ V. Kartvelishvili, A. Likhoded and V. Petrov, “On the fragmentation of heavy quarks into hadrons”, Phys. Lett. B78, pp.615, (1978).
- ¹⁷⁶ H. Jung, “Hard diffractive scattering in high-energy ep collisions and the Monte Carlo Generation RAPGAP”, Comp. Phys. Commun., pp.147, (1995).
<http://www.desy.de/~jung/rapgap.html>
- ¹⁷⁷ T. Sjöstrand et al., “High-Energy-Physics Event Generation with PYTHIA 6.1”, Comput. Phys. Commun. 135, pp.238, (2001), hep-ph/001007
- ¹⁷⁸ A. Kwiatkowski, H. Spiesberger and H.J. Mohring, “HERACLES: an event generator for ep interactions at HERA energies including radiative processes: Version 1.0”, Comp. Phys. Commun. 69, pp 155, (1992).
- ¹⁷⁹ R. Engel and J. Ranft, “Hadronic photon-photon interactions at high energies”, Phys. Rev. D54, pp. 4244, (1996), hep-ph/9509373.
- ¹⁸⁰ R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul and J.C. Lassalle, “GEANT: Simulation program for particle physics experiments. User guide and reference manual”, CERN-DD-78-2-REV.
- ¹⁸¹ R. Barlow and C. Beeston, “Fitting using finite Monte Carlo samples”, Comp. Phys. Comm. 77, pp. 219, 1993.
- ¹⁸² F.D Aaron et al., H1 Collab., “Measurement of the charm and beauty structure functions using the H1 vertex detector at HERA”, Eur.Phys.J. C65, pp. 89, 2010. [hep-ex/0907.2643](http://arxiv.org/abs/hep-ex/0907.2643)
- ¹⁸³ W.M. Yao et al, Particle data group, J. Phys. G33, pp 1., 2003.
- ¹⁸⁴ D. Coffman et al., MARK III Collab., Phys. Lett. B 263, pp 135, 1991.
- ¹⁸⁵ D. Abbaneo et al., LEP/SLD Heavy flavour working group, LEPHF 2001-01.
<http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/heavy>