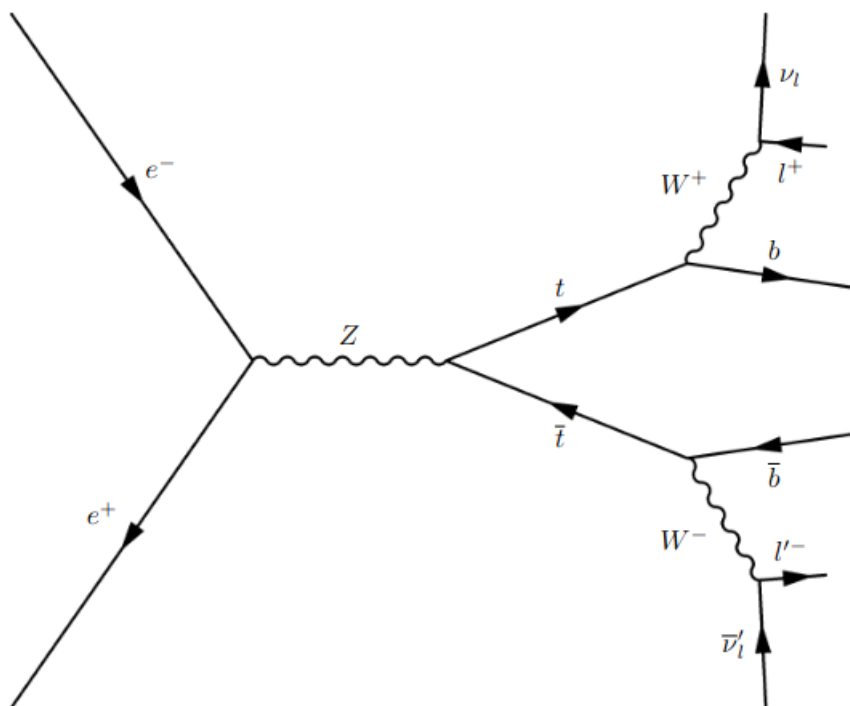




Möjligheter hos framtidens kolliderare

Kandidatarbete inom fysik

Danielsson, Elsa
Jerkvall, Thomas
Strandlycke, Gustav

Gustavsson, Christian
Karlsson, Oscar
Örn, Kevin

Possibilities of future colliders

Möjligheter hos framtidens kolliderare

Christian Gustavsson

Elsa Danielsson

Gustav Strandlycke

Kevin Örn

Oscar Karlsson

Thomas Jerkvall

chrisgus@student.chalmers.se

elsad@student.chalmers.se

gusstr@student.chalmers.se

gusornke@student.gu.se

oscka@student.chalmers.se

jerkvall@student.chalmers.se



CHALMERS

INSTITUTIONEN FÖR FYSIK – TIFX04
CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA



**GÖTEBORGS
UNIVERSITET**

INSTITUTIONEN FÖR FYSIK – FYP415
GÖTEBORGS UNIVERSITET

Möjligheter hos framtidens kolliderare

© Christian Gustavsson, Elsa Danielsson, Gustav Strandlycke, Kevin Örn, Oscar Karlsson, Thomas Jerkvall.

Handledare: Gabriele Ferretti

Examinator (Chalmers): Jan Swenson

Examinator (Göteborgs universitet): Martina Ahlberg

Kandidatarbete 2022

Institutionen för fysik

Chalmers tekniska högskola, Göteborgs universitet

Omslagsbild: Ett Feynmandiagram av en elektron och en positron som kolliderar och skapar en Z-boson, en toppkvark och en antitopkvark via svag växelverkan. Diagrammet är framställt med *feynMF* paketet i LaTeX.

Sammandrag

Standardmodellen beskriver mycket av partikelfysiken väl, men det finns frågeställningar som kan undersökas hos kolliderare. Syftet med detta arbete är att undersöka möjligheterna hos föreslagna partikelkolliderare genom litteraturanalys och simuleringar, samt skriva en populärvetenskaplig artikel. De föreslagna kolliderarna som behandlas är Circular Electron Positron Collider (CEPC), Compact Linear Collider (CLIC), International Linear Collider (ILC), Super Proton Proton Collider (SPPC), Future Circular Collider både för leptoner och hadroner (FCC-ee respektive FCC-hh), samt Large Hadron Colliders uppgradering High Luminosity (HL-LHC). Litteraturanalysen sammanfattar några av de områden som kolliderarna kan undersöka, samt ger en översikt av några modeller bortom standardmodellen (BSM). Den första simuleringen behandlar framåt-bakåt-asymmetri för en Z -boson som skapar en toppkvark (t) och en antitopkvark ($\bar{t}$). Den andra simuleringen estimerar vilken luminositet som skulle behövas för att hitta nya partiklar i en hadronkolliderare vid en masscentrumsenergi på 100 TeV, som FCC-hh. Resultaten av litteraturanalysen och simuleringarna indikerar att nya kolliderare skulle kunna göra signifikanta upptäckter inom partikelfysik, vilka även kan bidra till ökad förståelse av universum. Dock behövs vidare utvärdering inför val av vilka kolliderare som bör konstrueras i framtiden. Utöver detta uppmanas vidare planering kring konstruktion och drift med ett miljöperspektiv i åtanke. Slutligen producerades en populärvetenskaplig artikel som förhoppningsvis kan bidra till allmänbildning.

Abstract

The standard model describes much of particle physics well, but there are unresolved questions which could be examined by colliders. The purpose of this thesis is to examine the possibilities with different proposed particle colliders through both literary analysis and simulations, and also write a popular scientific article. The proposed colliders, relevant to the thesis, are the Circular Electron Positron Collider (CEPC), Compact Linear Collider (CLIC), International Linear Collider (ILC), Super Proton Proton Collider (SPPC), Future Circular Collider both for leptons and hadrons (FCC-ee and FCC-hh), and the Large Hadron Collider's upgrade High Luminosity (HL-LHC). The literary analysis summarizes certain areas that colliders could investigate, in conjunction with an overview of some theories beyond the Standard Model (BSM). The first simulation investigates the coupling of a Z -boson producing a top quark (t) and an antitop quark ($\bar{t}$). The second simulation estimates the required luminosity to find new particles in a hadron collider with a center-of-mass energy of 100 TeV, such as FCC-hh. The results from the literary analysis and simulations indicate that new colliders may be able to make significant discoveries in particle physics, which could also contribute to an elevated understanding of the Universe. However, additional evaluation is needed before choosing which collider should be constructed in the future and additional environmental planning of construction and operation is urged. Finally, a popular scientific article was produced, which hopefully could contribute to general knowledge.

Innehåll

1	Inledning	1
1.1	Arbetets disposition	1
2	Inledande teori om standardmodellen	1
2.1	Partiklar och växelverkan	1
2.2	Paritets- och laddningskonservering	3
2.3	Luminositet, tvärsnitt och bredd	3
2.4	Gyllene regler	4
2.5	Hadronkolliderares tvärsnitt	4
3	Introduktion till kolliderare och bakomliggande teori	5
3.1	Cirkulära kolliderare	5
3.2	Linjära kolliderare	6
3.3	Kolliderarkinematik	6
3.4	Partikeldetektion och triggering	7
3.5	Säkerhet hos partikelkollision	8
4	Data för potentiella kolliderare	9
5	Analys av ett urval BSM-hypoteser	10
5.1	Higgsundersökningar	10
5.2	Naturalitet	10
5.3	Komposit-Higgs	11
5.4	Supersymmetri	11
5.5	Exotiska Higgssönderfall och nya neutrala gaugebosoner, Z'	12
5.6	Mörk materia	13
5.7	Baryonasymmetri	13
6	Simulering av kopplingen $Zt\bar{t}$ för e^-e^+-kollision	14
6.1	Detaljer av $Zt\bar{t}$	14
6.2	Metod för undersökning av $Zt\bar{t}$ -koppling	16
6.3	Begränsningar	18
6.4	Resultat	18
7	Beräkning av potentiella nya partiklar med hadronkolliderare	21
7.1	Hur bredden relaterar till tvärsnittet	21
7.2	Fysikmotivation	22
7.3	Metodik	23
7.4	Resultat	24
8	Formulering av populärvetenskaplig artikel	26
9	Miljöanalys	27
10	Diskussion och slutsatser	27
10.1	Diskussion av litteraturanalys	28
10.2	Diskussion om simuleringen av $Zt\bar{t}$	29
10.3	Diskussion om simuleringen av hadronkolliderare	30
10.4	Diskussion om miljöanalys samt samhällsperspektiv	30
10.5	Sammanfattning av arbetet	31
11	Referenser	31
A	Populärvetenskaplig artikel	i
B	Pythonkod	v

C	MATLAB-kod	viii
D	Mathematicakod	xii

Ordlista och förkortningar

- $\sqrt{s}$ - Indikerar masscentrumsenergi för en kollision.
- Smak - Ett kvanttal som indikerar vilken familj och generation en partikel hör till.
- BR - Branching Ratio, förgreningsförhållande, beskriver andelen av ett specifikt sönderfalls bredd gentemot total bredd.
- Bredd - Sannolikheten att en process sker inom ett visst tidsspann.
- BSM - Bortom standardmodellen, modeller som försöker lösa brister i standardmodellen.
- Buntar - En klump av partiklar som kollideras i en partikelaccelerator.
- CEPC - Circular Electron Positron Collider, cirkulär leptonkolliderare föreslagen i Kina.
- CLIC - Compact Linear Collider, linjär leptonkolliderare föreslagen av CERN i Schweiz.
- CP - Charge Parity, sammansatt från C och P , indikerar en operator som transformerar en partikel till dess antipartikel samt dess paritet.
- DM - Dark Matter, mörk materia.
- FCC-ee och FCC-hh - Future Circular Collider, cirkulär kolliderare med lepton- och hadronfas föreslagen av CERN i Schweiz.
- Färg - Ett kvanttal med värde röd, antiröd, grön, antigrön, blå eller antiblå som möjliggör Pauliprin-cipen för kvarkar.
- ILC - International Linear Collider, linjär leptonkolliderare föreslagen i Japan.
- LHC - Large Hadron Collider, kolliderare i Schweiz.
- LO - Ledande Ordning, indikerar Feynmandiagram utan loopar eller korrekationer.
- Luminositet - Antal händelser som sker vid kollision.
- MSSM - Minimal Supersymmetric .
- PDF - Parton Distribution Functions, beskriver sannolikhetstätheten för en parton (kvark, antikvark eller gluon) i en proton.
- SM - StandardModellen.
- SPPC - Super Proton Proton Collider, hadronkolliderare föreslagen som uppföljare till CEPC.
- SUSY - SuperSYmmetri, en modell inom partikelfysik som relaterar fermioner och bosoner.
- Tvärsnitt - Sannolikheten att en specifik process sker, mätt i areaenheter.

1 Inledning

Standardmodellen (SM) är den hittills bästa beskrivningen av partikelfysiken, vilket ger en nästan komplett bild av kända partiklar och växelverkan. Utvecklingen av teorin har sporrats av kolliderare, som har givit experimentellt underlag för teoretiska beräkningar, samt tidsvis utmanat modellen genom upptäckter av nya partiklar. Den senaste signifikanta upptäckten var när Higgsbosonens existens bekräftades av Large Hadron Collider (LHC) på tidigt 2010-tal [1]. Higgsbosonen var den sista icke-observerade partikeln i standardmodellen och vanlig materia har därmed en nästan fullständig beskrivning. Däremot finns det fortfarande frågor inom partikelfysiken som standardmodellen inte kan besvara, och svaret på dessa frågor är det centrala syftet hos potentiella framtida kolliderare.

Fronten inom partikelfysik kommer bestå av teorier och experiment bortom det den nuvarande standardmodellen täcker. Dessa teorier kategoriseras ofta som bortom standardmodellen (BSM). LHC, som är den kraftfullaste kollideraren idag, har nästan nått sin gräns för att kunna producera experiment som skulle kunna utmana standardmodellen. Därför finns det förslag på uppgraderingar av LHC till High Energy Large Hadron Collider (HE-LHC) och High Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC) [2], [3]. Men för att göra ytterligare eventuella upptäckter inom BSM-fysik krävs nya kolliderare som kan uppnå högre energier. För detta syfte finns några föreslagna framtida kolliderare: Circular Electron Positron Collider (CEPC) i samband med Super Proton Proton Collider (SPPC) [4], Compact Linear Collider (CLIC)[5], International Linear Collider (ILC)[6], Future Circular Collider med både lepton- och hadronkolliderare (FCC-ee, FCC-hh)[7], [8]. Oavsett vilka kolliderare som byggs kan de föra partikelfysiken framåt, men varje kolliderare har för- och nackdelar vilket är värt att undersöka.

Syftet med detta arbete är därför att undersöka möjligheterna som de olika föreslagna kolliderarna har att göra upptäckter inom BSM-fysik. Detta görs genom både litteraturanalys och simuleringar. Litteraturanalysen ger en bredare syn på BSM-fysik, då den presenterar några möjliga modeller och evaluerar hur väl framtida kolliderare kan testa dessa. Simuleringarna kommer ta upp två exempel på ny fysik som kan undersökas med nya kolliderare, en simulering för leptonkolliderare och en för hadronkolliderare. Den första undersöker kopplingen mellan Z -bosonen och ett top-antitop-par med hjälp av ett κ -ramverk som kvantifierar den möjliga skillnaden mellan vänster- och högerkopplingen. Den andra simuleringen illustrerar vilken luminositet som krävs för att en potentiell ny partikel ska observeras hos en 100 TeV-hadronkolliderare.

1.1 Arbetets disposition

Eftersom arbetet har flera angreppspunkter för att uppfylla syftet presenteras arbetets disposition, vilket förhoppningsvis underlättar läsningen. Kapitel 2 behandlar bakomliggande fysik som är nödvändig för förståelse, varefter teori och data som är mer specifik för partikelkolliderare tas upp i kapitel 3 och 4. Litteraturanalysen i kapitel 5 behandlar bakgrund till BSM-modeller och vad de olika planerade kolliderarna vill upptäcka. Följande två kapitel, 6 och 7, presenterar teorin, metodiken och resultaten för simuleringen av kopplingen $Zt\bar{t}$ respektive simuleringen av möjligheten till upptäckter av nya potentiella partiklar. Kapitel 8 ger därefter en kortare beskrivning av en populärvetenskaplig text som skrivits under arbetets gång. Därefter tar miljöanalysavsnittet, i kapitel 9, upp miljömässiga aspekter av att bygga nya kolliderare. Rapporten avslutas sedan med diskussioner av rapportens innehåll i kapitel 10.

Om inget annat uttryckligen nämns gäller naturliga enheter genom hela texten, det vill säga att ljushastigheten $c = 1$, samt Plancks reducerade konstant $\hbar = 1$.

2 Inledande teori om standardmodellen

För att förstå partikelfysik krävs viss kännedom om standardmodellen. Därför introduceras i detta kapitel de mest grundläggande delarna av standardmodellen, som de olika partiklarna och deras växelverkan, tvärsnitt och Feynmandiagram.

2.1 Partiklar och växelverkan

Standardmodellens grund består av elementarpartiklar; partiklar som inte består av några mindre beståndsdelar (enligt nuvarande vedertagen teori) [9]. En tabell över partiklarna går att finna i tabell 2.1. Partiklarna

ordnas i första hand i grupperna fermioner (halvtalsspinn) och bosoner (heltalsspinn). Fermionerna bygger upp all materia medan gaugebosonerna (alla bosoner förutom Higgsbosonen) förmedlar de elementära krafterna: stark, svag och elektromagnetisk kraft. Den fjärde elementära kraften, gravitationskraften, antas också förmedlas av en boson, gravitonen. Denna partikel tros dock vara nästan omöjlig att upptäcka [9].

Fermionerna delas vidare in i kvarkar och leptoner [9]. Kvarkar har laddningar som inte är heltalsmultiplar av elementarladdningen, e , och bygger upp sammansatta partiklar, till exempel protoner och neutroner. Kvarkarna kan delas upp i tre generationer, där varje generation innehåller en kvark med laddning $2e/3$ och en med laddning $-e/3$. Alla kvarkar har även ett baryontal som är $1/3$. Då kvarkarna har storheter som är nollskilda har de även antipartiklar som har inverterade värden på laddning och baryontal [9].

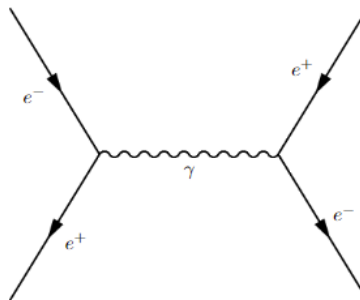
Leptonerna kan i likhet med kvarkarna delas upp i tre generationer där varje generation består av en lepton med laddning $-e$ och ett leptonnummer på 1 [9]. Varje lepton har en motsvarande neutrino som är laddningslös, men också har ett leptonnummer på 1. Även för leptonerna gäller det att alla partiklar har en motsvarande antipartikel med inverterat värde på laddning och leptonnummer [9], men neutriner bryter CP -invarians, se kapitel 2.2.

I reaktioner måste alla konserveringslagar uppfyllas [9]. Fotonen kan interagera med alla laddade partiklar, då den är förmedlaren av elektromagnetiska krafter. Gluonen är förmedlaren av den starka kraften och interagerar endast med kvarkarna, antikvarkarna och med sig själv, med andra ord alla partiklar med färg. Z - och de båda W -bosonerna förmedlar den svaga kraften och kan interagera med samtliga fermioner. W -bosonerna bär även en laddning och kopplar därför till elektromagnetisk interaktion. Tillsammans med fotonen förmedlar Z - och W -bosonerna den elektrosvaga kraften. Den sista bosonen som har hittats experimentellt, Higgsbosonen, som är en skalär boson, är den partikel som via sin växelverkan ger andra partiklar massa [9].

Tabell 2.1: De olika elementära partiklarna som ingår i standardmodellen.

Elementära partiklar			
Fermioner		Bosoner	
Kvarkar	Leptoner	Gauge bosoner	Skalär bosoner
$u/\bar{u}$	$e^\pm$	γ	H
$c/\bar{c}$	$\mu^\pm$	g	
$t/\bar{t}$	$\tau^\pm$	Z	
$d/\bar{d}$	$\nu_e/\bar{\nu}_e$	$W^\pm$	
$s/\bar{s}$	$\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$		
$b/\bar{b}$	$\nu_\tau/\bar{\nu}_\tau$		

För att beskriva hur partiklarna i standardmodellen interagerar med varandra används Feynmandiagram [9]. Dessa visar hur partiklar interagerar med varandra via vertex, oftast med initialtillstånd till vänster och sluttillstånd till höger, det vill säga tidsaxeln går från vänster till höger. Styrkan hos ett vertex kvantifieras med kopplingskonstanten g . I figur 2.1 visas ett exempel på ett Feynmandiagram.



Figur 2.1: Exempel på ett Feynmandiagram som demonstrerar elektron-positron annihilation vilket skapar en foton. Via parbildning skapas sedan en elektron och en positron.

Diagrammen, som det i figur 2.1 ger inte enskilt information om sannolikheten för en process eller eventuella tröskelenergies, utan visar endast att processen existerar. Däremot kan sannolikheten för en viss process betecknas som $|F_{i \rightarrow f}|^2$, där $F_{i \rightarrow f}$ är ett Feynmandiagram med initialtillstånd i och sluttillstånd f [9].

2.2 Paritets- och laddningskonservering

Symmetrier är ett viktigt begrepp inom fysik, då deras underliggande invarianta egenskaper kan leda till konserveringslagar [10]. Klassiskt välkända konserverade storheter är rörelsemängd och rörelsemängdsmoment, men inom kärn- och partikelfysik krävs ytterligare konserveringslagar från andra symmetrier. Två av dessa, paritet och laddningskonjugering behövs för att beskriva relevant partikelfysik.

Paritet, P , är en symmetrisk transformation där ett tillstånd reflekteras i rummet, $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ [10]. För att diskutera paritet är det lämpligt att introducera begreppet helicitet, vilket är en beteckning för huruvida en partikels spinn följer samma riktning som partikelns färdriktning [10, s.277]. En partikel vars spinn är justerad efter färdriktningen kallas högerhänt och tvärtom vänsterhänt. Vid paritetsinvarians är Hamiltonianen för ett system invariant under applikation av P -operatoren. Den starka och elektromagnetiska krafterna är paritetsinvariant, men inte den svaga [10]. Detta upptäcktes genom att undersöka betasönderfallet för ^{60}Co , justerade efter samma spinn [9, s.136]. I experimentet observerades att de flesta elektroner emitterades i riktningen motsatt kärnans spinn. Men om P -invarians gällde skulle antalet elektroner vara samma i båda riktningar, därav upptäcktes att den svaga krafterna ger upphov till paritetsbrott [9, s.136].

En ytterligare viktig symmetri är laddningskonjugering, C , vilket transformerar en partikel till dess antipartikel, som bryts för svag interaktion men inte stark eller elektromagnetisk [10, s.16]. Ett tydligt exempel är när processer med neutriner konjugeras. Neutriner är speciella, då det endast har observerats vänsterhänta neutriner och högerhänta antineutriner [10, s.278]. Därav sker ett C -brott när en process med en vänsterhänt neutrino konjugeras, då den vänsterhänta antineutrinon inte existerar. Däremot fungerar neutrinon väl som ett exempel på CP -invarians, där både C och P appliceras. Då konjugerar de existerande neutrinerna och antineutrinerna endast till varandra. Dock kan CP -brott i liten utsträckning uppstå i vissa special fall inom standardmodellen [10].

CP -brott hos interaktioner med Z -bosonen ligger till grund för undersökningen av kopplingen $Zt\bar{t}$ i kapitel 6, där det används att kopplingskonstanten g kan vara olika beroende på om de utgående fermionerna är vänster- eller högerhänta.

2.3 Luminositet, tvärsnitt och bredd

För att beskriva hur effektiv en kolliderare är används luminositet, vilket beskriver antal kollisioner per tidsenhet [11]. Proportionalitetskonstanten mellan antalet processer som sker per tidsenhet, N , och luminositeten, $\mathcal{L}$, kallas tvärsnitt, σ , och indikerar sannolikheten att en specifik process sker. Tvärsnittet mäts i areaenheter, ofta i barn (sv. *ladugård*), b, vilket är 10^{-28} m^2 [11]. Storheterna relaterar enligt

$$N = \mathcal{L}\sigma. \quad (2.1)$$

För att beskriva det totala antal händelser under ett bestämt tidspann används integrerad luminositet, L . På grund av underhåll är inte en kolliderare konstant aktiv, därav mäts ofta den integrerade luminositeten som luminositet per år, se tabell 4.1.

Om en process sker genom att en partikel sönderfaller används bredd, Γ : sannolikheten att en partikel ska sönderfalla per tidsenhet [9]. Bredden är inverst proportionell mot livstiden [9], därav har Γ i naturliga enheter dimensionen energi. För partiklar med flera möjliga sönderfall kan den totala bredden beräknas, approximativt genom att summera Feynmandiagram [11]:

$$\Gamma_{\text{tot}} \approx \sum_F |F_{i \rightarrow f}|^2. \quad (2.2)$$

Ofta när flera sönderfall är möjliga är andelen av en process intressant, kallat förgreningsfördelning (eng. *Branching Ratio*, BR). Denna fås genom att dividera bredden för den relevanta processen med den totala bredden [9].

2.4 Gyllene regler

Från de ”gyllene reglerna” kan både bredd och tvärsnitt tas fram. Om en partikel, X , sönderfaller i vila till n partiklar ges bredden av

$$\Gamma = \frac{D}{2m_X} \int |M|^2 (2\pi)^4 \delta(P_X^\mu - P_1^\mu - P_2^\mu \dots - P_n^\mu) \prod_{j=1}^n \frac{1}{2\sqrt{\mathbf{p}_j^2 + m_j^2}} \frac{d^3\mathbf{p}_j}{(2\pi)^3} \quad (2.3)$$

där M är sannolikhetstätheten att sönderfallet sker, P_i^μ är respektive partikels 4-rörelsemängd, $\mathbf{p}_i$ 3-rörelsemängd, m_X massan på partikel X och D degenerationen beroende på bland annat färg och spinn [9].

För två partiklar X och Y som vid kollision producerar n stycken partiklar ges tvärsnittet av [9]

$$\sigma = \frac{D}{4\sqrt{(P_X^\mu P_{Y,\mu})^2 - (m_X m_Y)^2}} \int |M|^2 (2\pi)^4 \delta(P_X^\mu + P_Y^\mu - P_1^\mu \dots - P_n^\mu) \cdot \prod_{j=1}^n \frac{1}{2\sqrt{\mathbf{p}_j^2 + m_j^2}} \frac{d^3\mathbf{p}_j}{(2\pi)^3}. \quad (2.4)$$

2.5 Hadronkolliderares tvärsnitt

En hadron är i partonmodellen uppbyggd av partoner vilka inkluderar alla kvarkar, antikvarkar och gluoner. Till skillnad från punktlika partiklar, som elektroner, kommer tvärsnittet för exempelvis en proton-proton-kollision, σ_{pp} , för någon process att vara uppbyggd av de ingående komponenternas tvärsnitt. För att kunna beskriva detta används fördelningsfunktioner för partoner (eng: *parton distribution functions*, PDF), $f_i(x)$, som beskriver sannolikhetstätheten för att hitta en viss parton, i , inuti protonen (hadronen) [11]. PDF:er är funktioner av $x \in [0, 1]$ som betecknar andelen av den totala rörelsemängden hos protonen som partonen har. Protonernas och partonernas fyrrörelsemängd kan, om det antas att rörelse sker i z-led samt att de är masslösa i förhållande till masscentrumsenergin, beskrivas enligt

$$P_{p1}^\mu = (E, 0, 0, E) \quad (2.5)$$

$$P_{p2}^\mu = (E, 0, 0, -E) \quad (2.6)$$

$$P_{\text{Part1}}^\mu = x_1 P_{p1}^\mu \quad (2.7)$$

$$P_{\text{Part2}}^\mu = x_2 P_{p2}^\mu. \quad (2.8)$$

Partonernas masscentrumsenergi, $\hat{s}$ kan relateras till protonernas totala energi, s , genom

$$s = (P_{p1}^\mu + P_{p2}^\mu)^2 = 2P_{p1}^\mu P_{\mu,p1} \quad (2.9)$$

$$\hat{s} = (P_{\text{Part1}}^\mu + P_{\text{Part2}}^\mu)^2 = 2x_1 x_2 P_{p1}^\mu P_{\mu,p1} \quad (2.10)$$

$$\implies \hat{s} = x_1 x_2 s. \quad (2.11)$$

Det totala tvärsnittet för en proton-proton-kollision till ledande ordning (eng: *leading order*, LO) blir då, genom att summera över alla partoner och integrera över PDF:erna,

$$\sigma_{pp}(s) = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 f_i(x_1) f_j(x_2) \hat{\sigma}_{ij}(x_1 x_2 s), \quad (2.12)$$

där $\hat{\sigma}_{ij}$ betecknar de två ingående partonernas tvärsnitt och $f_{i/j}$ betecknar respektive partikels PDF. PDF:erna som används för att beräkna tvärsnittet bygger på experimentell data [12].

3 Introduktion till kolliderare och bakomliggande teori

En maskin som accelererar laddade partiklar till höga hastigheter och energier med hjälp av elektromagnetiska fält kallas för accelerator [13]. Vid acceleration utnyttjas den Lorentzinvarianta Lorentzkraften,

$$\mathbf{F}_{\text{Lorentz}} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3.1)$$

där q är partikelns laddning, $\mathbf{v}$ partikelns hastighet, $\mathbf{E}$ är det elektriska fältet och $\mathbf{B}$ det magnetiska fältet. Alla dagens acceleratorer använder sig primärt av tidsvarierande elektromagnetiska fält, antingen via magnetisk induktion eller radiofrekvens (RF) för att accelerera partiklar [14]. En accelerator som krockar två partikelstrålar, ofta med mycket liten eller ingen vinkel alls mellan dem, kallas för kolliderare. I en kolliderare skalar masscentrumsenergin, ofta betecknad $\sqrt{s}$, som $2E_{\text{stråle}}$ [10]. Strålarna är inte kontinuerliga utan består av ett antal buntar som var för sig kan innehålla upp till några hundra miljarder partiklar. Kollisionerna äger därav rum i interval, vilket på LHC är 25 ns [11].

Konventionen är att acceleratorer delas upp i cirkulära respektive linjära maskiner. Från Larmors formel härleds att cirkulära acceleratorer har en effektförlust i samband med acceleration av laddade partiklar som är proportionell mot $(E/m)^4$, där E är energi och m är partikelmassan, medan motsvarande effektförlust för linjära acceleratorer ges av $(E/m)^2$ [15]. Denna skillnad leder till att vid kollision av lättare partiklar, som elektroner och positroner, är linjära kolliderare att föredra.

3.1 Cirkulära kolliderare

I en cirkulär kolliderare är partikelbanan cirkelformad och förenklat accelereras partiklarna genom ett magnetfält som är ortogonalt mot hastigheten. Då blir Lorentzkraften $F_{\text{Lorentz}} = qvB$. Accelerationen för en icke-relativistisk partikel i cirkulär rörelse, från ett utomstående koordinatsystem, ges av

$$a = \frac{v^2}{r}, \quad (3.2)$$

där r är radien av kollideraren. Från relativitetsteori fås sambandet

$$F = \frac{d}{dt}(m\gamma v). \quad (3.3)$$

Då massan, m , antas Lorentzinvariant och konstant, samt att γ , Lorentzfaktorn, också är konstant under cirkulärrörelse fås uttrycket

$$F_{\text{Lorentz}} = m\gamma \frac{d}{dt}v = m\gamma a. \quad (3.4)$$

Om uttrycket sedan kombineras med Lorentzkraften fås

$$qvB = m\gamma \frac{v^2}{r}. \quad (3.5)$$

Om relationen mellan massa och energi $\epsilon = m\gamma$ appliceras, och det antas att $v \rightarrow 1$ ($c = 1$), fås

$$\epsilon_c = qBr, \quad (3.6)$$

där ϵ_c är strålenergin den cirkulära kollideraren kan uppnå. Denna energi beror därför på magnetfältet och radien av kollideraren.

En verklig accelerator är mer komplex än ett konstant magnetfält. Med hjälp av ett flertal kaviteter, över vilka ett magnetfält appliceras, åstadkommes acceleration av partiklarna i banans riktning [10]. Fältstyrkan ökar successivt allt eftersom partiklarnas kinetiska energi ökar [14]. För att hålla kvar partiklarna i det böjda strålröret används böjmagneter, vars styrka ökar i takt med partiklarnas kinetiska energi [14], så dessa behöver således finnas runt om hela banan. Därtill används kvadrupolmagneter för att hålla partikelstrålen kollimerad. För cirkulära kolliderare kan det även vara problematiskt att accelerera partiklar från vila, de behöver därav en linjär accelerator som ger partiklarna en initial energi innan de förs in i den cirkulära banan, anläggningar som LHC består på så sätt av ett flertal acceleratorer, vilka är sammanlänkade [16].

Då strålröret är slutet skulle resonemanget kunna föras att partiklarna kan nå väldigt höga energier genom att bara låta accelerationen fortgå. Dessvärre begränsas cirkulära kolliderare av att partiklarna avger bromsstrålning (tyska: *bremsstrahlung*) när de färdas med relativistiska hastigheter i en cirkulär bana [10]. På grund av detta behövs starka magnetfält som böjer partiklarnas bana efter röret, men dessa är i praktiken svåra att alstra. Typiska fältstyrkor är i dagsläget omkring 1, 5 T för existerande elektromagneter, eller 8, 3 T för supraledande magneter [10], [17]. Detta är en av de främsta svårigheterna för att nå högre masscentrum-energies.

3.2 Linjära kolliderare

I en linjär kolliderare rör sig två partikelstrålar i motsatta riktningar i en rak linje. Likt det cirkulära fallet färdas partiklarna genom ett antal kaviteter vilka utsätts för ett alternerande RF-fält. Genom att kontinuerligt ändra på polariteten mellan dessa erhålls acceleration i banans riktning, då partiklarna växelvis utsätts för en dragande respektive repellerande kraft [5].

För att ge en förenklad bild av accelerationsprocessen kan kollideraren approximeras med en stor kondensator, där energin ϵ_l ges av

$$\epsilon_l = qV. \quad (3.7)$$

Där q är partikelns laddning och V är potentialen över kondensatorn. Används relationen $V = EL$, där L är längden på kollideraren, fås direkt stråleenergin som partiklarna kan uppnå enligt

$$\epsilon_l = qEL. \quad (3.8)$$

Till skillnad från den cirkulära kollideraren beror energin för linjärt accelererade partiklar på storleken av det elektriska fältet och längden på kollideraren.

Linjära kolliderare har en fördel gentemot cirkulära då strålarna i linjära kolliderare kan polariseras [18]. Polarisation är definierad av asymmetrin mellan vänster- och högerhänta partiklar i en bunt. Notationen fungerar såsom $P = +80\%$ innebär 90 % högerhänta och 10 % vänsterhänta partiklar [18]. Enligt [18] kan polarisering ge bättre resultat för vissa undersökningar jämfört med att inte ha någon polarisation.

3.3 Kolliderarkinematik

För att förstå kinematiken i kolliderare finns det vissa begrepp och definitioner som behöver kännas till.

Koordinatsystemet brukar definieras med z -axeln längs strålarna [11]. Denna definition leder till att den relativistiska rörelsemängden för partiklarna i respektive stråle approximativt är $P^\mu = (E, 0, 0, \pm E)$, givet att energin $E = \sqrt{s}/2$ är hög nog att partikelns massa kan försummas. Efter kollision kommer varje utgående partikel ha en rörelsemängd som kan vara både längs z -axeln och i den transversella riktningen, med andra ord i xy -planet [11].

Partiklarna som utgår från kollisionen har en relativistisk rörelsemängd enligt $P^\mu = (E, P_x, P_y, P_z)$ [11]. För att underlätta beräkningarna införs storheterna transversell rörelsemängd, azimut och rapiditet. Den transversella rörelsemängden P_T definieras enligt

$$P_T = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}, \quad (3.9)$$

där azimuten φ definieras enligt

$$\tan \varphi = \frac{P_x}{P_y} \quad (3.10)$$

och rapiditeten y för partikeln definieras som

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_z}{E - P_z}. \quad (3.11)$$

Med hjälp av P_T och φ kan P_x och P_y uttryckas enligt [11]

$$\begin{aligned} P_x &= P_T \sin \varphi \\ P_y &= P_T \cos \varphi. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Två Lorentztransformeringar som är av intresse i kolliderare är rotationer runt z -axeln och boost längs med z -axeln [11]. En rotation med en vinkel α kring z -axeln förändrar ingenting i systemet förutom att azimuten φ transformeras till $\alpha + \varphi$. Att boosta med en hastighet v längs med z -axeln ger en transformationsmatris enligt

$$\begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & v\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ v\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix}. \quad (3.13)$$

Med hjälp av definitionen på rapiditet kan γ och $v\gamma$ uttryckas som

$$\begin{aligned} \gamma &= \cosh \zeta \\ v\gamma &= \sinh \zeta \end{aligned} \quad (3.14)$$

där ζ är rapiditeten på boosten. Genom att applicera ekvation (3.13) på rörelsemängden P^μ transformeras E och P_z till

$$\begin{aligned} E' &= E \cosh \zeta + P_z \sinh \zeta \\ P'_z &= P_z \cosh \zeta + E \sinh \zeta \end{aligned} \quad (3.15)$$

vilket betyder att den transformerade rapiditeten, y' , ges av

$$y' = \zeta + y \quad (3.16)$$

där

$$\Delta y' = \Delta y. \quad (3.17)$$

Förändringarna som transformationerna resulterar i kan representeras med den Lorentzinvarianta storheten vinkelseparation, ΔR , som definieras enligt

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\varphi^2 + \Delta y^2} \quad (3.18)$$

där $\Delta\varphi$ och Δy är förändringarna av azimuten respektive rapiditeten. ΔR används för att definiera jets, samlingar av partiklar som färdas i samma riktning [11].

För en masslös partikel kan den relativistiska rörelsemängden P^μ skrivas som

$$P^\mu = (|\mathbf{P}|, P_T \sin \varphi, P_T \cos \varphi, |\mathbf{P}| \cos \theta) \quad (3.19)$$

där $|\mathbf{P}|$ är storleken på partikelns rörelsemängd $\mathbf{P} = (P_x, P_y, P_z)$ och θ är vinkeln mellan partikelns bana och z -axeln [11]. Givet detta kan rapiditeten uttryckas som

$$y = \ln \cot \frac{\theta}{2} \quad (3.20)$$

vilket är ett viktigt specialfall kallad pseudorapiditet och betecknas η [11].

Pseudorapiditeten är ett mått på riktningen relativt z -axeln som partikeln färdas efter kollisionen, då η endast beror på θ [11]. Pseudorapiditeten blir positiv om partikeln befinner sig i den positiva hemisfären ($0 < \theta < \frac{\pi}{2}$), negativ i den negativa hemisfären ($\frac{\pi}{2} < \theta < \pi$) och 0 om partikelns rörelse är helt i den transversella riktningen ($\theta = \frac{\pi}{2}$) [11].

3.4 Partikeldetektion och trigger

När partiklar kolliderar skapas många delprodukter utöver det önskvärda resultatet. För att verifiera teori och tolka data behöver all energi i processen vara medräknad. Därav är många av detektorerna i moderna kolliderare hermetiska detektorer som täcker så många vinklar kring kollisionspunkten som möjligt [19]. Dessa detektorer byggs upp av flera subdetektorer, vilka bildar cylindriska lager kring kollisionspunkten [19]. Med hjälp av denna struktur kan nästan alla möjliga partiklar som kan skapas vid kollision (enligt Standardmodellen) observeras [19].

Den första subdetektorn kallas spårare (eng. *tracker*) och detekterar spåret från laddade partiklar. Principen är att ett magnetfält appliceras i en vinkel mot partikeln, vilket orsakar att den böjs till en cirkulär bana [19]. Radien av banan är proportionell mot rörelsemängdsmomentet som då kan avläsas [19]. Eftersom magnetfält endast påverkar partiklar med laddning kommer bara laddade partiklar ge upphov till spår. Detta exkluderar till exempel fotoner och neutroner.

Den andra och tredje subdetektorn är kalorimetrar som mäter energin hos partiklar. Genom att använda passande mängd och typ av materia kommer partiklarna att förlora energi när de passerar och från detta kan energin mätas [1]. Den första kalorimetern är en elektromagnetisk kalorimeter som mäter energin hos partiklar som växelverkar elektrosvagt [19]. Den andra är en hadronkalorimeter som mäter energin hos just hadroner [19] (kvarkar existerar inte enskilt vid detta stadiet).

Den fjärde och sista subdetektorn är myonkammare. Myoner färdas långt genom materia utan att förlora all energi. De betar sig på detta sätt då de är tyngre partiklar och inte växelverkar starkt [1].

Förutom storheter som energi och rörelsemängdsmomentet mäts partiklarnas bana, vilket är viktigt för att etablera förskjutna vertex. I kollisionen kan partiklar med mycket kort livstid skapas, som *b*- och *c*-kvarkar [1], vilka hinner sönderfalla innan dess energi mäts upp. Men produkten av sönderfallet kan observeras, inklusive dess bana. Om banan projiceras tillbaka mot strålen kommer ursprungspunkten inte befinna sig vid kollisionspunkten [1]. Därav kan slutsatsen dras att den uppmätta partikeln är en produkt av ett sekundärt vertex utanför kollisionen. Dock kan vissa partiklar ha en alltför kort livstid för att ett sekundärt vertex korrekt ska kunna identifieras.

Trots rigorös detektering kommer händelser selekteras inför lagring och analys. I en kolliderare sker många kollisioner per sekund, i en storleksordning om 10^8 Hz [1]. Men i vissa fall sker intressanta händelser med mycket lägre frekvens, därav kan en stor del data klassas som irrelevant och mycket kan behövas sorteras ut [1]. Dessutom finns det begränsningar i hur många händelser som kan lagras [1]. Följaktligen måste händelserna selekteras och endast vissa kollisioner analyseras. Selektionen sker via en triggermekanism, det vill säga händelsen måste uppnå ett visst krav för att registreras, och detta kan ske både via hårdvara och mjukvara [1]. Men triggermekanismen har en inbyggd problematik då en intressant händelse måste definieras, och om fel antaganden görs kan betydelsefulla händelser missas [1]. Denna bias kan vara svår att motverka i framtida kolliderare, eftersom experiment söker främst efter BSM-fysik, vilket gör att parametrarna för en intressant händelse kanske inte är uppenbara.

3.5 Säkerhet hos partikelkollision

Strålenergin i kolliderare kan bli mycket hög. Den föreslagna kollideraren FCC-hh förväntas kollidera protoner med masscentrumenergier kring 100 TeV [8], en storleksordning större än LHC [20]. Även om dessa energier är låga i joule är 100 TeV signifikant högt inom partikelinteraktion; protonerna i FCC-hh får tillräcklig hastighet för att nästan uppnå ljushastigheten. Jämförelsevis frigörs endast omkring 200 MeV i en normal fissionsprocess med U-235 [21]. I början av LHC:s operation påstod vissa att högenergikollisionerna skulle orsaka ett svart hål tillräckligt stort för att föröda jorden [22]. Uppenbarligen skedde inte detta när LHC kolliderade partiklar med allt högre energier, men inför potentiella framtida kolliderare är det relevant att undersöka den påstådda faran med partikelkollisioner igen.

Som bevis för säkerheten hos kolliderare kan kosmiska strålar användas. Dessa består av kosmiska partiklar som accelererats till höga energier innan de kolliderar med jorden. För strålenergien under 10^{10} GeV sker signifikanta mängder kollisioner [23]. Då dessa kollisioner sker mot ett (i god approximation) stillastående mål blir masscentrumsenergin ungefär $\sqrt{s} \approx \sqrt{E} = 10^5$ GeV = 100 TeV ($\sqrt{s} \propto \sqrt{E}$ [10]). Detta innebär att det regelbundet sker partikelkollisioner på jorden med en energi om 100 TeV utan katastrofala konsekvenser, vilket är en stark indikation till att kollisioner i framtida kolliderare kommer vara säkra. Dock kan detta motsättas då förutsättningarna i en partikelaccelerator inte nödvändigtvis är detsamma som när kosmisk strålning träffar jorden. För en rigorös motivation för kolliderares säkerhet refereras [24], en säkerhetsrapport som producerades inför LHC, men vars argument håller för högre energinivåer.

4 Data för potentiella kolliderare

Som nämnt i kapitel 1 undersöks sex olika potentiella kolliderare: CEPC, SPPC, FCC-hh, FCC-ee, CLIC och ILC. Dessutom presenteras LHC och dess föreslagna uppgraderingar HE-LHC (hög energi) och HL-LHC (hög luminositet) där HL-LHC kommer som en följd av kontinuerliga uppgraderingar av LHC. I tabell 4.1 sammanställs data för kolliderarna från [2]–[8], [25], [26]. I tabellen sker en uppdelning i hadron- och leptonkolliderare, vilka är benämningarna på proton-proton-kolliderare respektive elektron-positron-kolliderare. Bland de senare är CLIC och ILC linjära kolliderare, medan CEPC och FCC-ee är cirkulära. Därav anges flera längder för CLIC och ILC; för att öka energin hos en stråle för en linjär kolliderare behöver sträckan ökas. Uppdelningar av värden i generationer för relevanta kolliderare sker i samma tabellruta enligt stigande masscentrumsenergi. De estimerade kostnaderna markerade med * indikerar att kostnaderna gäller för uppgraderingar från respektive föregående kolliderare. Markeringen ** betyder att dessa masscentrumsenergier inte är leptonkolliderarens lägsta operationsenergi, utan dessa kolliderare kommer även operera kring W - och Z -resonansen. Dessa exkluderas då endast Higgsresonansen och högre energier är relevant för arbetets innehåll. Den integrerade luminositeten för SPPC, markerad med $\dagger$, är beräknad genom att anta 100 dagar med 100 % aktivitet.

Ett par notationer till tabellen finns. För vissa kolliderare anges luminositeten per interaktionspunkt (eng. *interaction point*, IP), vilket innebär att den totala luminositeten kan vara 2-4 gånger högre. Detta reflekteras i den integrerade luminositeten. Notera ytterligare att för hadronkolliderarna uppges en skillnad i masscentrumsenergi om 25 TeV, men båda kolliderare är planlagda kanske decennium från skrivande stund. Det främsta bidraget till högre energi är förbättring av magnetteknologi, och rimligtvis bör både FCC-hh och SPPC ha liknande tillgång till tekniken, men inför de konceptuella rapporterna [8] och [27] har ett förväntat mål satts för den tiden. Notera då att SPPC:s rapport publicerades tre år innan FCC-hh:s [8], [27].

Tabell 4.1: Data för relevanta potentiella kolliderare. Tabellen organiseras efter hadronkolliderare och leptonkolliderare, därefter bokstavsordning hos namnförkortningarna. För acceleratorer med flera energiniåer ordnas dessa, och andra värden beroende på energi, i stigande ordning.

Kolliderare	Hadronkolliderare			Leptonkolliderare			
	LHC HL-LHC HE-LHC	FCC-hh	SPPC	CEPC	CLIC	FCC-ee	ILC
Land	Schweiz (CERN)	Schweiz (CERN)	Kina	Kina	Schweiz (CERN)	Schweiz (CERN)	Japan
Estimerad kostnad (MDkr)	46 9.56* 72*	170*	53,83*	44,3	59,3-73,4	105	48,4-53,5
Radie/längd (km)	4,25	15,6	15,9	15,9	11,4 29 50,1	15,6	20,5 31 40
Masscentrums- energi (TeV)	14 14 27	100	75	0,240**	0,380 1,5 3	0,240** 0,350 0,365	0,250 0,5 1
Antal buntar per stråle	2808 2760 2808	10400	10080	242	352 312 312	328 59 48	1312 2625 2450
Antal partiklar per bunt ($\times 10^{11}$)	1.15 2,2 2,2	1,0	1,5	1,5	0,052 0,037 0,037	1,8 2,2 2,3	0,2 0,2 0,174
Luminositet ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$2 \cdot 10^{34}$ $5 \cdot 10^{34}$ $1,6 \cdot 10^{35}$	$3 \cdot 10^{35}$	$1,0 \cdot 10^{35}$	$3 \cdot 10^{34}/\text{IP}$	$1,5 \cdot 10^{34}$ $3,7 \cdot 10^{34}$ $5,9 \cdot 10^{34}$	$7,0 \cdot 10^{34}/\text{IP}$ $0,8 \cdot 10^{34}/\text{IP}$ $1,4 \cdot 10^{34}/\text{IP}$	$1,35 \cdot 10^{34}$ $3,6 \cdot 10^{34}$ $4,9 \cdot 10^{34}$
Integrerad luminositet ($\text{fb}^{-1}/\text{år}$)	100 250 500	2920	1037 $\dagger$	800	180 444 708	1700 200 340	100 200 400

5 Analys av ett urval BSM-hypoteser

Standardmodellen är väletablerad och förklarar hittills väl partikelfysik inom dess domän [1]. Däremot finns det ett flertal fenomen och fysikaliska indikationer som modellen inte kan förklara, vilket är ett centralt mål hos föreslagna framtida kolliderare. I detta kapitel presenteras och undersöks möjliga utgångspunkter för fysik bortom standardmodellen, detta görs med inslag av studier och data från framtida kolliderare. Kapitlet täcker dock inte alla möjliga BSM-modeller, utan ett urval har gjorts för att begränsa arbetets omfång.

5.1 Higgsundersökningar

Ett av de primära målen med nya leptonkolliderare är att öka förståelsen för Higgspartikeln, bland annat hur den kopplar till de andra partiklarna i standardmodellen. I [28] presenteras olika kolliderares förväntade relativa precision för kopplingar mellan Higgs och andra partiklar enligt ett κ -ramverk, där standardmodellskopplingar skalas om med en skalär faktor κ i likhet med κ -faktorn som behandlas i avsnitt 6. Precisionen för alla kolliderare kombineras med resultat från den framtida HL-LHC och kolliderare med flera generationer kombinerar dessutom precisionen för föregående generationer. För nästan samtliga kopplingar sker en förbättring gentemot HL-LHC med nya kolliderare, där HL-LHC:s noggrannhet generellt ligger mellan 1 och 10 % beroende på vilken κ som studeras. Bland leptonkolliderarna finns en viss variation i vilken som uppvisar bäst precision, men om endast första generationen tas i beaktande uppvisar FCC-ee och CEPC oftast bäst precision. Precisionen för CLIC:s och ILC:s första generation ligger generellt på några procent medan FCC-ee:s och CEPC:s precision ligger kring 1 %. Speciellt uppvisar FCC-hh bäst precision för samtliga faktorer (vilket möjligtvis kan extrapoleras till att gälla även för SPPC, även om det inte redovisas i rapporten) men denna precision är kombinerad med hypotetisk data från FCC-ee. För FCC-hh ligger precisionen generellt mellan 0,2 och 0,9 %. Notera att κ -ramverk fungerar väl för att ge indikation på om en koppling skiljer sig från standardmodellen, men inte nödvändigtvis ger den exakta anledningen. Notera också att de systematiska osäkerheterna som användes i studien är projekterade osäkerheter och inte nödvändigtvis desamma som de slutliga kolliderarna kommer ha [28].

Samtliga föreslagna leptonkolliderare förväntas vid alla generationer ge en högre precision på Higgsmassan jämfört med vad som finns idag, men inte nödvändigtvis bättre än HL-LHC [28]. Precisionen för HL-LHC förväntas vara 10-20 MeV och samtliga leptonkolliderare förutom CEPC befinner sig inom eller ovanför det intervallet. CEPC anger sin precision på 5,9 MeV. Även här gäller samma sak som för κ när det kommer till systematisk osäkerhet [28].

Ett annat område som kan undersökas är hur Higgspartikeln kopplar till sig själv. Undersökning av Higgs-självkoppling skulle kunna ge värdefull information om Higgspotentialen och hur den beter sig vid sitt grundtillstånd [8]. För att undersöka detta krävs en masscentrumsenergi på över 400 GeV [28]. Higgs självkoppling bör kunna studeras vid både CLIC:s och ILC:s senare generationer där masscentrumsenergin föreslås överstiga 400 GeV, men det är även möjligt i FCC-hh och SPPC där energierna överstiger detta med marginal [5], [6], [8], [27].

5.2 Naturalitet

I samband med att högre energier nås finns förhoppningar om att kunna adressera naturalitetsproblemet för Higgspartikeln. Standardmodellen består av effektiva fältteorier (EFT) snarare än ”fundamentala”, vilket innebär att fysiken beskrivs väl upp till en gränsenergiskala [29]. Som ett mått på hur väl kvantkorrektioner till EFT håller sig låga används naturalitet, det vill säga om korrektioner till fältet fluktuerar utanför gränsenergin sägs EFT:en vara icke-naturlig [29]. Exempelvis, om en skalär har signifikant lägre massa än en fermion, som kopplar till skalärens fält, bryter fältteorin naturalitet via extrema störningskorrektioner [29]. Detta fenomen uppstår hos Higgsfältet, då Higgsmassan är alltför låg för att naturalitet ska uppfyllas [30]. Att lösa detta naturalitetsproblem är ett framtida mål för kolliderarexperiment, kanske med hjälp av hypotetiska modeller som supersymmetri och komposit Higgs (eng. *composite Higgs*). Notera dock att naturalitet inte är en fundamental fysikalisk lag, men agerar väl då icke-naturliga fenomen kan indikera ny fysik, vilket har använts och uppfyllts tidigare inom partikelfysik [29].

5.3 Komposit-Higgs

Komposit-Higgs-modeller är spekulativa utökningar av standardmodellen där Higgsbosonen är ett bundet tillstånd av en ny starkt interagerande komposit sektor (eng: *composite sector*). Här framträder Higgsbosonen, likt pionen i kvantkromodynamiken, som en Goldstone-boson vilket innebär att den är associerad med en spontant bruten symmetri. Detta gör det möjligt att förklara varför den är lättare än resten av de hypotetiska sammansatta partiklarna [30].

Fenomenologin kontrolleras huvudsakligen av två variabler. Den första, m_* reglerar massan för de sammansatta partiklarna och sätter skalan för EFT-operatorerna vilka vid låga energier beskriver indirekta effekter av Higgs-komposition [30]. Den andra, g_* är en kopplingskonstant som representerar interaktionsstyrkan mellan partiklarna i kompositsektorn. En tredje variabel, definierad som $l_h = 1/m_*$ är viktig för att i framtida kolliderare kunna avgöra om Higgsbosonen har en komposit struktur eller inte. Denna kan tolkas som Higgsbosonens geometriska storlek och om $l_h = 0$ är partikeln elementär och om $l_h \neq 0$ är den komposit. Denna reglerar även Higgs kopplingsstyrka till de sammansatta partiklarna med spinn 1 [30].

I [30, s. 118] presenteras exklusionsräckvidd (se kapitel 6.2 för en förklaring av exklusion) inom två standardavvikelse för parametrarna m_* och g_* för samtliga nämnda kolliderare förutom SPPC. Parametrarna korrelerar genom att inverka precisionen beroende på bådas värden, vilket skapar en exklusionsyta. De möjliga spannen som undersöks är $1 < g_* < 10$ och $0 < m_* < 40$ TeV. Med samtliga kolliderare medräknade når exklusionsytan ungefär $m_* = 20$ TeV över samtliga g_* . För alla föreslagna kolliderare är exklusionsräckvidden åtminstone $m_* < 6$ TeV över g_* vilket är en förbättring från HL-LHC:s minimala räckvidd om $m_* < 5$ TeV. Dessutom har HL-LHC en maximal räckvidd på omkring $m_* = 10$ TeV vilket framtida kolliderare skulle överträffa för åtminstone ett intervall av g_* . För kolliderare med generationer av högre energi uppvisar de senare generationerna en större räckvidd, men det är inte tydligt om dessa förväntningar är kombinerade med tidigare generationer. Speciellt uppvisar CLIC-3000 den totalt största räckvidden, dock skulle FCC-hh ge en större räckvidd vid låga g_* , omkring 2-3, korrelerat med högre m_* [30, s.118].

Framtida kolliderare förväntas alltså kunna mäta "storleken" på Higgs åtminstone upp till $1/l_h \sim 10 - 20$ TeV inversa längder, vilket ger ett kvantitativ mått på huruvida Higgs har en komposit struktur. Som perspektiv är storleksordningen fyra gånger lägre än storleken av en proton [30, s.138-139]. Därtill kan graden av komposition δ definieras för en partikel med massa m , som relaterar kvoten av partikelns effektiva storlek och dess Compton-våglängd $\lambda = 2\pi\hbar/mc$ (mått på partikelns kvantnaturalitet), där c är ljushastigheten och $\hbar$ är Plancks reducerade konstant. Protonen har $\delta \approx 1$ vilket betyder att denna är fullständigt komposit. Däremot gäller för pionen, som även den är komposit, att $\delta \approx 0,03$, vilket beror på att den framträder som en Goldstone boson under kvantkromodynamikskalan. Precisionen på graden av komposition för Higgsbosonen förväntas i framtidens kolliderare vara 10^{-3} [30, s.138-139].

5.4 Supersymmetri

En annan möjlig lösning på Higgsbosonens naturalitetsproblem är modellen om supersymmetri (SUSY). I denna är ekvationerna för kraft och materia ekvivalenta och detta ger ett ramverk för förening av gaugekoppling [30]. Utöver att lösa naturalitetsproblemet förutspår den även en möjlig kandidat för mörk materia, omvandlar Higgsmassan till en beräkningsbar parameter och ger en motivering till den elektrosvaga symmetribrytningen samt förklarar länken mellan gravitation och gaugekrafter [30].

Den enklaste versionen av supersymmetri är den minimala supersymmetriska standardmodellen (eng: *Minimal Supersymmetric Standard Model*, MSSM) som endast innehåller de mest fundamentala nya partiklarna för en konsistent teori [10]. Partiklarna har samma massa och kvanttal som deras SM-motpartner, med undantaget att deras spinn skiljer sig [31]. En lista över de elementära partiklarna samt deras motsvarande superpartiklar i MSSM hittas i tabell 5.1. Fotinon, zino och de neutrala Higgsinerna är alla spinn halva-partiklar som endast interagerar genom elektrosvaga krafter. Dessa partiklar förväntas kunna blandas till fyra nya partiklar, neutraliner, på samma sätt som neutriner. Enligt de flesta modellerna är neutralinen $\tilde{\chi}_0^1$ den absolut lättaste superpartikeln, vilket gör den till en kandidat för att vara mörk materia [10].

Tabell 5.1: En tabell över de elementära partiklarna från standardmodellen och deras motsvarande superpartiklar.

Partikel	Symbol	Spinn	Superpartikel	Symbol	Spinn
Kvark	q	1/2	Skvark	$\tilde{q}$	0
Lepton	l	1/2	Slepton	$\tilde{l}$	0
W -boson	W	1	Wino	$\tilde{W}$	1/2
Z -boson	Z	1	Zino	$\tilde{Z}$	1/2
Foton	γ	1	Fotino	$\tilde{\gamma}$	1/2
Gluon	g	1	Gluino	$\tilde{g}$	1/2
Higgsboson	H	0	Higgsino	$\tilde{H}$	1/2
			Neutralino	$\tilde{\chi}$	1/2

Flera undersökningar av SUSY har utförts hos LHC, men dessa har endast begränsat modellen. En första utgångspunkt för protonkolliderare är att försöka hitta gluinon, eftersom denna hypotetiskt har ett högt tvärsnitt. Innan LHC:s efterforskningar var gluinons massa begränsad av tidigare undersökningar till några hundra GeV, vilket även flera SUSY-modeller förutspådde. Men då ingen signifikant avvikelse från SM uppstod hos LHC är gluinons massa nu begränsad till över 2 TeV, samt de flesta neutralinos och charginos över 1 TeV [32]. Även andra SUSY-partiklar har letats efter men inte hittats [32]. Efter att LHC inte kunde producera bevis för supersymmetri blev många teoretiker överraskade, och hypotesen har förlorat en del anhängare [33]. Trots detta är den ändå en signifikant del av partikelfysiker som hoppas att framtida undersökningar ska ge resultat [33].

Både hadron- och leptonkolliderare har möjligheten att undersöka SUSY-partiklar, där de föregående bäst undersöker partiklar skapade via stark interaktion (som skvarkar och gluiner), medan leptonkolliderare bättre undersöker den elektrosvaga sektorn [30]. Hur väl en kolliderare kan upptäcka en SUSY-partikel mäts i [30] med exklusionsräckvidder beroende på hypotetiska massor och masskillnader. Höga energier verkar krävas hos elektron-positron kolliderare för att producera vida exklusionsräckvidder för massan av någon ny partikel, då den lägsta masscentrumsenergin vars exklusionsräckvidd presenteras i [30] är 380 GeV, och detta endast för Higgsino-liknande partiklar och nästan-lättaste neutraliner (eng. *next-to-lightest neutralinos*, NLSP). Bland leptonkolliderare visar CLIC-3000 konsistent störst exklusionszoner. Speciellt täcker CLIC-3000 än större exklusionszon än FCC-hh för Higgsino-liknande processer, där exklusionen beror både på massan för NLSP och masskillnaden av NLSP och LSP. Dock uppvisar FCC-hh en större massräckvidd än samtliga andra alternativ för resterande möjliga partiklar som undersöks i [30]. Exempelvis för gluinon förväntas FCC-hh ha en räckvidd på 7,5 - 17,0 TeV (beroende på sönderfallskanal för $\tilde{g}$), där övriga kolliderare inte når upp till den undre gränsen. SPPC tas inte i beaktande [30]. Ett exempel på ett möjligt skvarksönderfall är $\tilde{t} \rightarrow t + \tilde{\chi}_0^1$ som skulle kunna påvisa topp-skvarken i FCC-hh, där $\tilde{\chi}_0^1$ är den lättaste neutralinon [34]. Det finns även förhoppningar inom den närmre framtiden att HL-LHC kanske kan upptäcka SUSY-partiklar, då den höga luminositeten kommer ge upphov till ett större dataset [32].

5.5 Exotiska Higgssönderfall och nya neutrala gaugebosoner, Z'

Flera BSM-modeller indikerar att Higgs kan sönderfalla till partiklar utanför standardmodellen. I [35] modelleras hur väl ILC, FCC-ee och CEPC, vid 240 GeV, kan mäta förgreningsförhållanden för flera olika exotiska sönderfallskanaler genom en minimumgräns inom ett 95 %-igt konfidensintervall. Studien utfördes genom att simulera en leptonkolliderare med $\sqrt{s} = 240$ GeV och begränsningar från individuella kolliderare applicerades i efterhand. Samtliga kolliderare ger markant bättre noggrannhet än HL-LHC för alla analyserade möjliga sönderfall; noggrannheten för en ny kolliderare befinner sig ungefär i intervallet $10^{-3} - 10^{-4}$ gentemot $1 - 10^{-1}$ som HL-LHC oftast ger. Dock ger FCC-ee konsistent lägre gränser än ILC och CEPC, och CEPC lägre än ILC [35].

Många BSM-modeller, inklusive exotiska Higgssönderfall, förutsäger nya massiva gaugebosoner, kallade Z' . Undersökningar av dessa är ett mål hos både FCC-hh och SPPC. I bägge konceptuella rapporter för hadronkolliderarna är simuleringar och beräkningar gjorda för hur höga massor på Z' som potentiellt skulle kunna detekteras. I bägge fallen antas $\sqrt{s} = 100$ TeV, även om SPPC har som första mål att nå 75 TeV. FCC-hh förväntas kunna täcka Z' -massor upp till 43 TeV vid leptonsönderfall och 23 TeV vid $t\bar{t}$ -sönderfall, genom en integrerad luminositet på 30 ab^{-1} [8]. Detta borde med maximal luminositet på $\sim 3 \text{ ab}^{-1}$ per år,

enligt tabell 4.1, ta ungefär 10 år att uppnå. SPPC har räknat på integrerad luminositet på 10 ab^{-1} och inte gjort skillnad på vilket sätt partiklarna produceras. Simuleringarna för, SPPC, visar att det bör kunna detekteras Z' upp till 30-34 TeV [27]. Detta skulle med max luminositet på $\sim 1 \text{ ab}^{-1}$ per år också ta ungefär 10 år att uppnå. FCC-hh bör denna kunna detektera minst 5 gånger så höga massor på Z' än HL-LHC [8], och SPPC når också nästan dessa nivåer.

5.6 Mörk materia

Den massenergi som utgörs av standardmodellspartiklar uppskattas bara till omkring 5 % av universums totala massenergi, där resterande spekuleras vara mörk materia (eng: *dark matter*, DM) (23 %) och mörk energi (72 %) [9, s. 414]. DM tros hjälpa hålla samman galaxer, solsystem och dylika strukturer, då den gravitationskraft som synlig massa bidrar med är för svag för att ensamt bibehålla dessa strukturer [9, s. 415]. De hypotetiska partiklarna som kan utgöra den saknade massan bör, likt neutriner, växelverka svagt med andra partiklar och om de dessutom skulle ha en massa på TeV-skalan kan de vara både direkt och indirekt upptäckbara för framtida kolliderare [8], [9], [36, s. 416]. Neutrinerna själva har undersökts som en potentiell kandidat för mörk materia, men konstaterades ha alldeles för låg massa för att ge upphov till de gravitationella krafter som har uppmätts [8], [9], [36, s. 416]. Även om DM-partiklar har bevis för deras existens är deras natur till stora delar okänd. De kan bland annat ha massor mellan 10^{-22} eV och flera solmassor [30]. Dock om DM producerades termiskt via SM-interaktion i ett tidigt skede av universum, smalnas massintervallet av, från ungefär några keV till 100 TeV [30].

Den utgångspunkten för DM-modeller som kanske är mest rättfram är neutraliner, massiva partiklar med endast elektrosvaga gaugeinteraktioner, med terminologi lånad från SUSY. En DM-partikel är en termisk relik (eng. *thermal relic*) om den var i kemisk jämvikt med SM innan utfrysning vid universums expansion [37]. För att en neutralino ska vara en termisk relik behöver den ha minst en massa om 1,1 TeV, eller en massa om 3 TeV, under antagandet ren Higgsino respektive ren Wino [37]. För möjliga prober inom två standardavvikelser av ren Higgsino når både FCC-hh och CLIC-3000 över massgränsen för termisk relik. För ren Wino når endast FCC-hh över gränsen [30]. Även SPPC borde, som FCC-hh, nå över bägge massgränserna.

5.7 Baryonasymmetri

Ett annat mysterium kring universums massa är materia-antimateria-asymmetrin. All materia i det observerbara universumet består av vanlig materia, trots att antipartiklar och partiklar annihileras varandra [9, s. 409]. Troligtvis har någon mekanism sett till att materia dominerar i universum, trots att intuitivt borde lika många partiklar som antipartiklar skapas. En populär förklaring på varför baryonasymmetrin har uppstått är baryogenes, där asymmetrin uppstår dynamiskt. För att baryogenes ska uppstå krävs att baryonnummer (ungefär skillnaden mellan antalet kvarkar och antikvarkar) inte är konserverat, att CP -brott sker och att dynamiken sker utanför termisk jämvikt [38], annars hade reaktionerna gått båda vägar och ingen förändring i baryonantal hade skett. Den CP -brytning som existerar i SM är inte på långa vägar tillräcklig för att förklara asymmetrin [9, s. 410], därav krävs BSM-mekanismer. Forskning kring baryonasymmetri är en stark drivkraft för experiment inom smak och CP -brytning, samt undersökning av neutriner [30].

Neutrinons natur är ett relevant forskningsområde då existensen av högerhänta neutriner (också kallade sterila eller tunga, neutrala neutriner) hade kunnat ge upphov till leptogenesis [39], en kandidat till att förklara baryogenes via lepton-asymmetri [38]. Genom att introducera tre familjer av högerhänta neutriner skulle leptogenesis kunna förklaras, kanske med hjälp av neutrinooscillationer [40], [41]. För att högerhänta neutriner skulle kunna ge upphov till baryonasymmetri behöver motsvarigheterna till myon- och tauneutriner ha en massa på minst 140 MeV [39]. Både [39] och [7] indikerar att FCC-ee borde kunna upptäcka högerhänta neutriner och ytterligare menar [7] att en sådan upptäckt skulle kunna inverka detektorsystemen för FCC-hh för att ge bättre precision specifikt för liknande mätningar. Designdokumenten för övriga kolliderare, [5], [6], [42] undersöker inte specifikt möjligheten att utforska högerhänta neutriner. Dock nämner [39] att sådan forskning kan kräva de höga luminositeter som FCC-ee kan uppnå, men inte linjära kolliderare vid samma energi. Det är därav möjligt att högerhänta neutriner kan undersökas även vid CEPC.

Det är även tänkbart att baryonasymmetrin endast uppstår på grund av elektrosvaga laddnings-paritetsbrytningar, vilket är attraktivt då detta, i princip, kan testas fullt ut i en kolliderare [43]. Förenklat fungerar mekanismen för asymmetri enligt att Higgsfältet undergår en fasövergång, från att ha varit fixerat till noll,

till ett vakuumförväntningsvärde (eng. *vacuum expectation value*, VEV) när det tidiga universumet kyls ned. Om fasövergången är tillräckligt stark kan CP -brott ge upphov till en baryonasymmetri [43]. De grundläggande kraven för att detta ska uppstå är en modifikation av Higgspotentialen vid höga temperaturer samt något nytt CP -brott. Studien [43] evaluerar om framtida kolliderare har möjligheten att undersöka specifikt fastransitionen för Higgsfältet, även för konservativa antaganden. Enligt [43] ser möjligheterna positiva ut för att hitta resultat inom elektrosvag baryogenesis. Även vid konservativa antaganden verkar det möjligt att hitta bevis hos både framtida cirkulära lepton- och hadronkolliderare, samt linjära leptonkolliderare om 1 TeV [43]. När det kommer till undersökning av CP -brott hos kolliderare sker detta vid undersökningar av olika kopplingar mellan partiklar, vilket i allmänhet verkar ge bättre resultat än vad som förväntas av HL-LHC, se vidare [30].

6 Simulering av kopplingen $Zt\bar{t}$ för e^-e^+ -kollision

Standardmodellen förutsäger hur partiklar bör koppla till varandra, men samtliga kopplingar har inte bekräftats vilket öppnat möjligheten för BSM-fysik. Speciellt är kopplingen för $Zt\bar{t}$ intressant då det finns underlag som tyder på att $Zt\bar{t}$ och $Wt\bar{b}$ kan ha signifikanta modifikationer om $Zb\bar{b}$ inte har korrekationer [44]. Dessutom är det möjligt att kopplingen kan modifieras om nya neutrala gaugebosoner introduceras i samband med komposit Higgs-modeller [7].

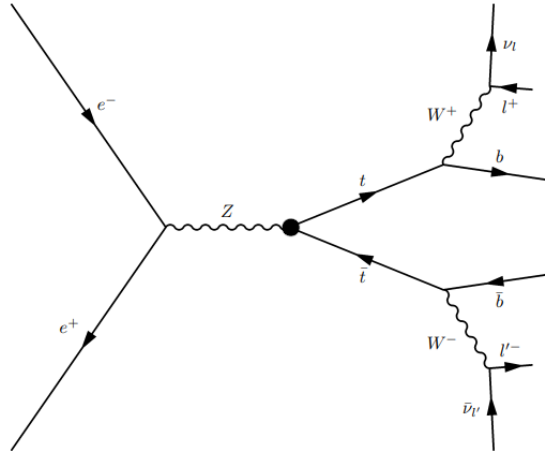
Processen $e^-e^+ \rightarrow Z \rightarrow t\bar{t}$ har inte observerats, utan toppkvarken har endast observerats hos hadronkolliderare [5]. En fördel med leptonkolliderare är att de har lägre antal händelser och lägre komplexitet än hadronkolliderare [6]. Generellt är precisa mätningar inom den elektrosvaga regimen intressanta för att testa standardmodellen [30], och samtliga nämnda leptonkolliderare vill undersöka Z -, W - och Higgsbosonens egenskaper närmre [5]–[7], [42]. Speciellt nämner tekniska rapporter för FCC-ee, ILC och CLIC möjligheten att undersöka elektrosvaga kopplingar för toppkvarken [5]–[7]. En särskild möjlighet är att mäta framåt-bakåt-asymmetrin hos myoner i processen $e^-e^+ \rightarrow Z \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}\nu_\mu\bar{\nu}_\mu\mu^+\mu^-$, vilket är utgångspunkten för detta arbetes undersökning av $Zt\bar{t}$. Syftet med följande simuleringar är att modellera $Zt\bar{t}$ med avseende på en modifiering κ av den vänstra kopplingskonstanten, se kapitel 2.2. Modellen analyseras utifrån huruvida ett potentiellt experiment kan ge utslag inom BSM-modellen men utanför rimliga statistiska fluktuationer. Simuleringarna utförs i MadGraph5 [45], med hjälp av MadAnalysis5 [46] för initial datanalis samt en importerad modellfil skapad med hjälp av FeynRules [47] och tillhörande modellfil för standardmodellen [48].

Existerande undersökningar inom området indikerar att leptonkolliderare kommer att kunna bestämma faktorer i kopplingen $Zt\bar{t}$ till en högre grad än tidigare experiment [49], [50]. I [50] detaljeras specifikt hur väl ILC vid $\sqrt{s} = 500$ GeV och polarisation $\pm 80\%$ för e^- och $\pm 30\%$ för e^+ mäter kopplingar mellan Z -bosonen och t . Enligt rapporten skulle den vänstra kopplingskonstanten, g_L , mätas med en relativ precision ($\delta g_L/g_L$) på ungefär 11 %, vilket påstås vara markant bättre än för LHC [50].

6.1 Detaljering av $Zt\bar{t}$

En elektron och en positron kan vid kollision skapa en Z -boson, eller en foton, som sedan kan producera en t och $\bar{t}$, som därefter sönderfaller. Händelsen kräver att den totala energin i kollisionen är minst två gånger toppkvarkens massa (173 GeV [11]). Denna process har inte undersökts experimentellt eftersom ingen tidigare leptonkolliderare har uppnått tillräckligt höga strålenergier. Därav kan kopplingen för vertex $Zt\bar{t}$ undersökas för potentiell BSM-fysik.

Eftersom toppkvarkar har liten bredd är deras livstid kort, därav detekteras inte kvarkarna direkt. Däremot sönderfaller t och $\bar{t}$ vidare enligt Feynmandiagramet i figur 6.1.



Figur 6.1: Positron-elektron-kollision till en Z -boson som producerar kvarkarna t och $\bar{t}$. Dessa sönderfaller i sin tur vidare till en W^+ -boson och en b -kvark respektive en W^- -boson och en $\bar{b}$ -kvark. Till slut producerar W^+ en antilepton och en neutrino och W^- en lepton och en antineutrino. I figuren syns $Zt\bar{t}$ vertexet utmarkerat med en större punkt.

Både t och $\bar{t}$ sönderfaller nästan alltid till W^+b respektive $W^-\bar{b}$, där bottenkvarkarna kan praktiskt generaliseras till jets. Därefter kan W^+ sönderfalla till $l^+\nu_l$ och W^- till $l'^-\bar{\nu}_{l'}$, där l och l' är leptoner som kan vara av olika eller samma smak. Annars sönderfaller W -bosonen till två jets. [11]. Däremot är de semileptoniska sönderfallskanalerna mer intressanta att studera, då jets är svårare att undersöka.

Ett test för BSM-fysik hos diagrammet i figur 6.1 består av att undersöka asymmetrin hos kopplingskonstanter med avseende på höger- och vänsterhänthet. För ett diagram där en Z -boson skapar fermioner existerar två kopplingskonstanter, $g_{L,f}$ och $g_{R,f}$ (vänster och höger), vilka indikerar styrkan av interaktionen med avseende på helicitet [51]. För att beskriva hur kopplingskonstanterna skiljer sig används observabeln höger-vänster-asymmetri, A_{LR}^f , som definieras enligt [52]

$$A_{LR}^f = \frac{g_{L,f}^2 - g_{R,f}^2}{g_{L,f}^2 + g_{R,f}^2}. \quad (6.1)$$

Dock kan A_{LR}^f vara svår att direkt mäta, eftersom antalet sluttillståndspartiklar av en viss helicitet behöver mätas, vilket praktiskt innebär att detektera om partikelns spinnprojektion är parallellt med dess färdriktning, vilket kan vara svårt att mäta. Därav introduceras en annan observabel: framåt-bakåt-asymmetri, A_{FB}^f . Denna definieras enligt

$$A_{FB}^f = \frac{\sigma_F^f - \sigma_B^f}{\sigma_F^f + \sigma_B^f}, \quad (6.2)$$

där σ_F^f och σ_B^f är diagrammets tvärsnitt mellan vinkel $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$ respektive $\frac{\pi}{2} < \theta < \pi$ [52]. Vinkeln θ beskriver spridningen med avseende på z -axeln, det vill säga vinkeln från strålens färdriktning [30]. Ofta används pseudorapiditet, η , för att indikera vinkel, se 3.3. På grund av θ -beroendet är A_{FB}^f , teoretiskt, direkt mätbar, dock kan detektorns upplösning påverka hur noggrant en partikels θ uppmäts. Framåt-bakåt-asymmetri relaterar till A_{LR}^f enligt

$$A_{FB}^f = \frac{3}{4} A_{LR}^e A_{LR}^f, \quad (6.3)$$

där A_{LR}^e är vänster-höger-asymmetrin för elektron-positron-kollisionen [52]. Därav kommer en förändring hos höger-vänster-asymmetri ha en rättfram inverkan på framåt-bakåt-asymmetri och därav blir A_{LR}^f indirekt mätbar.

Kopplingen för $Zt\bar{t}$ kan därav undersökas via framåt-bakåt-asymmetri, där modelleringen utgår från att en variabel κ modifierar vänsterkopplingen enligt κg_L , och $\kappa = 1$ återger standardmodellen. Dock är inte toppkvarkarna direkt detekterbara på grund av deras låga livstid, men de slutgiltiga leptonerna kan detekteras. Därav behöver (6.3) utvidgas till diagrammet i figur 6.1. Under antagandet att samtliga kopplingar

utöver $Zt\bar{t}$ är konstanta kommer framåt-bakåt-asymmetrin för någon av de slutliga leptonerna, A_{FB}^l , vara proportionell mot höger-vänster-asymmetrin för $Zt\bar{t}$ -vertexet, A_{LR}^l ,

$$A_{\text{FB}}^l \propto A_{\text{LR}}^l. \quad (6.4)$$

Eftersom övriga kopplingar är väletablerade och överensstämmer med standardmodellens förutsägingar kan A_{LR}^l experimentellt undersökas via jämförelser med modellering av κg_L .

6.2 Metod för undersökning av $Zt\bar{t}$ -koppling

Innan simuleringarna behöver en observabel väljas för att kunna modellera funktioner av κ . Enligt (6.4) är framåt-bakåt-asymmetri en passande utgångspunkt, men observabeln modifieras aningen. Den primära anledningen är att det totala tvärsnittet är beroende av κ , och A_{FB} normeras med σ_{tot} . Istället används $N_{\mu^\pm}(\eta < 0)$ som observabel, det vill säga antalet myoner eller antimyoner i den negativa hemisfären. För att försöka följa etablerad teori modifieras observabeln ytterligare, genom att ta hänsyn till angivna tvärsnitt för toppproduktion från CLIC [5]. Tvärsnitten simulerade i MadGraph5, vilka är tvärsnitt för diagrammet i figur 6.1 med myon och antimyon, normeras med avseende på $\sigma(\kappa = 1)$, vilket bevarar κ -beroendet men eliminerar värdena. För att återskapa ett giltigt tvärsnitt multipliceras de normerade tvärsnitten med 5 % av tvärsnittet för $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ vid respektive energi från [53, s.6]. Anledningen att endast 5 % används är eftersom det totala tvärsnittet för både γ och Z som virtuell partikel är angivet, och undersökning med Madgraph5 [45] tyder på att andelen av tvärsnittet från Z är ungefär 5 %.

Det resulterande tvärsnittet behöver även multipliceras med förgreningsförhållandena (BR) för resten av diagrammet. Toppåret sönderfaller nästan 100 % av tiden till bW^+ respektive $\bar{b}W^-$, därav bestäms BR från W -bosonens sönderfall [11]. För W -bosonen är $\text{BR}(l^\pm \nu) = 10\%$, där tre leptonsmaker ger sammanlagt 30 % [11]. Resterande 70 % består av jets. Från dessa BR kan två antaganden göras: antingen kan diagrammet endast mätas och korrekt identifieras om W sönderfaller till myoner, i vilket fall det totala tvärsnittet skalas med 0,01 ($\text{BR}(\mu^\pm \nu)^2$), eller kan samtliga sönderfall uppmätas, därav skalas tvärsnittet med 0,1 (ena grenen sönderfaller med $\text{BR} = 10\%$). Båda antaganden undersöks, men i praktiken kan tvärsnittet skalas någonstans mellan de två binära fallen.

Slutligen fås observabeln

$$N_{\mu^\pm}(\eta < 0) = A_B \cdot \frac{\sigma_s(\kappa)}{\sigma_s(\kappa = 1)} \cdot \sigma_{\text{SM}} \cdot L \cdot \text{BR}, \quad (6.5)$$

där A_B är andelen partiklar som träffar negativa hemisfären, $\sigma_s(\kappa)$ är simulerat tvärsnitt, σ_{SM} är tvärsnitt från [53, s.6], L är integrerad luminositet och BR är förgreningsförhållanden.

Den integrerade luminositeten per år fås från tabell 4.1, och den totala L som används i beräkningarna tar även hänsyn till antal år i drift. Notera att driftplanen för ILC, enligt [6], är mer flexibel och konceptuell än för övriga kolliderare och presenterar målsättningar för integrerad luminositet för 20 års tid. Övriga kolliderare har fastare planer där antalet driftår per energinivå är närmare 5 år, se tabell 6.1 nedan med värden från [5]–[7]. För att resultaten ska vara jämförbara beräknas den integrerade luminositeten per år från ILC:s 20-års spann och antal driftår sätts till 5 år.

Tabell 6.1: Integrerad luminositet och antal år i drift per relevanta energinivåer hos kolliderare. Tabellen är ordnad enligt fallande $\sqrt{s}$.

Kolliderare	$\sqrt{s}$ (GeV)	Integrerad luminositet $\text{fb}^{-1}/\text{år}$	Antal år i drift
CLIC	3000	708	6
CLIC	1500	444	5
ILC	1000	400	5*
ILC	500	200	5*
CLIC	380	180	5
FCC-ee	365	340	4
FCC-ee	350	200	1

Med en observabel etablerad är det första praktiska steget att simulera modeller i MadGraph5 [45]. Inför simuleringarna importeras en modifierad modellfil av [48], genererad med hjälp av FeynRules [47], som

modifierar vänsterkoppling hos $Zt\bar{t}$. Modelleringen sker sedan via mätserier om elva punkter för κ mellan 0,5 och 1,5, där varje mätning består av en miljon händelser. Det utförs en mätserie per masscentrumsenergi, där energierna bestäms av olika föreslagna kolliderares givna energinivåer, se tabell 6.1. Dessutom upprepas varje mätserie för två polariseringar, utöver ingen: -80 och +80 polarisering för e^- -strålen, baserat på CLICs möjliga polariseringschema [5]. Notera att tvärsnitten påverkas av polarisering, vilket i höga energier innebär en 30 % ökning eller minskning för -80 respektive +80 polarisering [53]. I denna undersökning appliceras en 30 %-ig förändring i $N_{\mu^\pm}$ för samtliga energinivåer.

Efter kollisionssimuleringarna används MadAnalysis5 [46] för att analysera fördelningen för pseudorapiditeten. Detta görs genom att låta programmet plotta $\eta > 0$ och extrahera "underflow" för grafen i det resulterande HTML-resultatet. På detta vis fås andelen partiklar med $\eta < 0$.

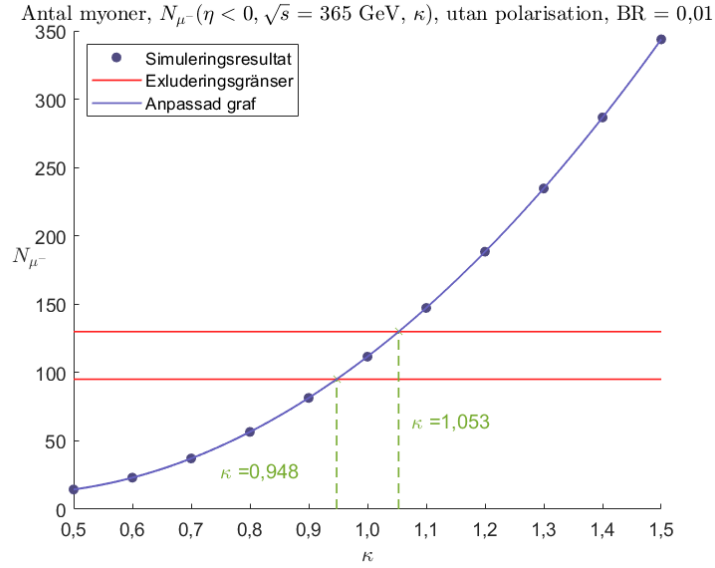
För att förenkla simuleringsarbetet skrevs Pythonkod för att automatisera sekventiella simuleringskörningar och extrahera data från HTML-resultaten. Appendix B visar grundläggande kod, men under experimentet har modifierade versioner använts allt eftersom simuleringsmetodiken utvecklades.

Med färdiga simuleringsresultat behöver dessa analyseras för att försöka etablera om ett experiment rimligtvis kan ge utslag för BSM-modellen. Den statistiska analysen sker med hjälp av p -värdet, som generellt indikerar sannolikheten att få ett resultat lika med ett längre från en nollhypotes, H_0 [54]. Genom att fixera ett p -värde fås ett kriterium för huruvida H_0 kan avfärdas. Ofta används två olika kriterier beroende på om datan undersöks för upptäckt eller exklusion, där upptäckt kräver mycket högre statistisk säkerhet [54]. För upptäckt ställs datan mot $H_0 = H_B$ medan för exklusion är $H_0 = H_{S+B}$, där B indikerar standardbakgrund och S signal från ny fysik [54]. Alltså vid upptäckt antas standardmodellen vara sann och vid exkludering anses BSM-modellen vara sann. För detta arbete finns ingen experimentell data, utan simuleringsdatan tas fram ur en modell. Analysen kommer istället sätta den framtagna funktionen $N_\mu^\pm(\kappa)$ som H_0 , med målet att exkludera delar av BSM-modellen, och beräkna S från $N_\mu^\pm(\kappa = 0) = B$ med $p = 0,05$, representativt av ett konfidensintervall om 95 %, via ekvationen

$$Z = \sqrt{2(S - B \ln(1 + S/B))}; Z = 1,645 [54, \text{s.2}], \quad (6.6)$$

där $Z = 1,645$ representerar $p = 0,05$. Värdet $S + B$ kommer indikera vilka κ som exkluderas under antagandet att standardmodellen är sann. Med andra ord skulle ett experimentresultat som representerar ett κ i exkluderingszonen kunna leda till en upptäckt, eftersom standardmodellen inte rimligtvis kan statistiskt fluktuera till ett exkluderat κ . Intervallen av exkluderade κ ger därav en indikation på huruvida ett experiment har en rimlig möjlighet att ge BSM-resultat. Det slutgiltiga resultatet presenterar inkluderings-räckvidden, alltså är κ utanför räckvidden exkluderade.

Datanalysen sker via MATLAB [55] vilket producerar resultat i form av grafer som indikerar inkluderade κ per energinivå och polarisation, samt $BR = 0,1$ eller $0,01$. Eftersom mätdatan endast består av elva punkter skapas en regression till datan. Anpassningen väljs till ett kvadratisk polynom med underlag i att $N_{\mu^\pm} = \sigma_{\text{tot}} A_{\text{FB}}^1 \propto \sigma_{\text{tot}} A_{\text{LR}}^1$, därav bör relationen beroende på κ bli kvadratisk enligt ekvation (6.1), då det kvadratiske beroendet av κ i nämnaren cancelleras. För ett exempel på en κ -modell se figur 6.2.



Figur 6.2: Exempel på graf av antal myoner beroende på κ . Datapunkterna visar simuleringsresultaten, med en anpassad kurva. De röda linjerna representerar exkluderingszoner, där κ tillhörande värden utanför intervallet exkluderas. Gröna värden på κ indikerar var exkluderingszonen korsar regressionen. Luminositeten är tagen från tabell 6.1.

6.3 Begränsningar

En begränsning hos simuleringarna är att endast LO-processer beaktas. När partiklar växelverkar kan mer komplicerade processer än enkla vertex uppstå, till exempel loopar där en partikel delas upp i två andra partiklar som sedan konvergerar till en partikel. Sådana händelser är mer sällsynta än ”rena” processer som i figur 6.1, men har en påverkan vid noggrann analys. Vid arbeten av förberedande natur, som detta arbete, kan LO räcka för att etablera huruvida nya upptäckter är möjliga eller inte.

Den centrala begränsningen är dock att detektorer inte simuleras. I praktiken kan avgränsningar hos detektorer negativt påverka resultaten, speciellt kan antalet händelser minskas då inte alla detekteras. Därav tas inte systematiska fel i hänsyn.

I metodiken antas att topparet alltid sönderfaller till W -boson och (anti)bottenkvark, men som påpekat i kapitel 6.1 kan kopplingen $W\bar{b}$ ha signifikanta korrekationer. Då W och $\bar{b}$ rimligtvis kan antas vara ”on-shell”, det vill säga inte vara virtuella. Därav behålls BR till 100 %, då $W\bar{b}$ är det enda möjliga sönderfallet.

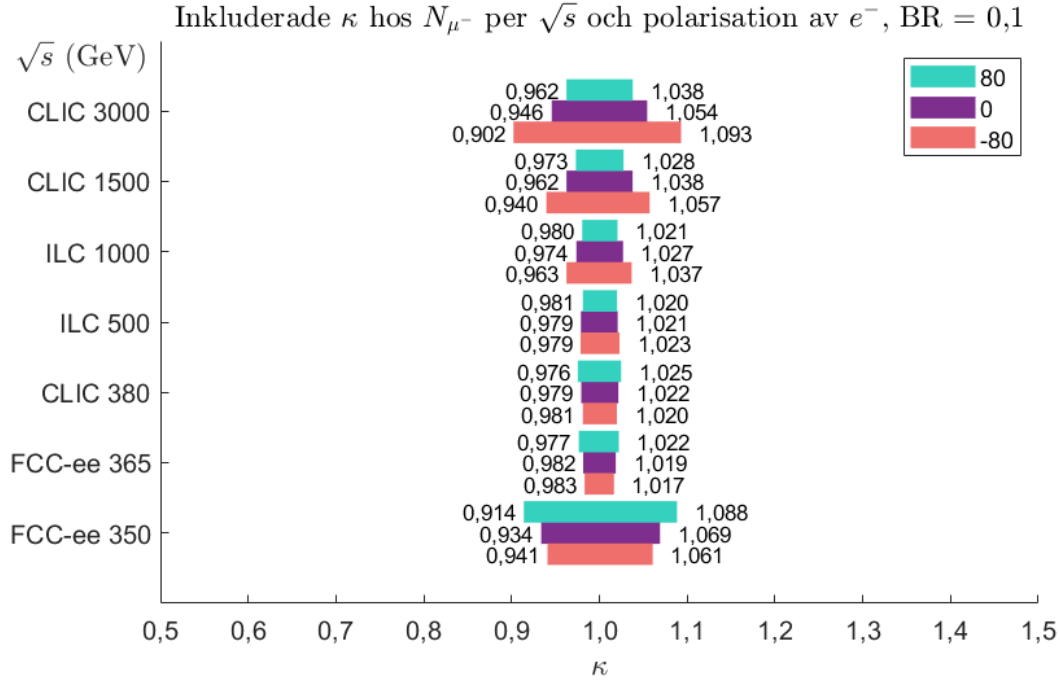
Ytterligare antas att ett experiment kan identifiera när en myon eller antimyon uppkommer från $Zt\bar{t}$, speciellt differentiera mellan en γ och Z -boson i $e^-e^+ \rightarrow t\bar{t}$. Elektroner kan även växelverka med fotoner, men resten av diagrammet är likadant som för $Zt\bar{t}$ efter topparet. Eftersom Z och γ är virtuella partiklar kan det vara svårt att differentiera diagrammen mellan dessa, och därav få en mätning direkt på $Zt\bar{t}$. Men [49], [50] är exempel av studier som undersöker möjligheten att mäta bland annat formfaktorer för specifikt kopplingen vid Z . Därav är det rimligt att anta att Z -kopplingen kan mätas trots störningar från γ , men ett praktiskt experiment kan kräva en mer djupgående metodik och problematisering än vad simuleringarna gör. Möjligtvis kan en framtida undersökning av $Zt\bar{t}$ kräva studium av $\gamma t\bar{t}$ i tandem. Kopplingen $\gamma t\bar{t}$ verkar dock inte lika ifrågasatt som $Zt\bar{t}$ (se [44] och kapitel 5.6 om CP -brott för svag växelverkan), och experiment bör bekräfta standardmodellen och därav kan dess bidrag subtraheras från totala mätningar och ge $Zt\bar{t}$. Dock överlämnas detaljer kring differentiering av diagrammen till framtida studier och experiment.

6.4 Resultat

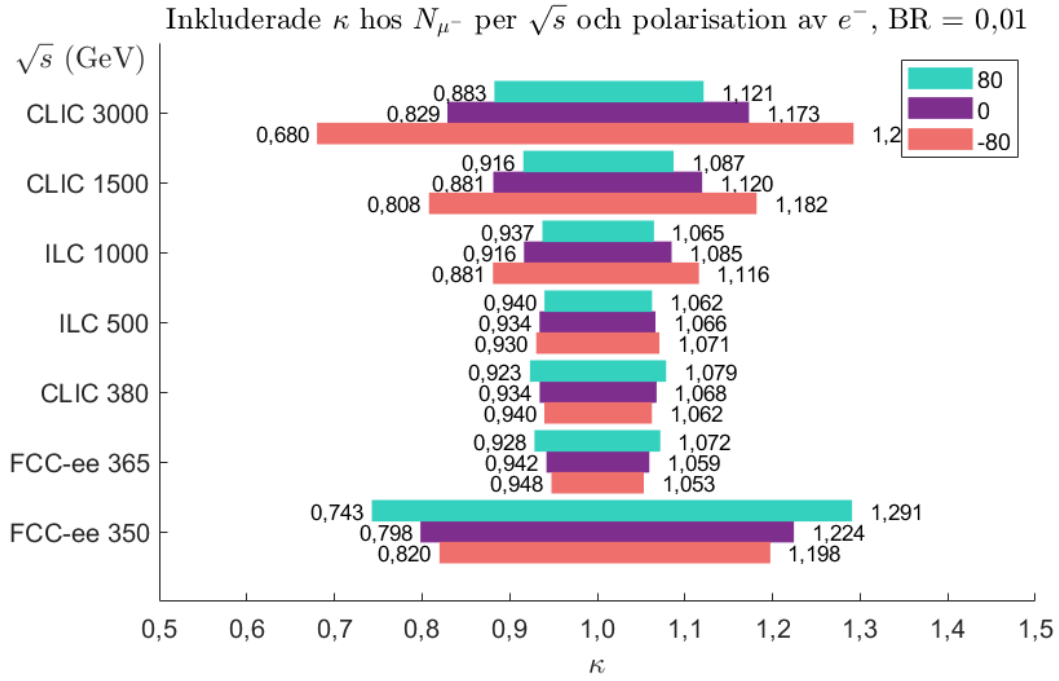
Resultaten för simuleringarna och deras analys presenteras i fyra grafer som visar inkluderade κ för olika kollisionsenergier, $\sqrt{s}$, enligt resonemanget i kapitel 7.2. Graferna i figur 6.3 respektive 6.4 visar de inkluderade värdena på κ , representativt av ett 95 %-igt konfidensintervall. Antalet detekterade μ^- i den negativa hemisfären räknas för olika polarisation av e^- -strålen. Värdena i figur 6.3 bygger på BR = 0,1 och i figur

6.4 på $BR = 0,01$. Graferna i figur 6.5 och 6.6 visar detsamma som graferna i figur 6.3 och 6.4 men för μ^+ .

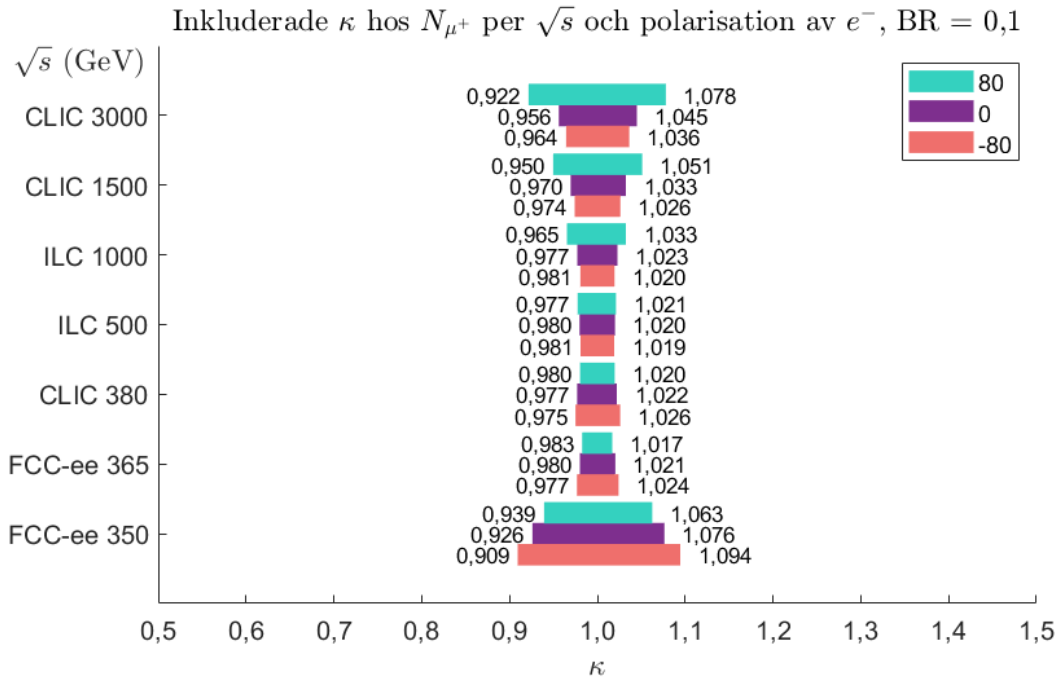
Ett snävare intervall innebär en mindre inkluderingsräckvidd och därav större exkluderingszon. Detta innebär att smalare staplar implicerar en bättre möjlighet att upptäcka BSM-fysik eller förbättra noggrannheten av standardmodellens värde. Om ett verkligt experimentvärde skulle representera ett exkluderat κ innebär detta att BSM-fysik indikeras, enligt denna modellering.



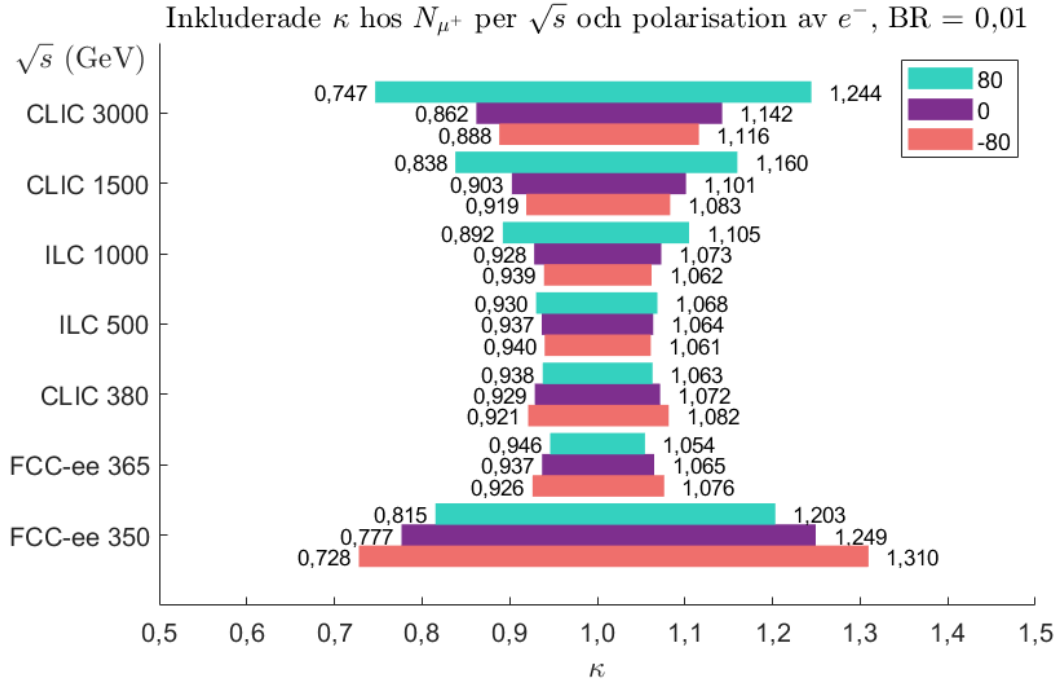
Figur 6.3: Inkluderande κ för N_{μ^-} beroende på $\sqrt{s}$ och polarisation av e^- -strålen, där polarisation av e^+ -strålen är noll, och $BR = 0,1$. Värdena vid stavarna indikerar under respektive över vilket κ som BSM-modellen (definierad i intervallet $0,5 < \kappa < 1,5$) exkluderas enligt ekvation 6.6.



Figur 6.4: Inkluderande κ för N_{μ^-} beroende på $\sqrt{s}$ och polarisation av e^- -strålen, där polarisation av e^+ -strålen är noll, och BR = 0,01. Värdena vid stavarna indikerar under respektive över vilket κ som BSM-modellen (definierad i intervallet $0,5 < \kappa < 1,5$) exkluderas enligt ekvation 6.6.



Figur 6.5: Inkluderande κ för N_{μ^+} beroende på $\sqrt{s}$ och polarisation av e^- -strålen, där polarisation av e^+ -strålen är noll, och BR = 0,1. Värdena vid stavarna indikerar under respektive över vilket κ som BSM-modellen (definierad i intervallet $0,5 < \kappa < 1,5$) exkluderas enligt ekvation 6.6.



Figur 6.6: Inkluderande κ för N_{μ^+} beroende på $\sqrt{s}$ och polarisation av e^- -strålen, där polarisation av e^+ -strålen är noll, och BR = 0,01. Värdena vid stavarna indikerar under respektive över vilket κ som BSM-modellen (definierad i intervallet $0,5 < \kappa < 1,5$) exkluderas enligt ekvation 6.6.

7 Beräkning av potentiella nya partiklar med hadronkolliderare

Med de föreslagna hadronkolliderarna är målet att uppnå högre masscentrumsenergi vid kollision vilket gör att nya partiklar potentiellt kan hittas. Detta avsnitt behandlar, genom simuleringar, möjligheterna att hitta olika nya partiklar med nya, mer högenergetiska, kolliderare.

7.1 Hur bredden relaterar till tvärsnittet

I detta avsnitt behandlas beräkningarna bakom hur bredden av en partikel, X , som sönderfaller till två nya partiklar, i och j , relaterar till tvärsnittet av produktionen av X från i och j . De två partiklarna i och j är i diskussionen i det här avsnittet uteslutande partoner från protoner då kapitlet behandlar protonkolliderare. Detta betyder att partiklarna i och j kommer vara kvarkar, antikvarkar eller gluoner. Partonerna kommer även approximeras som masslösa då kolliderarnas energier är höga.

Från de gyllene reglerna, se kapitel 2.4, kan det differentiella tvärsnittet för att producera en partikel X tas fram. Det ges av

$$d\sigma = \frac{1}{2s} |\overline{M}|_{\sigma}^2 d_{\text{LIPS}} \quad (7.1)$$

där s är masscentrumsenergin för kollisionen i kvadrat, $|\overline{M}|_{\sigma}^2$ är sannolikheten att producera partikeln i fråga och d_{LIPS} är det relativistiska fasrummet. Den differentiella bredden för partikel X att sönderfalla till i och j kan även den fås fram från de gyllene reglerna och ges av

$$d\Gamma = \frac{1}{2m} |\overline{M}|_{\Gamma}^2 d_{\text{LIPS}} \cdot \begin{cases} 1 & \text{om partiklarna är olika} \\ \frac{1}{2} & \text{om partiklarna är identiska} \end{cases} \quad (7.2)$$

där m_X är den sönderfallande partikelns massa och $|\overline{M}|_{\Gamma}^2$ är sannolikheten att partikeln sönderfaller i de två sökta partiklarna. Det relativistiska fasrummet ges allmänt av

$$d_{\text{LIPS}} = (2\pi)^4 \delta^{(4)} \left(\sum Q_{\text{in}}^{\mu} - \sum P_{\text{ut}}^{\mu} \right) \frac{d^3 \mathbf{p}_1}{(2\pi)^3 2E_1} \cdots \frac{d^3 \mathbf{p}_n}{(2\pi)^3 2E_n} \quad (7.3)$$

där $\sum Q_{\text{in}}^\mu$ är summan av alla inkommande partiklars 4-rörelsemängd, $\sum P_{\text{ut}}^\mu$ är summan av alla utgående partiklars 4-rörelsemängd och $\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n$ och $E_1, \dots, E_n$ är respektive utgående partikels 3-rörelsemängd och energi.

Då produktionen och sönderfallet sker mellan samma partiklar relaterar $|\overline{M}|_\sigma^2$ och $|\overline{M}|_\Gamma^2$ i ekvation (7.1) och ekvation (7.2) till varandra linjärt. Båda innehåller samma summa över Feynmandiagram, $\sum |M|^2$, där den enda skillnaden är att denna summa även behöver divideras med degenereringen av de inkommande partiklarnas kvanttal.

För att beräkna tvärsnittet respektive bredden behöver de differentiella uttrycken i ekvation (7.1) och ekvation (7.2) integreras. Samtliga konstanter kan flyttas utanför integraltecknet och under antagandet att alla utgående partiklar är masslösa ger integration av d_{LIPS} för sönderfall att

$$\int d_{\text{LIPS}} = \frac{1}{8\pi}. \quad (7.4)$$

Bredden ges därefter av

$$\Gamma = \frac{1}{2m_X} \frac{1}{8\pi} \sum |M|^2 \cdot \frac{1}{D_\Gamma} \cdot \begin{cases} 1 & \text{om partiklarna är olika} \\ \frac{1}{2} & \text{om partiklarna är identiska} \end{cases} \quad (7.5)$$

där D_Γ är degenereringen för den inkommande partikeln som sönderfaller.

Tvärsnittet $\hat{\sigma}$ för produktion av partikeln X från de två givna partonerna i och j beräknas även det via integration av d_{LIPS} . Det leder till

$$\hat{\sigma} = \frac{1}{2\hat{s}} 2\pi \delta(\hat{s} - m_X^2) \sum |M|^2 \cdot \frac{1}{D_\sigma} \quad (7.6)$$

där D_σ är degenereringen av de två inkommande partiklarna i och j och $\hat{s}$ är masscentrumsenergin i kvadrat för dessa två partoner, som givet diskussionen i avsnitt 2.2, ges av $\hat{s} = x_1 x_2 s$. Det totala tvärsnittet ges dock, under antagandet att produktionen från de två givna partonerna är dominerande, av

$$\sigma \approx \int_0^1 \int_0^1 f_i(x_1) f_j(x_2) \hat{\sigma} dx_1 dx_2 \quad (7.7)$$

där f_i och f_j är PDF:erna för respektive parton i och j . Från uttrycket för $\hat{\sigma}$ i ekvation (7.6), och genom att utnyttja $\hat{s} = m_X^2$, kan uttrycket för σ i ekvation (7.7) skrivas om till

$$\sigma \approx \frac{\pi}{D_\sigma s m_X^2} \sum |M|^2 \int_{m_X^2/s}^1 f_i(x) f_j \left(\frac{m_X^2}{xs} \right) \frac{dx}{x}. \quad (7.8)$$

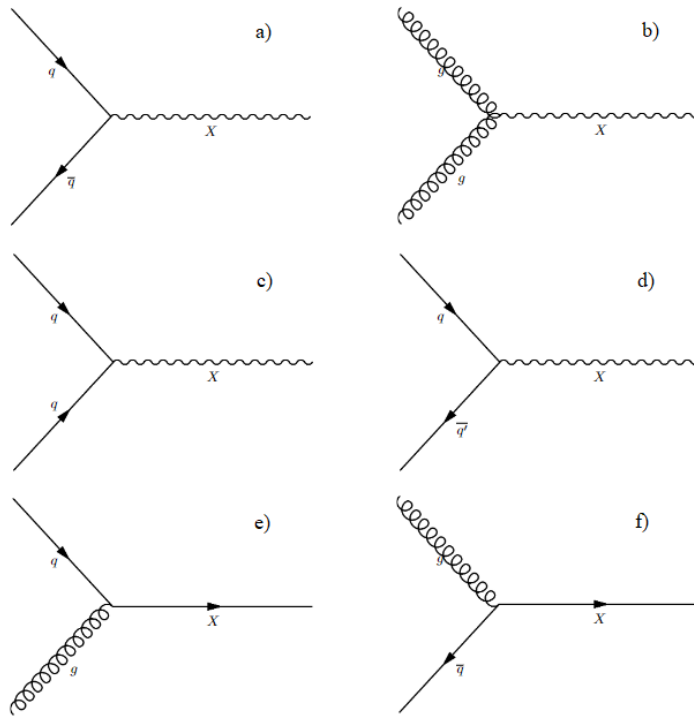
Genom att kombinera ekvation (7.5) och ekvation (7.8) går det att relatera bredden Γ till tvärsnittet σ enligt

$$\sigma = \Gamma \frac{D_\Gamma}{D_\sigma} \frac{16\pi^2}{s m_X} \int_{m_X^2/s}^1 f_i(x) f_j \left(\frac{m_X^2}{xs} \right) \frac{dx}{x} \cdot \begin{cases} 1 & \text{om partiklarna är olika} \\ 2 & \text{om partiklarna är identiska} \end{cases} = \Gamma I. \quad (7.9)$$

I definierar här alla konstanter och PDF-integralen.

7.2 Fysikmotivation

Det finns flera olika teoretiserade pariklar som eventuellt skulle kunna hittas vid högre energinivåer. Exempelvis som beskrivet i kapitel 5.5 där man söker efter nya gaugebosoner, Z' . De möjliga partiklarna som studeras här är singlet-, tripplett-, sextett- och oktett-bosoner samt tripplett-fermioner, med grund i [56]–[60]. I figur 7.1 visas Feynmandiagrammen för produktionen av de olika partiklarna. Observera att Feynmandiagrammen för sönderfall ser likadana ut, men går åt motsatt håll.



Figur 7.1: Feynmandiagram för produktion av partiklar, Feynmandiagrammen för motsvarande sönderfall ser likadana ut fast åt andra hållet. Tidsaxeln går från vänster till höger. Diagrammen i a) och b) visar produktion av en neutralt laddad boson från en kvark och motsvarande antikvark respektive två gluoner. Diagrammet i c) visar produktion av en boson från två kvarkar. Diagrammet i d) visar produktion av en boson från en kvark och en annan antikvark. Diagrammen i e) och f) visar produktion av en fermion från en kvark eller antikvark och en gluon.

7.3 Metodik

En fullständigt studie av FCC-hh:s eller SPPC:s räckvidd för att skapa olika nya partiklar, alltså luminositeten som krävs för att exkludera eller upptäcka dessa, ligger bortom arbetets omfång då en sådan studie kräver en noggrann uppskattning av bakgrunden och analys av detektorn som används. Istället fokuserar simuleringen på att besvara en enklare, men relaterad fråga: Hur hög luminositet krävs för att skapa $N \sim 10000$ X -partiklar? Däremot demonstreras ett kvalitativt exempel av en uppskattning för hela processen i slutet av detta kapitel.

Givet diskussionen i avsnitt 7.1 görs simuleringar som undersöker vilken luminositet som skulle krävas i en 100 TeV hadronkolliderare för att upptäcka nya partiklar, givet att de existerar. 100 TeV motsvarar samma masscentrumsenergi, $\sqrt{s}$, som FCC-hh (se tabell 4.1). Anledningen till att FCC-hh:s kollisionenergi används i simuleringarna är för att denna kolliderare har den högsta planerade $\sqrt{s}$. En ekvation för luminositeten fås genom att utnyttja relationen mellan antalet händelser och luminositeten i ekvation (2.1) i kombination med ekvation (7.9). Detta ger

$$N = L\sigma = L\Gamma I \quad (7.10)$$

eller att

$$L = \frac{N}{\Gamma I} \quad (7.11)$$

För att kunna uppskatta luminositeten används i de numeriska beräkningarna $\Gamma = m_X/10$ och $N = 10000$. Anledningen till att Γ väljs till 10% av massan är för att kunna maximera σ utan att den blir odetekterbar. Ett mindre Γ skulle ge en tydligare upptäckt men det skulle även produceras färre partiklar. Dock skulle ett större Γ ge en bredare, mer "utsmetad" topp som potentiellt inte skulle gå att urskilja från bakgrunden.

Simuleringar görs för olika ingående partiklar, både kvarkar, antikvarkar och gluoner och för olika typer av nya partiklar där de nya partiklarnas kvanttal kommer från konservering av de ingående partiklarnas kvanttal. De olika typerna av nya partiklar som behandlas är sextett- och tripplett-bosoner som kommer från kollision av två kvarkar, singlet- och oktett-bosoner från kollision av en kvark och en antikvark eller två gluoner samt tripplett-fermioner från kollision av en gluon och en kvark eller antikvark. Simuleringarna utförs vid massenergi mellan 1 och 25 TeV. Den övre gränsen dras vid 25 TeV då PDF:erna därefter blir allt mer osäkra vilket diskuteras i kapitel 10.3.

Av de partoner som är kvarkar är det endast u - och d -kvarken samt motsvarande antikvarkar som har simulerats, då dessa är de mest troliga att finna i protonen. Då laddning också ska vara bevarad för de hypotetiska partiklarna bör bosoner skapade av två kvarkar antingen ha laddning $4e/3$, $e/3$ eller $-2e/3$. De skapade av en kvark och en antikvark bör ha laddning 0, e eller $-e$. De skapade av gluon-interaktion borde få laddning 0. För fermionerna gäller det att laddningen bör vara densamma som ingående kvark eller antikvark då processen sker med en gluon med laddning 0.

Beräkningar och grafer för simuleringarna är gjorda i Mathematica [61]. PDF:erna som används är hämtade från ett bibliotek av PDF:er från NNPDF [12]. Dessa är, som nämnt i kapitel 2.5, framtagna med hjälp av experimentell data och maskininlärning.

För att kunna ta hänsyn till bakgrunden då man beräknar den krävda luminositeten behövs en uppskattning av signifikansen vid olika massor. För detta används ekvationen

$$Z = \frac{S}{\sqrt{B}} \quad (7.12)$$

där Z betecknar signifikansen, S är signalen och B är bakgrunden, det vill säga alla händelser som sker som inte är av intresse [54, s.2]. En mer exakt formel ges i ekvation (6.6), men för stora S och B går den mot (7.12). Bakgrunden och signalen ges av uttrycken

$$B = L\sigma_{jj} \quad (7.13)$$

$$S = L\sigma_S, \quad (7.14)$$

där σ_{jj} är tvärsnittet för två jets vid kollision av protoner, σ_S är tvärsnittet från simuleringen av 10000 partiklar och L är luminositeten. Madgraph5 [45] används för att simulera tvärsnittet σ_{jj} . Massintervallet som σ_{jj} är beräknat över är $m_X \pm 10\%$, alltså hela intervallet som en partikel med den antagna bredden täcker in. σ_S beräknas genom N/L_S , där L_S är hämtat från den simulerade datan och N är 10000 skapade partiklar. I simuleringarna används $Z = 1.645$ vilket, på samma sätt som i kapitel 6.2, motsvarar ett konfidensintervall på 95 %.

För att sedan ta fram vilken luminositet som skulle krävas för att få den sökta signifikansen kombineras ekvationerna (7.12), (7.13) och (7.14). Från dessa följer att L är

$$L = Z^2 \frac{\sigma_{jj}}{\sigma_S^2}. \quad (7.15)$$

7.4 Resultat

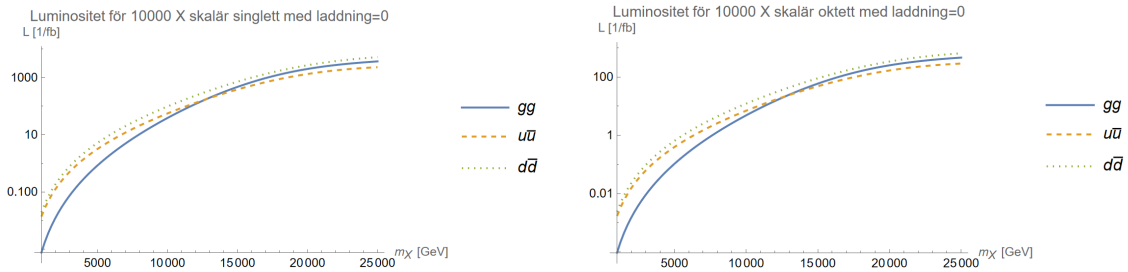
I detta kapitel presenteras resultatet av luminositetsberäkningarna för potentiella nya partiklar i intervallet 1 till 25 TeV för en kolliderare med $\sqrt{s} = 100$ TeV. Luminositetsgraferna syns i figurerna 7.2, 7.3, 7.4 och 7.5, där massan på X är given i GeV. Figurerna visar att den förutspådda luminositeten i intervallet för massan av sökta partiklar, oavsett vilken färgdegenerering och om X är en fermion eller boson, kräver maximalt 1000 fb^{-1} i integrerad luminositet. Då FCC-hh uppskattas ha en integrerad luminositet på 3000 fb^{-1} per år enligt tabell 4.1 skulle det innebära att 10000 händelser bör kunna nås, för alla de nya partiklar som undersökts i massintervallet, inom ett år från att maximal luminositet samt masscentrumsenergi för kollideraren har nåtts. Enda undantaget om man betraktar de tyngsta singletskalärerna som skulle bildas av en kvark och en antikvark i den vänstra figuren i 7.3. Där syns att det nästan krävs 10000 fb^{-1} och det innebär att det skulle ta lite längre än tre år innan dessa skulle kunna observeras.

Från figur 7.2 syns tydligt att för lägre massor på X krävs det en betydligt lägre luminositet för att gluon-gluon-interaktionen ska kunna producera 10000 X -partiklar. I figurerna 7.2, 7.3 och 7.4 visas luminositeten

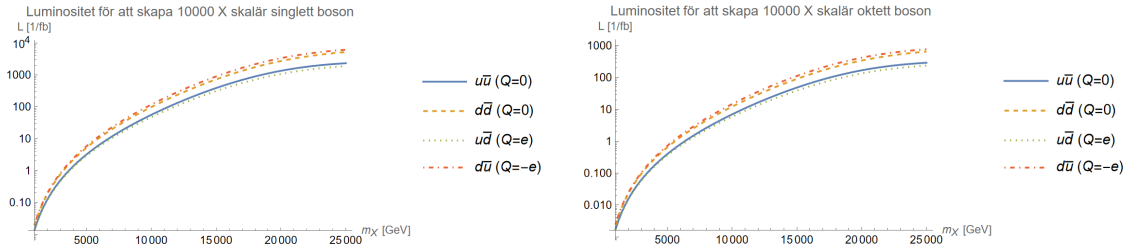
för att skapa 10000 X via samma produktionspartiklar både i vänster och höger graf, men med olika färg-degenerering (exempelvis oktett och singlet). Detta ger enligt ekvation (7.9) endast en konstant skillnad mellan graferna för respektive produktionsmöjlighet eftersom PDF:erna är desamma.

Som referens görs en beräkning för en $\sqrt{s}$ som motsvarar LHC:s och denna visas i figur 7.6. I figuren redovisas den nödvändiga luminositeten för att skapa 10000 skalärbosoner från kollision av två gluoner. Det framgår att för en lägre $\sqrt{s}$ skulle det krävas många storleksordningar högre luminositet. Vid $m_X = 13000$ GeV går luminositeten mot oändligheten, vilket kan förklaras av att $m_X > \sqrt{s}$. Det innebär att det inte finns tillräckligt med energi för att skapa partiklarna i fråga. Värt att notera är att samma form på kurvan, som för LHC-simuleringen, även borde fås för mätningarna gjorda för FCC-hh om m_X får gå mot 100 TeV i de graferna.

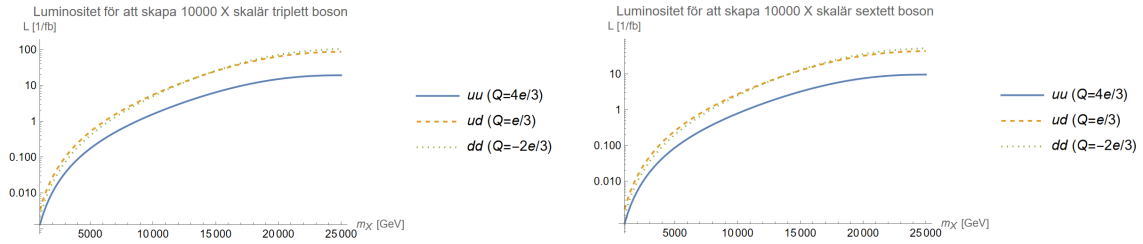
Ett exempel på vilken luminositet som behövs när hänsyn tas till bakgrunden ges i tabell 7.1. Beräkningen görs för fallet då en skalär oktett-boson skapas från gluon-gluon-kollision. Värdena på σ_S är beräknade med värden avlästa från grafen i den högra bilden i figur 7.2. Massorna som använts är 10 TeV respektive 20 TeV. Detta resulterar i en simulerad luminositet på $L_{S,10} = 1 \text{ fb}^{-1}$ och $L_{S,20} = 100 \text{ fb}^{-1}$ för respektive massa. Dessa ger i sin tur det σ_S som står i tabellen.



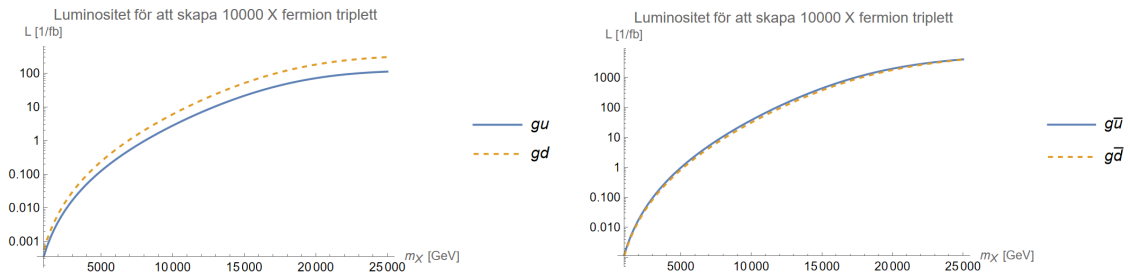
Figur 7.2: Beräknad luminositet som skulle krävas för att skapa 10000 skalärbosoner med neutral laddning. I den vänstra figuren antas X vara en färgsinglet och i den högra en oktett. Luminositeten är plottad mot ökande massa på X mellan 1000 GeV och 25000 GeV.



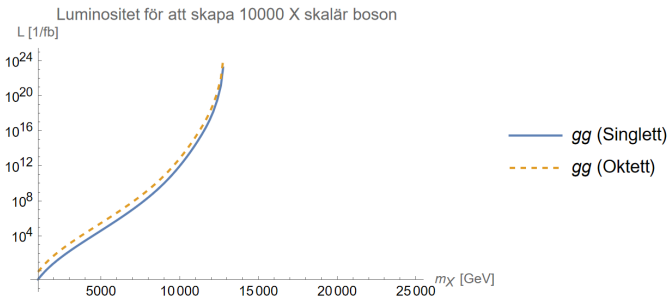
Figur 7.3: Beräknad luminositet som krävs för att skapa 10000 skalärbosoner från kollision av en kvark och en antikvark. Luminositeten är plottad mot ökande massa på X mellan 1000 GeV och 25000 GeV. Den vänstra plotten visar fallet då X är en färgsinglet och den högra då X är en färgoktett. Laddningen som X skulle behöva anta visas bredvid produktionspartiklarna.



Figur 7.4: Beräknad luminositet som krävs för att skapa 10000 skalärbosoner från kollision av två kvarkar. Luminositeten är plottad mot ökande massa på X mellan 1000 GeV och 25000 GeV. Den vänstra plotten visar fallet då X är en färg tripplett och den högra då X är en färgsextett. Laddningen som X skulle behöva anta visas bredvid produktionspartiklarna.



Figur 7.5: Beräknad luminositet som krävs för att skapa 10000 färg-triplett-fermioner. Den vänstra plotten visar resultatet då X skapas från en kollision av en kvark och en gluon och den högra från kollisionen mellan en gluon och en antikvark. Luminositeten är plottad mot ökande massa på X mellan 1000 GeV och 25000 GeV. Laddningen som X behöver anta är den samma som ingående kvark/antikvark.



Figur 7.6: Beräknad luminositet som krävs för att skapa 10000 skalärbosoner från kollision av två gluoner, vid LHC masscentrumsenergi, 13000 GeV. Luminositeten är plottad mot ökande massa på X mellan 1000 GeV och 25000 GeV.

Tabell 7.1: Nödvändig luminositet för att kunna hitta en skalär oktett där bakgrunden tas hänsyn till och med en vald signifikans $Z = 1.645$.

m_X [GeV]	σ_{jj} [pb]	σ_S [pb]	L [1/fb]
10000	12000	10	0,3
20000	400	0,1	100

8 Formulering av populärvetenskaplig artikel

Under projektets gång skrevs en populärvetenskaplig artikel som behandlade partikelfysik och partikelkolliderare. I artikeln behandlas historia bakom partikelfysik med bakgrund till hur atommodellen utvecklades

och sedan hur standardmodellen kom till. Även tidigare kolliderare tas upp, som när LHC upptäckte Higgs-bosonen. Andra delen av artikeln behandlar framtida kolliderare och BSM-fysik som kanske kan upptäckas i dessa. Artikelns text är färdigställd och går att finna i appendix A. Däremot är bilder till texten ännu inte löst och för att undvika problem med upphovsrätten kommer artikeln inte skickas för potentiell publicering innan rapporten är inlämnad.

Observera att artikeln har sin egna referensnumrering och referenslista oberoende av resten av arbetet.

9 Miljöanalys

Eftersom laddade partiklar som accelereras förlorar energi uppstår effektförluster i kolliderarnas strålar [15]. En fördel med de linjära kolliderarna är, vilket nämns i kapitel 3, att deras effektförluster i samband med accelerationen inte är särskilt stora. Dock sker denna acceleration med elektriska fält, vilket i slutändan kan resultera i större effektförluster än motsvarande acceleration med ett magnetfält. Då de planerade kolliderarna kommer öka i storlek och effekt är det viktigt att säkerställa den stora energitillförseln så att inte befolkningen i närområdet påverkas. Av detta följer naturligt att effektivisering av hårdvara i form av nedkylning, uppladdning av magnetfält och dylikt, men även systemens mjukvara, måste effektiviseras. Detta för att reducera energikonsumtionen och därmed CO₂-utsläppen.

För till exempel kylning och konduktivitet i detektorerna används ofta fluorbaserade gaser, vilket även har en relativt stor påverkan på den globala uppvärmningen [62]. På grund av detta regleras utsläppet av dessa gaser av bland annat EU, men trots detta uppskattas att upp till 78 % av växthuspåverkan från LHC:s detektorer kommer från gasen C₂H₂F₄, som har en 1300 gånger större påverkan på miljön än en lika stor mängd koldioxid [62], [63].

En av de större utsläppskällorna är dock konstruktionen av nya kolliderare. Detta är ett problem då många länder siktar på att ha netto noll klimatavtryck inom ett par årtionden [62]. FCC, till exempel, som planeras att ha en radie på 15,56 km skulle resultera i stora arbetskostnader, både ekonomiskt och utsläppsmässigt. Först och främst byggs kolliderare under marken, vilket skulle, med nämnd radie, resultera i att 7 miljoner kubikmeter mark måste grävas ut och förvaras [62]. Görs dessutom undre respektive övre uppskattningar på mängden CO₂-utsläpp hos konstruktionen för enbart FCC:s huvudtunnel, fås mellan 237 – 978 kiloton [62]. I jämförelse är det globala målet att varje person ska bidra med som högst 1,1 ton CO₂-utsläpp per år, medan för 6000 anställda skulle detta motsvara cirka 80 ton per person [62]. För att täcka upp en sådan mängd utsläpp hade omkring 6 miljoner träd behövt planteras [64].

10 Diskussion och slutsatser

Nedan diskuteras teori, metod och resultat för rapporten. Men även framtidsaspekter och dylikt beaktas.

Som ett förord är det nödvändigt att inse att samtliga möjliga nämnda kolliderare inte är definitiva projekt, och designrapporterna som ofta används som referenser, se [4]–[8], [27], [42], är presenterade som konceptuella rapporter, snarare än planeringsrapporter. Säkerligen kommer mjukvaru- och hårdvaruteknik kring detektorer, magnetteknik för acceleration, relevanta fysikutgångspunkter och så vidare att utvecklas innan konstruktion av någon ny accelerator påbörjas. Dessa projekt befinner sig kanske årtionden i framtiden, och först och främst kommer HL-LHC vara aktiv under en lång tid [2]. Rapporterna är dessutom inte ekvivalenta i vilka möjliga experiment som betraktas, samt vilka observabler och dess noggrannheter. Det är kanske inte föga förvånande, då antalet hypoteser som kan undersökas är väldigt många, varav kapitel 5 endast presenterar en mycket kort sammanfattning av centrala koncept.

När det kommer till tekniken är främst FCC-hh och SPPC konceptuella i sina förväntningar, då det verkar som om tekniken för att uppnå 100 TeV kanske inte är möjligt med dagens teknologi. SPPC nämns i allmänhet sällan av referenserna till denna text, även om källor söktes. Notera dock att den konceptuella rapporten [42] där SPPC detaljeras är aningen äldre än rapporten för FCC-hh, från 2015 snarare än omkring 2018-2019. I [42] nämns att SPPC förväntas ha en masscentrumsenergi om 75 TeV med möjliga uppgraderingar till högre energi i framtiden. Det är möjligt att ytterligare utvecklingar av konceptet istället landar på 100 TeV som för FCC-hh, då kanske tekniken för att uppnå denna energi inte antogs vara möjligt i tid för

SPPC. Rapporten för FCC-hh [8] verkar indikera att 100 TeV kommer bli möjligt, och det är kanske inte långsökt att anta att SPPC skulle kunna nå samma energi.

10.1 Diskussion av litteraturanalys

En överblicksanalys av kapitel 5 ger en positiv bild av framtida kolliderares möjligheter att undersöka BSM-fysik. För samtliga nämnda modeller skulle någon föreslagen kolliderare ge bättre möjliga resultat än HL-LHC, men vilken som ger bäst möjlighet varierar. Även om hadronkolliderarna ofta påvisar störst precision och räckvidd, har även leptonkolliderare höga förväntningar. Dessutom planeras både FCC-hh och SPPC att aktiveras efter kanske ett decennium av aktiva mätningar med FCC-ee respektive CEPC. Designrapporten för FCC-hh [8] diskuterar detektorer på en detaljerad men konceptuell nivå, med förord att förväntade tekniska utvecklingar kan förbättra framtida möjligheter. Det är därav möjligt att det existerar förskönade omständigheter kring framtida hadronkolliderare, snarare byggda på förväntningar av framtida teknologi än strikt nutida praktik. Oavsett planeras båda protonkolliderare tas i bruk efter en fas av leptonkollisioner, vars tekniska system kan uppdateras med hjälp av erfarenheter och experiment. På detta vis jobbar hadron- och leptonkolliderare i tandem, till exempel som nämnt i 5.7 kan undersökningar kring högerhänta neutriner hos FCC-ee ge upphov till justeringar hos detektorer i FCC-hh för framtida experiment. Hur väl precisionsmätningarna faktiskt kommer ske i en potentiell ny kolliderare kan variera från förväntningarna, men tekniken lär ha en del utvecklingstid.

Många av de skillnader som uppstår mellan kolliderare består av systematiska olikheter, vilka verkar uppstå från olikheter hos detektorteknik och dylikt. Trots allt bör samtliga leptonkolliderare ha möjligheten att ha samma masscentrumsenergi vid kollision, även om olika energier väljs. Linjära kolliderare kan polariseras vilket kan förbättra precisionen, via till exempel ökad Higgsproduktion, men trots detta tenderar inte ILC eller CLIC att ge signifikant bättre precisioner än FCC-ee och CEPC vid samma energinivåer. En viktig fördel med linjära kolliderare är dock att dessa är enklare att öka energin på. Förenklat krävs en längre tunnel för att elfältet som accelerar partiklarna ska appliceras under längre tid, medan en sådan förändring för en cirkulär kolliderare med fast längd är svårare att implementera. Där krävs istället starkare magneter, vilket redan är en stark begränsning för cirkulära kolliderare [8]. Speciellt kan höga energier hos elektron-positron-kolliderare vara fördelaktigt vid sökning av partiklar utanför SM, se till exempel 5.4 om SUSY, där CLIC-3000 ger bättre möjligheter än cirkulära leptonkolliderare.

Även om möjligheterna ser positiva ut är en stor del av den teori som uppdagas i analysen av BSM-modeller, både i allmänhet och för specifika kolliderare, till stor del spekulationer och hypoteser. Detta beror på att det är teori som dagens modeller inte kan förklara och det diskuterade innehållet är vad simuleringar och hypoteser antyder borde vara rimliga lösningar på obesvarade frågor. Ett bra exempel på detta är mörk materia, se 5.6. Det finns hypoteser på området, och flera av de diskuterade kolliderarna tros kunna göra upptäckter kring det. Men det är möjligt att samtliga hypoteser kring DM är felaktiga, och att framtida experiment antingen inte upptäcker något eller missar en upptäckt genom att mäta fel observabler. Dessutom behöver en experimentsignal korrekt identifieras med en hypotes, vilket kanske inte är uppenbart när det kommer till BSM. Fortsatt utveckling av teori och öppna sinnen inför experiment kommer behövas för att ge en större insikt inom partikelfysik.

Däremot kan möjlig BSM-fysik undersökas från flera utgångspunkter, vilket sammanlagt kan ge större vikt åt särskilda hypoteser. Till exempel i kapitel 5.5 diskuteras exotiska Higgssönderfall och möjliga Z' -bosoner. Dessa är exempel på hur två olika angreppspunkter kan ge upphov till resultat inom samma teoretiska ramverk; resultat av exotiska Higgssönderfall hos leptonkolliderare skulle ge indikationer på möjliga Z' vilket ger mer information om partikeln samt bekräftar mätningar hos hadronkolliderare. Dessutom skulle sådana resultat kopplas vidare och kanske ge en kandidat, eller underbygga en teori som ger en kandidat, till DM.

Dock kan förhoppningarna kring BSM vara alltför optimistiska, då det naturligt finns en drift att vilja förklara fysikaliska fenomen, men i praktiken kan resultaten vara en besvikelse. Förutom att LHC hittade Higgspartikeln har BSM-förhoppningarna kring kollideraren inte infriats, till exempel upptäcktes inte supersymmetriska partiklar, se 5.4. Dock påstås marginalerna för hypotiserade upptäckter betydligt större för till exempel FCC-hh än vad de var för LHC [8].

Även undersökningar mer förankrade i standardmodellen kan utföras i kolliderare, för att grundlägga eta-

blerad teori. Exempel på detta är undersökningar av Higgskopplingar, detaljerade i kapitel 5.1. Sådana undersökningar, där värdet på standardmodellsfaktorer bekräftas, är centrala för att SM ska ha en god grund. Kanske gömmer sig inte ny fysik bland alla Higgskopplingar, men rigorös bekräftelse är nödvändig för att utveckla nya hypoteser med korrekta antaganden.

Slutligen betonas att urvalet av hypoteser och möjliga undersökningar i kapitel 5 endast är en liten del av de möjligheter som finns med BSM-fysik. Hos en ny kolliderare kan tusentals experiment utföras som kan ge många möjliga resultat. Dock fungerar kapitel 5, och rapporten som helhet, som en överblick och introduktion till några centrala frågeställningar inom partikelfysik. På detta vis arbetar rapporten med den skrivna populärvetenskapliga artikeln i att undervisa och sammanfatta möjlig framtida fysik.

10.2 Diskussion om simuleringen av $Zt\bar{t}$

Resultaten för $Zt\bar{t}$ i kapitel 6.4 indikerar att det är möjligt för samtliga relevanta leptonkolliderare att få experimentell data mer extremt än standardmodellens statistiskt möjliga utslag, det vill säga utanför exklusionsräckvidden. Dock är det, inom detta arbetes omfång, en öppen fråga vilka κ som är teoretiskt möjliga eller rimliga. I praktiska experiment kan det krävas andra observabler eller teoretiska antaganden. På grund av detta visar resultaten effektivt endast att ett experiment som undersöker κ skulle kunna ge resultat utanför standardmodellen, men intervallen av inkluderade κ kan variera i en mer rigorös undersökning av formfaktorerna i kopplingen. Resultaten fungerar därav som en tidig förundersökning i huruvida ett experiment av $Zt\bar{t}$ har värde, snarare än en välmotiverad förutsägning av eventuella resultat.

Som nämnt i kapitel 6 skulle enligt [50] den vänstra kopplingskonstanten, g_L , mätas med en relativ precision ($\delta g_L/g_L$) på ungefär 11 %. En beräkning av den relativa precisionen för resultat med $BR = 0,01$, med hjälp av SM-värdet från [50], ger ungefär 6-7 % över samtliga polarisationer vid $\sqrt{s} = 500$ GeV. Som förväntat är precisionen aningen optimistisk; störningar i bakgrunden eller andra systematiska fel har inte tagits i hänsyn. Men precisionen befinner sig i någorlunda liknande storleksordning, vilket är en indikation på att resultaten för $BR = 0,01$ är rimliga. Dock verkar $BR = 0,1$ ge överdrivet optimistiska resultat. Artikeln påstår dessutom att området $\sqrt{s} = 400 - 700$ GeV verkar vara det optimala området för att undersöka kopplingen [50], vilket reflekteras någorlunda väl i resultaten. De bästa resultaten, utifrån den minsta inkluderingszonen, befinner sig vid $\sqrt{s} = 365$ GeV hos samtliga grafer, dock för positiv polarisation för myoner och negativ för antimyoner (se figur 6.3, 6.4, 6.5, 6.6). Däremot kan resultaten försämrats speciellt för lägre energinivåer, eftersom utgående partiklar får mindre rörelsemängd, vilket kan vara svårare att detektera.

Dessutom nämndes studien [49] i 6.1. Denna använder andra metriker på mätningarna, som framåt-bakåt-asymmetri eller andra formfaktorer hos kopplingen, vilket gör att den inte är direkt jämförbara med resultaten. Däremot indikeras att $Zt\bar{t}$ är ett relevant undersökningsområde. Resultaten i detta arbete indikerar ytterligare stöd för relevansen, samt utgör en förenklad version av en studie som en överblicksbild för hur kolliderare jämför med varandra. Vad tidigare nämnda studier har gemensamt är att dessa inte direkt jämför samtliga kolliderare som detta arbete använder. Framtida studier kan ytterligare bidra till jämförelse av förmågan att undersöka $Zt\bar{t}$.

Utöver detta jämför resultaten direkt hur polarisation påverkar exklusion både för μ^+ och μ^- , vilket gör att resultaten fungerar som ett ramverk för att bestämma vilken partikel som bör betraktas vid vilken energi och polarisation. Till exempel, vid en linjär kolliderare med masscentrumsenergi om 500 GeV som har positiv polarisation är det mest fördelaktigt att betrakta myonen, snarare än antimyonen.

I simuleringen betraktades inte hadronkolliderare, även om kvarkar och gluoner kan ge upphov till samma process. Leptonkolliderare är mer relevanta i närtiden och studier som evaluerar olika förslag på sådana kolliderare behövs för att bestämma vilka projekt som bör fortgå. Om experiment hos leptonkolliderare inte skulle uppnå tillräcklig noggrannhet vid mätningar av g_L kan möjligheten att utforska vidare hos hadronkolliderare utvecklas.

Det är viktigt att ha i åtanke både för resultaten och vidare undersökningar att leptonkolliderare vid dessa höga energier inte har existerat tidigare. Möjligheten finns att vid utforskade fronter av partikelfysik kommer resultaten att skilja sig från simuleringar där modelleringar, förutom ändring av en eller några faktorer, utgår från standardmodellen. Därav kan det vara fördelaktigt av nya kolliderare att undersöka brett, för att förhindra förlorandet av eventuella resultat som indikerar ny fysik. Som nämnt i kapitel 3.4 är detektorer begränsade i hur många händelser som kan registreras. Samtliga föreslagna leptonkolliderare undersöker

nya detektorer för att få högre noggrannhet [4]–[7]. Speciellt nämner [7] att datahastigheten för att läsa all detektordata är ungefär 1 TB/s. Ytterligare påstås att dataläsning är möjligt, men att utmaningen ligger i datalagring [7]. Därav kan det vara möjligt att ett stort omfång av händelser registreras och sedan sällas ut via mjukvara. På detta vis kringgås möjliga problem med hårdvarutriggermekanismer, men precisionen skulle ändå inverkas av implementation av mjukvara, från exempelvis bias vid klassning av intressanta händelser. Sådana faktorer bör uppmärksammas inför framtida experiment.

10.3 Diskussion om simuleringen av hadronkolliderare

Resultaten för simuleringarna om nya partiklar är mycket optimistiska då de visar att det ska vara möjligt att hitta alla behandlade partiklar med som mest några ab^{-1} i integrerad luminositet. Detta skulle kunna ses som en indikation på att möjligheterna att hitta ny fysik med nya hadronkolliderare är relativt stora givet att felkällor som systematiska fel och detektoreffekter kan kontrolleras. Det är dock viktigt att poängtera att simuleringarna som görs i detta arbete är ganska begränsade och förenklade.

Först och främst är en begränsning till resultaten förutsättningen att partikeln i fråga existerar och innan den är funnen går detta inte att bekräfta med säkerhet. Vidare görs en förenkling via antagandet att partikelns sönderfallsbredd ligger på en tiondel av partikelns massenergi och att 10000 producerade partiklar krävs för en tydlig indikation på att partikeln existerar. Dessa värden är grova uppskattningar då partikelns bredd på förhand är okänd och mycket väl kan ha andra värden. Enligt ekvation (7.11) skulle bredden optimalt vara mycket stor för att ge en låg nödvändig luminositet, då luminositeten skalar mot Γ^{-1} . Dock är en bred partikel svår att detektera då dess sönderfall sprids ut över ett stort spann. Det är alltså fullt möjligt att någon av partiklarna existerar men att dess bredd är tillräckligt ogynnsam för att inte kunna urskiljas.

Minsta antalet partiklar som krävs för att indikera möjlig upptäckt av en ny partikel beror främst på bakgrundens storlek, se ekvation (7.12). För att analysera detta noggrannare kan en uppskattning av signifikansen göras, ett exempel på hur detta skulle kunna se ut visas i tabell 7.1. Notera att detta ger en bättre uppfattning om vilken luminositet som krävs för att indikera att en ny partikel kan upptäckas och för de exempel som beräknas blir luminositeten aningen lägre jämfört med motsvarande graf. Detta borde bero på att bakgrunden, vid dessa massor, är liten nog att det inte behövs 10000 producerade partiklar för att uppnå tillräcklig signifikans.

Massor högre än $\sqrt{s}$ hos en kolliderare kan inte skapas på grund av energikonservering, men den simulerade luminositeten för att skapa 10000 skalärbosoner vid LHC:s $\sqrt{s}$, från gluon-gluon-interaktion, är mycket högre än vid FCC-hh:s även för massor under LHC:s $\sqrt{s}$. Detta kan ses som en förklaring till varför det inte har observerats tyngre partiklar då LHC:s luminositet endast är på 100 fb^{-1} per år enligt tabell 4.1. Detta fenomen bör även vara överförbart på FCC/SPPC vilket betyder att partiklar med massor som börjar närma sig deras kollisionensenergi blir allt svårare att producera.

Beräkningarnas tillförlitlighet begränsas även, särskilt för de högre energierna, av att det där inte finns några experimentella värden att komplettera PDF:erna med. Detta betyder att värdena på PDF:erna vid dessa energinivåer är behäftade med en stor osäkerhet, då de endast bygger på förutsägelser via maskininlärning, vilket medför osäkerhet hos resultaten. Med tanke på de systematiska felen i PDF:erna, och tidigare diskuterade avgränsningar, får resultatet av simuleringarna i denna rapport ses som en grundläggande undersökning i vad som skulle kunna vara möjligt med en ny kolliderare. Mer avancerade analyser, exempelvis en noggrannare analys av bakgrunden, lämnas till framtida undersökningar.

10.4 Diskussion om miljöanalys samt samhällsperspektiv

Som detaljerat av kostnaderna i tabell 4.1 och diskussionen i kapitel 9 kräver konstruktion av nya kolliderare mycket resurser planeringsmässigt, ekonomiskt och miljömässigt. Dock grundlägger partikelfysiken en stor del av dagens fysik och har möjlighet att bana väg för större vetenskapliga genombrott. Som diskuterat i tidigare avsnitt finns det många möjligheter av genombrott för framtida kolliderare. Därav måste en överbägning göras om investeringen är gynnsamma.

Det är nödvändigt att bibehålla ett miljötank genom samtliga sidor av samhället, och konstruktionen av en ny kolliderare innebär signifikanta utsläpp av växthusgaser, som förklarar i kapitel 9. Detta betyder inte att det är omöjligt att kompensera för utsläppen, då en ordentlig miljöplan kan conceptualiseras med tillräckliga resurser. Argumentet kan dessutom dras att syftet med kolliderare är tillräckligt starkt att åtminstone delar

av utsläppen kan accepteras. Dock kan kunskapen från kolliderarfysik ha begränsad praktisk inverkan på samhället, därav är ett motargument att syftet inte ger tillräcklig samhällelig nytta. Oavsett bör djupgående planer för klimatkompensation skapas i samband med konstruktion av nya kolliderare, om detta sker.

Liknande argument kan föras kring de finansiella aspekterna av kolliderarkonstruktion. Som illustrerat i tabell 4.1 kan den totala kostnaden för en leptonkolliderare, med följande hadronfas, kosta över 250 miljarder kr, en signifikant investering. Däremot kan nya kolliderare förstärka intresset och behovet av partikelfysiker som yrke, och därav kan investeringen delvis löna sig. För en nutida parallell är LHC, och CERN i allmänhet, välkända namn inom den fysikintresserade allmänheten, vilket kan producera framtida fysiker. Dock kan sådana effekter vara svåra att kvantifiera, och vidare ekonomiska analyser krävs vid planer av kolliderarkonstruktion.

Förutom utvärdering av investering i kolliderare är den geopolitiska aspekten relevant. Då konstruktionen av en ny kolliderare i många fall är ett omväldigande samarbete mellan flera olika länder är dess placering av intresse. Särskilt då det kanske endast finns resurser och kapacitet nog att anlägga en 100-TeV-hadronkolliderare eller högenergetisk linjär kolliderare. Idag är Schweiz centrum för den experimentella partikelfysiken tack vare CERN. Därav riktar sig många partikelfysiker ditåt, och följaktligen är Europa centrum för marknaden idag. Skulle en ny och signifikant kolliderare anläggas på en annan kontinent hade en stor del av all uppmärksamhet och forskares intresse riktats dit, och Europas ställning inom partikelfysiken hade kunnat minskas. En annan aspekt är att samarbete mellan länder inom forskning kan gynna relationen mellan länder, då få vill missa möjligheten att vara med när vår förståelse för universum breddas. Ytterligare nyanser kring frågan kan analyseras, och det kan föras vidare diskussion gällande vilka konsekvenser geografisk placering kan medföra.

10.5 Sammanfattning av arbetet

Sammanfattningsvis har nya kolliderare möjligheter att göra genombrott för att öka förståelsen för universum. Som framgår av litteraturanalysen i kapitel 5 har samtliga föreslagna kolliderare flertalet områden att undersöka, både inom standardmodellen och bortom. Vidare illustrerar simuleringarna av kopplingen $Zt\bar{t}$ och möjligheten att upptäcka partiklar i hadronkolliderare potentialen hos dessa experiment hos framtida kolliderare. Det är dock viktigt att ta ett samhälls- och miljöperspektiv i beaktande då nya kolliderare är resurskrävande projekt, och därav behövs utvärderingar över vilka kolliderare som har bäst fysikmöjligheter, då kanske inte samtliga kolliderare realistiskt kommer konstrueras. Oavsett anses att flera indikationer finns att framtida kolliderare kan göra meningsfulla framsteg inom partikelfysik, men fullständiga utvärderingar om och vilka kolliderare som ska konstrueras lämnas åt vidare studier. Slutligen har en populärvetenskaplig artikel författats vilken förhoppningsvis kan bidra till allmänbildning om kolliderare och partikelfysik.

11 Referenser

- [1] G. Kane, *Modern Elementary Particle Physics: Explaining and Extending the Standard Model*, 2. uppl. Cambridge University Press, 2017, ISBN: 978-1-107-16508-3.
- [2] O. Brüning och L. Rossi, "The High-Luminosity Large Hadron Collider," *Nat. Rev. Phys.*, s. 241–243, april 2019. DOI: 10.1038/s42254-019-0050-6.
- [3] A. Abada m. fl., "HE-LHC: The High-Energy Large Hadron Collider," *Collider. Eur. Phys. J. Spec. Top.*, s. 1109–1382, juli 2019. DOI: 10.1140/epjst/e2019-900088-6.
- [4] "CEPC Conceptual Design Report: Volume 1 - Accelerator," sept. 2018. arXiv: 1809.00285 [physics.acc-ph].
- [5] T. K. Charles m. fl., "The Compact Linear Collider (CLIC) - 2018 Summary Report," årg. 2/2018, P. N. Burrows, N. Catalan Lasheras, L. Linssen m. fl., utg., dec. 2018. DOI: 10.23731/CYRM-2018-002. arXiv: 1812.06018 [physics.acc-ph].
- [6] P. Bambade m. fl., "The International Linear Collider: A Global Project," mars 2019. arXiv: 1903.01629 [hep-ex].
- [7] M. Benedikt, A. Blondel, O. Brunner m. fl., "FCC-ee: The Lepton Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 2. Future Circular Collider," CERN, Geneva, tekn. rapport, 2018. DOI: 10.1140/epjst/e2019-900045-4. URL: <https://cds.cern.ch/record/2651299>.

- [8] M. Benedikt, M. Capeans Garrido, F. Cerutti m. fl., "FCC-hh: The Hadron Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 3. Future Circular Collider," CERN, Geneva, tekn. rapport, 2018. DOI: 10.1140/epjst/e2019-900087-0. URL: <https://cds.cern.ch/record/2651300>.
- [9] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, 2. uppl. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. kGaA, 2008, ISBN: 978-3-527-40601-2.
- [10] B. R. Martin och G. Shaw, *Nuclear and Particle Physics An Introduction*, 3. uppl. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. kGaA, 2019, ISBN: 9781119344629.
- [11] M. D. Schwartz, "TASI Lectures on Collider Physics," Harvard University, tekn. rapport, 2017. arXiv: 1709.04533 [hep-ph].
- [12] S. Forte och S. Carrazza, *Parton distribution functions*, 2020. DOI: 10.48550/ARXIV.2008.12305. URL: <https://arxiv.org/abs/2008.12305>.
- [13] M. S. Livingston, *Particle Accelerators*. McGraw-Hill, 1969, ISBN: 978-1-114-44384-6.
- [14] C. Grupen och B. Schwartz, *Particle Detectors*, 2. uppl. Cambridge University Press, 2008, ISBN: 978-0471878780.
- [15] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3. uppl. John Wiley & Sons, Inc., 1999.
- [16] C. Grupen och I. Buvat, utg., *Handbook of particle detection and imaging, vol. 1 and vol.2*. Berlin, Germany: Springer, 2012, ISBN: 978-3-642-13270-4, 978-3-642-13271-1. DOI: 10.1007/978-3-642-13271-1.
- [17] L. Rossi, "The LHC superconducting magnets," *Conf. Proc. C*, årg. 030512, s. 141, 2003.
- [18] J. List, *Polarised Beams at Future e^+e^- Colliders*, 2020. DOI: 10.48550/ARXIV.2012.11267. URL: <https://arxiv.org/abs/2012.11267>.
- [19] W. Frass. URL: <https://www2.physics.ox.ac.uk/sites/default/files/Detectors.pdf>.
- [20] X. Cid Vidal m. fl., "Report from Working Group 3: Beyond the Standard Model physics at the HL-LHC and HE-LHC," *CERN Yellow Rep. Monogr.*, årg. 7, A. Dainese, M. Mangano, A. B. Meyer, A. Nisati, G. Salam och M. A. Vesterinen, utg., s. 585–865, 2019. DOI: 10.23731/CYRM-2019-007.585. arXiv: 1812.07831 [hep-ph].
- [21] E. nuclear society, *Nuclear fission*. URL: <https://web.archive.org/web/20130117002723/http://www.euronuclear.org/info/encyclopedia/n/nuclear-fission.htm>, (Publicerad: 17.01.2013, läst: 10.05.2022).
- [22] J. Matson, *Worries about LHC black hole resurface*. URL: <https://blogs.scientificamerican.com/news-blog/worries-about-lhc-black-hole-resurf-2009-01-29/>, (Publicerad: 29.01.2009, läst: 10.05.2022).
- [23] T. K. Gaisser, T. Stanev och S. Tilav, *Cosmic Ray Energy Spectrum from Measurements of Air Showers*, 2013. arXiv: 1303.3565 [astro-ph.HE].
- [24] J. P. Blaizot, J. Iliopoulos, J. Madsen, G. G. Ross, P. Sonderegger och H. J. Specht, *Study of potentially dangerous events during heavy-ion collisions at the LHC: report of the LHC safety study group*, ser. CERN Yellow Reports: Monographs. Geneva: CERN, 2003. DOI: 10.5170/CERN-2003-001. URL: <http://cds.cern.ch/record/613175>.
- [25] T. C. S. Group, *CPEC-SPPC Progress Report (2015-2016) Accelerator*, 2017. URL: <http://cepc.ihep.ac.cn/Progress%20Report.pdf>.
- [26] A. Knapp, "How Much Does It Cost To Find A Higgs Boson?" *Forbes*, juli 2012. URL: <https://www.forbes.com/sites/alexknapp/2012/07/05/how-much-does-it-cost-to-find-a-higgs-boson/?sh=7bd463b83948>.
- [27] M. Ahmad m. fl., "CEPC-SPPC Preliminary Conceptual Design Report. 1. Physics and Detector," mars 2015.
- [28] J. de Blas m. fl., "Higgs Boson Studies at Future Particle Colliders," *JHEP*, årg. 01, s. 139, 2020. DOI: 10.1007/JHEP01(2020)139. arXiv: 1905.03764 [hep-ph].
- [29] C. D. Dijkstra, *Naturalness as a reasonable scientific principle in fundamental physics*, 2019. DOI: 10.48550/ARXIV.1906.03036. URL: <https://arxiv.org/abs/1906.03036>.
- [30] R. K. Ellis m. fl., *Physics Briefing Book: Input for the European Strategy for Particle Physics Update 2020*, okt. 2019. arXiv: 1910.11775 [hep-ex].
- [31] M. Arana-Catania, *The flavour of supersymmetry: Phenomenological implications of sfermion mixing*, 2013. DOI: 10.48550/ARXIV.1312.4888. URL: <https://arxiv.org/abs/1312.4888>.

- [32] A. Canepa, "Searches for supersymmetry at the Large Hadron Collider," *Reviews in Physics*, årg. 4, s. 100033, 2019, ISSN: 2405-4283. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.revip.2019.100033>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2405428318300091>.
- [33] S. Hershberger, *The status of supersymmetry*, Hämtad 2022-05-08, dec. 2021. URL: <https://www.symmetrymagazine.org/article/the-status-of-supersymmetry>.
- [34] L. Gouskos, A. Sung och J. Incandela, "Search for stop scalar quarks at FCC-hh," CERN, Geneva, tekn. rapport, 2018. URL: <http://cds.cern.ch/record/2642475>.
- [35] Z. Liu, L.-T. Wang och H. Zhang, "Exotic decays of the 125 GeV Higgs boson at future e sup/sup e sup-/sup colliders," *Chinese Physics C*, årg. 41, nr 6, s. 063 102, 2017. DOI: 10.1088/1674-1137/41/6/063102. URL: <https://doi.org/10.1088%2F1674-1137%2F41%2F6%2F063102>.
- [36] L. Roszkowski, E. M. Sessolo och S. Trojanowski, "WIMP dark matter candidates and searches—current status and future prospects," *Rept. Prog. Phys.*, årg. 81, nr 6, s. 066 201, 2018. DOI: 10.1088/1361-6633/aab913. arXiv: 1707.06277 [hep-ph].
- [37] R. Krall och M. Reece, "Last electroweak WIMP standing: pseudo-dirac higgsino status and compact stars as future probes," *Chinese Physics C*, årg. 42, nr 4, s. 043 105, 2018. DOI: 10.1088/1674-1137/42/4/043105. URL: <https://doi.org/10.1088%2F1674-1137%2F42%2F4%2F043105>.
- [38] C. S. Fong, E. Nardi och A. Riotto, "Leptogenesis in the Universe," *Advances in High Energy Physics*, årg. 2012, s. 1–59, 2012. DOI: 10.1155/2012/158303. URL: <https://doi.org/10.1155%2F2012%2F158303>.
- [39] A. Blondel, E. Graverini, N. Serra och M. Shaposhnikov, "Search for Heavy Right Handed Neutrinos at the FCC-ee," *Nucl. Part. Phys. Proc.*, årg. 273-275, M Aguilar-Benítez, J Fuster, S Martí-García och A Santamaría, utg., s. 1883–1890, 2016. DOI: 10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.304. arXiv: 1411.5230 [hep-ex].
- [40] E. K. Akhmedov, V. A. Rubakov och A. Y. Smirnov, "Baryogenesis via Neutrino Oscillations," *Physical Review Letters*, årg. 81, nr 7, s. 1359–1362, 1998. DOI: 10.1103/physrevlett.81.1359. URL: <https://doi.org/10.1103%2Fphysrevlett.81.1359>.
- [41] T. Asaka och M. Shaposhnikov, "The MSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe," *Physics Letters B*, årg. 620, nr 1-2, s. 17–26, 2005. DOI: 10.1016/j.physletb.2005.06.020. URL: <https://doi.org/10.1016%2Fj.physletb.2005.06.020>.
- [42] M. Dong m. fl., "CEPC Conceptual Design Report: Volume 2 - Physics & Detector," J. a. B. Guimarães da Costa m. fl., utg., nov. 2018. arXiv: 1811.10545 [hep-ex].
- [43] D. Curtin, P. Meade och C.-T. Yu, "Testing Electroweak Baryogenesis with Future Colliders," *JHEP*, årg. 11, s. 127, 2014. DOI: 10.1007/JHEP11(2014)127. arXiv: 1409.0005 [hep-ph].
- [44] K. Agashe, R. Contino, L. D. Rold och A. Pomarol, "A custodial symmetry for $Zb\bar{b}$," *Physics Letters B*, årg. 641, nr 1, s. 62–66, 2006. DOI: 10.1016/j.physletb.2006.08.005. URL: <https://doi.org/10.1016%2Fj.physletb.2006.08.005>.
- [45] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione m. fl., "The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations," *Journal of High Energy Physics*, årg. 2014, nr 7, 2014, Se även = <https://launchpad.net/mg5amcnlo>. DOI: 10.1007/jhep07(2014)079. URL: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep07%282014%29079>.
- [46] E. Conte, B. Fuks och G. Serret, "MadAnalysis 5, a user-friendly framework for collider phenomenology," *Computer Physics Communications*, årg. 184, nr 1, s. 222–256, 2013, Se även: <https://launchpad.net/madanalysis5>. DOI: 10.1016/j.cpc.2012.09.009. URL: <https://doi.org/10.1016%2Fj.cpc.2012.09.009>.
- [47] A. Alloul, N. D. Christensen, C. Degrande, C. Duhr och B. Fuks, "FeynRules 2.0 — A complete toolbox for tree-level phenomenology," *Computer Physics Communications*, årg. 185, nr 8, s. 2250–2300, 2014. DOI: 10.1016/j.cpc.2014.04.012. URL: <https://doi.org/10.1016%2Fj.cpc.2014.04.012>.
- [48] N. Christensen, C. Duhr och B. Fuks, *Standardmodel: SM.fr*, april 2014. URL: <https://feynrules.irmp.ucl.ac.be/attachment/wiki/StandardModel/SM.fr>.
- [49] A. F. Zarnecki, *On the physics potential of ILC and CLIC*, 2020. DOI: 10.48550/ARXIV.2004.14628. URL: <https://arxiv.org/abs/2004.14628>.

- [50] M. S. Amjad, S. Bilokin, M. Boronat m. fl., *A precise characterisation of the top quark electro-weak vertices at the ILC*, 2015. DOI: 10.48550/ARXIV.1505.06020. URL: <https://arxiv.org/abs/1505.06020>.
- [51] A. Arbuzov, S. Bondarenko och L. Kalinovskaya, "Asymmetries in Processes of Electron–Positron Annihilation," *Symmetry*, årg. 12, nr 7, 2020, ISSN: 2073-8994. DOI: 10.3390/sym12071132. URL: <https://www.mdpi.com/2073-8994/12/7/1132>.
- [52] R Tenchini, "Asymmetries at the Z pole: The Quark and Lepton Quantum Numbers," i *The Standard Theory of Particle Physics*, L. Maiani och L. Rolandi, utg., WORLD SCIENTIFIC, 2016, kap. 9. DOI: 10.1142/9878. eprint: <https://worldscientific.com/doi/pdf/10.1142/9878>. URL: <https://worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9878>.
- [53] H. Abramowicz m. fl., "Top-quark physics at the CLIC electron-positron linear collider," *Journal of High Energy Physics*, årg. 2019, nr 11, 2019. DOI: 10.1007/jhep11(2019)003.
- [54] P. N. Bhattiprolu, S. P. Martin och J. D. Wells, "Criteria for projected discovery and exclusion sensitivities of counting experiments," *The European Physical Journal C*, årg. 81, nr 2, 2021. DOI: 10.1140/epjc/s10052-020-08819-6. URL: <https://doi.org/10.1140%2Fepjc%2Fs10052-020-08819-6>.
- [55] *MATLAB version 9.10.0.1602886 (R2021a)*, The Mathworks, Inc., Natick, Massachusetts, 2021.
- [56] G. Cacciapaglia, H. Cai, A. Deandrea, T. Flacke, S. J. Lee och A. Parolini, "Composite scalars at the LHC: the Higgs, the Sextet and the Octet," *Journal of High Energy Physics*, årg. 2015, nr 11, 2015. DOI: 10.1007/jhep11(2015)201. URL: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep11%282015%29201>.
- [57] A DJOUADI, "The anatomy of electroweak symmetry breaking Tome II: The Higgs bosons in the Minimal Supersymmetric Model," *Physics Reports*, årg. 459, nr 1-6, s. 1–241, 2008. DOI: 10.1016/j.physrep.2007.10.005. URL: <https://doi.org/10.1016%2Fj.physrep.2007.10.005>.
- [58] A. Belyaev, G. Cacciapaglia, H. Cai m. fl., "Di-boson signatures as standard candles for partial compositeness," *Journal of High Energy Physics*, årg. 2017, nr 1, 2017. DOI: 10.1007/jhep01(2017)094. URL: <https://doi.org/10.1007%2Fjhep01%282017%29094>.
- [59] A. V. Manohar och M. B. Wise, "Flavor changing neutral currents, an extended scalar sector, and the Higgs production rate at the CERN Large Hadron Collider," *Physical Review D*, årg. 74, nr 3, 2006. DOI: 10.1103/physrevd.74.035009. URL: <https://doi.org/10.1103%2Fphysrevd.74.035009>.
- [60] U. Baur, I. Hinchliffe och D. Zeppenfeld, "Excited Quark Production at Hadron Colliders," *Int. J. Mod. Phys. A*, årg. 2, s. 1285, 1987. DOI: 10.1142/S0217751X87000661.
- [61] W. R. Inc., *Mathematica, Version 13.0.0*, Champaign, IL, 2021. URL: <https://www.wolfram.com/mathematica>.
- [62] K. Bloom, V. Boisvert, D. Britzger m. fl., "Climate impact of particle physics," US Community Stuy on the Future of Particle Physics, tekn. rapport, 2021. arXiv: 2203.12389.
- [63] K. Bloom m. fl., "Climate impacts of particle physics," 2022. DOI: 10.48550/ARXIV.2203.12389. URL: <https://arxiv.org/abs/2203.12389>.
- [64] J. Gabbatiss, "In-depth Q&A: How will tree planting help the UK meet its climate goals?" *Carbon Brief*, mars 2020.

A Populärvetenskaplig artikel

Redan flera hundra år f.v.t fanns det grekiska filosofer som teoretiserade att atomer existerade och byggde upp all materia. Idéerna kanske inte stämde helt med det vi vet idag men med tanke på att nästa framsteg inom atom och partikelfysik kom över 2000 år senare får man ändå ge de gamla grekerna att det var ganska bra jobbat [1].

Först under början av 1800-talet tog John Dalton över staffettpinnen och introducerade den så kallade ”solida sfär modellen” som kortfattat innebar att det existerar olika typer av atomer för olika ämnen, men att alla dessa atomer är odelbara solida sfärer. Sedan dröjde det ytterligare 100 år innan atommodellen utvecklades ytterligare genom upptäckter av elektronerna och atomkärnan. Med hjälp av Rutherfords och Bohrs upptäckter anländer avslutningsvis atommodellerandet vid Erwin Schrödingers modell där elektronerna är kvantmekaniska partiklar som rör sig runt kärnan men, då de är just kvantmekaniska, går det inte att säga exakt var de befinner sig utan bara var de ”troligen” är [2].

Även om Schrödingers modell av atomen fortsatt är accepterad betyder det inte att partikelfysiken som forskningsområde dog ut på 1920-talet. Partikelfysiken gick istället vidare till nästa nivå och frågade sig vad atomerna bestod av förutom en positiv kärna med några negativa elektroner runt omkring. Redan under tidigt 1900-tal lyckades forskare visa att kärnan inte bara var en solid positiv boll utan i sig bestod av protoner och neutroner. Detta är upptäckter som sträcker sig in i vad atomer är uppbyggda av, men det går att ta sig ännu djupare. Under kommande decennier upptäcktes en rad nya partiklar, exempelvis pionerna och kaonerna, och folk började tvivla på att alla kunde vara elementära [3].

Upptäckterna av alla de nya partiklarna under 1900-talets mitt ledde under 60- och 70-talet till att den så kallade standardmodellen för partikelfysik utvecklades. Vid en första anblick ser standardmodellen mest ut som ett nytt periodiskt system fast för subatomära partiklar som kvarkar, leptoner och bosoner, men standardmodellen är så mycket mer, då den även berättar hur alla partiklarna växelverkar. Vad som gör standardmodellen än mer imponerande är

att dess förutsägelser än så länge bekräftats av alla experiment som gjorts i partikelkolliderare [4].

Just partikelkolliderare är det verktyg som experimentellt inriktade partikelfysiker har att tillgå för att undersöka subatomära partiklar. För teoretiskt modellbyggande i all ära, men utan experiment hade inga teorier någonsin kunnat verifieras.

På sent 50- och tidigt 60-tal konstruerades de första leptonpartikelkolliderarna (lepton är ett samlingsnamn för partiklar liknande elektronen) och 1964 rapporterades de första observationerna av kollisioner [5]. Det hade funnits accelerators tidigare, men detta var första gången som två strålar kolliderades, jämfört med en stråle mot ett fast mål, vilket var en stor fördel då detta möjliggjorde utnyttjande av mer av energin [6]. 1971 stod världens första hadronkolliderare klar på CERN [7]. Hadron är ett samlingsnamn för partiklar som byggs upp av kvarkar, exempel på en hadroner är en proton, en neutron eller en pion. Därefter har ett antal partikelkolliderare byggts runt om i världen och idag är det Large Hadron Collider, LHC, som är den som uppnår högst energinivåer [8].

Vilka energinivåer i kollisionerna handlar det om då? De första kolliderarna från 60-talet hade en kollisionsenergi på några hundra MeV, medan LHC idag kommer upp i en kollisionsenergi på 13 TeV, det vill säga nästan 10000 gånger högre än de första kolliderarna. 13 TeV motsvarar (givet att en mygga väger några milligram och kan flyga några kilometer i timmen) rörelseenergin hos ungefär 5 flygande myggor vilket kanske inte låter särskilt imponerande. Men om man även tänker på att strålen i LHC innehåller cirka 10^{15} protoner motsvarar hela strålenergin den som skulle uppstå om vi skulle krocka med ungefär 10^{15} myggor eller, i mer greppbara storleksordningar, rörelseenergin hos drygt 400 springande noshörningar [9].

De tidiga kolliderarna var med och bekräftade stora delar av standardmodellen men länge var det partikeln som ger de andra partiklarna sin massa, Higgspartikeln (eller Higgsbosonen), som aldrig lyckades hittas. Redan 1964 gjordes förutsägelser om Higgsbosonens existens, men det dröjde ända till 2012 innan LHC lyckades

hitta den och dess massa kunde bestämmas [10], [11].

Higgspionen var som sagt den sista partikeln som standardmodellen har förutspått och då kan man ju tänka sig att nu måste väl allt vara frid och fröjd. Men då ska man komma ihåg att bara för att allt inom standardmodellen snart kan anses vara undersökt betyder det inte att all partikelfysik är undersökt. Nästa steg är helt enkelt att ta sig bortom standardmodellen.

Forskare har försökt hitta saker bortom standardmodellen. Med de senaste kolliderarna fanns förhoppningar att ny fysik skulle ligga runt hörnet. Här slutade det dock med besvikelse, då det ännu inte hittats något som inte kan förklaras via standardmodellen. Därför finns det nu förslag på att bygga nya ännu ”större och starkare” kolliderare som vi redovisar i vårt kandidatarbete [12].

De föreslagna kolliderarna kan delas in i två huvudkategorier: lepton- och hadronkolliderare. Hadronkolliderare använder, som namnet antyder, hadroner, primärt protoner. Detta gör att de kan nå högre energinivåer än andra kolliderare, men då protonerna består av flera delpartiklar skapas en hel del oönskade processer och brus. Dessa lämpar sig därav främst till att undersöka om det finns nya partiklar men på bekostnad av en lägre noggrannhet på datan. Det är där leptonkolliderarna kommer in. Då dessa kolliderar elementarpartiklar, ofta elektroner och positroner, blir reaktionerna mycket ”renare”, med färre biprodukter. Dock har de nackdelen att de möjliga energinivåerna är mycket lägre än hadronkolliderarna.

Det finns förslag från CERN att bygga nya kolliderare (Future Circular Collider, FCC både för leptoner och hadroner och Compact Linear Collider, CLIC), från Kina (Circular Elektron Positron Collider, CEPC och Super Proton Proton Collider, SPPC) och från Japan (International Linear Collider, ILC) [13]–[18]. Dock har inte någon av kolliderarna ännu gått från förslagsstadiet till byggnadsstadiet, så var och när nästa kolliderare kommer byggas är ännu okänt.

Den uppmärksamme kanske noterar att vissa av kolliderarna heter något med ”circular”, medan andra heter något med ”linear”. Detta är ingen slump utan det har helt enkelt att göra

med hur de är utformade. I linjära kolliderare accelereras partiklarna i en rak linje med hjälp av elektriska fält, medan cirkulära kolliderare accelererar partiklarna i en cirkel med hjälp av magnetfält. Gemensamt för samtliga kolliderare är dock att de är ganska stora maskiner och inte direkt något man kan få plats med i vardagsrummet. De två linjära kolliderarena CLIC och ILC föreslås bli några mil långa (beroende på generation allt från drygt 1 mil till över 5 mil) [13], [17]. Resterande fyra kolliderare är cirkulära, dock är inte förslaget att bygga ringar på 4 olika ställen utan de två FCC varianterna -ee och -hh (elektron-positron respektive hadron-hadron) ska ligga i samma ring i likhet med CEPC och SPPC. Vad gäller storlek på de båda ringarna så föreslås FCC ha en radie på 15,6 km och CEPC/SPPC en radie på 15,9 km något som kan jämföras med LHC:s radie på 4,25 km [8], [14]–[16], [18].

De föreslagna leptonkolliderarna har målet att i ett första steg uppnå några hundra GeV, vilket kanske inte låter allt för imponerande jämfört med LHC:s 13 TeV. Men idén är att det ska gå undersöka Higgspartikeln och dess egenskaper mer noggrant och leta efter variationer från standardmodellens förutsägelser [13]–[15], [17].

Med de nya hadronkolliderarna som föreslås (FCC-hh och SPPC) är dock målet att sträcka sig mot klart högre energier jämfört med LHC:s 13 TeV. Med SPPC är målet att nå en kollisionenergi på drygt 75 TeV medan FCC-hh har målet att nå ända upp till 100 TeV. Genom att uppnå dessa energier finns förhoppningar om att det ska gå att avslöja svaren på några av universums obesvarade gåtor [16], [19].

Ett exempel på vad man hoppas kunna hitta är tyngre partiklar, bortom de som finns i standardmodellen. Till exempel kanske mörk materia kan produceras, så att vi kan få en bättre bild av vad det är för något. Ett annat område som kanske kan undersökas är att på något sätt försöka hitta en förklaring till varför universum är fyllt av materia snarare än antimateria genom att titta på avvikelser från standardmodellen [16], [19].

Sammanfattningsvis kan man säga att partikelfysik tagit sig en lång väg sedan de gamla

grekernas första filosoferingar om atomer. Först förfinades atommodellen med hur atomer faktiskt ser ut och att de består av protoner, neutroner och elektroner. Därefter gick partikelfysiken vidare och utvecklade standardmodellen, en modell som än idag kan förklara nästan alla fenomen som observerats i partikelkolliderare. För att nu ta nästa steg och förhoppningsvis ta oss bortom standardmodellen krävs nya och kraftigare kolliderare som kan ta över där dagens starkaste kolliderare inte längre klarar av att utforska. Detta kan, om vi har tur, leda till svar på frågor om universum som förblivit obesvarade i generationer.

1 Referenser

- [1] B. Pullman, *The Atom in the History of Human Thought*, 1. uppl. Oxford University Press, 1998, ISBN: 0-19-511447-7.
- [2] R. Allain, "The development of the atomic model," *Wierd*, sept. 2009.
- [3] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, 2. uppl. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. kGaA, 2008, ISBN: 978-3-527-40601-2.
- [4] S. Weinberg, "The making of the Standard Model," *The European Physical Journal C*, årg. 34, nr 1, s. 5–13, 2004. DOI: 10.1140/epjc/s2004-01761-1. URL: <https://doi.org/10.1140%2Fepjc%2Fs2004-01761-1>.
- [5] V. Shiltsev, *The first colliders: AdA, VEP-1 and Princeton-Stanford*, 2013. arXiv: 1307.3116 [physics-hist-ph].
- [6] W. K. H. Panofsky, *The Evolution of Particle Accelerators and Colliders*, 1997. URL: <https://www.slac.stanford.edu/pubs/beamline/27/1/27-1-panofsky.pdf>.
- [7] K. Johnsen, "The ISR in the time of Jentschke," *CernCourier*, maj 2003.
- [8] V. Shiltsev och F. Zimmermann, "Modern and future colliders," *Reviews of modern physics*, årg. 93, 2021. DOI: 10.1103/RevModPhys.93.015006.
- [9] X. Cid Vidal m. fl., "Report from Working Group 3: Beyond the Standard Model physics at the HL-LHC and HE-LHC," *CERN Yellow Rep. Monogr.*, årg. 7, A. Dainese, M. Mangano, A. B. Meyer, A. Nisati, G. Salam och M. A. Vesterinen, utg., s. 585–865, 2019. DOI: 10.23731/CYRM-2019-007.585. arXiv: 1812.07831 [hep-ph].
- [10] P. W. Higgs, "Broken symmetries and the mass of the gauge bosons," *Physical review letters*, årg. 13, nr 16, okt. 1964.
- [11] K. Jakobs och C. Seez, "The Higgs Boson discovery," *Scholarpedia*, årg. 10, nr 9, 2015, revision #186491. DOI: 10.4249/scholarpedia.32413.
- [12] E. Danielsson, C. Gustavsson, T. Jerkvall, O. Karlsson, G. Strandlycke och K. Örn, "En utvärdering och jämförelse av framtidens kolliderare," examensarb., Chalmers tekniska högskola och Göteborgs universitet, 2022.
- [13] P. Bambade m. fl., "The International Linear Collider: A Global Project," mars 2019. arXiv: 1903.01629 [hep-ex].
- [14] "CEPC Conceptual Design Report: Volume 1 - Accelerator," sept. 2018. arXiv: 1809.00285 [physics.acc-ph].
- [15] M. Benedikt, A. Blondel, O. Brunner m. fl., "FCC-ee: The Lepton Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 2. Future Circular Collider," CERN, Geneva, tekn. rapport, 2018. DOI: 10.1140/epjst/e2019-900045-4. URL: <https://cds.cern.ch/record/2651299>.
- [16] M. Benedikt, M. Capeans Garrido, F. Cerutti m. fl., "FCC-hh: The Hadron Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 3. Future Circular Collider," CERN, Geneva, tekn. rapport, 2018. DOI: 10.1140/epjst/e2019-900087-0. URL: <https://cds.cern.ch/record/2651300>.
- [17] T. K. Charles m. fl., "The Compact Linear Collider (CLIC) - 2018 Summary Report," årg. 2/2018, P. N. Burrows, N. Catalan Lasheras, L. Linssen m. fl., utg., dec. 2018. DOI: 10.23731/CYRM-2018-002. arXiv: 1812.06018 [physics.acc-ph].
- [18] T. C. S. Group, *CPEC-SPPC Progress Report (2015-2016) Accelerator*, 2017. URL: <http://cepc.ihep.ac.cn/Progress%20Report.pdf>.
- [19] J. Tang m. fl., "Concept for a Future Super Proton-Proton Collider," juli 2015. arXiv: 1507.03224 [physics.acc-ph].

B Pythonkod

Program 1: Kör simuleringar i MadGraph5, itererat över polarisation, energi och κ .

```
energies = [350.0 365.0 500.0, 750.0, 1500.0 3000.0]
kappas = [0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1, 1.2, 1.3, 1.4, 1.5]
polarisations = [-80.0 0.0 80.0]

for j, polarisation in enumerate(polarisations):

    for i, energy in enumerate(energies):

        for k, kappa in enumerate(kappas):
            madgraph = subprocess.Popen('./mg5_aMC', stdin = subprocess
                .PIPE, cwd = '/home/elsad/MG5/bin')

            madgraph.communicate(input = b'launch ztt \n \n')
            if k != len(kappas)-1: #if-else ser till vid sista
                iterationen återställs kappa till 0.5. Samtliga loopar
                följer samma princip
                with open('/home/elsad/MG5/bin/ztt/Cards/param_card.dat',
                    'r') as file:
                    paramdata = file.read()

                    paramdata = paramdata.replace('      1 {}00000e+00 #
                        kttz '.format(kappas[k]), '      1 {}00000e+00 #
                        kttz '.format(kappas[k+1]))
                    #print(paramdata)
                with open('/home/elsad/MG5/bin/ztt/Cards/param_card.dat',
                    'w') as file:
                    file.write(paramdata)
            else:
                with open('/home/elsad/MG5/bin/ztt/Cards/param_card.dat',
                    'r') as file:
                    paramdata = file.read()

                    paramdata = paramdata.replace('      1 {}00000e+00 #
                        kttz '.format(kappas[k]), '      1 {}00000e+00 #
                        kttz '.format(kappas[0]))

                with open('/home/elsad/MG5/bin/ztt/Cards/param_card.dat',
                    'w') as file:
                    file.write(paramdata)

        if i != len(energies)-1:
            with open('/home/elsad/MG5/bin/ztt/Cards/run_card.dat', 'r')
                as file:
                    rundata = file.read()

            rundata = rundata.replace('      {}      = ebeam1  ! beam 1
                total energy in GeV'.format(energies[i]), '      {}
                = ebeam1  ! beam 1 total energy in          GeV'.
                format(energies[i+1]))
            rundata = rundata.replace('      {}      = ebeam2  ! beam 2
                total energy in GeV'.format(energies[i]), '      {}
                = ebeam2  ! beam 2 total energy in          GeV'.format(
```

```

        energies[i+1]))

    with open('/home/elsad/MG5/bin/ztt/Cards/run_card.dat', 'w')
        as file:
        file.write(rundata)

    else:
    with open('/home/elsad/MG5/bin/ztt/Cards/run_card.dat', 'r')
        as file:
        rundata = file.read()

    rundata = rundata.replace('      {}      = ebeam1 ! beam 1
        total energy in GeV'.format(energies[i]), '      {}
        = ebeam1 ! beam 1 total energy in      GeV'.format(
        energies[0]))
    rundata = rundata.replace('      {}      = ebeam2 ! beam 2
        total energy in GeV'.format(energies[i]), '      {}
        = ebeam2 ! beam 2 total energy in      GeV'.format(
        energies[0]))

    with open('/home/elsad/MG5/bin/ztt/Cards/run_card.dat', 'w')
        as file:
        file.write(rundata)

    if j != len(polarisations)-1:
    with open('/home/elsad/MG5/bin/ztt/Cards/run_card.dat', 'r') as
        file:
        rundata = file.read()
    rundata = rundata.replace('      {}      = polbeam2 ! beam
        polarization for beam 2'.format(polarisations[j]), '      {}
        = polbeam2 ! beam polarization for beam      2'.format(
        polarisations[j+1]))

    with open('/home/elsad/MG5/bin/ztt/Cards/run_card.dat', 'w') as
        file:
        file.write(rundata)

```

Program 2: Kör analysering i MadAnalysis5.

```

import subprocess
import re

first = 370 #indikerar första run_xxx, beror på polarisation och kollas
            manuellt
last = 443 #indikerar sista
j = 0 #indikerar analysnummer
i = first
while i <= last:

    i += 1

    madanalysis = subprocess.Popen('./ma5', stdin=subprocess.PIPE,
        cwd = '/home/elsad/MG5/HEPTools/madanalysis5/madanalysis5/
        bin')

    madanalysis.communicate(input = b'import /home/elsad/MG5/bin/

```

```

ztt/Events/run_{}/unweighted_events.lhe.gz'.format(i) + '\n
plot ETA (mu-) 20 0 10\n plot ETA (mu+) 20 0 10      \n
submit ANALYSIS_{}'.format(j) )

```

```

j += 1

```

Program 3: Extraherar data från HTML-filer producerade av MadAnalysis5.

```

import re
from lxml import html
from lxml import etree
from _elementtree import tostring
import csv

parser = etree.HTMLParser()
kappa = [0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1, 1.1, 1.2, 1.3, 1.4, 1.5]

lastenergy = 6

k = 0
j = 0
result_minus=[]
result_plus=[]
while k <= lastenergy:
    subresult_minus = []
    subresult_plus = []
    i = 0
    iterations = 10
    while i <= iterations: #11 punkter per mätserie ger 11 värden per rad

        tree = etree.parse('/home/elsad/Documents/simulation_results/
        polarisation80/ANALYSIS_{}/Output/HTML/MadAnalysis5job_0/index.
        html'.format(j), parser)

        root = tree.getroot()
        underflow_minus = float(root[1][2][36][1][5].text) #extraherar
        underflow från HTML-resultaten

        underflow_plus = float(root[1][2][49][1][5].text)

        subresult_minus.append(underflow_minus)

        subresult_plus.append(underflow_plus)

        i += 1
    j += 1

    result_minus.append(subresult_minus)
    result_plus.append(subresult_plus)
    k += 1
m = 0
with open('{ }.csv'.format(eta), 'wb') as csvfile:
    wr = csv.writer(csvfile, dialect = 'excel')
    wr.writerow(kappa)
    while m <= lastenergy:
        wr.writerow(result_minus[m])

```

```

        wr.writerow(result_plus[m])
    m = m+1

```

C MATLAB-kod

Program 4: Etablerar alla externa variabler.

```

%Läser in alla variabler och värden från externa källor
ztt{1}= transpose(readmatrix('ztt1','Sheet','Blad1'));
ztt{2}=readmatrix('polarisation-80_0.csv');
ztt{3}=readmatrix('polarisation80_0.csv');

kappas = ztt{1}(1,:);

sigma{1} = transpose(readmatrix('ztt1.xlsx','Sheet','Blad3','Range','B3:H13')); %pb
sigma{2} = readmatrix('cross.xlsx','Range','A2:K8');
sigma{3} = readmatrix('cross.xlsx','Range','A9:K15');

colliders = readmatrix('ztt1.xlsx','Sheet','Blad2','Range','A2:A8','OutputType','string');
energy = readmatrix('ztt1.xlsx','Sheet','Blad2','Range','B2:B8'); %GeV
luminosities = readmatrix('ztt1.xlsx','Sheet','Blad2','Range','C2:C8'); %fb^-1
driftyears = readmatrix('ztt1.xlsx','Sheet','Blad2','Range','D2:D8'); %år

stringenergy = ""+energy;
colliderenergy = colliders + ' ' + stringenergy;
actualsigma0 = 0.05*[723,723,723,400,110,102,25.2]; %fb

```

Program 5: Funktion som löser ut signalen från given bakgrund.

```

%läser in antalet bakgrundshändelser och två lösningarn för antalet
%signalhändelser vid gränsen p = 0,05
function [s1,s2] = exclusion_signal(b)
    syms s
    solution1 = vpasolve(1.645 == sqrt(2*(s-b*log(1+s/b))),s,-0.1*b);
    solution2 = vpasolve(1.645 == sqrt(2*(s-b*log(1+s/b))),s,0.1*b);
    s1 = double(solution1);
    s2 = double(solution2);
end

```

6.4.6.4.

Program 6: Kod som beräknar observabeln

```

%Beräknar och ritar exkluderade kappa
for k = 1:3 %0 = 1, -80 = 2, 80 = 3
    for j = 1:7
        newsigma{k}(j,:) = (sigma{k}(j,:)/sigma{k}(1,6))*actualsigma0(6)*0.1*0.1;

        observable_minus(j,:) = ztt{k}(2*j,:)/100.*luminosities(j).*driftyears(j).*newsigma{k}(j,:);
        observable_plus(j,:) = ztt{k}(2*j+1,:)/100.*luminosities(j).*driftyears(j).*newsigma{k}(j,:);
    end
end

```

```

[s1_minus(j), s2_minus(j)] = exclusion_signal(observable_minus(
    j,6));
[s1_plus(j), s2_plus(j)] = exclusion_signal(observable_plus(j
    ,6));

exclusion_minus_one(j) = (observable_minus(j,6) + s1_minus(j));
exclusion_minus_two(j) = (observable_minus(j,6) + s2_minus(j));
exclusion_plus_one(j) = (observable_plus(j,6) + s1_plus(j));
exclusion_plus_two(j) = (observable_plus(j,6) + s2_plus(j));
eval(['fitting_minus_' sprintf('%0f',j) ' = fit(transpose(
    kappas), transpose(observable_minus(j,:), 'poly2'));']);
eval(['coeffvals_minus(j,:) = coeffvalues(fitting_minus_'
    sprintf('%0f',j) ');']);
eval(['fitting_plus_' sprintf('%0f',j) ' = fit(transpose(
    kappas), transpose(observable_plus(j,:), 'poly2'));']);
eval(['coeffvals_plus(j,:) = coeffvalues(fitting_plus_' sprintf
    ('%0f',j) ');']);

syms x
intersection_minus_one(j,:) = double(vpasolve(
    exclusion_minus_one(j) == coeffvals_minus(j,1)*x^2 +
    coeffvals_minus(j,2)*x + coeffvals_minus(j,3),x));
intersection_minus_two(j,:) = double(vpasolve(
    exclusion_minus_two(j) == coeffvals_minus(j,1)*x^2 +
    coeffvals_minus(j,2)*x + coeffvals_minus(j,3),x));

intersection_plus_one(j,:) = double(vpasolve(exclusion_plus_one
    (j) == coeffvals_plus(j,1)*x^2 + coeffvals_plus(j,2)*x +
    coeffvals_plus(j,3),x));
intersection_plus_two(j,:) = double(vpasolve(exclusion_plus_two
    (j) == coeffvals_plus(j,1)*x^2 + coeffvals_plus(j,2)*x +
    coeffvals_plus(j,3),x));

end
y{k,1} = [intersection_minus_one(:,2) intersection_minus_two(:,2)];
y{k,2} = [intersection_plus_one(:,2) intersection_plus_two(:,2)];
end
%%
figure;
hold on
for j = 1:2
    plot1 = plot(y{1,1}(j,:).*[1 1], [j j], 'LineWidth', 10, 'Color', '
        #7E2F8E');
    text(y{1,1}(j,1)-0.07, j, strrep(sprintf('%0.3f',y{1,1}(j,1)), '.',
        ','))
    text(y{1,1}(j,2)+0.02,j, strrep(sprintf('%0.3f',y{1,1}(j,2)), '.',
        ','))
)

plot2 = plot(y{2,1}(j,:).*[1 1], [j-0.3 j-0.3], 'LineWidth', 10, '
    Color', '#EF6F6C');
    text(y{2,1}(j,1)-0.07, j-0.3, strrep(sprintf('%0.3f',y{2,1}(j,1)),
        ','))
    text(y{2,1}(j,2)+0.02,j-0.3, strrep(sprintf('%0.3f',y{2,1}(j,2)),
        ','))

plot3 = plot(y{3,1}(j,:).*[1 1], [j+0.3 j+0.3], 'LineWidth', 10, '

```

```

        Color', '#34D1BF');
    text(y{3,1}(j,1)-0.07, j+0.3, strrep(sprintf('%.3f',y{3,1}(j,1)),'.
        ',','))
    text(y{3,1}(j,2)+0.02,j+0.3,strrep(sprintf('%.3f',y{3,1}(j,2)),'.
        ',','))

end
ax1 = gca;
yticks([1 2 3 4 5 6 7]);
ax1.YTickLabel = colliderenergy;
ax1.FontSize = 12;
xticks(kappas);
xticklabels({'0,5' '0,6' '0,7' '0,8' '0,9' '1,0' '1,1' '1,2' '1,3' '1,4'
    '1,5'});
xlabel('$\kappa$', 'FontSize', 14, 'Interpreter', 'Latex')
elabel = ylabel('$\sqrt{s}$ (GeV)', 'FontSize', 14, 'Interpreter', '
    Latex', 'Rotation', 0);
elabel.Position(1) = 0.41;
elabel.Position(2) = 7.5;
title('Inkluderade $\kappa$ hos $N_{\mu^-}$ per $\sqrt{s}$ och
    polarisation av $e^-e$, BR = 0,01', 'Interpreter', 'Latex', '
    FontSize', 14)
axis([0.5 1.5 0 8])
legend([plot3, plot1, plot2], '80', '0', '-80')
%%
figure;
hold on
for j = 1:7
    plot1 = plot(y{1,2}(j,:).*[1 1], [j j], 'LineWidth', 10, 'Color', '
        #7E2F8E');
    text(y{1,2}(j,1)-0.07, j, sprintf('%.3f',y{1,2}(j,1)))
    text(y{1,2}(j,2)+0.02,j,sprintf('%.3f',y{1,2}(j,2)))

    plot2 = plot(y{2,2}(j,:).*[1 1], [j-0.3 j-0.3], 'LineWidth', 10, '
        Color', '#EF6F6C');
    text(y{2,2}(j,1)-0.07, j-0.3, sprintf('%.3f',y{2,2}(j,1)))
    text(y{2,2}(j,2)+0.02,j-0.3,sprintf('%.3f',y{2,2}(j,2)))

    plot3 = plot(y{3,2}(j,:).*[1 1], [j+0.3 j+0.3], 'LineWidth', 10, '
        Color', '#34D1BF');
    text(y{3,2}(j,1)-0.07, j+0.3, sprintf('%.3f',y{3,2}(j,1)))
    text(y{3,2}(j,2)+0.02,j+0.3,sprintf('%.3f',y{3,2}(j,2)))

end
ax1 = gca;
yticks([1 2 3 4 5 6 7]);
ax1.YTickLabel = colliderenergy;
xticks(kappas);
xticklabels({'0,5' '0,6' '0,7' '0,8' '0,9' '1,0' '1,1' '1,2' '1,3' '1,4'
    '1,5'});
ax1.FontSize = 12;
xlabel('$\kappa$', 'FontSize', 14, 'Interpreter', 'Latex')
elabel = ylabel('$\sqrt{s}$ (GeV)', 'FontSize', 14, 'Interpreter', '
    Latex', 'Rotation', 0);
elabel.Position(1) = 0.41;
elabel.Position(2) = 7.5;

```

```

title('Inkluderade  $\kappa$  hos  $N_{\mu^+}$  per  $\sqrt{s}$  och
      polarisation av  $e^+e^-$ , BR = 0,01', 'Interpreter', 'Latex', '
      FontSize', 14)
axis([0.5 1.5 0 8])
legend([plot3, plot1, plot2], '80', '0', '-80')
%%
for j = 1:7
    hold on
    obs = scatter(kappas, observable_minus(j,:), [], [0.31 0.29 0.50], '
        filled');
    point1 = scatter(intersection_minus_one(j,2), exclusion_minus_one(j
        ), [], [0.4660 0.6740 0.1880], 'x');
    point2 = scatter(intersection_minus_two(j,2), exclusion_minus_two(j
        ), [], [0.4660 0.6740 0.1880], 'x');

    exc1 = plot([0.5 1.5], exclusion_minus_one(j)*[1 1], 'Color', '#
        FF2020');
    exc2 = plot([0.5 1.5], exclusion_minus_two(j)*[1 1], 'Color', '#
        FF2020');
    inter1 = plot(intersection_minus_one(j,2)*[1,1],[0,
        exclusion_minus_one(j)], '--', 'Color', [0.4660 0.6740 0.1880])
        ;
    inter2 = plot(intersection_minus_two(j,2)*[1,1],[0,
        exclusion_minus_two(j)], '--', 'Color', [0.4660 0.6740 0.1880])
        ;

    eval(['fitted_plot = plot(fitting_minus_ ' sprintf('%0f',j) ' ')]);

    set(fitted_plot, 'Color', [0.40 0.38 0.75])
    set([obs, inter1, inter2, fitted_plot, exc1, exc2], 'LineWidth', 1)

    title(['Antal myoner,  $N_{\mu^-}$  ( $\eta < 0$ ,  $\sqrt{s}$ )$ = ' sprintf('%
        d', energy(j)) ' GeV,  $\kappa$ $, utan polarisation, BR = 0,01'],
        'Interpreter', 'Latex')
    txt1 = xlabel(' $\kappa$ ', 'Interpreter', 'Latex', 'FontSize', 14);
    ytxt = ylabel(' $N_{\mu^-}$ ', 'Interpreter', 'Latex', 'FontSize',
        14, 'Rotation', 0);

    txt1 = text(0.79*intersection_minus_one(j,2), 0.3*
        exclusion_minus_one(j), [' $\kappa$  = ' strrep(sprintf('%0.3f',
        intersection_minus_one(j,2)), '. ', ', ')]);
    txt2 = text(1.02*intersection_minus_two(j,2), 0.5*
        exclusion_minus_two(j), [' $\kappa$  = ' strrep(sprintf('%0.3f',
        intersection_minus_two(j,2)), '. ', ', ')]);
    legend([obs, exc1, fitted_plot], {'Simuleringsresultat', '
        Exkluderingsgränser', 'Anpassad graf'}, 'Location', 'northwest')
    set([txt1, txt2], 'Color', [0.4660 0.6740 0.1880])
    set([txt1, txt2, txt1, ytxt], 'FontSize', 12)

    ax = gca;
    ax.FontSize = 11.5;
    xticks(kappas);
    xticklabels({'0,5' '0,6' '0,7' '0,8' '0,9' '1,0' '1,1' '1,2' '1,3'
        '1,4' '1,5'});
end

```

D Mathematicakod

```
<< "/chalmers/users/jerkvall/Desktop/Mathematica_Kandidat /NNPDF_Mathematica /
      NNPFD_Mathematica /NNPDF.m";
path = "/chalmers/users/jerkvall/Desktop/Mathematica_Kandidat /NNPDF_Mathematica /
      NNPFD_Mathematica /"
```

```
Out[ * ]:= /chalmers/users/jerkvall/Desktop/Mathematica_Kandidat /NNPDF_Mathematica /
      NNPFD_Mathematica /
```

```
In[ * ]:= InitializePDFGrid [path, "NNPDF23_nnlo _as_0119_qed"]
```

```
In[ * ]:= fg[x_, M_] := xPDFcv[x, M2, 0] / x;
fd[x_, M_] := xPDFcv[x, M2, 1] / x;
fdbar[x_, M_] := xPDFcv[x, M2, -1] / x;
fu[x_, M_] := xPDFcv[x, M2, 2] / x;
fubar[x_, M_] := xPDFcv[x, M2, -2] / x;
fs[x_, M_] := xPDFcv[x, M2, 3] / x;
fsbar[x_, M_] := xPDFcv[x, M2, -3] / x;
fc[x_, M_] := xPDFcv[x, M2, 4] / x;
fcbare[x_, M_] := xPDFcv[x, M2, -4] / x;
fb[x_, M_] := xPDFcv[x, M2, 5] / x;
fbbar[x_, M_] := xPDFcv[x, M2, -5] / x;
ft[x_, M_] := xPDFcv[x, M2, 6] / x;
ftbar[x_, M_] := xPDFcv[x, M2, -6] / x;
fy[x_, M_] := xPDFcv[x, M2, 7] / x;
```

```
In[328] :=
```

```
hc2 = 0.389379372 * 10^(12); (*hc)^2 in GeV^2*fb*)
s = 100 000 ^2; (*FCCh beam energy ^2*)
Events = 10 000;
G[mx_] = 1 / 10 * mx;

(*X boson*)

(*Case 1 X > gg X scalar singlet*)
cg = 8;
sg = 2;
sx1 = 1;
cx1 = 1;
Const1[mx_] = 16 * Pi ^2 * sx1 * cx1 * 2 / (mx * s * sg ^2 * cg ^2);

(*Case 2 X > gg X scalar color octet*)
cx2 = 8;
sx2 = 1;
```

```

Const2[mx_] = 16 * Pi ^ 2 * sx2 * cx2 * 2 / (mx * s * sg ^ 2 * cg ^ 2);

(*Case 3 X > uu X scalar sextet*)
cx3 = 6;
sx3 = 1;
cu = 3;
su = 2;
Const3[mx_] = 16 * Pi ^ 2 * sx3 * cx3 * 2 / (mx * s * su ^ 2 * cu ^ 2);

(*Case 4 X > ud X scalar sextet*)
cd = 3;
sd = 2;
Const4[mx_] = 16 * Pi ^ 2 * sx3 * cx3 / (mx * s * su * sd * cu * cd);

(*Case 5 X > dd X scalar sextet*)
Const5[mx_] = 16 * Pi ^ 2 * sx3 * cx3 * 2 / (mx * s * sd ^ 2 * cd ^ 2);

(*Case 6-9 X > q qbar X scalar octet*)
sx69 = 1;
cx69 = 8;
Const69[mx_] = 16 * Pi ^ 2 * sx69 * cx69 / (mx * s * sd ^ 2 * cd ^ 2);

(*Plot of L for X > gg*)
(*LogPlot[
  {Events/(hc2*G[mx]*Const1[mx]*NIntegrate[fg[x,mx]*fg[mx^2/(x*s),mx]/x,{x,mx^2/s,1}],
   Events/(hc2*G[mx]*Const2[mx]*NIntegrate[fg[x,mx]*fg[mx^2/(x*s),mx]/x,{x,mx^2/s,1}]}],
{mx,1000,25000},PlotPoints->100,MaxRecursion->0,
PlotLegends->{"Singlet","Octett"},
PlotLabel->"g g → scalar boson",AxesLabel->{"mx [GeV]","L [1/fb]}]*)

(*Plot of L for X > q q sextet*)
LogPlot[{Events/(hc2*G[mx]*Const3[mx]*
  NIntegrate[fu[x,mx]*fu[mx^2/(x*s),mx]/x,{x,mx^2/s,1}],Events/
  (hc2*G[mx]*Const4[mx]*NIntegrate[fu[x,mx]*fd[mx^2/(x*s),mx]/x,{x,mx^2/s,1}]),
Events/(hc2*G[mx]*Const5[mx]*NIntegrate[
  fd[x,mx]*fd[mx^2/(x*s),mx]/x,{x,mx^2/s,1}]}],
{mx,1000,25000},PlotPoints->100,MaxRecursion->0,
PlotLegends->{"uu (Q=4e/3)","ud (Q=e/3)","dd (Q=-2e/3)"},
PlotLabel->"Luminositet för att skapa 10000 X skalär sextett boson",
AxesLabel->{"mx [GeV]","L [1/fb]},PlotStyle->{Automatic,Dashed,Dotted}]

(*Plot of L for X > q q triplet*)
LogPlot[{Events/(hc2*G[mx]*Const3[mx]/2*

```

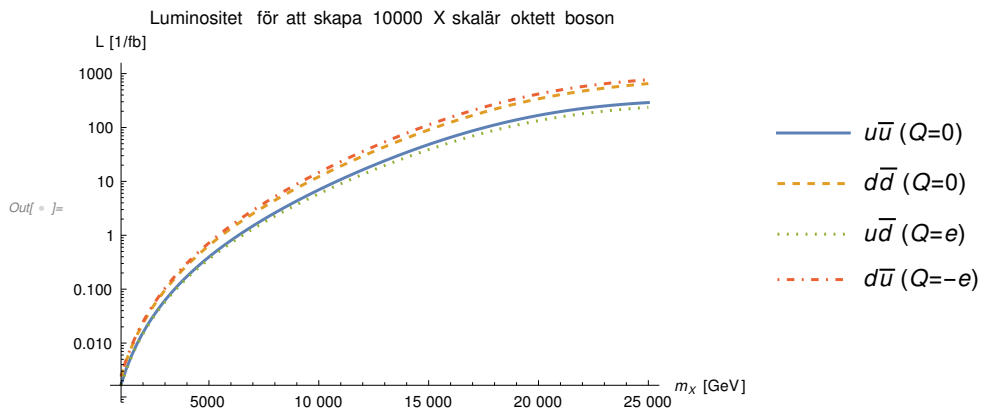
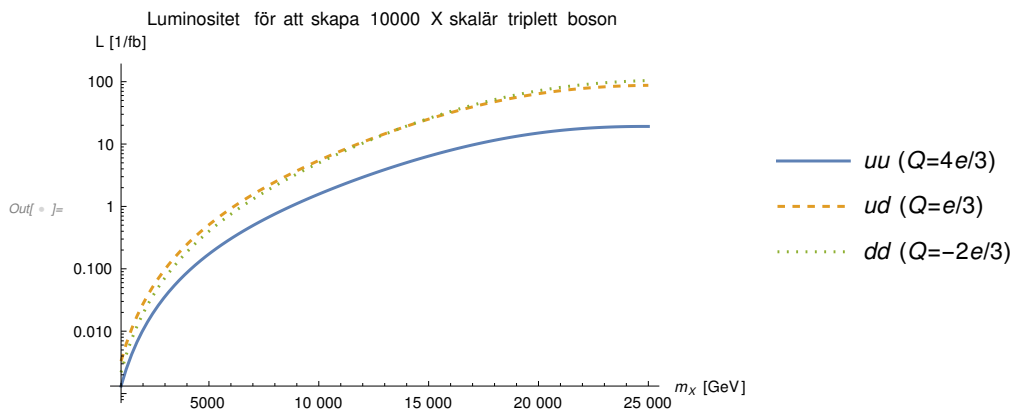
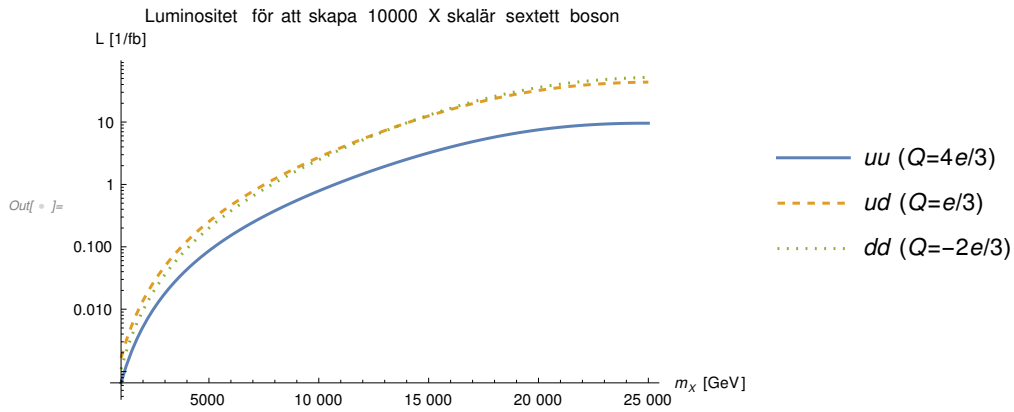
```

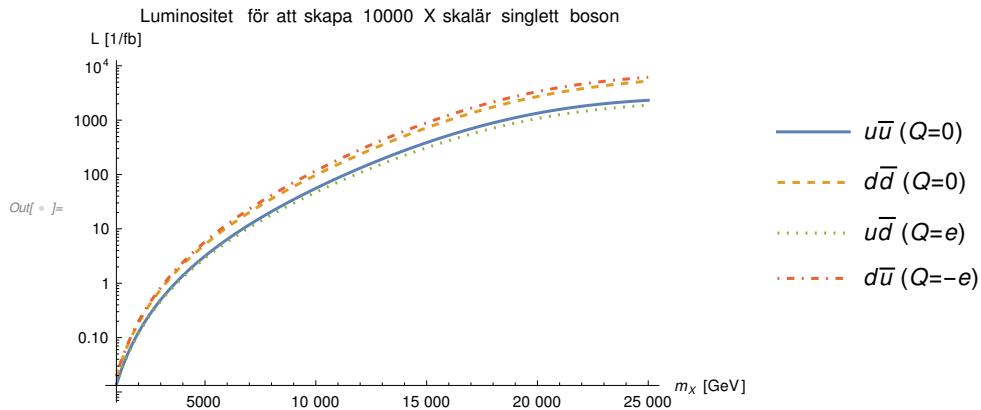
NIntegrate[fu[x, mx] * fu[mx^2/(x*s), mx]/x, {x, mx^2/s, 1}], Events/(hc2 * G[mx] *
Const4[mx]/2 * NIntegrate[fu[x, mx] * fd[mx^2/(x*s), mx]/x, {x, mx^2/s, 1}],
Events/(hc2 * G[mx] * Const5[mx]/2 * NIntegrate[
fd[x, mx] * fd[mx^2/(x*s), mx]/x, {x, mx^2/s, 1}]]},
{mx, 1000, 25000}, PlotPoints → 100, MaxRecursion → 0,
PlotLegends → {"uu (Q=4e/3)", "ud (Q=e/3)", "dd (Q=-2e/3)"},
PlotLabel → "Luminositet för att skapa 10000 X skalär triplett boson",
AxesLabel → {"mx [GeV]", "L [1/fb]"}, PlotStyle → {Automatic, Dashed, Dotted}

(*Plot of L for X > q qbar octet*)
LogPlot[
{Events/(hc2 * G[mx] * Const69[mx] * NIntegrate[fu[x, mx] * fubar[mx^2/(x*s), mx]/x,
{x, mx^2/s, 1}], Events/(hc2 * G[mx] * Const69[mx] *
NIntegrate[fd[x, mx] * fdbar[mx^2/(x*s), mx]/x, {x, mx^2/s, 1}]),
Events/(hc2 * G[mx] * Const69[mx] * NIntegrate[
fu[x, mx] * fdbar[mx^2/(x*s), mx]/x, {x, mx^2/s, 1}]),
Events/(hc2 * G[mx] * Const69[mx] * NIntegrate[
fd[x, mx] * fubar[mx^2/(x*s), mx]/x, {x, mx^2/s, 1}]]},
{mx, 1000, 25000}, PlotPoints → 100, MaxRecursion → 0,
PlotLegends → {"uū (Q=0)", "d $\bar{d}$  (Q=0)", "u $\bar{d}$  (Q=e)", "d $\bar{u}$  (Q=-e)"},
PlotLabel → "Luminositet för att skapa 10000 X skalär oktett boson",
AxesLabel → {"mx [GeV]", "L [1/fb]"},
PlotStyle → {Automatic, Dashed, Dotted, DotDashed}

(*Plot of L for X > q qbar singlet*)
LogPlot[
{Events/(hc2 * G[mx] * Const69[mx]/8 * NIntegrate[fu[x, mx] * fubar[mx^2/(x*s), mx]/x,
{x, mx^2/s, 1}], Events/(hc2 * G[mx] * Const69[mx]/8 *
NIntegrate[fd[x, mx] * fdbar[mx^2/(x*s), mx]/x, {x, mx^2/s, 1}]),
Events/(hc2 * G[mx] * Const69[mx]/8 * NIntegrate[
fu[x, mx] * fdbar[mx^2/(x*s), mx]/x, {x, mx^2/s, 1}]),
Events/(hc2 * G[mx] * Const69[mx]/8 * NIntegrate[
fd[x, mx] * fubar[mx^2/(x*s), mx]/x, {x, mx^2/s, 1}]]},
{mx, 1000, 25000}, PlotPoints → 100, MaxRecursion → 0,
PlotLegends → {"uū (Q=0)", "d $\bar{d}$  (Q=0)", "u $\bar{d}$  (Q=e)", "d $\bar{u}$  (Q=-e)"},
PlotLabel → "Luminositet för att skapa 10000 X skalär singlett boson",
AxesLabel → {"mx [GeV]", "L [1/fb]"},
PlotStyle → {Automatic, Dashed, Dotted, DotDashed}

```





In[]:= (*X fermion*)

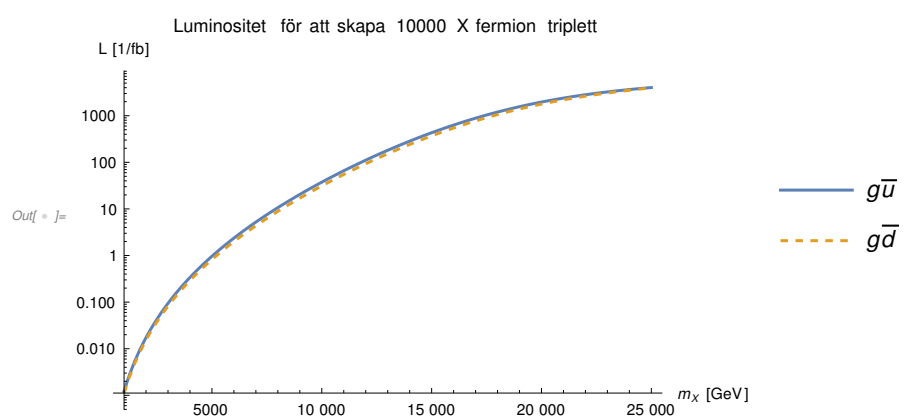
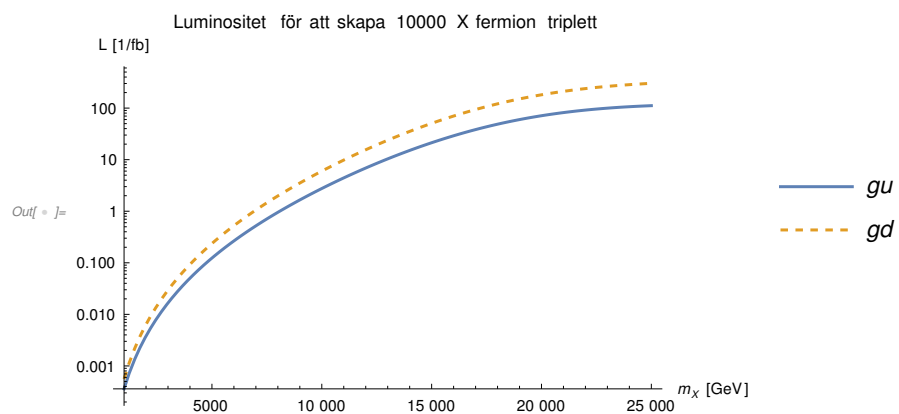
```
sxf = 2;
cxf = 3;
sqf = 2;
cqf = 3;
sgf = 2;
cgf = 8;
Constf[mx_] = 16 * Pi ^ 2 * sxf * cxf / (mx * s * sqf * sgf * cqf * cgf);
```

(*Plot of L for gluon quark to X*)

```
LogPlot[{Events / (hc2 * G[mx] * Constf[mx] *
  NIntegrate[fq[x, mx] * fu[mx ^ 2 / (x * s), mx] / x, {x, mx ^ 2 / s, 1}]), Events /
  (hc2 * G[mx] * Constf[mx] * NIntegrate[fq[x, mx] * fd[mx ^ 2 / (x * s), mx] / x, {x, mx ^ 2 / s, 1}])},
{mx, 1000, 25000}, PlotPoints -> 100, MaxRecursion -> 0, PlotLegends -> {"gu", "gd"},
PlotLabel -> "Luminositet för att skapa 10000 X fermion triplett",
AxesLabel -> {"m_X [GeV]", "L [1/fb]"}, PlotStyle -> {Automatic, Dashed}]
```

(*Plot of L for gluon antiquark to X*)

```
LogPlot[{Events /
  (hc2 * G[mx] * Constf[mx] * NIntegrate[fq[x, mx] * fubar[mx ^ 2 / (x * s), mx] / x, {x, mx ^ 2 / s, 1}]),
Events / (hc2 * G[mx] * Constf[mx] *
  NIntegrate[fq[x, mx] * fdbar[mx ^ 2 / (x * s), mx] / x, {x, mx ^ 2 / s, 1}])},
{mx, 1000, 25000}, PlotPoints -> 100, MaxRecursion -> 0, PlotLegends -> {"g\bar{u}", "g\bar{d}"},
PlotLabel -> "Luminositet för att skapa 10000 X fermion triplett",
AxesLabel -> {"m_X [GeV]", "L [1/fb]"}, PlotStyle -> {Automatic, Dashed}]
```



In[]:=

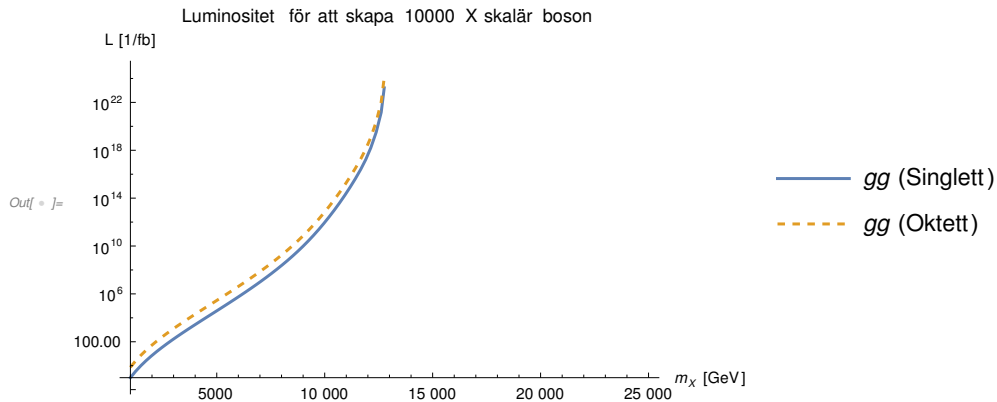
```

hc2 = 0.389379372 * 10^(12); (* (hc)^2 in GeV^2*fb *)
s = 13000^2; (* LHC beam energy ^2 *)
Events = 10000;
G[mx_] = 1/10 * mx;

(* X boson *)

(* Case 1 X > gg X scalar singlet *)
cg = 8;
sg = 2;
sx1 = 1;
cx1 = 1;
Const1[mx_] = 16 * Pi^2 * sx1 * cx1 * 2 / (mx * s * sg^2 * cg^2);
LogPlot[{Events / (hc2 * G[mx] * Const1[mx] *
  NIntegrate[fg[x, mx] * fg[mx^2 / (x * s), mx] / x, {x, mx^2 / s, 1}]), Events /
  (hc2 * G[mx] * Const2[mx] * NIntegrate[fg[x, mx] * fg[mx^2 / (x * s), mx] / x, {x, mx^2 / s, 1}])},
{mx, 1000, 25000}, PlotPoints -> 100, MaxRecursion -> 0,
PlotLegends -> {"gg (Singlett)", "gg (Oktett)"},
PlotLabel -> "Luminositet för att skapa 10000 X skalär boson",
AxesLabel -> {"m_x [GeV]", "L [1/fb]"}, PlotStyle -> {Automatic, Dashed}]

```



In[]:= (* Plottar för samma X bildad av olika partiklar *)

```

hc2 = 0.389379372 * 10^(12); (* (hc)^2 in GeV^2*fb *)
s = 100000^2; (* FCChh beam energy ^2 *)
Events = 10000;
G[mx_] = 1/10 * mx;

(* X boson *)

(* Case 1 gg > X scalar singlet Q=0 *)

```

```

cg = 8;
sg = 2;
sx1 = 1;
cx1 = 1;
Const1[mx_] = 16 * Pi ^ 2 * sx1 * cx1 * 2 / (mx * s * sg ^ 2 * cg ^ 2);

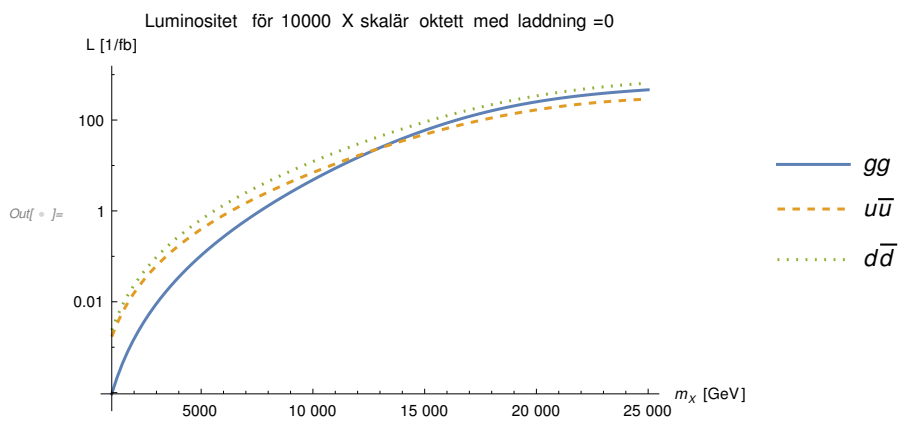
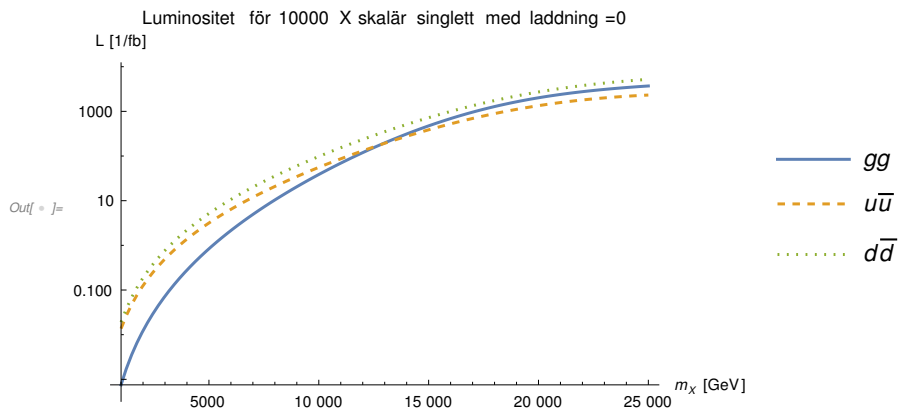
(*Case 2 X > gg X scalar color octet*)
cx2 = 8;
sx2 = 1;
Const2[mx_] = 16 * Pi ^ 2 * sx2 * cx2 * 2 / (mx * s * sg ^ 2 * cg ^ 2);

(*Case 6-9 X > q qbar X scalar octet*)
sx69 = 1;
cx69 = 8;
Const69[mx_] = 16 * Pi ^ 2 * sx69 * cx69 / (mx * s * sd ^ 2 * cd ^ 2);

(*Plot of L for X singlet Q=0 u ubar d dbar och gg*)
LogPlot[{Events /
  (hc2 * G[mx] * Const1[mx] * NIntegrate[fg[x, mx] * fg[mx ^ 2 / (x * s), mx] / x, {x, mx ^ 2 / s, 1}]),
  Events / (hc2 * G[mx] * Const69[mx] / 8 * NIntegrate[fu[x, mx] * fubar[mx ^ 2 / (x * s), mx] / x,
    {x, mx ^ 2 / s, 1}]), Events / (hc2 * G[mx] * Const69[mx] / 8 *
    NIntegrate[fu[x, mx] * fubar[mx ^ 2 / (x * s), mx] / x, {x, mx ^ 2 / s, 1}])},
{mx, 1000, 25000}, PlotPoints -> 100, MaxRecursion -> 0,
  PlotLegends -> {"gg", "u $\bar{u}$ ", "d $\bar{d}$ "},
  PlotLabel -> "Luminositet för 10000 X skalär singlett med laddning=0",
  AxesLabel -> {"m $_X$  [GeV]", "L [1/fb]"}, PlotStyle -> {Automatic, Dashed, Dotted}]

(*Plot of L for X octet Q=0*)
LogPlot[{Events /
  (hc2 * G[mx] * Const2[mx] * NIntegrate[fg[x, mx] * fg[mx ^ 2 / (x * s), mx] / x, {x, mx ^ 2 / s, 1}]),
  Events / (hc2 * G[mx] * Const69[mx] * NIntegrate[fu[x, mx] * fubar[mx ^ 2 / (x * s), mx] / x,
    {x, mx ^ 2 / s, 1}]), Events / (hc2 * G[mx] * Const69[mx] *
    NIntegrate[fu[x, mx] * fubar[mx ^ 2 / (x * s), mx] / x, {x, mx ^ 2 / s, 1}])},
{mx, 1000, 25000}, PlotPoints -> 100, MaxRecursion -> 0,
  PlotLegends -> {"gg", "u $\bar{u}$ ", "d $\bar{d}$ "},
  PlotLabel -> "Luminositet för 10000 X skalär oktett med laddning=0",
  AxesLabel -> {"m $_X$  [GeV]", "L [1/fb]"}, PlotStyle -> {Automatic, Dashed, Dotted}]

```





GÖTEBORGS
UNIVERSITET



CHALMERS