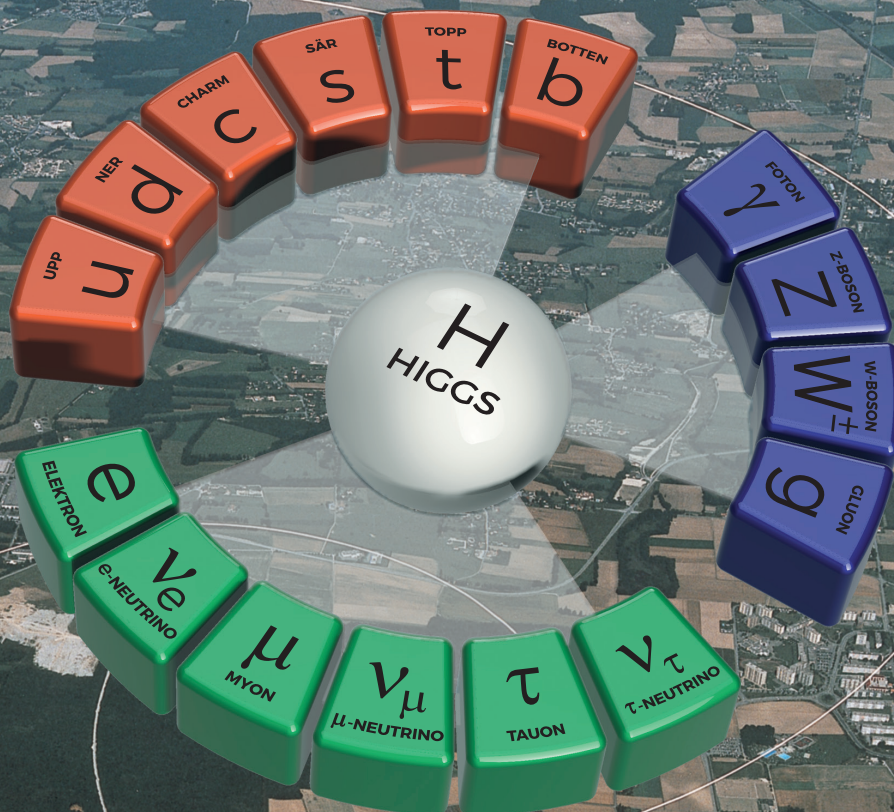


KOSMOS

STANDARDMODELLEN

SVENSKA FYSIKERSAMFUNDETS ÅRSBOK 2023



PARTIKELFYSIKENS FRAMTID

© STEN HELLMAN



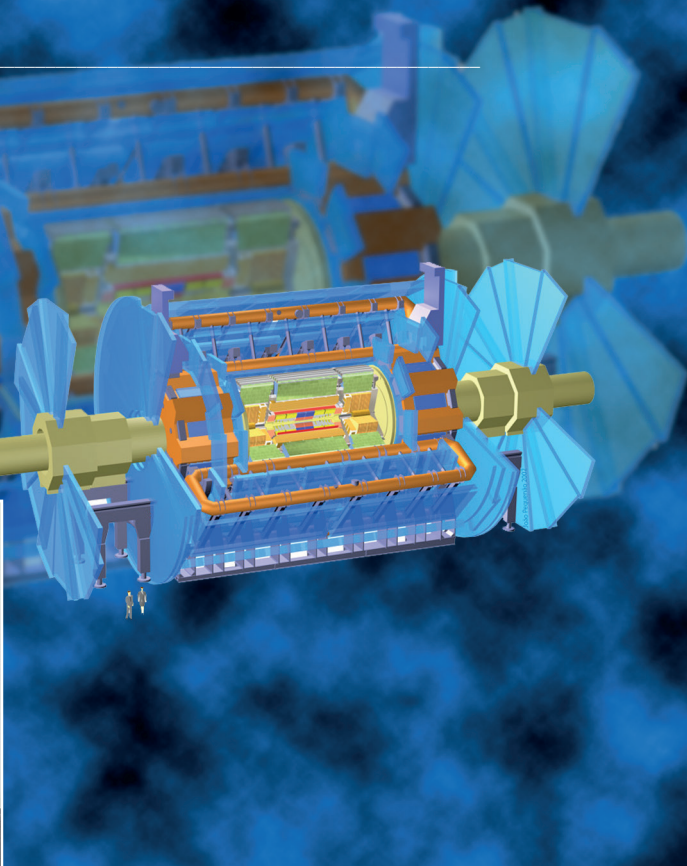
Artikeln publiceras under Creative Commons-licensen CC BY-NC-SA 4.0. För bildmaterial med källhänvisning gäller samma upphovsrättsliga regler som för källan.

SVENSKA
FYSIKER
SAMFUNDET



Sten Hellman

är professor i experimentell fysik vid Stockholms universitet. Han har under större delen av sitt yrkesliv, först vid CERN och senare vid Stockholms universitet, varit verksam i ATLAS-experimentet vid LHC.



Sten Hellman beskriver i den här artikeln hur moderna experiment inom partikelfysiken går till. Vi får en översikt över hur olika typer av accelerators och partikelkolliderare fungerar och vilka överväganden som görs när dessa anläggningar planeras. Vidare beskriver Sten hur de stora detektorerna fungerar. Hjälpt av dessa insikter sjar han om hur den experimentella delen av partikelfysik kan förväntas utvecklas det kommande halvsekle.

Bilden: Datorgenererad bild av ATLAS-detektorn vid LHC. Notera fysikerna som står långt fram till vänster och visar skalan (grafik CERN).

Partikelfysikens framtid

Standardmodellen föddes just som en ”modell”, men har idag mognat till en ”teori”, namnet till trots. Denna resa har möjliggjorts genom ett stort antal sinnrika experiment, där modellens förutsägelser testats och funnits stämma. Idag söker experimenter avvikelse mellan experiment och teori för att ge teoretikerna en ledtråd till hur standardmodellen bäst kan utvidgas till en mer komplett teori. Huvudfokus är den fortsatta exploateringen av LHC, även om det också finns ett par andra vägar att pröva. Men hur kommer partikelfysikerna att fortsätta därefter? Finns det liv efter LHC?

Det är vanskligt att förutsäga hur framtida partikelfysik kommer att bedrivas — en eventuell efterföljare till LHC ligger långt fram i tiden. Men låt oss ändå försöka, baserat på vad vi vet om de krav vi kan förvänta oss att fysiken kommer att ställa på accelerators och detektorer i framtiden.

Och vad gör vi nu då?

Partikelacceleratorernas livslängd tenderar att bli längre och längre. Till exempel beräknas LHC-acceleratorn vid CERN vara i drift i mer än tre decennier. Men förr eller senare kommer dagen då någon trycker på stoppknappen för sista gången och det är dags för partikelfysiken att gå vidare.

Planeringen och konstruktionen av nya accelerators och experiment har i takt med att anläggningarna blivit större och mer komplicerade blivit en lång och komplex process. De första stegen mot att definiera LHC-projektet togs 1984, nästan 25 år innan acceleratorn startade. I skrivande stund pågår redan studier för att förbereda det som komma skall efter LHC. I det här avsnittet skall vi se vad som driver en sådan process framåt — hur optimerar man

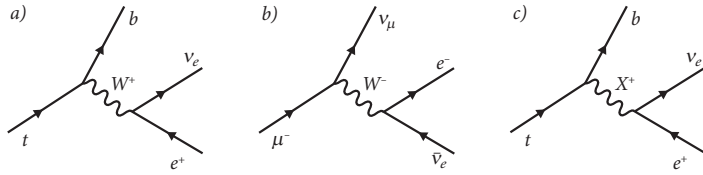
på bästa sätt acceleratorer och detektorer för att på bästa sätt kunna skaffa sig en bättre förståelse av naturen? Utgångspunkter är ju, som framgår i andra artiklar i detta nummer av Kosmos, att vi vill hitta fenomen som inte passar in i den etablerade standardmodellen för att få en ledtråd till hur standardmodellen bör utvidgas till en mer komplett teori.

Om vi antar att det finns fenomen som inte beskrivs i standardmodellen måste vi fråga oss varför vi hittills inte observerat någon avvikelse¹. Den rimligaste förklaringen är att de ”nya” partiklar som finns i en utvidgad teori antingen har en mycket hög massa eller att de växelverkar mycket svagt med de hittills kända partiklarna.

Det finns två huvudspår för att ”upptäcka” nya partiklar. Det direkta sättet är att den nya partikeln skapas när rörelseenergin hos kolliderande partiklar omvandlas till vilomassa hos nya partiklar, och att vi sedan rekonstruerar den nya partikelns egenskaper ur dess sönderfallsprodukter. Ett exempel på hur det går till är upptäckten av Higgsbosonen, som beskrivs i Jonas Strandbergs artikel i denna upplaga, samt i Kosmos 2012. Ett villkor för att kunna bilda nya partiklar är att kollisionerna tillför tillräckligt med energi, allt i enlighet med formeln $E = mc^2$. Här beskriver formeln hur mycket energi vi måste tillföra för att kunna bilda en ny partikel med massa m .

Men det finns ett annat spår: ”nya” partiklar kan ge sig tillkänna även när vi inte har tillräcklig energi för att producera dem direkt. För att förstå hur det går till kan vi börja med att se hur en toppkvark sönderfaller när den produceras tex vid LHC. I Figur 1a ser vi ett så kallat Feynmandiagram, som ger en visuell bild av sönderfallet: toppkvarken (t) sönderfaller till en W -boson och en b -kvark (b). W -bosonen i sin tur sönderfaller till en positron och en neutrino. När toppkvarken sönderfaller så omvandlas en del av den energi som frigörs till vilomassa hos sönderfallsprodukterna, resten blir rörelseenergi hos b -kvarken och W -bosonen. Därefter sönderfaller W -bosonen, i exemplet här till en positron och en elektronneutrino. Den här typen av process beskrivs med mycket hög precision inom standardmodellen. Det är till exempel möjligt

¹Som beskrivs på annat håll i detta nummer finns saker som inte passar in i standardmodellen, som mörk materia, neutrinomassor och mörk energi. Det påverkar inte resonemanget här, vilket kretsar kring utvidgningar av standardmodellen som innehåller hittills oupptäckta partiklar



Figur 1: Feynmandiagram för a) toppkvarkens sönderfall via W -boson till en b -kvark, positron och neutrino b) myonens sönderfall till elektron och neutriner c) toppkvarkens sönderfall via en hypotetisk ny X -partikel

att beräkna livstiden för toppkvarken och sannolikheten för olika sluttillstånd.

I Figur 1b ser vi diagrammet som beskriver hur en myon sönderfaller till en elektron, en anti-elektronneutrino och en myonneutrino. Det här diagrammet är ju snarlikt det som beskriver toppkvarkens sönderfall, och även här ger standardmodellen en mycket precis förutsägelse om, till exempel, myonens livstid. Men det finns en mycket viktig skillnad mellan de här processerna: toppkvarkens massa är större än summan av b -kvarkens och W -bosonens massor, men W -bosonens vilomassa är nästan 800 gånger större än myonens vilomassa! Det borde alltså vara helt omöjligt för myonen att sönderfalla till en neutrino och en W -boson. Men det finns ett kryphål — sönderfallet kan ske via en ”virtuell” W -boson, ett kvanttillstånd som har alla egenskaper som en W -boson har, förutom att den beräknade massan inte är W -bosonens vilomassa.² Sönderfall till virtuella partiklar är alltid möjliga under förutsättning att de i sin tur sönderfaller till partiklar som inte är virtuella. En virtuell partikel kan aldrig observeras direkt — sönderfall via virtuella partiklar är undertryckta. Sannolikheten att ett sönderfall förmedlas via en virtuell partikel är omvänt proportionell mot skillnaden mellan vilomassan hos den reella partikeln och massan hos den virtuella partikeln upphöjt till fyra ($\sim \frac{1}{\Delta M^4}$). Detta är den viktigaste förklaringen till att myonens livstid är cirka 10^{17} gånger längre än toppkvarkens.

För en partikel som kan sönderfalla via reella förmedlarpartiklar kommer den sönderfallskanalen att dominera fullständigt, men de undertryckta sönderfallen via virtuella partiklar kommer att existera jämsides. Så om det fanns en hittills okänd partikel ” X ”

²Formellt betyder det att partikelns energi och rörelsemängd inte uppfyller $E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4$. Vi säger då att partikeln inte befinner sig ”på massskalet”.

som förmedlar sönderfallet av toppkvarken, som i Figur 1c, skulle den påverka hur toppkvarken sönderfaller genom att delta som en virtuell partikel. Detta skulle påverka egenskaper som till exempel toppkvarkens livstid och vilka de slutliga sönderfallsprodukterna är. Så även om partikel X är mycket tyngre än den energi som finns tillgänglig kan den ge mätbara effekter.³

Det här illustrerar de två spår man brukar diskutera när det gäller partikelfysikens väg framåt: hög energi eller hög precision. Bäst vore naturligtvis om vi kunde slå bägge flugorna i en smäll, men det är inte helt lätt att samtidigt optimera för de två spåren. Låt oss med den här bakgrunden nu försöka skissa hur framtiden ser ut, och då koncentrera oss på acceleratorerna och detektorerna, även om också analysmetoderna i många fall kommer att behöva utvecklas för att fungera vid de nya experimenten.

Acceleratorer – partikelfysikens arbetshästar

Det finns många parametrar som karakteriserar acceleratorer. Viktigast är vilken typ av partiklar som kolliderar och vid vilken energi. De två huvudtyperna är elektron-positronkolliderare och protonkolliderare.⁴

I en e^+e^- -kolliderare är startillståndet väldefinierat — elektronen och positronen är bägge (såvitt vi förstår idag) punktformiga partiklar utan inre struktur. Det betyder att det i varje kollision är känt vilka elementarpartiklar som kolliderar, och med vilken energi. Det gör det möjligt att optimera en e^+e^- -maskin för att detaljstudera en specifik process. Ett exempel är när man vid LEP kolliderade elektroner med positroner med en tyngdpunktsenergi som motsvarade massan hos Z-bosonen. Då producerades nästan uteslutande reella Z-bosoner, vilket möjliggjorde en mängd detaljstudier av dess egenskaper som beskrivs i Klas Hultqvists artikel i den här volymen. En e^+e^- -maskin är därför särskilt lämpad för precisionsmätningar, om man kan identifiera en process som är intressant att studera och som är tillgänglig vid acceleratoren (LEP kunde till exempel inte producera enskilda W-bosoner).

Elektronen och positronen är de lättaste elementarpartiklar-

³Som beskrivs i Nils Hermansson-Truedssons artikel i boken är en möjlig förklaring till diskrepansen mellan standardmodellen och den experimentella mätningen av det så kallade "g-2" för myonen just bidrag från en okänd virtuell partikel.

⁴I en protonkolliderare kan man även i de flesta fall också kollidera tyngre atomkärnor.

na som har elektrisk laddning (ett krav för att kunna accelerera dem), vilket är både en fördel och en nackdel. Fördelen visar sig när man skall producera positroner. Positronen är ju elektronens antipartikel, så för den gäller, som för all annan antimateria, att den inte förekommer naturligt i den del av universum vi kan överblicka. Positronerna måste alltså skapas och fångas in i laboratoriet innan de kan användas i acceleratoren. Eftersom positronen är så lätt (och inte känner av den starka kraften) är denna process relativt enkel, jämfört till exempel med vad som är fallet för den mycket tyngre antiprotonen.

Man kan ju fråga sig varför man vill ta omvägen att först skapa antipartiklar för att sedan kollidera dem med vanlig materia. Skälet är den underliggande fysiken. När elektroner kolliderar med positroner utgör de ett initialtillstånd där summan av ett antal viktiga kvanttal är noll, som till exempel elektrisk laddning och leptonkvanttal.⁵ Då är det möjligt att direkt bilda sluttillstånd som också har summan noll för dessa kvanttal. Detta kan vara reella Z-bosoner, men också till exempel par av partiklar och antipartiklar, som en toppkvark och en anti-toppkvark. Skulle vi istället kollidera elektroner mot elektroner så har initialtillståndet elektrisk laddning (två negativa elementarladdningar) och leptontal (egentligen elektronleptontal) två. Då måste också sluttillståndet ha dessa kvanttal, vilket gör att det enda någorlunda ”rena” resultatet av en sådan kollision är att de två elektronerna sprids mot varandra.

Det finns också ett tekniskt skäl som gör en partikel-antipartikelkolliderare attraktiv. Oftast konstrueras en kolliderare som en cirkulär struktur där partiklarna hålls kvar i sin bana av böjmagneter. Fördelen är dels att partiklar som inte kolliderar (endast en mycket liten andel av partiklarna i varje stråle kolliderar när strålarna korsar varandra, de andra fortsätter relativt opåverkade) fortsätter cirkulera och får en chans att kollidera när de kommer tillbaks nästa varv. Dessutom finns partiklarna kvar i lagringsringen en längre tid så man har fler möjligheter att accelerera dem, man kan ge dem en liten knuff varje varv när de passerar, vilket gör att accelerationsstrukturen kan göras enklare. Eftersom partiklar och antipartiklar har elektrisk laddning med motsatt tecken kommer en partikel som rör sig genom magnetfältet att följa

⁵Leptonkvantalet är ett för leptoner, minus ett för antileptoner och noll för övriga partiklar. För alla processer i standardmodellen gäller att summan av leptontalet är densamma för initial- och sluttillstånd.

samma bana som en antipartikel som rör sig åt motsatt håll genom samma fält (om deras hastigheter är desamma). Man kan därför utnyttja samma acceleratorstruktur med ett vakuumrör och en uppsättning böjmagneter för att lagra partiklar som cirkulerar åt ett håll och antipartiklar som cirkulerar åt motsatt håll. Man får två accelerators till priset av en! Det här utnyttjades maximalt i början av 1980-talet då både CERN och Fermilab konverterade accelerators som använts för att accelerera protoner till höga energier och sedan skjuta dem mot experimentstationer i så kallade ”/emphfixed target experiment” till kolliderare. Man byggde upp en infrastruktur för att skapa och lagra antiprotoner och kunde sedan med smärre modifieringar använda sina redan existerande accelerators som proton-antiprotonkolliderare.

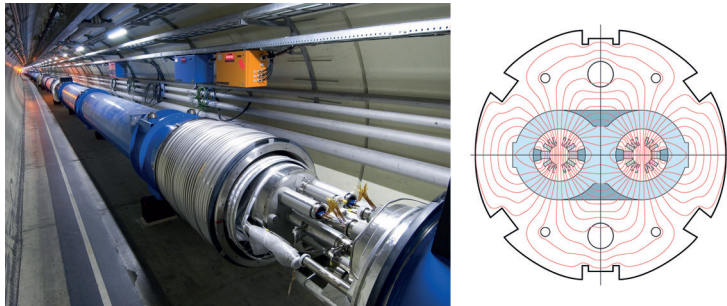
När en elektriskt laddad partikel böjs av i ett magnetfält strålar den ut energi i form av så kallad synkrotronstrålning. Här visar sig nackdelen med elektronens låga massa. Mängden energi som strålas ut beror på partikelns energi men också av dess massa. Uttrycket⁶ för hur mycket energi som strålar bort visar att för en given krökningsradie är den proportionell mot energin upphöjt till fyra. Fördubblar vi energin med samma storlek på lagringsringen strålas alltså 16 gånger så mycket energi bort. Vi får ett optimeringsproblem när vi designar en cirkulär e^+e^- -kolliderare: ju större vi gör lagringsringen, desto mindre energi behöver vi tillföra för att kompensera för den bortstrålade energin och den sammanlagda prislappen på den el vi behöver köpa in minskar. Å andra sidan blir det dyrare att borra tunneln och utrusta den med acceleratorstrukturen.

Ett sätt att kringgå det här problemet är att i stället konstruera en linjär e^+e^- -kolliderare. I en sådan lagras inte partiklarna i en cirkulär lagringsring, utan accelereras i en lång rak struktur innan de får kollidera med varandra. Fördelen är uppenbar — man behöver inte bekymra sig om förluster i synkrotronstrålning. Nackdelen är att partiklarna bara passerar en gång genom acceleratorstrukturen, vilket betyder att man måste bygga acceleratoren så lång att man får plats med tillräckligt många accelerationssteg.

Jämför vi med en protonkolliderare ser vi genast flera skillnader. I det senare fallet kolliderar inte partikel med antipartikel.

⁶Den bortstrålade effekten är proportionell mot γ^4 , där γ är Lorentzfaktorn $\frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$.

Främsta orsaken till det är att det är svårt att producera och lagra antiprotoner och sedan skapa en partikelstråle med tillräcklig kvalitet. Att detta ändå var den väg som valdes i början av 1980-talet berodde på att man på det sättet kunde utnyttja redan existerande acceleratorer på ett nytt sätt. När LHC konstruerades övergav man det konceptet och byggde istället en ren protonkolliderare. Två partikelstrålar som rör sig åt motsatt håll måste då ha två vakuumrör, där de två strålarna cirkulerar genom magnetfält med motsatt polaritet. Det blir nästan som att bygga två lagringsringar i samma tunnel, även om man genom smarta lösningar för magnetkonstruktionen — se Figur 2 — och gemensam infrastruktur för de två ringarna inte behöver dubbla allt.



Figur 2: Böjmagneterna i LHC; vänster — magneter installerade i LHC-tunneln, höger magnetfältet i järncket — notera hur fältet i de bågga vakuumrören (ljusblå) är nära idealt homogent (foto och grafik CERN).

En annan stor skillnad jämfört med en e^+e^- -kolliderare är att energiförlusterna genom synkrotronstrålningen blir betydligt mindre — vid samma energi och krökningsradie strålar en proton ut 10^{13} gånger mindre energi än en elektron. Det är därför möjligt att nå mycket högre energier i en protonkolliderare än i en cirkulär e^+e^- -maskin. Vid en given storlek på lagringsringen begränsas energin hos en protonmaskin i praktiken av hur starkt magnetfältet i böjmagneterna är. De senaste generationerna av protonkolliderare använder supraledande magneter. De hittills mest avancerade är LHCs 1232 dipoler som är designade för att nå ett magnetfält på 8,3 T, vilket givet att LHC har en radie på cirka 4 km ger en maximal energi hos protonerna i LHC om 14 TeV. För att nå högre energier krävs antingen starkare magnetfält eller en större lagringsring, eller både och! Utvecklingen av supraledande elektromagneter går framåt, men inte med stora steg. Man kan

knappast förvänta sig att nästa generation ger en förbättring med mer än cirka 50%. För att ta stora steg i energi måste man därför tänka sig att lagringsringen får en radie som är väsentligt större än för LHC.

Utöver de tekniska skillnaderna mellan e^+e^- - och proton-kolliderare finns också stora skillnader när det kommer till den underliggande fysiken. Vid höga energier beskrivs reaktioner mellan elementarpartiklar som kollisioner mellan de fundamentala beståndsdelarna i standardmodellen. Men protonen är ju i motsats till elektroner inte en fundamental partikel. De fundamentala byggstenarna i en proton är två uppkvarkar och en nerkvark, men som beskrivs på annat håll i detta nummer av Kosmos så måste vi också räkna de utbytespartiklar — gluoner — som förmedlar den starka kraften mellan kvarkarna som beståndsdelar i protonen. Och inte nog med det, genom kvantmekaniska fluktuationer kan en gluon splittras upp i ett par av en kvark och en antikvark. Dessa är virtuella partiklar och återgår nästan omedelbart⁷ till en gluon. Men de virtuella partiklarna kan också delta i reaktioner, om de under sin korta existens kolliderar med en annan elementarpartikel. När två protoner kolliderar är det alltså inte en ”ren” kollision mellan två fundamentala partiklar. Istället har vi en uppsjö av möjligheter av kollisioner mellan olika beståndsdelar, som till exempel en mellan en gluon från en proton med en kvark från den andra, eller en kvark från den ena med en virtuell antikvark från den andra. Exakt vilken typ av kollision som sker i en given proton-protonkollision går inte att påverka på något sätt. Till detta kommer att även om vi visste vilken typ av kollision som sker går det inte att i förväg veta vad slutresultatet blir — en kollision mellan en upp-kvark och en antiuppkvark kan till exempel resultera i en reell Z-boson, men också i en högenergetisk gluon. Det enda vi kan göra är att använda standardmodellen för att beräkna sannolikheten för en given typ av kollision, och sedan sannolikheten för att denna kollision leder till ett givet sluttillstånd. För att ytterligare komplicera bilden beskrivs även hur stor andel av protonens energi som bärs av dess olika beståndsdelar av sannolikhetsfördelningar vi inte kan påverka.

Det kan förefalla som att alla dessa osäkerheter innebär så stor nackdel relativt de ”enkla” e^+e^- -kollisionerna att en proton-

⁷Tidsskalan för detta styrs av Heisenbergs obestämbarsrelations: $\Delta E \Delta t \geq \hbar/2$ där vi för ΔE ansätter energin hos det virtuella paret.

kolliderare inte kan konkurrera. Det påstås att när man på CERN började diskutera planerna att konvertera sin dåvarande proton-maskin till en proton-antiprotonkolliderare föreslog en känd teoretisk fysiker att den skulle heta ”*Collider Ring for Antiprotons and Protons*” med en i hans ögon passande akronym. Men med en ökad förståelse för hur vi på ett bra sätt skall beskriva protonen med hjälp av sannolikhetsfördelningar har detta kaotiska initialtillstånd visat sig vara en rikedom. Just för att det finns så många olika möjliga reaktioner på den fundamentala nivån öppnar sig ett stort antal möjligheter. Till exempel kunde man upptäcka både Z- och W-bosonen vid CERNs proton-antiprotonkolliderare (SppS) utan att förändra vare sig acceleratorparametrar eller detektoruppsättningar.

Man kan litet förenklat säga att en e^+e^- -maskin ger möjlighet att detaljstudera bestämda processer med mycket hög precision, eftersom man har god kontroll över initialtillsåndet, medan styrkan hos en protonkolliderare är att man kan nå högre energier, och har ett brett spektrum av olika initialtillstånd på paletten. Man karaktäriserar ibland e^+e^- -maskiner som precisionsmaskiner och protonkolliderare som upptäcktsmaskiner. I strategier för framtiden talar man ofta om att först bygga en upptäcktsmaskin för att se vad naturen har att bjuda på, och sedan följa upp med en precisionsmaskin för att detaljstudera de nyupptäckta partiklarna. De senaste acceleratorgenerationerna har följt denna kadens ganska väl: både CERN och Fermilab i USA drev under 1980-talet proton-antiprotonkolliderare vid vilka man vid CERN upptäckte Z- och W-bosonerna och vid Fermilab toppkvarken. Nästa generations accelerators var e^+e^- -maskinerna LEP vid CERN och SLAC Linear Collider vid Stanford, där man detaljstuderade framför allt Z-bosonens egenskaper. LEP följdes sedan av LHC, där den stora upptäckten (hittills) är Higgsbosonen.

Det är för tidigt att uttala sig om vad den totala skörden av upptäckter vid LHC kommer att bli. Än så länge har en mycket liten del av den förväntade totala datamängden vid LHC analyserats. Men vi kan med säkerhet säga att det är ytterst intressant att detaljstudera Higgsbosonens egenskaper för att söka efter avvikelser från standardmodellens förutsägelser. Så det naturliga nästa projektet för partikelfysiken är en precisionsmaskin som kan leverera detta.

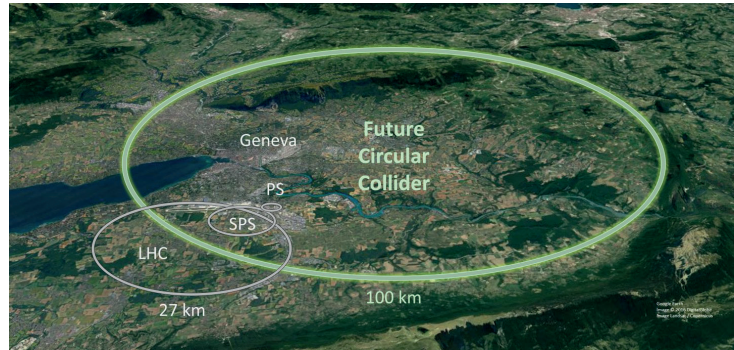
Nästa generation

Altsedan 1990-talet har fokus för acceleratorutvecklingen varit att utveckla en e^+e^- -maskin som kan fylla rollen som precisionsmaskinen för att studera de upptäckter som gjorts vid LHC. Sådana studier bedrevs vid många laboratorier. Tidigt etablerades projekt i USA, Japan, vid DESY-laboratoriet i Hamburg samt vid CERN. Samtliga dessa studerade linjärkolliderare då man utgick ifrån att en cirkulär maskin inte skulle vara det mest ekonomiska. Efter detaljerade studier enades man 2004 om att gemensamt arbeta vidare med en specifik teknologi, utvecklad vid DESY, i ett gemensamt projekt — *the International Linear Collider (ILC)* — som 2013 presenterade en teknisk design för en linjär e^+e^- -kolliderare. I första skedet skulle denna vara cirka 30 km lång och nå en kollisionenergi på 500 GeV. Samma år föreslogs att ILC skulle byggas i Japan och ett antal möjliga platser undersöktes. På CERN koncentrerade man sig på ett projekt — *Cern Linear Collider (CLIC)* — där man strävade efter att utveckla en accelerator som använde sig av en ny metod för att accelerera elektroner. När ILC lanserades försköts fokus litet så att CLIC snarast sågs som en möjlig accelerator i generationen efter ILC, och CERNs bidrag blev ganska begränsat. På senare år har ILC-projektet tappat fart. Den japanska regeringen har deklarerat att det inte finns tillräckligt internationellt intresse för att vara med och finansiera delar av ILC för att Japan skall kunna ge grönt ljus. Det är ingen överdrift att säga att projektets framtid i nuläget ser mycket osäkert ut, särskilt i ljuset av hur planeringen i Europa, centrerad kring CERN, utvecklats.

CERNs planering inför framtiden fick delvis nytt fokus när den uppdaterade europeiska strategirapporten för elementarpartikelfysik presenterades 2013. Rapporten föregicks av mer än två års förberedande studier. Den utmynnade i ett antal rekommendationer för den framtida strategin för den europeiska elementarpartikelfysiken, varav en var att CERN skulle inleda studier för nästa generations protonkolliderare och e^+e^- -maskiner vid högsta möjliga kollisionenergier. Gradvis eliminerades fler av de möjligheter som undersöktes och till sist återstod egentligen bara ett scenario, det som nu kommit att heta ”*Future Circular Collider*”, FCC.

FCC är egentligen minst två olika accelerators som utnyttjar samma tunnel, och acceleratorkomplex för att skapa och injicera

strålarna.⁸ Som namnet antyder planerar man en cirkulär maskin i en tunnel med 91 km omkrets i anslutning till CERNs nuvarande accelerators, se Figur 3.



Figur 3: En tunnel för FCC kan komma att placeras i regionen kring Genève, och ansluta till CERNs nuvarande acceleratorkomplex (foto CERN).

Precis som för paret LEP-LHC skall den första versionen bli en e^+e^- -maskin. Eftersom krökningsradien på tunneln blir avsevärt större än vid LEP kan man nå betydligt högre energier utan att förlusterna genom synkrotronstrålning blir för stora. FCC-ee, som denna variant kallas, kommer att kunna studera e^+e^- -kollisioner vid energier mellan 80 och 400 GeV. Genom att välja en optimal energi kan man göra precisionsstudier av kollisioner där man nästan enbart producerar en Z-boson, eller alternativt vid högre energier par av W-bosoner, par av Z- och Higgsbosoner eller par av topp-antitoppkvarkar. Det blir då möjligt att bestämma massan hos Z- och W-bosonerna med fantastisk precision och mäta med vilken styrka Higgsbosonen kopplar till andra partiklar med hög noggrannhet. När detta program är genomfört, gissningsvis efter cirka 15 år, stängs denna accelerator av för att ge plats åt nästa inkarnation av FCC: FCC-hh, där planen är att kollidera protoner med protoner vid en tyngdpunktsenergi på 100 TeV. I denna skepnad blir FCC en upptäcktsmaskin, med en energi en faktor sju högre än LHC. När den europeiska strategin uppdaterades 2020 fick CERN i uppdrag att utarbeta en fullständig teknisk design av FCC till 2027.

Om FCC-projektet realiseras, vilket i skrivande stund ver-

⁸ Detta förklarar varför en cirkulär e^+e^- -maskin kan bli ekonomiskt konkurrenskraftig jämfört med en linjärkolliderare.

kar fullt möjligt, kommer världens elementarpartikelfysiker behöva hantera en helt ny typ av utmaning — det långa tidsperspektivet. FCC-ee beräknas ta data 2048-63 och FCC-hh beräknas börja ta data 2070. Även om allt löper på som planerat och tidsplanen håller kommer rimligen ingen av de personer, inte ens unga doktorander, som idag och det närmaste decenniet arbetar med FCC vara med och analysera resultaten och göra upptäckterna vid FCC-hh. För att FCC skall bli verklighet krävs att många av oss spenderar en del av vår tid och kreativitet för att göra det möjligt för kommande forskargenerationer att genomföra dessa spännande experiment. Det är ett tankesätt som redan finns i många av de projekt som utforskar vårt planetsystem med rymdsonder som färdas i upp emot ett decennium innan de når sitt mål. Eller varför inte hos en skogsbonde som planterar unga tallplantor?

Detektorerna

När väl en intressant kollision ägt rum gäller det att registrera och tolka vad som skett. De tunga instabila partiklar partikelfysikern primärt studerar sönderfaller så snabbt att de aldrig själva växelverkar med detektorn. Istället studeras de sönderfallsprodukter som bildas. Genom att räkna baklänges går det sedan att rekonstruera den partikel som ursprungligen bildades. Den ideala informationen om en händelse är vilken typ av partiklar som kommer ut, samt deras rörelsemängd och energi. Ingen detektor når ända fram till detta ideal, men vi kan komma nära, tillräckligt nära för att kunna dra korrekta slutsatser.

Numera har vi en ganska god bild av vad som krävs av en detektor vid en partikelkolliderare, men det har inte alltid varit så. En av mina chefer på CERN brukade förgylla våra luncher med färggranna historier. En handlade om det experiment där han var med som missade den Nobelprisbelönade upptäckten av J/Ψ (se Klas Hultqvists artikel i denna upplaga av Kosmos) eftersom deras detektor inte kunde mäta höga energier hos partiklar som kom ut med stor vinkel relativt strålriktningen. ”Alla teoretiker sa att det inte skulle finnas någonting att mäta över 1 GeV”. Inte alla Luggis historier skulle klara en faktakontroll, så jag törs inte gå i god för att de verkligen missade ett Nobelpris, men vid denna tid, då kvarkmodellen ännu inte var etablerad, var det en utbredd uppfattning att det inte skulle bildas några högenergetiska partiklar vid stora vinklar, något som visade sig vara fel. Oavsett om anek-

doten är sann eller inte illustrerar den hur viktigt det är att inte låsa sig alltför mycket vid ett tänkt scenario när man designar en detektor. Men låt oss trots detta försöka skåda in i kristallkulan!

Kraven på detektorer vid en framtida kolliderare dikteras av fysiken. Vi såg att nya fenomen kan antas karakteriseras av produktion av mycket tunga partiklar, eller av mycket sällsynta processer. När tunga partiklar bildas och sönderfaller får sönderfallsprodukterna höga energier och rörelsemängder, så detektorn måste konstrueras för att kunna mäta energi och rörelsemängder upp emot halva kollisionensenergin.

En annan typ av krav uppstår när partikelfysikerna söker efter mycket sällsynta processer, avsevärt mer sällsynta än produktionen av Higgsbosoner (och då är sannolikheten att producera en Higgsboson i en kollision vid LHC en på 10^9 !). Det innebär stora utmaningar för experimentalisterna. En uppenbar är att det gäller att utveckla förfinade analysmetoder som kan vaska fram de intressanta, men sällsynta, händelserna ur denna ocean av data. En annan, som direkt påverkar konstruktionen av detektorerna, är en följd av att det inte går att ”beställa” till exempel en händelse där det produceras en Higgsboson.⁹ För att producera ett-hundra Higgsbosoner måste vi därför i genomsnitt producera 100 miljarder proton-protonkollisioner. Om vi producerar 100 kollisioner i sekunden varje sekund dygnet runt tar det 30 år innan den milstolpen är nådd, så vi måste öka takten! Vid LHCs körning nummer tre kolliderar protonbuntar i de två strålarna 40 miljoner gånger i sekunden. Buntarna innehåller så många protoner att det varje gång två buntar möts sker i genomsnitt 65 proton-protonkollisioner, alltså drygt två miljarder kollisioner i sekunden. För att kunna hantera detta måste detektorerna dels konstrueras så att det går att spara de registrerade data snabbt, dels att det i samma takt som nya kollisioner sker görs ett första urval av vilka händelser som skall sparas och analyseras mer noggrant.

I takt med att fysikerna samlat på sig erfarenheter av vad som fungerar och inte har konstruktionen av de stora experimenten vid kolliderare konvergerat mot en likartad design. Alla större experiment har fyra koncentriskt lager av detektorer: en partikel som färdas ut från kollisionspunkten kommer i tur och ordning att pas-

⁹Som vi såg tidigare är det här resonemanget främst tillämpligt på proton-kolliderare. Vid en e^+e^- -maskin kan man i någon mån rigga tärningarna så att sannolikheten för en viss process blir mycket hög.

sera spårdetektorn, den elektromagnetiska kalorimetern, hadronkalorimetern och slutligen myonsystemet. I spårdetektorn, närmast kollisionspunkten, registreras vilka punkter i rummet laddade partiklar passerar så att man kan rekonstruera deras banor och, eftersom de befinner sig i ett magnetfält, också mäta deras rörelsemängd. Efter spårdetektorn följer den elektromagnetiska kalorimetern, där elektroner och fotoner deponerar i stort sett all sin energi. Hadroner lämnar i allmänhet bara en liten del av sin energi i den elektromagnetiska kalorimetern, resten deponeras i hadronkalorimetern som befinner sig bakom den elektromagnetiska. Myonsystemet slutligen är en typ av spårdetektor, där laddade partiklars banor i ett magnetfält registreras. Myondetektorn befinner sig bakom kalorimetrarna där alla andra typer av laddade partiklar absorberas. Den här kombinationen av detektorer gör det möjligt att mäta energi och rörelsemängd hos de partiklar som bildas i kollisionen, men också att delvis identifiera vilken typ av partikel det är frågan om, se faktarutan.

Vilka krav kommer att ställas på detektorerna i framtiden? Det beror naturligtvis på vilken typ nästa generations accelerator blir. Ett experiment vid en e^+e^- -maskin och ett vid en protonkolliderare har delvis olika utmaningar att handskas med, så utformningen av detektorerna kommer att skilja sig lite åt. Men i bägge fallen ligger utmaningen dels i att sönderfallsprodukterna har högre energier och rörelsemängd än idag och dels att det sker avsevärt fler reaktioner varje sekund.

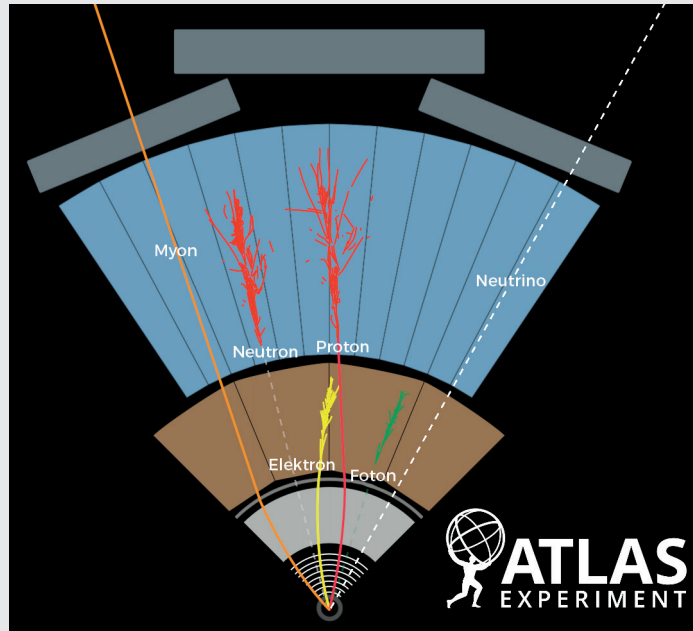
Spårdetektorer

I spårdetektorn rekonstrueras partiklarnas bana genom att förbinda de punkter där partiklarnas passage registrerats, se Figur 4a. Genom att mäta det maximala avståndet mellan spåret och en korda för cirkelsemgentet, se Figur 4b, kan man bestämma krökningsradien och därmed rörelsemängden.

För stora rörelsemängder kröker spåret mindre, avståndet mellan spåret och kordan minskar och närmar sig till slut mät-noggrannheten. För att mäta höga rörelsemängder med hög precision måste man därför antingen förbättra precisionen i mätningen av spåret, alternativt öka avståndet mellan kordan och spåret genom ett starkare magnetfält eller ökad spårlängd i magnetfältet. Att öka spårlängden genom att låta radien på spårdetektorn öka innebär både att magneten måste göras större och att volymen som

Partikelidentifikation

I en ”standarddetektor”, här exemplifierad av ATLAS vid LHC, kan vi genom att kombinera information från de fyra detektorssystemen identifiera olika kategorier av partiklar, och mäta deras energi och rörelsemängd:

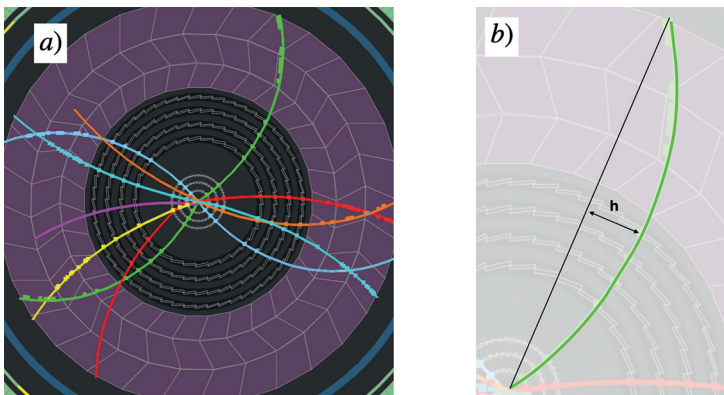


Signaturen i detektorn från elektroner (gult), fotoner (grönt), hadroner (rött) och myoner (orange) [grafik CERN].

- En elektron känns igen på att vi rekonstruerar ett spår i spår-detektorn som pekar på en energideposition i den elektromagnetiska kalorimetern. Ingen energi deponeras i den bakomliggande hadronkalorimetern.
- En foton identifieras genom att den lämnar sin energi i den elektromagnetiska kalorimetern snarlikt som en elektron, men eftersom fotonen saknar elektrisk laddning finns det inget spår som pekar mot den del av kalorimetern där energin deponeras.
- Hadroner identifieras i huvudsak genom hur de lämnar energi i de två kalorimetersystemen. De flesta deponerar en del i den elektromagnetiska kalorimetern, men huvuddelen av energin läcker in i den bakomliggande hadronkalorimetern. Hadroner förekommer ju både med och utan elektrisk laddning, så förekomsten av ett spår som pekar mot energidepositionen är i sig inte något villkor för att identifiera en hadron.

- Myoner identifieras genom att vi ser spår i den yttre myondetektorn (vilken inte syns i figuren ovan). Myoner är den enda typ av elektriskt laddad partikel som inte absorberas i kalorimetersystemen. Vi kan också extrapolera spåret i myondetektorn inåt, och se liten eller ingen energi i kalorimetrarna och ett spår i den inre spårdetektorn.
- Neutriner slutligen växelverkar inte med någon av detektor-komponenterna, och kan därför inte registreras. Man kan indirekt sluta sig till att en högenergetisk neutrino bildats i en händelse genom att mäta det totala energiflödet i händelsen. Begynnelsestillståndet av de två kolliderande protonerna har ju en rörelsemängd som är i stort sett noll i ett plan vinkelrätt mot de inkommande partiklarnas bana. Händelser där det bildas en högenergetisk neutrino kännetecknas av att summan av de övriga partiklarnas rörelsemängd i det transversa planet inte är noll.

skall instrumenteras för att kunna mäta spåren ökar som radien i kvadrat, vilket leder till mer komplicerade konstruktioner och snabbt ökande kostnader. För att undvika att partiklar som passerar genom magnetspolen på väg ut mot kalorimetrarna förlorar stora delar av sin energi i själva magnetspolen, där den inte mäts, måste magneten göras så tunn som möjligt, samtidigt som man måste hantera de stora mekaniska krafter som uppstår på alla magnetiska material i detektorn. Det är därför svårt att konstruera magneter med avsevärt högre fältstyrka än vad som används i dagens detektorer.



Figur 4: a) Spår rekonstruerade i ATLAS spårdetektor. b) Avståndet h , tekniskt kordans höjd, används för att beräkna rörelsemängden (grafik CERN).

Så de grupper som börjat planera det som kan bli nästa generations detektorer vid FCCee skissar på en konfiguration som är mycket lik nuvarande detektorer: en solenoid vars axel är parallell med strålriktningen i acceleratoren, en fältstyrka på 2–4 tesla och en radie 1,5 till 2 meter.¹⁰ Fokus för utvecklingen ligger istället på att förbättra precisionen hos detektorerna.

Idag används i huvudsak två teknologier för att registrera partiklarnas banor, kiseldetektorer och gasdetektorer. I en kiseldetektor skapar en laddad partikel som passerar igenom elektronhålpår, vilka ger upphov till en detekterbar puls. I en gasdetektor lämnar en laddad partikel ett spår av joniserade atomer. De elektroner som frigörs drivs i ett elektriskt fält in mot en eller flera anodtrådar och ger upphov till en elektrisk puls som detekteras (se artiklar i Kosmos 1992 av Sven Kullander, samt i Kosmos 1981 av Per Carlsson & Erik Johansson).

Jämfört med gasdetektorer har kiseldetektorer nästan alltid bättre precision, och det är enklare att göra detektorelementen mindre. Samtidigt gör antalet element det mer komplicerat att bygga upp en stödstruktur som förser dem med spänning, kyler dem och läser ut data från dem. En annan nackdel med kiseldetektorer är att det är svårare att göra dem strålningshärdiga. Speciellt vid protonkolliderare utsätts detektorerna för så mycket strålning att de har en maximal livslängd på något tiotal år. Fördelen med en gasdetektor är att det är relativt enkelt att instrumentera stora volymer utan komplicerad infrastruktur, samt att de är mer strålningstoleranta. Mot det ställs att det blir svårare att samtidigt få hög precision och tolerans mot höga partikeltätheter. Sammantaget är det troliga att i den extrema miljö som en protonkolliderare är kommer man genomgående använda kiseldetektorer. Däremot är det möjligt att vid en framtida e^+e^- -maskin kunna använda en kombination av kiseldetektorer allra närmast kollisionspunkten — där partikeltätheten är störst och kraven på precision högst — och gasdetektorer längre ut från kollisionspunkten. Av de två grupper som kommit längst med planerna för en detektor vid FCCee har en valt just en sådan konfiguration, medan den andra skissar på en spårdetektor som enbart består av kiseldetektorer.

¹⁰Den konfigurationen har numer blivit nästintill självklar, men det kan vara värt att minnas att av de fyra stora experimenten vid proton-antiprotonkolliderarna på 1980-talet var det bara ett som från början var utformat på detta sätt.

Kalorimetersystemen

I kalorimetersystemen, utanför spår-detektorn, mäts partiklarnas energi när de reagerar i kalorimetern. Dessa reaktioner sker antingen genom elektromagnetisk växelverkan, där en laddad partikel sänder ut en foton som sedan, i det elektriska fältet från en atomkärna, omvandlas till ett elektron-positronpar, eller genom att en hadron växelverkar med en atomkärna via den starka kraften. I bägge fallen uppstår en kedjereaktion där de partiklar som bildats i den första växelverkan i sin tur reagerar och skapar fler partiklar i en ”skur”. För varje steg i skuren fördelas energin på fler och fler partiklar, tills energin hos enskilda partiklar är så låg att processen avstannar. Det totala antalet partiklar i en sådan skur korrelerar starkt med inkommande partikelns energi.

Genom att mäta en storhet proportionell mot antalet partiklar i skuren kan man uppskatta energin hos den inkommande partikeln. För en elektromagnetisk skur kan det göras genom att den uppstår i en scintillerande kristall, eller i ett blyglasblock, där elektronerna genererar ljus som kan registreras. För en hadronskur är den fria medelvåglängden mellan två reaktioner i dessa material så stor att det inte är praktiskt möjligt att bygga en homogen struktur. Alla hadronkalorimetrar består därför av en varvad struktur, där ett absorbatormaterial, oftast järn eller koppar där medelvåglängden mellan reaktioner är liten, varvas med ett material där man kan detektera laddade partiklar. När den inkommande hadronen reagerar passerar de sekundära partiklar som bildas genom det aktiva materialet och detekteras för att sedan reagera i nästa lager av absorbatormaterialet, och så vidare. Även många elektromagnetiska kalorimetrar är konstruerade på liknande sätt.

Kalorimetersystemen kommer att ställs inför två utmaningar: mäta mycket högre energier och mäta med högre rumsupplösning. Ju högre energi en partikel har, desto större blir den region där partikeln och dess reaktionsprodukter deponerar energi. Det är viktigt att skuren av energi kan utvecklas fullständigt och avklinga i kalorimetersystemet. Bara den energi som deponeras i kalorimetern mäts, så för att få en precis bestämning av den inkommande partikelns energi kan man inte tillåta att reaktionsprodukter läcker ut bakom kalorimetern utan att registreras. Dessutom fungerar kalorimetersystemen som ett filter för den bakomliggande myondetektorn. Skulle kalorimetern vara för tunn, så att reaktionsprodukter läcker ut i myonsystemet, skulle det senare bli

mättat och rekonstruktionen av sanna myoner försämras kraftigt. Särskilt vid en protonkolliderare kommer man därför behöva öka kalorimetrarnas tjocklek något, men det är i princip ”mer av samma sak” och innebär i sig inte någon teknologisk utmaning.

En större förändring är de ökande kraven på rumsupplösning för energidepositionerna. Detta krav kommer dels som en följd av den högre rörelsemängden hos de partiklar som produceras, dels från nya metoder att rekonstruera energin hos så kallade jetar. En jet (från engelskan) uppstår då en kvark eller gluon med hög energi är en av de partiklar som bildas i kollisionen. Men det är inte de partiklarna som observeras i experimentet. Kvarkar, antikvarkar och gluoner som bildas växelverkar via den starka kraften. När de rör sig från varandra kommer energin i fältet mellan dem omvandlas till nya kvark-antikvarkpar som alla paras ihop till hadroner (se artikel av Leif Jönsson i Kosmos 1991). Om den ursprungliga partikeln rör sig utåt med hög rörelsemängd kommer dessa hadroner att röra sig som en grupp i stort sett i samma riktning som den partikel som uppstod i reaktionen. Energin och riktningen hos den ursprungliga partikeln rekonstrueras genom att så noggrann som möjligt mäta detta för jeten, vilken består av ett varierande antal separata hadroner som alla var och en deponerar energi i kalorimetern.

Under de första datatagningsperioderna vid LHC, och vid tidigare experiment, adderades energidepositionerna i kalorimetern i relativt komplicerade algoritmer och jetens energi rekonstruerades från dessa. LHC-experimenten har utvecklat nya metoder, som utnyttjar att för låga och medelhöga rörelsemängder¹¹ är precisionen i mätningen av rörelsemängd i spårdektorn bättre än mätningen av energi i kalorimetersystemet. Dessa nya algoritmer, som kallas ”*particle-flow*”, kombinerar mätningen av rörelsemängd i spårdektorn för laddade partiklar i jeten med energimätning i kalorimetern för de neutrala delarna. Detta kräver att man kan para ihop rätt energideposition i kalorimetern med spåret efter en specifik laddad hadron, så att man inte dubbelräknar genom att inkludera både mätningen från spårdektorn och kalorimetern. Kraven på högre rumsupplösning i kalorimetrarna accentueras vid högre energier. När kollisionsenergin ökar kommer sönderfallsprodukterna att ha högre rörelsemängd. Rörelseriktning-

¹¹För lätta partiklar, som hadroner, visar relationen $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$ att en mätning av rörelsemängd är ekvivalent med en mätning av energi.

en för de hadroner som tillhör en jet kommer då att ligga närmare varandra, och deras energidepositioner i kalorimetern ligga tätare. Vi kan också ha fall med fler jetar nära varandra, till exempel från en toppkvark som bildas med hög rörelsemängd och sönderfaller till tre jetar. Framtidens kalorimetrar behöver alltså detektera energidepositioner med hög rumsupplösning, för att kunna avgöra hur många jetar som bildats, och mäta deras energi.

Förutom dessa ”geometriska” förändringar pågår ett intensivt utvecklingsarbete för att förbättra precisionen i mätningen av energi. För en hadronkalorimeter är en av de begränsande faktorerna fluktuationer i själva utvecklingen av skuren i kalorimetern. I reaktionerna i hadronskuren produceras till största delen pioner — den lättaste hadronen. De förekommer i tre varianter, elektriskt neutrala och laddade (positivt och negativt). Neutrala pioner sönderfaller med mycket kort livstid till två fotoner som initierar en elektromagnetisk skur. Elektriskt laddade pioner däremot har en så lång livstid att innan de hinner sönderfalla reagerar de med en absorberatatom och ger upphov till ytterligare pioner. Hur många neutrala respektive laddade pioner som bildas i en reaktion i skuren är icke-deterministiskt, så hur stor andel av energin som fördelas till en elektromagnetisk- och till en hadronisk skur fluktuerar. Korrelationen mellan den elektroniska signalen och energin hos den ursprungliga partikeln är olika för den elektromagnetiska och den hadroniska komponenten, så dessa fluktuationer leder till en försämrad precision i energibestämningen.

Ett intressant försök att undvika detta är något som kallas kalorimeter med dubbelutläsning. I dessa har man två typer av utläsningsmaterial: ljusledande fibrer där man detekterar Cherenkovstrålning från laddade partiklar, och scintillerande fibrer som ger en ljusblxt när en laddad partikel passerar. Kvoten mellan signalerna i dessa bägge utläsningsystem beror av ett antal kända materialkonstanter och hur stor andel av energin som deponerats i form av elektromagnetisk energi, men kvoten beror *inte* av energin hos den inkommande partikeln. Man kan därför rekonstruera energin hos den inkommande partikeln oberoende av dessa fluktuationer och få en bättre precision i energimätningen. Hittills har det inte byggts någon komplett kalorimeter med denna teknologi, men det finns ett antal prototyper som är såpass lovande att en av de två grupper som arbetar med design av experiment vid FCCee har valt att gå vidare med denna typ av hadronkalorimeter.

Myonsystemet

Kalorimetersystemen absorberar (idealt) fullständigt alla partiklar utom myoner¹² (och neutriner) så det faktum att en elektriskt laddad partikel når fram till myonsystemet identifierar den som en myon. Där mäts rörelsemängden genom att detektera banan i ett magnetfält, på samma sätt som i spår-detektorn. Myonsystemen i de två stora experimenten vid LHC, ATLAS och CMS, skiljer sig ganska radikalt. I CMS detekteras myonerna genom att instrumentera den järnkärna som leder det magnetiska returflödet från spolen som bygger upp magnetfältet för spår-detektorn. I ATLAS-detektorn leds returflödet från solenoiden genom hadronkalorimetrarna. Magnetfältet för myondetektorn genereras av åtta stora supraledande spolar som ger upphov till ett toroidformat magnetfält helt utanför kalorimetersystemet. Fördelarna med den utformning som CMS valt är att den är (relativt) kompakt¹³ vilket minskar volymen som behöver instrumenteras och att man inte behöver konstruera ett separat system av magneter. Man använder fältet från samma magnet som spår-detektorn. ATLAS myonsystem å andra sidan är främsta orsaken till att detektorn är så stor. Den är cylindrisk, 46 meter lång och med en diameter på 25 meter. Magnetfältet genereras av tre system om vardera åtta supraledande spolar — i Figur 5 kan vi få en uppfattning om hur stora dessa spolar är.

Nackdelen med ett sådant system är uppenbar — det är tekniskt komplicerat och gör experimentet avsevärt dyrare. Men det finns två stora fördelar: dels har ett sådant system bättre acceptans för att mäta myoner i ”framåtriktningen”, alltså inte vinkelrätt mot strålriktningen. I en solenoidkonfiguration kommer enbart den del av myonernas rörelsemängd som ligger i ett plan vinkelrätt mot strålriktningen att påverkas av magnetfältet. Ju närmare strålriktningen myonen rör sig, desto mindre kommer den att böjas av i magnetfältet. I en toroidkonfiguration, där de magnetiska fältlinjerna löper i en cirkel i ett plan vinkelrätt mot strålriktningen, kommer myoner som kommer ut i myonsystemet alltid att röra sig i stort sett vinkelrätt emot fältlinjerna, och böjas maximalt, vilket

¹²Myonen växelverkar inte starkt och startar därför inte en hadronskur. Sannolikheten att starta en elektromagnetisk skur avtar snabbt med ökande massa. Detta förklarar varför myoner och även elektriskt laddade hadroner oftast deponerar mycket litet energi i den elektromagnetiska kalorimetern.

¹³CMS utläses just ”*Compact Muon Solenoid*”.



Figur 5: Den åttonde och sista centrala toroidspolen installeras i ATLAS-detektorn. De tubformade strukturerna med orange tejp är kryostater som innehåller varsin supraledande spole (foto CERN).

ger bättre precision. En annan fördel är att detektorelementen som registrerar myonernas passage är placerade i luft, i motsats till solenoidkonfigurationen där detektorerna ligger inbäddade i järnet i retroket. I järn är sannolikheten relativt stor att myonernas rörelseriktning ändras i fältet från en järnkärna — något som bidrar till sämre precision i mätningen av rörelsemängd.

Vid en framtida e^+e^- -kolliderare kommer man troligen att sikta på en solenoidkonfiguration. De två mest avancerade förstudierna för detektorer vid FCCee föreslår detta. Vid en sådan maskin är detta optimalt eftersom miljön där ställer lägre krav än vid en framtida protonmaskin vid högre energier och större partikel-tätheter. Där kommer man troligen inte kunna nöja sig med en enkel solenoidkonfiguration. En möjlighet som diskuteras är att man inte tar steget till en toroidkonfiguration, utan istället kombinerar en central solenoid med ytterligare magnetsystem i framåtriktningen för att förbättra precisionen i den regionen.

Är framtiden ljus?

Så långt om hur vi idag kan överblicka den framtida utvecklingen av accelerators och detektorer. Vi ser att de krav den nya fysiken ställer ger oss viss vägledning om hur de kommer att utvecklas. Med så långa tidsperspektiv är det näst intill omöjligt att sätta om

vilka tekniska lösningar framtida experiment kommer att ta i bruk för att möta dessa utmaningar. Men med ganska rimliga extrapoleringar från vad som är möjligt idag kan vi skissa på hur vi kan konstruera både acceleratorer och detektorer som ger oss möjligheter att gå vidare i jakten på en efterträdare till standardmodellen. Svaret på frågan blir tydligt: ”ja — det finns ett liv efter LHC”.



Vidare läsning

Ingelman, G. och Strandberg, J. (2012). Higgspartikeln upptäckt – äntligen!, *Kosmos 2012*, 7–17

Kullander, S. (1993). Nobelpriset i fysik 1992, *Kosmos 1993*, 7–23

Carlsson, P. och Johansson, E. (1981). Partkeldetektorer *Kosmos 1981*, 53–78

Jönsson, L. (1991). Gåtan om materiens uppbyggnad, *Kosmos 1981*, 65–90