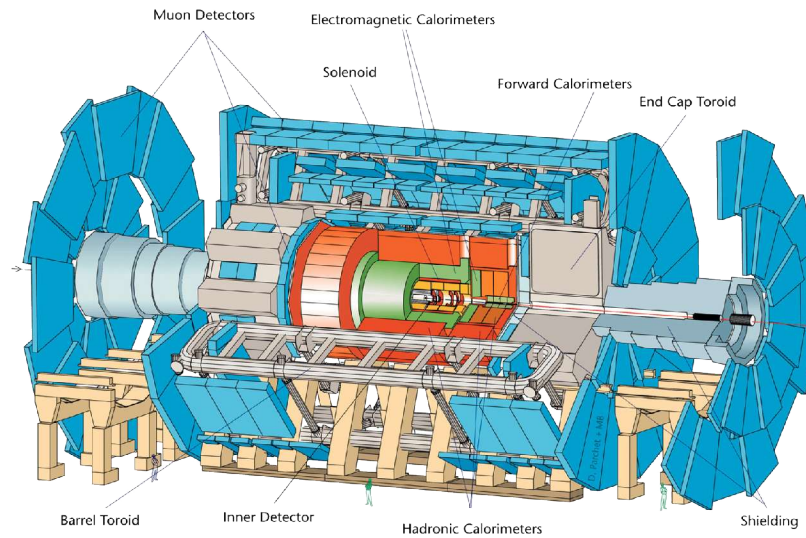
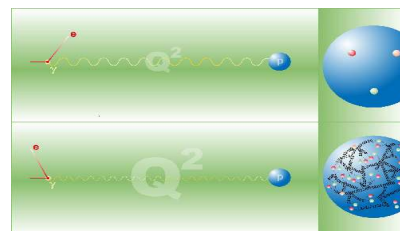
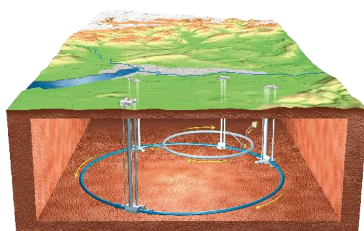
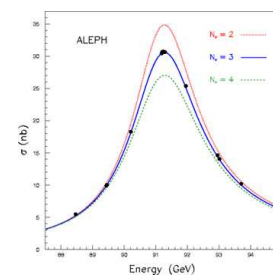
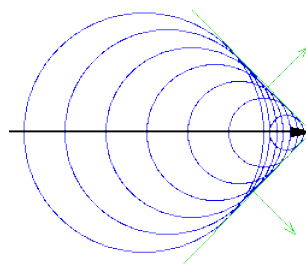
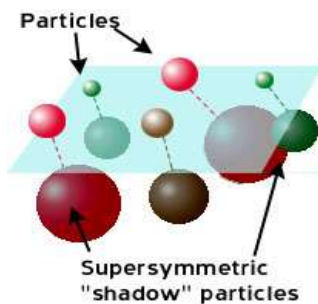
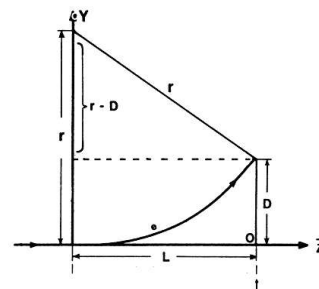
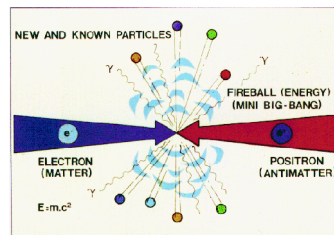
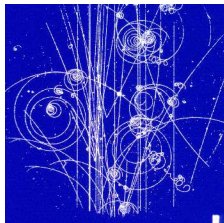




Partikelfysik - ved Esben Klinkby



Indholdsfortegnelse

Indledning og indhold.....	side 3
Kapitel 1: Partikelfysik – hvad ved vi ?	side 4
1.1 Byggestenene: kvarker, leptoner og deres antipartikler	side 4
1.2 Naturens fundamentale kræfter	side 6
1.3 ”Zoologisk have” og bevarelseslove – et historisk indblik.....	side 14
1.4 Bevarelseslove	side 15
1.5 Standardmodellen: Sådan regner man	side 18
1.6 Standardmodellens succeser.....	side 19
1.7 Standardmodellens mangler.....	side 21
1.8 Udvidelser til Standardmodellen.....	side 22
Kapitel 2: Partikelfysik - hvordan får vi vores viden?.....	side 24
2.1 Motivation.....	side 24
2.2 Accelerator fysik	side 28
2.3 Detektorer	side 30
2.3.1 Sporfindingsdetektorer	side 33
2.3.2 Partikelidentifikationsdetektorer	side 35
2.3.4 Kalorimetre og myonkamre	side 36
2.4 Sammenhængen imellem detektorer og partikelfysik	side 38
2.5 Eksempel på moderne eksperiment: ATLAS	side 40
Afrunding	side 41
Appendiks A: Relativitetsteori – fra partikelfysikkens synspunkt	side 42
Appendiks B: Big Bang og kosmologi	side 47
Konstanter	side 51
Formler	side 51
Opgaver i partikelfysik – Acceleratorer.....	side 52
Opgaver i partikelfysik – Partikelreaktioner.....	side 69

Indledning og indhold

Partikelfysik eller højeenergifysik, som feltet også kaldes, er en af de mest komplekse, men også en af de mest fascinerende grene af den moderne fysik. Partikelfysikken beskæftiger sig med verdens mindste bestanddele og danner således i en vis forstand grundlaget for hele det naturvidenskabelige verdensbillede. På dette fundamentale niveau kan vores nuværende forståelse af verdens mindste byggesten samt kræfterne, der virker imellem dem, beskrives ved hjælp af den såkaldte Standardmodel, som kan opsummeres i følgende tabel:

4

The Standard Model

Fermions

Bosons

Quarks	u up	c charm	t top	γ photon	Force carriers
	d down	s strange	b bottom	Z Z boson	
	V_e electron neutrino	V_μ muon neutrino	V_τ tau neutrino	W W boson	
Leptons	e electron	μ muon	τ tau	g gluon	

Higgs*
boson

Source: AAAS

*Yet to be confirmed

Illustration 1

Ved at kombinere stoflige partikler fra tabellens tre første søjler kan hele det kendte univers opbygges, og ved hjælp af de kraftoverførende partikler i den fjerde søjle kan de observerede subatomare vekselvirkninger forklares. Partiklerne i søjle to og tre dannes eksempelvis i partikelkollisioner men er ustabile og henfalder til partikler i første søjle.

På trods af en enorm succes, kan Standardmodellen ikke forventes at

være komplet, blandt andet fordi at modellen ikke er i stand til at forklare hvorfor eksempelvis protonen vejer hvad den gør. Faktisk er modellen kun i stand til at redegøre for få procent af masserne af de forskellige partikler. For at afhjælpe dette problem er eksistensen af en ny og endnu ikke observeret partikel, kaldet Higgs-bosonen blevet foreslået.

For at kunne efterprøve teorien om Higgs bosonen er det nødvendigt at forsøge at producere partiklen direkte. Derfor har man ved det fælles europæiske laboratorium, CERN ved Geneve i Schweiz bygget en lang ring under jorden, designet til at lade protoner støde sammen, således at nye partikler, heriblandt Higgs bosonen skabes. Ringen kaldes Large Hadron Collider, LHC og har imponerende dimensioner.

LHC består af en 27 km lang ring placeret 100 m under jordoverfladen. I ringen accelereres protoner til nær lyshastigheden – den højst opnåelige fart i universet. Der skal superledende magneter til at tilvejebringe et magnetfelt, der er kraftigt nok til at holde protonerne i deres bane. Magnetfeltet kan kun opnås ved at nedkøle hele den 27 km lange ring til -271 grader Celcius, blot 2 grader over det absolutte nulpunkt.

De ultraenergirige protoner bringes til frontal kollision på fire udvalgte steder langs ringen. Ved sammenstødet frigives en enorm energi i form af nye

tunge partikler, dannet ud fra relationen imellem energi og masse $E=mc^2$. Det er på disse steder, at blandt andet Higgs bosonens eksistens vil kunne eftervises. Disse kollisionspunkter er derfor omgivet af avancerede måleinstrumenter, hvis opgave er at bestemme, hvilke partikler, der bliver dannet, og hvordan de bevæger sig.

Læsevejledning

I denne notes andet kapitel beskrives nye eksperimenter på CERN og hvad vi håber/tror at vi finder der. Det første kapitel er henlagt til at forklare hvad vi allerede ved om naturen, på det allermest fundamentale niveau.

Der forudsættes et basalt kendskab til relativitetsteori og kvante-fysik som er den fysik der gør sig gældende på dette niveau. Såfremt du ikke føler dig tilstrækkeligt godt klædt på med hensyn til, de to emner, bedes du læse appendiks inden du fortsætter.

God fornøjelse med læsningen.

Kapitel 1: Partikelfysik – hvad ved vi ?

1.1 Byggestenene: kvarker, leptoner og deres antipartikler

Eksperimenter har vist at atomer i sig selv ikke er fundamentale, men består af elektroner, protoner og neutroner. Så vidt vides er elektronen fundamental, hvorimod protoner og neutroner er opbygget af kvarker. Udover byggestenene nødvendige for at opbygge atomer, og dermed alt stoffet omkring os findes også andre fundamentale partikler – dette kapitel opsummerer de fundamentale partikler vi kender til idag.

Kvarker: kan kombineres til protoner, neutroner, pioner osv.

Leptoner: er partikler så som elektroner og neutrinoer. Leptoner indgår ikke i opbygningen af protoner og neutroner, og dermed ikke i opbygningen af kernestof.

Såvidt vides er både leptoner og kvarker fundamentale, hvilket vil sige at de ikke har nogen indre struktur.

Klassificering

Kvarker og leptoner klassificeres i tre familier ud fra deres ladning og masse:

Kvarker

Tabel 1

Ladning/ e	1.familie	2.familie	3.familie
+2/3	Up (u) [1.5-3.0] MeV/c ²	Charm (c) [1.2-1.3] GeV/c ²	Bottom (b) [4.1-4.3] GeV/c ²
-1/3	Down(d) [3-7] MeV/c ²	Strange(s) [70-120] MeV/c ²	Top (t) [171-176] GeV/c ²

En elektronvolt, eV, er den energi en elektron opnår ved at gennemløbe et spændingsfald på 1V og da masse ifølge Einstein kan skrives: $m=E/c^2$ bliver partikelfysikkens enhed for masse: eV/c² (detaljer om enheder i Appendiks A: Relativitetsteori). Bemærk de store forskelle i masserne: top kvarken er 100000 gange tungere

end up kvarken.

Leptoner

Tabel 2			
Ladning/ e	1.familie	2.familie	3.familie
	Elektron (e)	Myon (μ)	Tau (τ)
-1	0.51MeV/c ²	106MeV/c ²	1.8GeV/c ²
	Elektron neutrino (ν_e)	Myon neutrino (ν_μ)	Tau neutrino (ν_τ)
0	<2eV/c ²	<2eV/c ²	<2eV/c ²

Bemærk også her de store forskelle i masserne: en τ partikel vejer 3500 gange mere end en elektron.

2. og 3. familie er kopier af den 1. familie og afviger primært fra denne ved deres højere masse. Grunden til at vi i naturen næsten udelukkende finder partikler fra første familie, skyldes et vigtigt begreb i partikelfysikken, nemlig stabilitet. For partikler fra 2. og 3. familie eller sammensætninger af sådanne, er det energimæssigt fordelagtigt at henfalde til partikler fra 1. familie, hvilket kan indses ud fra Einsteins masse-energi relation: $E=mc^2$. Tunge partikler er energirige, og kan derfor henfalde til lettere partikler, hvorimod det modsatte generelt ikke finder sted i naturen.

Protoner, som med kvarknotation skrives (uud) og elektroner er simpelthen stabile fordi de er de letteste er deres slags, og de har altså ikke noget at henfalde til, fordi visse fysiske love forhindrer dem i at henfalde til ren

energi. Derfor består verden omkring os af protoner, neutroner (der er stabile når de befinder sig i en atomkerne) og elektroner og ikke af deres tungere "fætre".

Antipartikler

Alle partiklerne i ovenstående tabeller har en antipartikel med den samme masse, men modsat elektrisk ladning. For eksempel findes en anti-up kvark ($\bar{u}$) med ladning $-2/3|e|$ og en anti-elektron (e^+ kaldet positron) med ladning $+1|e|$. Bemærk at også de neutrale neutrinoer har antipartikler f.eks. anti-elektron neutrinoen ($\bar{\nu}_e$). At neutrale partikler kan have antipartikler som ikke er identiske med partiklerne selv, skyldes det at både kvarker og leptoner har en egenskab udover ladning og masse nemlig spin, og dette er modsat for neutrinoer sammenlignet med anti-neutrinoer.

Spin

Som navnet antyder, så har spin noget med rotationer at gøre. Spin er dog ikke en almindelig rotation, som vi kender den fra vores makroskopiske verden. Det er en indre egenskab, som enhver partikel har, og som opfører sig på samme måde som almindelige rotationer. Dvs man kan regne på spin på samme måde som man regner på rotationer. Spin måles i enheder af $\hbar = h/2\pi = 1,06 \cdot 10^{-34} \text{Js}$. Både kvarker og leptoner har spin $\frac{1}{2}\hbar$, der kan pege enten op eller ned. Sådanne partikler kaldes under et: fermioner. Kraftbærerne, som vi skal se senere, har heltalligt spin og kaldes bosoner.

Angulært moment og spin. En partikel, der bevæger sig i en cirkelbevægelse med radius r og impuls p , siges at have et *angulært moment* af størrelsen: rp målt i forhold til centeret af cirkelbevægelsen. For eksempel har Månen således et angulært moment i forhold til Jorden. Ifølge kvantefysikken er angulært moment en diskret størrelse, der antager værdierne: $\pm\hbar$, $\pm 2\hbar$ osv. Det totale angulære moment, er ifølge kvantefysikken summen af to størrelser: det orbitale angulære moment og det interne angulære moment: spinnet. Spinnets modsætning til det orbitale angulære moment antage halvtallige værdier.

1.2 Naturens fundamentale kræfter

Hvis verden havde bestået af stoflige partikler og intet andet, ville det være et kedeligt sted: ingen partikel ville kunne påvirke nogen anden partikel! Heldigvis er verden ikke sådan: partikler kan vekselvirke med hinanden, og på fundamentalt niveau fortolkes vekselvirkninger i forstanden: udveksling af andre partikler – de såkaldte kraftoverførere. At noget så svært tilgængeligt rent konceptuelt som kræfter kan beskrives ved noget så håndgribeligt som partikler kræver nok lidt tilvænning, men er ikke desto mindre en særdeles attraktiv egenskab ved partikelfysikkens verdensbillede. For at forstå hvordan noget, der virker over afstand, kan beskrives ved hjælp af overførsel af en partikel, kan tænke på følgende eksempel fra vores makroskopiske verden:

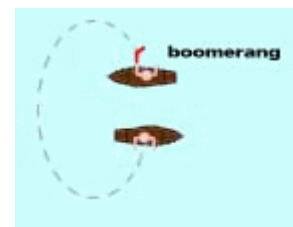


Illustration 2

Ved at kaste bolden til hinanden skubbes bådene fra hinanden på samme måde som hvis der havde været fysisk kontakt imellem dem eller mellem personerne på bådene. At man således kan opnå en frastødende kraft ved at udveksle en partikel er derfor forståeligt, hvorimod analogien bliver lidt mere søgt for en tiltrækkende kraft (boomerang).

De fire kræfter

Så vidt vides findes fire fundamentale kræfter i naturen: tyngdekraften, den svage kernekraft, elektromagnetisme og den stærke kernekraft. Alle disse

beskrives i partikelfysikken ved hjælp af udveksling af en kraftoverførende partikel, som er specifik for den enkelte kraft:

Tabel 3 Vekselvirkning	Kraftoverfører	Masse [GeV/c ²]	Styrke (i forhold til den stærke kernekraft)	Rækkevidde <i>e</i> [m]	Spin [$\hbar$]
Tyngdekraft	Graviton	0	10 ⁻³⁹	uendelig	2
Svag kernekraft	Z, W [±]	91/80	10 ⁻⁶	10 ⁻¹⁸	1
Elektromagnetisme	Foton (γ)	0	10 ⁻²	uendelig	1
Stærk kernekraft	Gluon (g)	0	1	10 ⁻¹⁵	1

Bemærk at den elektromagnetiske kraft formidles ved hjælp af fotoner. Kraftoverførerne for den svage kernekraft er Z, W[±] bosonerne, hvorimod 8 forskellige gluoner bærer den stærke kernekraft. Tyngdekraftens bærer hedder gravitonen, men den er endnu ikke observeret eksperimentelt, så man ved strengt taget ikke om den findes.

Q: Hvor kommer mon navnet "gluon" fra?

Hvad blev der af **energibevarelsen**?

Når to partikler vekselvirker, foregår det ved at udveksle en af kraftbærerne fra ovenstående tabel. Sådant en kraftoverfører har jo også en energi i sig selv, idet eksempelvis Z og W'er er tunge partikler. Er energien før, under, efter processen så den samme? Eller sagt på en anden måde: Er energibevarelsen brudt?

Nej, heldigvis ikke.

Forklaringen kommer i dette tilfælde fra kvantemekanikken, nærmere bestemt Heisenbergs usikkerhedsrelation: $\Delta E \cdot \Delta t > \hbar/2$. Dvs produktet af usikkerheden i energibestemmelsen og usikkerheden i tidsbestemmelsen er altid større end $\hbar/2$. Energibalancen kan altså brydes med ΔE så længe det bare højst foregår i tidsrummet $\Delta t < \hbar/(2\Delta E)$. Sagt på en anden måde: en partikel kan godt udsende en tung partikel (altså en kraftoverfører med meget energi), så længe den bare kun lever kort tid.

Partikler der på denne måde skabes ved at "låne energi" fra vakuumet kaldes virtuelle partikler, fordi vi ikke kan observere dem direkte. Vi kan derimod se effekterne af, at de var til stede i processen.

Q: Hvad er rækkevidden ΔS af den svage vekselvirkning?

A: Lad os antage at kraftoverføreren (W,Z) bevæger sig med lyshastigheden, og at dens samlede energi (masseækvivalent + kinetisk) er 100 GeV, vi har så:

$$1) c = \Delta S / \Delta t \Rightarrow \Delta S = c \cdot \Delta t$$

$$2) \Delta t = \hbar / (2 \cdot \Delta E) = 6.6 \cdot 10^{-25} \text{ GeVs} / (2 \cdot 100 \text{ GeV}) = 3.3 \cdot 10^{-27} \text{ s}$$

$$1) + 2) \Rightarrow \Delta S = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \cdot 3.3 \cdot 10^{-27} \text{ s} = 10^{-18} \text{ m}.$$

Dette er, hvad der observeres eksperimentelt, og hvad der er angivet i tabellen ovenfor.

Gravitation

Rækkefølgen i Tabel 3 er ikke tilfældig valgt, den afspejler styrkeforholdet – så selvom tyngdekraften er den bedst kendte kraft fra dagligdags oplevelser, så er den faktisk langt den svageste – det er tyngdens rækkevidde der gør den allestedsnærværende i vores makroskopiske verden. Fra partikelfysikkens synspunkt er gravitationen den kraft, vi ved mindst om. Vi har aldrig observeret tyngdeeffekter på subatomart niveau,

hvilket har bevirket, at det endnu ikke er lykkedes at inkorporere gravitationen i en samlet forståelse af kræfterne på fundamentalt niveau, således som det er lykkedes med de andre vekselvirkninger. Endvidere har vi trods ihærdig søgen aldrig observeret bæreren af kraften: Gravitonen.

Da masse og energi i generel relativitetsteori er forbundne størrelser, kunne man forestille sig, at hvis bare

man havde energi nok, så ville det svare til en masse så enorm, at selv tyngdekraften ville blive vigtig på partikelniveau. Sådan forholder det sig rent faktisk. Når energien til stede i en kollision bliver af samme størrelse som den såkaldte Planck masse: $\sqrt{hc/G}$ vides kvantegravitation at sætte ind. Desværre så har vi endnu ikke en teori for den, og ved således ikke hvad der sker ved denne energi.

Den svage kernekraft

Grunden til, at kernekrafterne til trods for deres styrke ikke viser sig ved dagligdagsfænomener, er, at deres rækkevidde kun er af størrelsesordenen en atomkerne. Havde de ikke eksisteret, ville den indbyrdes elektriske frastødning imellem protoner have forhindret eksistensen af tungere grundstoffer, og verden som vi kender den, ville aldrig kunne eksistere.

Den svage kernekraft er som navnet antyder meget svagere end den stærke kernekraft, og når den alligevel er vigtig, skyldes det, at visse processer kun kan foregå via den svage kernekraft.

Et eksempel på en fundamental proces, som foregår via den svage kernekraft, er processen, som lagde til grund for opdagelsen neutrinoen; neutron henfaldet:

$$n \rightarrow p + e$$

Halveringstiden for processen er cirka 11 minutter, hvilket sammenlignet med typiske tider for elektromagnetiske og stærke henfald er enormt lang tid.

I øvrigt viser det sig, at der er noget helt galt med processen ovenfor, når man begynder at måle den præcist. Der er ikke energibevarelse. Neutronens hvileenergi overstiger den totale energi af protonen og elektronen! Er dette energibevarelsens endeligt?

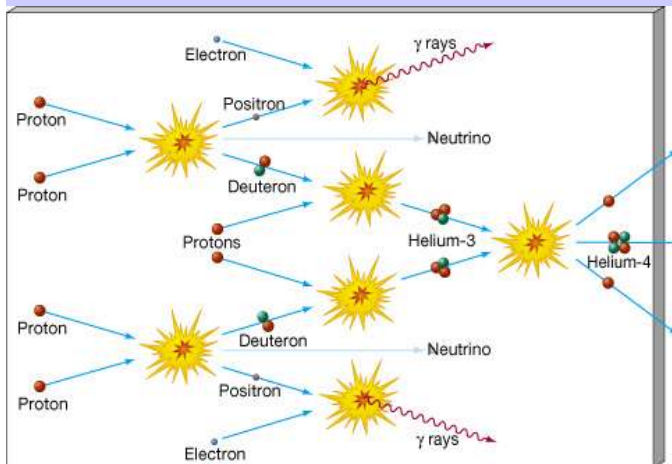
Nej! Atter reddes dette fundamentale princip – denne gang ved indførelsen af en ny partikel: neutrinoen, ν .

Neutrinoen er som navnet antyder elektrisk neutral, og er på sin vis en meget simpel partikel, idet den kun “mærker” den svage kernekraft. Dvs. at man for eksempel ikke kan se den under et kraftigt mikroskop, idet den ikke vekselvirker elektromagnetisk (lys). Neutronens henfald ser altså således ud:

$n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$, hvor “bjælken” er betegnelsen for antipartikel.

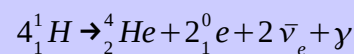
Energibevarelsen er reddet: men hvilken pris; en helt ny kraft og en spøgelsespartikel, der kun vekselvirker med denne nye og særdeles svage kraft. Til trods for at Pauli forudsagde eksistensen af neutrinoen i 1930, blev den først iagttaget eksperimentelt i 1956. Som vi skal se i afsnittet “Standardmodellens problemer”, er neutrinoens egenskaber endnu ikke fuldt ud forstået.

Fusion og solenergi



Hvis fusionsprocessen som er ansvarlig for Solens forbrænding af hydrogen til helium kunne forløbe via den stærke kernekraft, ville processen være forløbet meget, meget hurtigere, og universet ville på nuværende tidspunkt være mørkt, og uegnet til at indeholde liv.

Illustration 3



Siden der indgår neutrinoer i reaktionen, ved vi imidlertid, at den må skyldes den svage kernekraft. Fusion foregår i centeret af solen, og solens enorme densitet gør, at fotonerne konstant er så tæt på stof at elektromagnetiske vekselvirkninger kan finde sted. Dette bevirker, at fotonerne konstant skifter retning, således at det i gennemsnit tager dem omkring 100.000 år, inden de bliver udsendt fra Solens overflade! Neutrinoerne, som kun kan vekselvirke via den meget svagere svage kernekraft, passerer derimod lige igennem Solen (fri middel vejlængde ~100 lysår) og til trods for, at der er 150 millioner km til Solen, passerer cirka 5 millioner neutrinoer gennem hver kvadratcentimeter af din krop hvert eneste sekund!

Den elektromagnetiske kraft

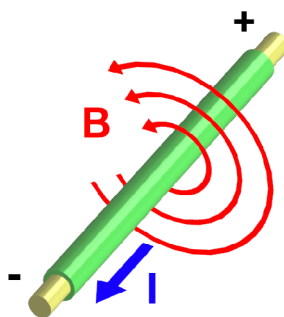


Illustration 4

H.C. Ørsted fandt som den første en sammenhæng mellem magnetisme og elektricitet –

mere nøjagtigt iagttog han et udslag i magnetfeltet i nærheden af strømførende ledninger hvori strømmen ikke var konstant (se illustration 4).

Senere opdagede Faraday den modsatte sammenhæng: Et ikke-konstant mag-

netfelt inducerer en strøm (se illustration 5).

Det lykkedes Maxwell med flere at formulere en samlet teori for elektromagnetismen ved brug af feltbegrebet. Ovenfor er beskrevet hvorledes partikelfysikken benytter sig af kraftoverførende partikler fremfor felter for at forklare kraft begrebet, men ikke desto mindre er Maxwells forklaring korrekt ifølge klassisk fysik, og er et særdeles nyttigt redskab til at regne på makroskopiske størrelser. På subatomart niveau derimod modificeres

klassisk feltteori til kvantefeltteori, og vekselvirkningerne kvantiseres i form af partikler frem for allestedsnærværende felter. Kraften imellem to ladninger er i klassisk forstand:

$$F = \frac{q_1 q_2}{r^2} \epsilon_0 \cdot^1$$

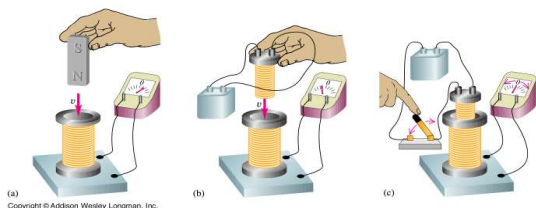


Illustration 5

Den elektromagnetiske kraft har stor rækkevidde og er derfor, som man kunne forvente, bedre kendt fra dagligdags fænomener end kernekrafterne. Elektromagnetismen styrer elektricitet og er ydermere ansvarlig for at holde elektronerne i deres bane omkring atomkernen og holde sammen på molekyler. Et eksempel på en elektromagnetisk vekselvirkning er pardannelse: $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$. I denne process bruges en del af fotonens energi til at skabe masse vha $E=mc^2$.

Q: Hvilken energi må fotonen minimum være i besiddelse af før pardannelse er mulig? Hvilken frekvens svarer det til? Ville man kunne se en sådan foton?

Når elektromagnetismen ikke styrer stor-skala dynamik som

1 Bemærk ligheden med tyngdeloven:

$$F = \frac{mM}{r^2} G$$

planetbevægelser til trods for, at kraften er meget stærkere end tyngdekraften og ligeså langtrækkende, så skyldes det, at ladningspar (+,-) observeret på afstand ser ud til at være et neutralt objekt. Bemærk at dette slet ikke er tilfældet for gravitation, hvor der for en masse, m, gælder: $m+m=2m$ på afstand, fordi masse ikke har noget fortegn.

Den elektrosvage teori, der forklarer eksperimentelle observationer bemærkelsesværdigt nøjagtigt, er baseret på symmetribetragtninger - ved hjælp af en såkaldt Yang-Mills teori. Teorien forklarer de observerede vekselvirkninger imellem partikler ved eksistensen af fire nært beslægtede bærere af den elektrosvage kraft. Egenskaberne for disse kraftoverførere passer nøjagtigt på, hvad der er observeret for fotonen samt de tre bærere af den svage kernekraft, på nær sidstnævntes masser! Ifølge Yang-Mills burde alle fire partikler være masseløse.

$W^\pm$ og Z partiklerne bliver i Yang-Mills teorien tunge, hvis symmetrien brydes (kaldet Higgs mekanismen) - dette sker ved vekselvirkning med den såkaldte Higgs partikel.

Dette er den p.t. bedste forklaring på Z og W partiklernes masser, og når det er tilfældet skyldes det ikke mindst at Higgs partiklen ikke blot giver masser til kraftoverførerne, men også til alle andre stoflige partikler. Således løser Higgs mekanismen ikke blot problemet med de tunge kraftoverførere, men forklarer også hvorfra resten af stoffet vi omgiver os med har den masse det har. Eneste tilbageværende problem er at Higgs-partiklen aldrig er observeret, og teorien kan derfor være forkert.

Den stærke kernekraft

Den stærke kernekraft er ansvarlig for at holde kvarkerne i atomkernen, og den virker ikke på leptoner.

For bedre at forstå hvorledes den stærke kraft virker på opbygningen af stof, er det nødvendigt at inddrage en smule kvantemekanik:

Paulis udelukkelsesprincip: to fermioner (kvarker eller leptoner) kan ikke være i den samme tilstand.

Dette synes umiddelbart at være i konflikt med at eksempelvis protonens opbygning (uud): Er da ikke to up kvarker i samme tilstand?

Spørgsmålet er hvad der kendetegner en tilstand – dvs, hvad kræver det at give en fyldestgørende beskrivelse af en

kvark. Da den såkaldte *Kvarkmodel* blev udviklet, var den gængse opfattelse, at en tilstand af en given kvark var beskrevet fuldstændigt ved hjælp af dens spin. Hvis dette var korrekt ville partikler bestående af tre ens kvarker ikke være mulige ifølge Pauli udelukkelsesprincip, men sådanne partikler er observeret! Noget var galt, og løsningen viste sig at være at indføre en ny fysisk egenskab – et såkaldt *kvantetal* kaldet "colour" eller "farve". Enhver kvark tilskrives en af følgende farver: rød, blå eller grøn. Antikvarkerne tilskrives antifarverne: anti-rød, anti-blå eller anti-grøn. En kombination af alle tre farver kaldes hvid eller farveløs, og tilsvarende for kombinationer af alle tre anti-farver.

Ligeledes betragtes en kombination af en farve med den tilsvarende anti-farve som farveløs. Ifølge Kvarkmodellen er alle observerbare partikler farveløse, hvilket betyder at selve begrebet “farve” kun kan studeres indirekte: via dets indflydelse på eksempelvis hvilke partikelhenfald der er mulige. I øvrigt bør det nævnes, at frie kvarker aldrig er blevet observeret – sådanne ville jo have farve og er derfor bundet i farveløse hadroner/mesoner.

Ovenstående er præcis den stærke kraft i prosaform. Essensen er altså at den stærke kernekraft forhindrer eksistensen af frie kvarker og holder derved sammen på kernen. På engelsk kaldes denne indeslutning af farvede kvarker for *confinement*, og teorien for den stærke vekselvirkning kaldes: *Quantum Chromo Dynamics* (QCD), eller “kvante-farve-dynamik”.

Bemærk at kvantetallet “farve” svarer præcist til ladning i den elektrosvage teori: den er en bevaret størrelse i enhver proces. Og dog er der fundamentale forskelle: For det første findes der i denne teori 6 forskellige “ladninger” i modsætning til de kun to mulige ladningsfortegn: (+,-) i den elektrosvage teori. Bæreren af den stærke vekselvirkning kaldes gluonen, og en fundamental forskel fra fotonen (som jo bærer det elektromagnetiske virknings kvantum) er at gluoner i sig selv bærer ladning eller farve som det jo kaldes i teorien for de stærke vekselvirkninger!

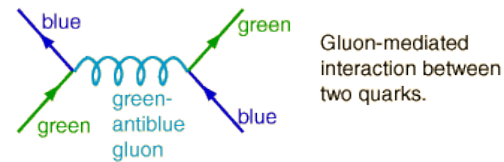


Illustration 6: Eksempel på stærk vekselvirkning. Bemærk at gluonen som bærer kraften i sig selv har farve.

At dette må være tilfældet kan ses på illustration 6, hvor en blå og en grøn kvark bytter farve ved at udveksle en grøn-antiblå gluon. På figuren repræsenterer de rette linjer med pile kvarker mens den snoede viser en gluon. For at læse diagrammet forstiller man sig at *tiden* løber fra neden mod oven, og at *rummet* løber fra venstre til højre. Dvs: en grøn kvark udsender en grøn-antiblå gluon. Herved skifter den selv farve til blå. Gluonen absorberes af en blå kvark der herved skifter farve til grøn. En sådant diagram kaldes et Feynman diagram.

Da der findes 3 farver og tre anti-farver og da en gluon er en kombination af en farve og en antifarve, skulle man tro at der findes $3 \cdot 3 = 9$ forskellige kombinationer hver svarende til en gluon, således at enhver farvevekselvirkning er mulig. Der findes i midlertidigt kun 8 gluoner idet kombinationen $(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})$ er farveløs og derfor ikke svarer til nogen stærk vekselvirkning.

Påstanden: frie kvarker har farve og er derfor bundne til kernen, kan også udtrykkes i form af et kvark anti-kvark potentiale. Det viser sig eksperimentelt at potentialet for de stærke vekselvirkninger har følgende form:

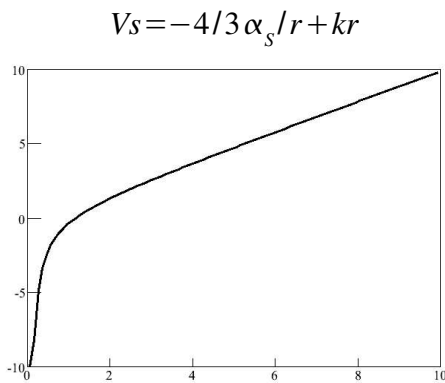


Illustration 1: QCD potentialet V_s som funktion af r .

Det første led er af samme form som det elektriske potential fra en punktladning. Det andet led derimod,

Sammenfatning: kraftoverførere

Nu da kvarkmodellen er forklaret ovenfor bør det nævnes at den stærke vekselvirkning ikke bryder "flavour" kvantetallet, dvs at der før og efter en stærk vekselvirkning vil være den samme fordeling af kvark typer: uud $\rightarrow$ uud osv. Det samme er ikke rigtigt for den svage vekselvirkning: her kan kvarker omdannes. Et eksempel på dette ses på nedenstående diagram hvor en Λ partikel henfalder:

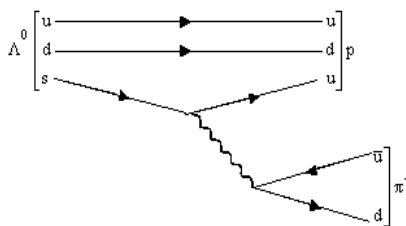


Illustration 8

som blot vokser når r vokser, fortæller at hvis man forsøger at frigøre en kvark fra en kerne ved at "hive i den", så vil man blot poste energi i systemet indtil der på et eller andet tidspunkt er tilstrækkelig energi til at skabe et kvark antikvark par. Alt hvad der kom ud af at forsøge at fjerne en kvark fra kernen var altså et kvark-antikvark par: en såkaldt meson!

Q: Forklar ved brug af kvarkmodellen hvorfor man ikke har observeret partikler med fire kvarker.

Q: hvilken kraftbærer svarer den bølgede linje til? Hint: ladningsbevarelse.

Den svage vekselvirkning kan genkendes i to type af reaktioner:

$\rightarrow$ Flavour skift

$\rightarrow$ Tilstedeværelsen af neutrinoer (der jo kun vekselvirker svagt)

Enhver reaktion der kan forløbe uden enten flavour skift eller neutrinoer, dvs enhver reaktion der kan forløbe elektromagnetisk eller via den stærke vekselvirkning, vil gøre dette fortrinsvist på grund af styrkeforholdet imellem kræfterne. For eksempel kan Λ 'en også henfalde på således: $\Lambda \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$, men gør det kun en gang ud af 1000 i forhold til henfaldet i illustration 8.

1.3 ”Zoologisk have” og bevarelseslove – et historisk indblik

Fra kemien kendes det periodiske system af grundstoffer ud fra hvilke ethvert molekyle kan bygges. Partikelfysikken opstod i erkendelse af at grundstofferne i det periodiske system ikke i sig selv er fundamentale. Tværimod består de af elektroner, protoner og neutroner, hvoraf kun elektroner (på nuværende tidspunkt) betragtes som fundamentale byggesten. Protoner og neutroner vides at være opbygget af tripleter af såkaldte kvarker. Da kvarkerne, såvidt vides, ikke har substruktur, er de elementer i *partikelfysikkens periodiske system*.

Partikelfysikken som videnskab blomstrede op efter oprettelsen af det fælles europæiske laboratorium, CERN, ved Geneve i Schweiz i 1954. Detaljer om hvorledes eksperimenterne blev foretaget er beskrevet i Kapitel 2 – på nuværende tidspunkt er det tilstrækkeligt at vide at det lykkedes at udvikle teknikker til at pumpe energi ind i eksempelvis protoner, og kollider dem. Den totale energi til rådighed i kollisionen oversteg langt hvileenergien af de kolliderende partikler, og via Einsteins masse-energirelation kunne stadigt tungere partikler skabes. Disse

er ustabile og eksisterer ikke frit i naturen (så ville de være henfaldet). Så vidt vides har disse tunge partikler ikke eksisteret i verden siden Big Bang, på nær måske i forbindelse med supernovaeksplosioner. Det faktum at de ikke findes naturligt i vores umiddelbare nærhed, gør dem dog langt fra uinteressante, for mange af dem spillede en vigtig rolle under Big Bang og tiden der fulgte. Derfor er de vigtige for at forstå vores nuværende omgivelser. Udover at være vigtige for vores forståelse af Big Bang og tiden der fulgte er disse tunge partikler også vigtige at studere, idet de kan bidrage til forståelsen af naturlovene, som foreksempel kraftbegrebet.

Efterhånden som fysikerne på CERN og andre steder fik stadigt mere energi til rådighed, fandtes efterhånden beviser på eksistensen af en hel ”Zoologisk have” af nye partikler. Det kunne umiddelbart se kaotisk ud: jo mere energi der var til rådighed i kollisionen, jo tungere nye eksotiske partikler blev der dannet. Faktisk tæller håndbogen over forskellige partikler som er set eksperimentelt nu cirka 1000 medlemmer!

1.4 Bevarelseslove

Det er en af moderne videnskabs store bedrifter at have klassificeret disse mange partikler ved hjælp af nogle simple principper, og ud fra disse enorme mængder eksperimentelle data

at have fundet en underliggende struktur: kvarkerne.

De mange forskellige partikler, som kan skabes ved kollisioner, viser sig umiddelbart at kunne klassificeres i to

kategorier: leptoner og hadroner. Lad os først se på en egenskab, der gælder begge klasser af partikler:

Ladningens bevarelse: Erfaringen viser, at den totale ladning i alle observerede partikelreaktioner er bevaret. Man antager derfor, at dette nok er et princip i naturen: en såkaldt bevarelseslov, og vi siger, at ladningen er et bevaret kvantetal, som vi kalder Q.

Hadroner

Hadron er en fællesbetegnelse for partikler, som er opbygget af kvarker, og som mærker den stærke kernekraft. Ud fra målinger af vinkelfordelinger i henfald af hadroner viser det sig, at hadroner klassificeres naturligt i følgende to undergrupper: Baryoner og mesoner. Baryoner består af tre kvarker, hvorimod mesoner består af et kvark antikvark par.

Baryoner

Til trods for de begrænsninger, ladningens bevarelse sætter på mængden af mulige reaktioner, findes et væld af mulige måder partikler kan dannes og henfalde på ud fra de cirka 1000 partikler, der er til rådighed.

Det er dog langt fra alle "mulige" reaktioner, der rent faktisk forekommer i naturen: vi har brug for flere såkaldte "kvantetal" dvs "bevarede størrelser" for at holde rede på hvad naturen

tillader, og hvad den forbyder. F.eks. gælder for Λ -partiklen (som er en baryon, se Tabel 4) at:

$\Lambda \rightarrow e^+ + e^-$ aldrig set, mens $\Lambda \rightarrow n + \pi^0$ og $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ forekommer ofte.

Baryontal: Det er observeret, at det totale antal baryoner før og efter enhver reaktion er konstant. Det derfor hensigtsmæssigt at indføre det såkaldte baryontal, B, der har værdien 1 for baryoner, -1 for antibaryoner og 0 for alle andre partikler.

Bemærk at det derfor er tilladt for en baryon at annihilere med en antibaryon: F.eks. er flg tilladt:

$$p + \bar{p} \rightarrow 2 \gamma \quad \text{Baryontal } B: 1 + (-1) = 0 \\ \text{Ladning } Q: 1 + (-1) = 0$$

Endvidere kan en baryon omdannes til en anden baryon. Hvorimod:

$\Lambda \rightarrow e^+ + e^-$ (B: $1 \neq 0 + 0$) er forbudt.

Bemærk at reaktionen er forbudt til trods for at ladningen, Q, er bevaret ($0 = +1 - 1$) - Hvis blot én bevarelseslov brydes, er reaktionen ikke mulig.

Bemærk at baryontallet er bevaret, hvis en baryon henfalder til en anden baryon. Et sådant henfald kan naturligvis kun lade sig gøre, hvis den resulterende baryon er lettere end den henfaldende baryon. Q: Hvorfor det?

Mesoner

Mesoner har ikke et bevarelsestal svarende til baryontallet, og dermed ingen mekanisme til at forhindre dem i at henfalde. Eksempelvis kan den

letteste meson: π^0 henfalde elektromagnetisk således: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, og dens lidt tungere ladede fætter kan henfalde svagt: $\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$.

Til trods for at der ved Big Bang var masser af mesoner i “ur-suppen” så er de i dag alle henfaldet.

Tabel 4: <i>Lette hadroner</i>						
Mesoner				Baryoner		
navn		symbol	masse	navn	symbol	masse
Pion	pi-nul	$\pi^0 \quad u\bar{u} - d\bar{d}$	135.0MeV/c ²	proton	p (uud)	938.3MeV/c ²
	pi-minus	$\pi^- \quad (d\bar{u})$	139.6MeV/c ²	neutron	n (udd)	939.6 MeV/c ²
	pi-plus	$\pi^+ \quad (u\bar{d})$	139.6MeV/c ²	lambda	$\Lambda \quad (uds)$	1115.7 MeV/c ²

Big Bang

Kort efter Big Bang bestod universet af en “suppe” indeholdende blandt andet en masse baryoner. Vi ved ikke, hvorfor universet ikke indeholdt ligeså mange antibaryoner, men en mulig forklaring er at baryontallet ikke er en absolut bevaret størrelse som påstås i teksten, men at den kan brydes under særlige omstændigheder. Hvad end mekanismen må have været, så er resultatet at der opstod et overskud af baryoner fremfor antibaryoner. Efterhånden som tiden gik, henfaldt langt de fleste baryoner til de to letteste af slagsen: protonen og neutronen. Protoner har ikke noget at henfalde til og er derfor stabile. Neutroner derimod kan henfalde til protoner, men som vi så ovenfor, så foregår denne proces ved hjælp af den svage kernekraft, og derfor så langsomt at en væsentlig del af neutronerne blev fanget i kerner sammen med protoner, inden de nåede at henfalde. Dette er den korte version af forklaringen på, hvorfor de eneste baryoner, vi ser i naturen i dag, er protoner og neutroner. Mere information findes i afsnittet: Big Bang og kosmologi.

Leptoner

Leptontal: Som for baryoner findes der også for leptoner en bevaret størrelse: leptontallet L. L har værdien +1 for leptoner og -1 for antileptoner.

Faktisk viser det sig, at der findes ikke bare ét men tre bevarede leptontal svarende til hver af de tre familier:

$$L_e, L_\mu, L_\tau.$$

Eksempel: $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$

$$L_e: 0 = 1 + -1 + 0$$

$$L_\mu: 1 = 0 + 0 + 1$$

Se Opgave 22 og 23.

1.5 Standardmodellen: Sådan regner man

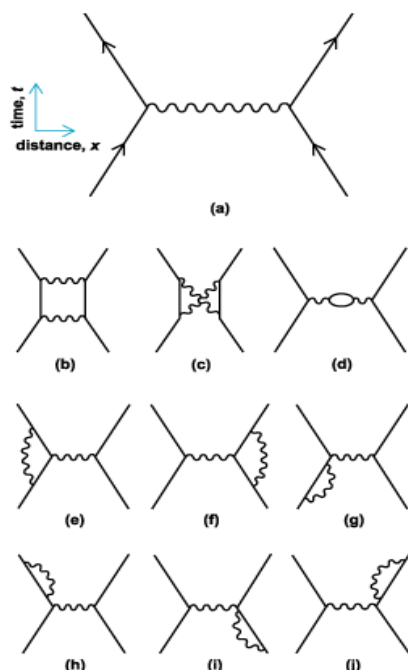


Illustration 10: Feynman digrammer

Illustration 10 viser eksempler på såkaldte Feynman diagrammer. Udover den rent grafiske fremstilling af hvorledes partikler vekselvirker med hinanden, tjener Feynman diagrammerne også som udgangspunkt for at beregne sandsynligheden for en given reaktion eller levetider: Man skriver simpelthen ligningen man ønsker at løse ned, ud fra hvad diagrammet viser. Ved hvert vertex (punkter partikler mødes) er der en koblingskonstant (for elektromagnetisme cirka $\sim 1/137$). Koblingskonstanterne ganges med *propagatorene*, der beskriver frie fermioner, for at finde amplituden, eller sandsynligheden, for den givne reaktion. På figuren ses, hvorledes

elektron-elektron spredning tænkes at foregå. De rette linjer illustrerer elektroner, mens de bølgede streger illustrerer fotoner. Bemærk at alle diagrammer på nær a) indeholder to fotoner, og da hver vertex giver en faktor $1/137$ er diagrammer b)-f) altså undertrykt med en faktor $(1/137)^2$ i forhold til a). Dette er grunden til, at man, til trods for at der til enhver proces findes uendelig mange Feynman diagrammer, ofte kan nøjes med at beregne nogle få: resten bidrager alligevel ikke signifikant til sandsynligheden for, hvorvidt en given proces finder sted eller ej.

I praksis er teknikken desværre kompliceret blandt andet på grund af, at man skal holde regnskab med spin og på grund af, at de integraler, man ender med at skulle løse for at finde sandsynligheden for en reaktion, typisk er vanskelige og kræver specielle teknikker. Vi vil derfor ikke lære at bruge Feynman-teknikken i praksis her.

På figurene nedenfor ses andre eksempler på vekselvirkninger illustreret ved hjælp af Feynman konventionen.

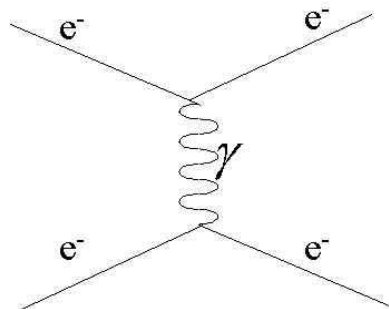


Illustration 11: Et Feynman diagram for en elektromagnetisk vekselvirkning elektron-spredning, ved udveksling af en foton.

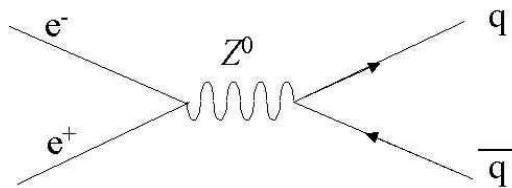


Illustration 12: Feynman diagram for en svag vekselvirkning, hvor et elektron-positron par annihilerer til en Z^0 , som siden henfalder til et kvark-antikvark par.

1.6 Standardmodellens succeser

Antal familier

De tre familier (se Tabel 1&2) er tro kopier af hinanden. Således er myonen en kopi af elektronen med den eneste forskel, at den er tungere. Som nævnt tidligere er neutrinoerne endnu ikke fuldt ud forstået. Indtil for få år siden troede man, at de var helt masseløse partikler, men nye målinger indikerer, at de formentlig har en lille masse. Hvorvidt massehierarkiet svarer til det, der findes for de ladede leptoner ($m_e < m_\mu < m_\tau$) vides endnu ikke. Der bliver lige nu bygget eksperimenter for at kortlægge præcis disse spørgsmål.

At der er netop tre familier af leptoner er lidt af et mysterium, der kunne ligeså godt blot have været én, eller fem.

Q: Kunne der ikke være flere familier, hvis leptoner bare var så tunge, at vi ikke havde opdaget dem endnu?

A: I princippet kunne det sagtens være tilfældet, og et af hovedresultaterne fra

det tidligere LEP eksperiment (1989-

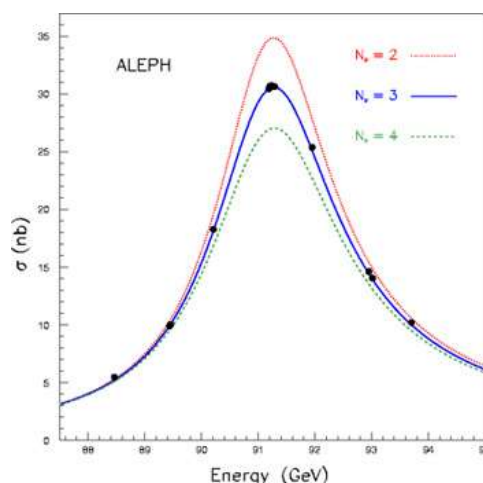


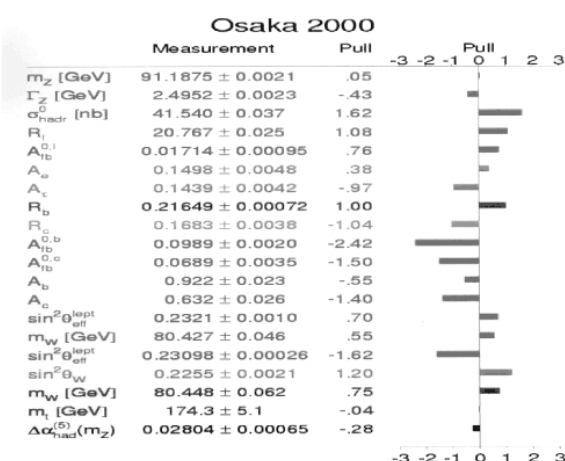
Illustration 13: Teoretiske kurver for hhv 2, 3 og 4 neutrino familier, samt målepunkter (sorte).

2000) på CERN var at tilbagevise netop denne påstand. Hvis der fandtes flere familier, ville Z partiklen kunne henfalde til dem, specielt ville Z partiklen kunne henfalde til de næsten masseløse neutrinoer. Dette er ikke tilfældet som vist i Illustration 13.

Bemærk at illustrationen kun viser, at Z partiklen ikke henfalder til en fjerde familie af neutrinoer, men hvis en

fjerde familie eksisterer og dens neutrino er tungere end den halve Z masse, så ville LEP ikke have set den. Selvom dette er en mulighed, så kræver det dog en god forklaring, idet den fjerde neutrino da skal være mindst 50 milliarder gange tungere end sine lettere fætre.

Elektrosvage præcisions målinger



Tabel 14

I tabellen opsummeres Standardmodellens parametre og deres målte værdier.

I dens rene matematiske formulering er Standardmodellen kun i stand til at lave få forudsigelser. På nuværende tidspunkt er modellens parametre imidlertid blevet målt med stor præcision gennem årtiers eksperimenter, og modellens interne korrelationer imellem dens forskellige parametre gør det muligt at forudsige størrelsen af visse parametre ved at antage, at andre har de målte værdier. Tabellen illustrerer resultatet af et fit til hele Standardmodellen (dvs en samtidig bestemmelse af samtlige parametre fastlagt således at data beskrives bedst muligt). Søjlerne til højre i tabellen

viser målingernes afvigelser fra fit værdien (i form af ”standardafvigelser²”). Det bemærkes, at ingen af parametrene afviger mere end tre standardafvigelser fra fit værdien samt at langt de fleste er under to standardafvigelser væk. Dette må betegnes som en overordentlig stor succes. Standardmodellen undviger således indtil nu ethvert angreb.

2 En standardafvigelse er et mål for målingens præcision, defineret således at 68% af alle målinger falder inden for én standardafvigelse af den sande værdi.

1.7 Standardmodellens mangler

I foregående afsnit beskrev vi Standardmodellens bemærkelsesværdige overensstemmelse med observationer, men som vi skal se nedenfor, er der også en række problemer i modellen. Faktisk kan man lidt spidst hævde, at Standardmodellens enorme succes i sig selv udgør et problem, idet det er svært at forstå fra et teoretisk synspunkt, hvordan noget, der ikke er en komplet teori, kan levere så fremragende resultater – og hvad værre er: det er særdeles vanskeligt at konstruere udvidelser til Standard-modellen, der løser nedenstående problemer, men som ikke skaber nye problemer i allerede velmålte og velforståede dele af Standardmodellen. Altså er Standardmodellens succes i en vis forstand et problem for fysikernes kamp for at løse modellens problemer.

- Standardmodellen bygger på en symmetri, som umiddelbart forlanger, at alle kraftbærere skal være masseløse. Denne regel brydes markant af W og Z bosonernes store masser på henholdsvis 80 og 90 GeV/c². I teorien forklares dette ved at appellere til vacuumet, det tomme rum, som nu ikke er helt tomt, men besidder en egenskab, som "spontan" bryder symmetrien. Lignende fænomener kendes fra spontan krystallisering og magnetisering i faste stoffer. Egenskaben kaldes *Higgs-feltet*, efter en skotsk teoretisk fysiker, og

den gøres ansvarlig for alle partiklernes masser.

Higgs-feltet udøver *modstand mod acceleration* i det "tomme" rum, i større eller mindre grad alt efter hvilken partikel man prøver at accelerere. Hvis denne hypotese er sand, så skulle den manifestere sig i eksistensen af en spin 0 *Higgs-partikel*, og ifølge Standardmodellen og LEPs præcisionsmålinger skulle massen ligge et sted imellem 114 og 250 GeV/c². Higgs partiklen er endnu ikke observeret.

- Det ser ud som om, at alle naturkræfter har samme styrke ved en vis energiskala, hvilket vil sige at man ikke kan skelne de fire kræfter fra hinanden. Hvad skyldes denne sammensmeltning? Og smelter kræfterne reelt sammen til én kraft, eller er det blot vores mangel på viden, der får os til at tro det?
- Standardmodellen har mange frie parametre, altså konstanter, hvis værdi ikke lader sig forudsige af teorien. Eksempler er alle de forskellige partikelmasser og deres "blandingsforhold" i koblingerne til den svage kraft. Andre eksempler er de *tre* familier eller de *fire* naturkræfter. Hvorvidt de mange frie parametre udgør et egentligt problem, som kan løses ved at udvikle en mere komplet teori, eller om vi blot må acceptere, at "skaberen" havde en vis frihed til at vælge størrelsen af naturkonstanterne er til stadig

diskussion blandt fysikere.

- Astrofysikken antyder, at over 90% af universets energi er koncentreret i *partikler og kræfter, som ligger uden for Standardmodellen.*
- Vi ved ikke, hvorledes der under Big

Bang dannedes et overskud af baryoner frem for anti-baryoner. Et eventuelt baryontalsbrud inden for Standardmodellen er ikke stort nok til at kunne forklare observationer fra verdensrummet.

1.8 Udvidelser til Standardmodellen

SUSY

Selv hvis Higgs'en findes ved LHC, er det teoretiske arbejde ikke forbi. Hvis Higgs partiklen findes i sin simpleste form, en såkaldt *Standardmodel Higgs*, så løser den muligvis problemet med at forklare de forskellige partikelmasser, men det viser sig, at den gør det på en ufin måde. Faktisk viser det sig at visse af Standardmodellens parametre afhænger så intimt af den eksakte værdi af Higgs massen, at selv en ændring på dennes 16. decimal kan resultere i en ændring på en faktor på 1 milliard på Standardmodellens parametre! Dette synes mange virker ufysisk, og en teori som løser problemet, samt måske giver en kandidat til det mørke stof, er teorien

for **super symmetri**, SUSY.

Ifølge denne teori findes en ekstra og hidtil uopdaget symmetri ved naturen nemlig en symmetri imellem fermioner og bosoner, dvs. at der for enhver kendt fermion findes en boson og vice versa.

kvarker $\leftrightarrow$ *skvarker*

leptoner $\leftrightarrow$ *sleptoner*

gluoner $\leftrightarrow$ *gluinoer* osv

Rent regneteknisk forårsager SUSY nogle ekstra Feynman-diagrammer – indeholdende supersymmetriske partikler og disse diagrammer har tendens til at ophæve nogle af de almindelige Feynmandiagrammer, simpelthen fordi bosoner og fermioner optræder med forskelligt fortegn. Hvis symmetrien havde været en eksakt symmetri, ville de supersymmetriske partnere til de kendte partikler have præcis samme masse, og vi burde for længst have opdaget dem i vores eksperimenter. Hvis derimod symmetrien er brudt, kan masserne af de supersymmetriske partnere være hvad som helst, hvilket kan forklare, at vi ikke har set dem endnu: Vi har ikke haft energi nok til at

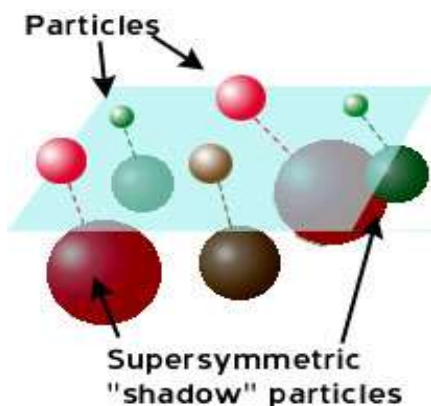


Illustration 15: Øverst ses de almindelige partikler og nedest deres supersymmetriske partnere.

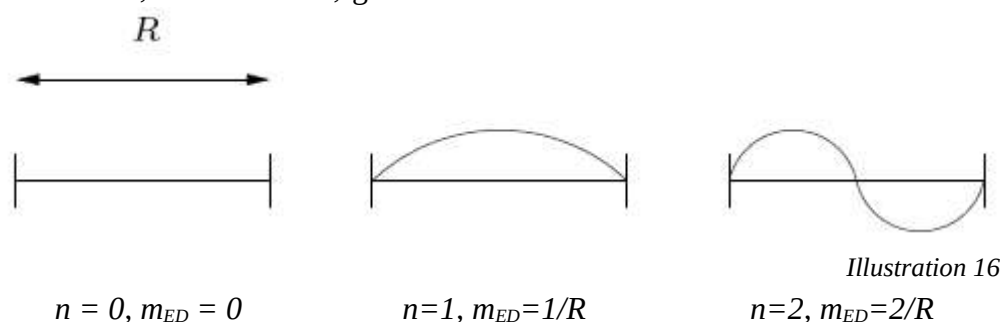
skabe dem. Den letteste supersymmetriske partikel er stabil og svær at detektere på nær via sin tyngdepåvirkning, og den udgør således en kandidat til det mørke stof i universet. Der gælder for SUSY som

for Higgs'en: Hvis vi ikke ser tegn på eksistensen ved LHC, så er den for tung til at kunne løse de problemer, som den er blevet skabt til at løse. Herved mister teorien reelt sin eksistensberettigelse, på nær i en rent akademisk forstand.

Universale ekstra dimensioner

En anden måde at redegøre for partikelmasserne på er via indførelsen af ekstra dimensioner, hvorved altså Higgs'en i visse scenarier bliver overflødig. Tanken er, at partikler kan bevæge sig ikke blot i de tre rumlige dimensioner, vi kender til, men også i en eller flere ekstra dimensioner. Idet de ekstra dimensioner er kompakte – dvs sammenrullede, med radius R , giver de

anledning til diskrete, men tungere versioner af Standardmodel-partiklerne. I tilfældet med blot én ekstra dimension forklares Standardmodel partiklerne som grundtilstanden (stående bølge) og eksitationer i den ekstra dimension udgør tungere partnere til Standardmodellens partikler:



Her er m_{ED} er den ekstra masse som skyldes eksistensen af den/de ekstra dimensioner. Herved udvides den sædvanlige energi-masse relation til følgende:

$$E^2 = |\vec{p}|^2 + m^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + p_5^2 + m^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + \frac{n^2}{R^2} + m^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + M^2 \text{ hvor } M^2 = \frac{n^2}{R^2} + m^2$$

Enhver Standardmodel partikel får altså tungere kopier af sig selv (med effektiv masse M), på næsten samme måde som det sker i SUSY. Forskellen på de to udvidelser til Standardmodellen ligger i spinnets af de nye partikler, der jo i

tilfældet ekstra dimensioner er det samme som deres Standardmodel partnere.

En af grundene til, at teorier indeholdende ekstra dimensioner er populære blandt teoretikere, er, at sådanne teorier

kan udvides til at inkorporere tyngdekraften – eller i hvert tilfælde er der håb om, at man i fremtiden vil kunne formulere en konsistent teori, der

forklarer ikke blot partiklernes masser, men også tyngdekraften under brug af ekstra dimensioner.

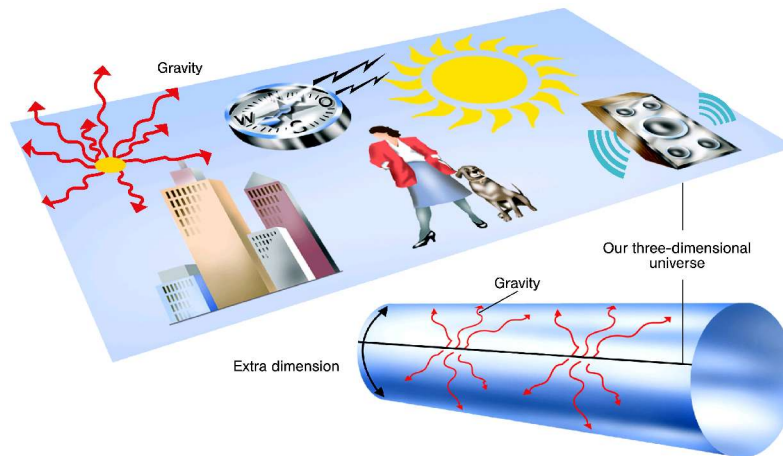


Illustration 17: Forsøg på at illustrere hvorledes en lille ekstra dimension kan eksistere i vores 4 dimensionelle verden (3D+tid). Dimensionen er for lille til, at vi kan bevæge os ind i den, og dens eksistens er derfor svær at eftervise direkte. Indirekte er det dog muligt i eksperimenter, idet partikler ville kunne bevæge sig ind i den ekstra dimension og derved "forsvinde" i detektoreren. Dette vil vi kunne se som brud på den samlede impulsbalance i begivenheden.

Kapitel 2: Partikelfysik - hvordan får vi vores viden?

2.1 Motivation

I det foregående kapitel er vores nuværende viden om den fundamentale fysik opsummeret, ligeledes som vores nuværende forståelse af universets skabelse. I dette kapitel illustreres, hvorledes denne viden er tilvejebragt, ligesom det forklares, hvordan vi håber i fremtiden at kunne generere ny viden – specielt med fokus på Standardmodellens problemer og deres mulige løsninger i form af ny fysik.

For at studere de partikler, der dominerede omkring Big Bang, kræves det både at man er i stand til at producere disse partikler, samt at man er i stand til at indse, at man har produceret dem – altså forstå hvad det er man har skabt. Ideen bag produktionen er i princippet meget simpel: accelerer kendte partikler (såsom elektroner og protoner) til høj energi, og kollider dem på steder, omkring hvilke man har opsat måleudstyr, der skal forsøge at kortlægge, hvad kollisionen resulterede i. Tanken er, at energien fra de indkomne partikler, i et vist omfang, via Einsteins masse-energi relation omdannes til nye tungere, men ustabile partikler.

Måleudstyrets opgave er så at samle tilstrækkelig information om de eksotiske partikler, inden de henfalder, således at vi efterfølgende er i stand til

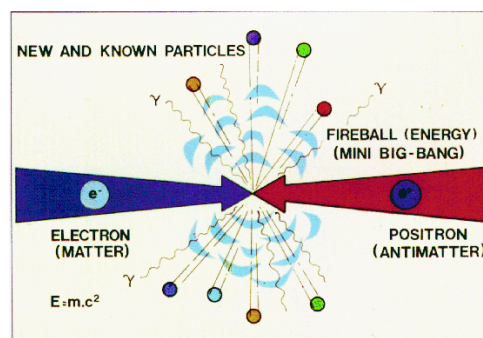


Illustration 18

at analysere os frem til hvilke partikler der var tale om – og om der eksempelvis var tale om partikler, hvis eksistens ikke var kendt i forvejen.

Undersøgelse af materiens struktur og behovet for stor energi

Vores viden omkring opbygningen af hadroner er i vid udstrækning tilvejebragt ved at beskyde protoner med elektroner. Princippet her er præcis det samme, som når vi i vores makroskopiske verden lyser på en genstand for at finde ud af, hvad den består af:

Vi skyder lys, altså fotoner, mod et objekt. Lyset kolliderer med objektet og spredes herved. Noget af lyset rammer vores øje, og vores hjerne er i stand til at fortolke lyset, og danne billeder, som vi kan forstå.

Detaljerne, man kan se på denne måde, er, ud over at være begrænset af vores øje og hjerne, også begrænset af bølgelængden af det lys, vi anvender. Ved brug af lys med en given bølgelængde, λ , kan vi jo ikke skelne objekter der er

væsentlig mindre end λ .

I partikelfysik arbejder vi ud fra erkendelsen af, at hverken vores øjne eller hjerner er gode nok til at skelne de detaljer, vi ønsker at se – for det første fordi synligt lys har bølgelængder af størrelsesordenen 500 nm hvilket er omkring 10^{-7} m, mens kerner blot har en udstrækning på 10^{-15} m. Dvs øjet er ikke en brugbar detektor, vi har brug for noget der kan se lys med mindre bølgelængde, eller alternativt: lys med højere energi:

$$E = hf = \frac{hc}{\lambda}$$

Som forklaret i Appendiks: Kvantefysik, har ikke bare lys, men også hvad vi normalt ville betragte som partikler bølgeegenskaber. Eksempelvis har elektronen bølgeegenskaber. Sammenlignet med fotonen, adskiller elektronen sig blandt andet ved at have en ladning, der gør den velegnet til accelerator-eksperimenter. Derfor er elektronen foretrukket frem for fotonen som probe til at undersøge baryonens indre struktur.

Tilsvarende som for fotonen har elektronen en bølgelængde som er afhængig af dens energi:

$$\lambda = h/p$$

Da elektronen som oftest har fået sin energi ved at gennemløbe et spændingsfald U , har den en hastighed:

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU \rightarrow v = \sqrt{(2eU/m)}.$$

$$\text{Dvs } \lambda = \frac{h}{m\sqrt{(2eU/m)}} = \frac{h}{\sqrt{(2eUm)}}$$

Her er ikke taget højde for relativistiske effekter, som opstår, hvis elektronen nærmer sig lyshastigheden.

Q: For hvilket elektrisk felt opnår elektronen hastigheden 0.5c?

Som svaret på ovenstående spørgsmål illustrerer, så kan vi ikke se bort fra relativistiske effekter:

$$E_{kin} = mc^2 - m_0c^2 = eU \rightarrow m = m_0 + eU/c^2$$

$$\text{og } m = \gamma m_0 = m_0 / \sqrt{(1 - v^2/c^2)}$$

Sæt de to ligninger lig hinanden, isoler v , og genkend m . Herved fås:

$$p = mv = \sqrt{(2m_0eU + (eU/c)^2)}$$

hvorved ligningen for elektronens bølgelængde modificeres til:

$$\lambda = h/p = h / \sqrt{(2m_0eU + (eU/c)^2)}$$

Q: Hvad er forskellen i relativistisk og ikke-relativistisk bølgelængde for en elektron der har gennemløbet et spændingsfald på 100.000V?

Ved HERA eksperimenterne i Hamborg kolliderer man elektroner med en energi på 27.5 GeV med protoner med en energi på 920GeV.

Q: Hvad er henholdsvis elektronernes og protonernes hastigheder? Hvilken bølgelængde har en elektron med energien 27.5GeV?

Grunden til, at man har valgt at kolliderer netop disse to partikler, er,

udover de praktiske hensyn at begge er let tilgængelige og lette at accelerere, at elektronen så vidt vides ikke har substruktur – dvs den er i sig selv særdeles velforstået, og kan betragtes som en punktpartikel i forhold til protonen – altså en perfekt probe.

Hvad man fandt ved HERA eksperimenterne sammenholdt med tidligere resultater, kan stort set illustreres således:

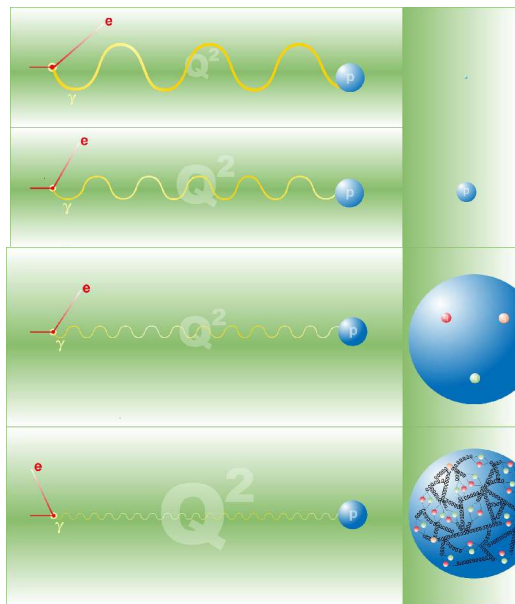


Illustration 19: Øget energi svarer til øget zoom

Jo mere man zoomer, dvs jo højere energi ens probe (foton eller elektron) har, des mere indre struktur ses protonen at have. Hvad der ved lave energier ligner en punktpartikel, kan ved lidt højere energier ses faktisk at have en tredelt indre struktur: kvarkerne. Ved endnu højere energier ses, at de tre kvarker (uud) ikke er alene, de er omgivet af en suppe af gluoner, samt kvark-antikvark par, der konstant opstår og forgår igen.

2.2 Acceleratorfysik

Princippet bag en partikelaccelerator er velkendt fra et almindeligt gammeldags tv, hvor elektroner accelereres ved at gennemløbe et spændingsfald på nogle tusinde volt. En partikelaccelerator er typisk ringformet og indeholder flere accelererende kaviteter, således at hver kavitet accelererer den samme partikel mange gange. For at forhindre utilsigtede sammenstød med luftmolekyler, pumpes røret, hvori partiklerne befinder sig, konstant fri for luft. Effektivt bevæger partiklerne sig derfor i et vakuumrør, der har en diameter på nogle få centimeter, under påvirkning af skiftevis elektriske felter der har til formål at accelerere partiklerne, og magnetiske felter, der afbøjer partiklerne og derved sørger for, at partiklernes bane følger rørets krumning. Til trods for at partiklerne injiceres i acceleratoren i bundter med en høj koncentration, så er det dog kun de allerfærreste, der vekselvirker, når to bundter bringes til ”kollision” i centeret af en detektor. Dette er endnu en grund til, at det er hensigtsmæssigt med cirkulære accelerators, idet partikler, der ikke vekselvirker, så kan genbruges. Fysikken bag acceleration er beskrevet ved hjælp af Lorentzkraften :

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

Hvis vi ser på den simple situation, hvor partiklerne er accelereret til deres ønskede energi, kan vi se bort fra det elektriske felt og se på, hvad der skal gælde, for at partiklerne bliver i deres

bane i vakuumrøret:

$$\frac{mv^2}{r} = QvB \rightarrow p = rQB$$

LHC bygges i den eksisterende tunnel fra det tidligere LEP eksperiment. Tunnellen er 27 km i omkreds, og man ønsker at kolliderer protoner med en impuls på 7 TeV.

Q: Hvor stort skal magnetfeltet være?

A:

$$B = \frac{p}{rQ} = \frac{7000 \text{ GeV}/c}{0.3 \cdot 1 \cdot 27000 \text{ m}/(2 \cdot \pi)} = 5.4 \text{ T}$$

Husk faktoren 0.3 der kommer fra oversættelsen til ”naturlige enheder”.

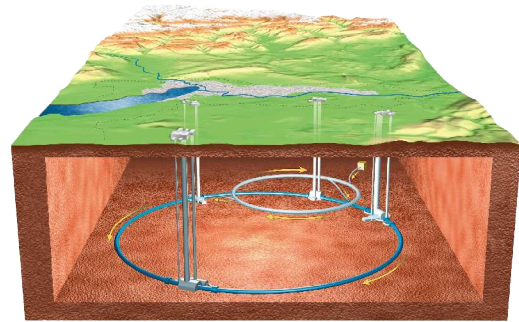


Illustration 20: Tværsnit af landskabet omkring LHC tunnelen

Dette svarer til magnetfeltets størrelse, hvis det var konstant langs hele ringen. Da man imidlertid også skal have plads til accelererende kaviteter, detektorer samt forskellige fokuseringsmagneter, skal bøjningsfeltet reelt være en del større. Kun 22200 m af de 27000 m af tunnellen krummer, og kun 80% af den del af tunnellen, der krummer, er fyldt med magneter.



Illustration 21: Billede fra LHC tunnelen hvor tunnelens krumning anes

Q: Hvor stort er det reelle magnetfelt fra en LHC magnet?

Det er kun muligt at opnå så højt et felt ved at anvende superledende magneter – dvs elektromagneter, hvor strømmen, der skaber feltet, løber uden modstand. Superledning kan generelt kun forekomme ved meget lave temperaturer, hvilket er grunden til, at LHC's magneter er kølet ned til 2K over det absolutte nulpunkt ved hjælp af flydende helium.

Superledning opstår når elektroner kan løbe modstandsfrit i et materiale. Den fulde forklaring er subtil, men det grundlæggende fysiske princip, der gør det muligt, er, at to elektroner danner et såkaldt *Cooper par*, og de ændres derfra fra at være fermioniske (halvtalligt spin) til at være bosoniske (heltalligt spin). En konsekvens heraf, er at elektronparrene ikke længere behøves at overholde Paulis udelukkelsesprincip der jo kun gælder for fermioner. I superledende materialer er alle elektronparrene i samme grundtilstand, og i denne tilstand er der ingen modstand.

Q: Hvorfor kolliderer protoner? Ville det ikke være simplere at bruge elektroner, som ikke har substruktur?

A: Jo, og man ville opnå højere energi, idet kollisioner ved LHC typisk kun involverer en kvark fra hver proton – resten fortsætter ned langs beam akse. Når man alligevel har valgt protoner, skyldes det synkrotronstråling, altså det faktum at når en ladet partikel accelereres, kan den udsende en foton. Den udsendte energi pr meter er proportional med partiklens γ faktor i fjerde potens (og radius i -2 potens), og da protonen er cirka 2000 gange tungere end elektronen, vil den for samme energi udsende $(2000)^4 = 16000000000000$ gange mindre energi i form af fotoner. Kombinationen af, at det er svært at køle de superledende magneter tilstrækkeligt, når de konstant opvarmes af fotonerne, sammenholdt med de enorme udgifter til elektricitet, det ville koste, har gjort, at LHC har valgt at kolliderer protoner fremfor elektroner.

Da LHC især er designet til at skabe Higgs-partikler, såfremt sådanne eksisterer, var det nødvendigt at tage de teoretiske forståelse i betragtning under designet. Ifølge denne skabes kun ganske sjældent en Higgs partikel ved LHC's proton sammenstød. Det er derfor nødvendigt at foretage mange kollisioner. Faktisk er LHC designet til at foretage en kollision hvert eneste nanosekund i hvert af de fire

eksperimenter langs ringen. Det er så de enkelte detektorers job at "lede" efter interessante begivenheder ved hjælp af hardware og lynhurtig software, og så

hurtigt som muligt smide uinteressante begivenheder ud, idet det langt fra er muligt at gemme data'ene fra alle begivenhederne.

2.3 Detektorer

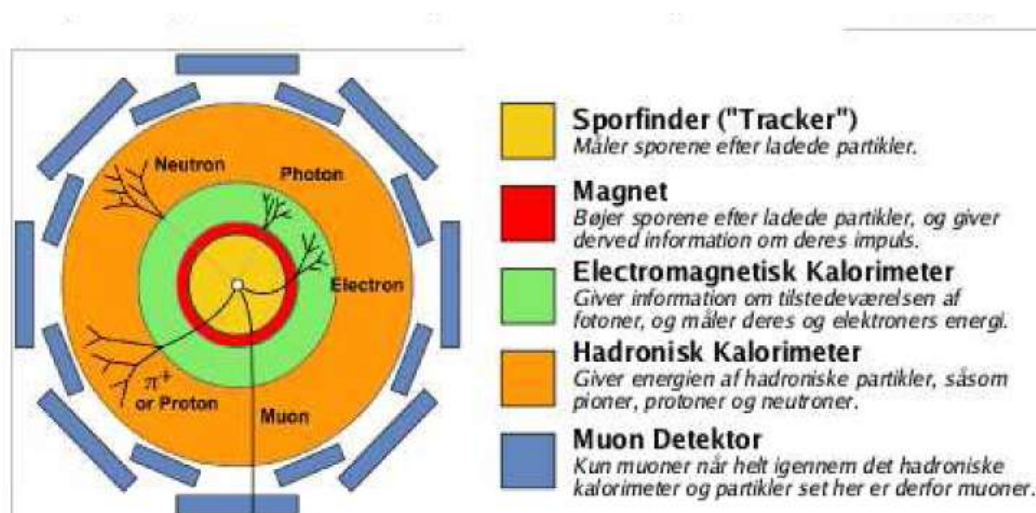


Illustration 22: Detektoren på skitsen er fysikerens moderne lup. Til trods for at skitsen er en grov simplificering, så fremgår det, at detektorerne er en kompliceret størrelse, og man kan se på illustrationerne, hvorledes forskellige partikeltyper giver forskellige signaturer i detektoren.

Når partikler passerer stof

Ovenfor er argumenteret for, at det menneskelige øje ikke egner sig til måleudstyr i partikelfysik. Men hvad gør man så? I dette afsnit ser vi på, hvorledes forskellige partikler skabt ved en kollision bevæger sig, og hvordan de vekselvirker med forskellige materialer – for når øjet ikke kan bruges som måleudstyr, så må vi jo bygge noget, der kan, og dette må nødvendigvis fremstilles af materialer, som partiklerne vekselvirker med: hvordan skulle vi ellers kunne registrere partiklerne?

For i detaljer at forstå hvad der skete under en kollision, er det nødvendigt

for hver dannet partikel at måle:

- Position
- Energi
- Impuls
- Partikeltype
- (ækvivalent: partikelmasse+ladning)

Ultimativt skal al denne information udledes ud fra energiafsætninger i de medier som partiklen passerer – dvs ud fra energien afsat via excitation eller ionisation af måleudstyrets atomer. Energiafsætningen kan foregå på et væld af forskellige måder, ligesom også målingen af den afsatte energi kan gøres på mange måder.

Da det kun er sjældent, at partiklen

passerer så tæt på en kerne, at den har mulighed for at vekselvirke ved hjælp af kernekræfterne, og da tyngdekraften er så svag, at vi slet ikke behøver at tage den i betragtning, foregår vekselvirkningen imellem partikel og detektor i al væsentlighed elektromagnetisk. Det betyder, at kun ladede partikler kan observeres via deres kontinuerlige tab af energi til måleinstrumenterne, hvorimod neutrale partikler ikke kan spores i samme omfang. Lad os i første omgang koncentrere os om de ladede partikler, for senere at vende tilbage til et par tricks, der sætter os i stand til også at finde neutroner og fotoner (men ikke neutrinoer).

Energitaab til ionisering per gennemløbet strækning for en ladet partikels bevægelse igennem et materiale (for eksempel en detektor) er beskrevet ved Bethe-Bloch formelen:

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi N_0 z^2 \alpha^2 \frac{Z}{A m_e v^2} \left(\ln \left[\frac{2 m_e v^2}{I (1 - v^2/c^2)} \right] - \frac{v^2}{c^2} \right)$$

hvor m_e er elektronens masse (bemærk at den indkomne partikelmasse slet ikke indgår), z og v er ladning og hastighed af partiklen, N_0 er Avogadros tal, Z og A er atomnummer og massenummer for atomer i mediet, I er et effektivt ioniseringspotential $\sim 10Z\text{eV}$, og x er længden, partiklen gennemløber i mediet ganget med densiteten.

Den indviklede formel er i sig selv ikke så vigtig, men det sidste er vigtigt: det er produktet af mediets densitet og den

strækning, en given partikel bevæger sig i et medium, der er den væsentlige størrelse: En partikel vil miste relativt meget energi i et kompakt materiale såsom bly, i forhold til hvis partiklen bevægede sig en ligeså lang strækning igennem gas. Dette virker måske banalt, men det ikke desto mindre essentielt for konstruktionen af detektorer. Grunden hertil er man for at måle: position, impuls, energi og partikeltypen har brug for en række forskellige detektorer der virker ud fra forskellige principper og med meget forskellig densitet – de er forsøgt illustreret i Illustration 22.

Lad os gennemgå de forskellige elementer i en moderne detektor én for én, men først:

Magnetfelt

Bemærk at spor svarende til ladede partikler bøjer i den indre del af detektoren.

Q: Ladede partikler er de eneste, der afsætter spor. Hvorfor?

Afbøjningen skyldes, at hele den inderste del af detektoren er udsat for et kraftigt magnetfelt, som netop har til formål at afbøje ladede partikler. Fysikken bag afbøjningerne er selvfølgelig i sidste ende en konsekvens af elektromagnetismen, og kan nedfældes således:

$$\mathbf{F} = q \cdot \mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

for en partikel med ladning q og med hastighed $\mathbf{v}$ i et magnetfelt $\mathbf{B}$. For relativistiske partikler og omskrevet til impuls fremfor hastighed ser ligningen

således ud:

$$F = \frac{d\mathbf{p}}{dt} \text{ og } p = \gamma m v \rightarrow \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \gamma m \frac{d\mathbf{v}}{dt}$$

centripetalkraften er:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{v^2}{r} = \frac{F}{\gamma m} = \frac{QvB}{\gamma m}$$

eller i enheder af: GeV/c , m , T (tesla) og transvers impuls p_T :

$$Q \cdot p_T = 0.3 \cdot B \cdot r$$

hvor p_T er den del af impulsen der er vinkelret på magnetfeltet r er afbøjningsradiusen, B er størrelsen af magnetfeltet, altså $B = |\mathbf{B}|$

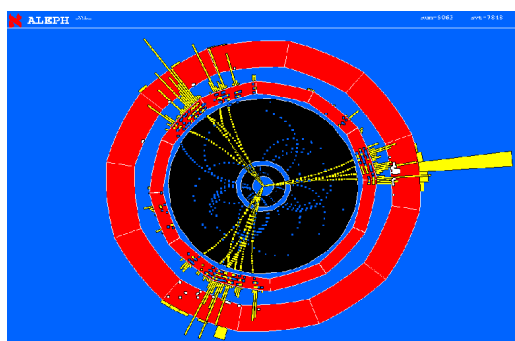


Illustration 24

På figuren ses sporene fra partiklerne i en typisk begivenhed.

Q: Visse spor bøjer mod højre og andre mod venstre. Hvorfor?

Ved at måle afbøjningsradiusen, kan man, da magnetfeltet jo er kendt, måle partiklens impuls via ovenstående formel. Dette er begrundelsen for magnetfeltet: at muliggøre måling af impuls. Da det er væsentlig lettere at måle en stor afbøjning præcist, end en mindre afbøjning, er det fordelagtigt med et kraftigt magnetfelt. Faktisk er

magnetfeltet i ATLAS eksperimentet, som vi skal kigge på senere, så kraftigt, at energien lagret i det svarer til den elektricitet, hele Genève bruger på en halv time!

Hvordan beregnes r: Eksempel på ældre eksperiment; boblekammeret

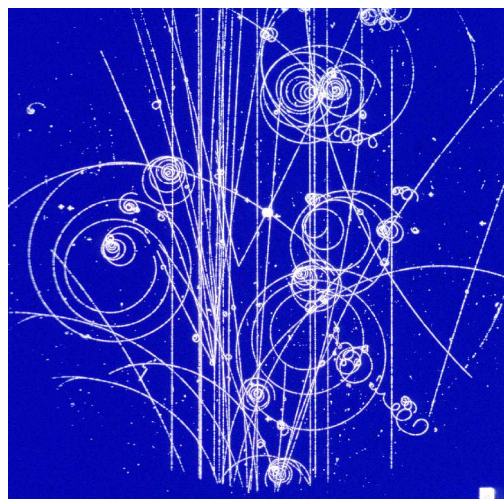


Illustration 25: Eksempel på billede fra et boblekammer. De lodrette linjer viser beamet der næsten uhindret passerer kammeret, hvorimod de krumme linjer svarer til spor afsat af henfaldsprodukterne. Spiralerne opstår som følge af Lorentzkraften kombineret med det faktum, at partiklerne konstant mister energi som følge af ionisering.

Boblekammeret består af et kammer fyldt med flydende, transparent væske, oftest flydende brint, holdt ved en temperatur lige under kogepunktet. Når en ladet partikel passerer kammeret, afsættes energi, der ioniserer væsken langs partiklens bane. Omkring ionerne dannes små bobler, som kan fotograferes, hvorved partiklens spor gemmes til senere analyse. Ved at påtrykke et kendt magnetfelt afbøjes ladede spor, og graden af afbøjning

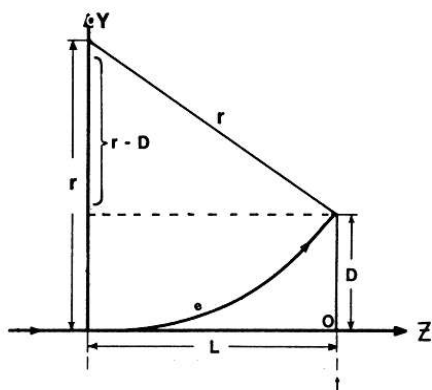


Illustration 26

afslører partiklens impuls. Udover at fungere som detektor, fungerer boblekammeret også som target, idet partiklerne fra et beam rammer protonerne fra væsken, hvilket nogle gange resulterer i dannelsen af nye og interessante partikler. Til trods for at teknikken i dag er uddød, idet den skalerer dårligt og ikke egner sig til masseproduktion af partikelsammenstød, der er brug for i dag, vil vi alligevel kigge på et eksempel, idet eksperimentet er velegnet til at få forstand af.

Lad os antage at magnetfeltet står vinkelret på bevægelsen. Ved at bruge Pythagoras på trekanten i Illustration 26, kan man finde krumningsradius r ud fra målinger af D og L :

$$r = \frac{L^2 + D^2}{2D}$$

$$e|\vec{v}||\vec{B}| = \frac{m|\vec{v}|^2}{r} \quad \text{eller}$$

$$e|\vec{B}|r = m|\vec{v}| = |\vec{p}|$$

Dvs ud fra boblekammerbilleder kan spor skitseres, og man kan beregne

impulsen for de partikler, der afsatte sporene.

2.3.1 Sporfindingsdetektorer

Formålet og den overordnede virkemåde er ens for enhver sporfindingsdetektor: At generere et signal når en partikel passerer et detektor element. Ved at have meget små og tætsiddende detektorelementer, hvis placering er kendt med stor præcision, findes en partikels **position**, som jo var en af de størrelser der stod på partikelfysikerens "ønskeliste". Endvidere kan de enkelte målinger sammen-sættes i den efterfølgende databehandling, og således dannes spor, for hvilke en afbøjningsradius kan måles. Jævnfør ovenstående er derfor en anden vigtig størrelse tilvejebragt: nemlig **impuls**. Såvidt muligt skal en sporfindings-detektor være masseløs, idet stor densitet/stor sporfindingsdetektor giver anledning til et stort energitab. Den efterfølgende måling af partikelenergien bliver derfor mere unøjagtig, jo mere sporfindingsdetektoren vejer.

Scintillationstællere

En af de teknikker, man anvender for at måle spor som dem på illustration 24 ovenfor, er scintillationstællere.

En scintillationstæller består af tre hovedkomponenter:

→ En scintillator: når en ladet partikel passerer scintillatoren, exciteres dets atomer (en elektron skifter skal), og henfalder kort tid derefter til grundtil-

standen under udsendelse af en foton med en bestemt energi.

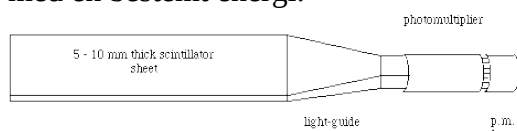


Illustration 27

→ En lysleder: der er i stand til transmittere lyset fra scintillatoren til fotomultiplieren

→ En fotomultiplier: der oversætter det svage optiske signal til et elektrisk signal, kraftigt nok til at blive registreret af elektronikken, der styrer fotomultiplieren. Dette foregår i første omgang via den fotoelektriske effekt, hvor en foton løsriver en elektron fra en katode. Katoden er udsat for et kraftigt elektrisk felt, således at en løsreven elektron accelereres imod en anode, hvor den selv frigør et antal elektroner. Anoden fungerer i sig selv som katode for det efterfølgende katode/anode system, hvor det elektriske felt er endnu større end i det foregående. Sådan fortsættes, indtil der er tilstrækkelig mange elektroner til at danne et signal i

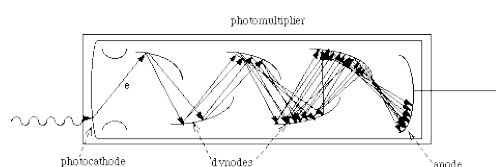


Illustration 28

elektronikken for enden af fotomultiplieren. En typisk fotomultiplier giver 10 millioner elektroner pr foton.

En vigtig egenskab ved scintillationstællere er deres gode tidspræcision. Hvis man anbringer to scintillation

tællere således, at en partikel passerer dem begge, kan man måle tiden, det tager partiklen at bevæge sig imellem de to tællere, og da man også kender afstanden, kan man beregne partiklens hastighed. Hvis man endvidere har målt afbøjningsradius for den samme partikel, og dermed p , kan man udlede partiklens masse idet v og $p = \gamma m v$ er målt uafhængigt. Da hver partikel har en unik masse, er hermed altså **partikeltypen** bestemt. Endvidere er det let at beregne den sidste interessante størrelse nemlig energien, når både massen og impulsen er bestemt ud fra:

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$$

Scintillationstælleren kan laves, så den har en lav densitet ved eksempelvis at bruge gas som scintillator fremfor plastik eller krystaller.

Alt i alt har scintillationstællerne altså en lang række fortrinlige egenskaber, og når de alligevel ikke bruges overalt i partikelfysikken, skyldes det især en ulempe ved teknologien: de er store. Den rumlige opløsning på bestemmelse af positionen er derfor dårligere end for andre detektortyper, og for en del moderne eksperimenter er positionsbestemmelsen essentiel, fordi tætheden af partikler i detektorerne kan være så stor, at to partikler risikerer at ramme den samme følsomme detektor i samme tidsinterval. Dette gør det meget svært efterfølgende at genskabe sporene i rekonstruktionen af begivenheden. Endvidere forringes tidsmålingens brugbarhed i eksperimenter med meget

høj energi, da praktisk talt alle partikler bevæger sig så tæt på lyshastigheden, at scintillationstælleren ikke vil kunne adskille partiklernes hastighed fra lyshastigheden.

Halvleder- og gasdetektorer

Når en partikel passerer en halvlederdetektor (typisk er lavet af silicium), efterlades et spor af elektron/hul-par. Under påvirkning af et elektrisk felt driver elektronerne/ionerne til anode/katode og afsætter der et elektrisk signal, som i den software, der behandler signalerne, fortolkes som at en ioniserende partikel passerede tæt forbi det givne følsomme detektor element. Silicium har den fordel at ioniseringsenergien er meget lille, dvs en partikel vil danne mange elektron/hul-par uden at miste nævneværdig energi. Desuden kan anoden og katoden placeres meget tæt, og derfor kan man positionsbestemme partikelpassagen meget nøjagtigt. Ulempen ved siliciumdetektorerne er at de er dyre at fremstille – specielt hvis de skal kunne modstå de store mængder stråling, de bliver udsat for. Af denne grund har moderne detektorer så som ATLAS kun siliciumdetektorer nærmest kollisions-punktet hvor præcisionen er vigtigst. Længere ude, hvor der er behov for et stort ”sporingsvolumen”, erstattes siliciumdetektorerne af gasdetektorer der virker på stort set samme måde:

passage af en ladet partikel ioniserer gassen og elektroner/ioner opsamles af katoder/anoder, der dog ikke kan placeres så tæt som tilfældet var for silicium. Dette betyder at præcisionen formindskes. Til gengæld er gassen billig og kan let udskiftes.

2.3.2 Partikelidentifikationsdetektorer

Cherenkov detektorer

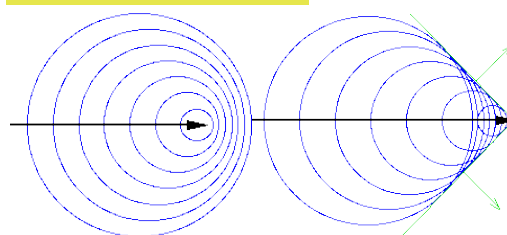


Illustration 29

I Cherenkov detektorer udnyttes den specielle fænomen, at der opstår konstruktiv interferens imellem polarisationsbølgerne, når en ladet partikel bevæger sig med overlyshastighed igennem et materiale indeholdende ladning (altså nærmest et hvilket som helst materiale, bare ikke i vakuum hvor intet er hurtigere end lyset). Så længe partiklen bevæger sig med en hastighed under den lokale lyshastighed, kan bølgerne aldrig mødes (se figuren tv), men så snart en partikel bevæger sig hurtigere, dannes en bølgefront (se figuren th) med unik vinkel, θ , givet ud fra forholdet imellem partiklens hastighed, v , og lysets hastighed, c :

$$\cos \theta = \frac{c}{v \cdot n}$$

hvor n er en materialekonstant, og kaldes brydningsindekset. Ved at kombinere impulsen, $p = \gamma mv$, målt fra sporfindingsdetektorerne med hastigheden målt via Cherenkovvinklen, kan massen, m , og dermed partikeltypen findes.

Der findes, udover de ovenfor nævnte sporingsdetektortyper, en række andre typer, hvis virkemåde vi ikke vil gennemgå her. Fælles for disse er dog, at de bygger på de samme fysiske principper som beskrevet ovenfor.

2.3.3 Kalorimetre og myonkamre

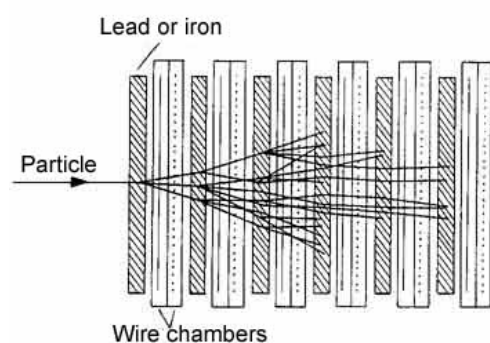


Illustration 30

Hvor en designparameter for sporfindingsdetektorerne og partikelidentifikationsdetektorerne er at påvirke den målte partikel mindst muligt, er det kalorimetrets funktion at måle partiklernes energi ved helt at bremse partiklerne. I en moderne detektor findes typisk to typer kalorimetre: elektromagnetiske og hadroniske kalorimetre, der er optimeret til at udføre præcise energimålinger henholdsvis af foton/elektron og af hadronenergi. I det hadroniske

kalorimeter udnyttes det, at hadroner er sværere at bremse end fotoner/elektroner som bliver standset i det elektromagnetiske kalorimeter. Hvis altså en partikel når frem til det hadroniske kalorimeter må det være enten en hadron eller en myon. Begge detektortyper er bygget op i en lagstruktur hvor der skiftevis er kompakte absorbere beregnet til at starte kaskader og skiftevis sensorer, der skal opfange det skabte signal.

Det elektromagnetiske kalorimeter virker ved, at en høj densitet af materiale forårsager, at elektroner påvirkes af lokale elektriske felter og afstråler såkaldt bremsstrahlung, som er højenergetiske fotoner. Fotonerne konverterer til et elektron-positron par der så igen undergår bremsstrahlung osv. Kaskaden fortsætter, indtil fotonerne ikke længere har tilstrækkelig energi til at konvertere. I sidste ende produceres et elektrisk signal i elektronikken, der er proportional med antallet af elektroner, der er tilbage, som igen er proportional med den afsatte energi, og dermed også med energien af den indkomne foton/elektron. Her antages kalorimeteret at være tilstrækkeligt dybt til, at kaskaden ikke lækker ind i det hadroniske kalorimeter.

Det hadroniske kalorimeter virker på nogenlunde tilsvarende facon, nemlig ved at den indkomne hadron undergår mange vekselvirkninger. Udover at danne af fotoner/elektroner kan hadron også excitere kerner, og danne

neutrinoer eller myoner, der undslipper detektoren. Derfor er præcisionen af hadronkalorimetrets energimåling typisk væsentlig dårligere end det elektromagnetiske.

Myonkamre er placeret endnu længere væk fra kollisionspunktet end det hadroniske kalorimeter, idet myonens særdeles svage vekselvirkning udnyttes til at identificere myoner ud fra udelukkelsesmetoden. Hvis en partikel når myonkammeret, så må det være en myon. I princippet vekselvirker myonen på præcis samme måde som en

elektron, men da den er så tung, er den langt mindre tilbøjelig til at blive accelereret i de elektriske felter, der omgiver detektorens atomer, og dermed meget mindre villig til at undergå bremsstrahlung. Teknikkerne, der bruges til at tvinge en kaskade til at starte, minder om dem fra kalorimetrene, og ligeledes det gør måleteknikken også.

2.4 Sammenhængen imellem detektorer og partikelfysik

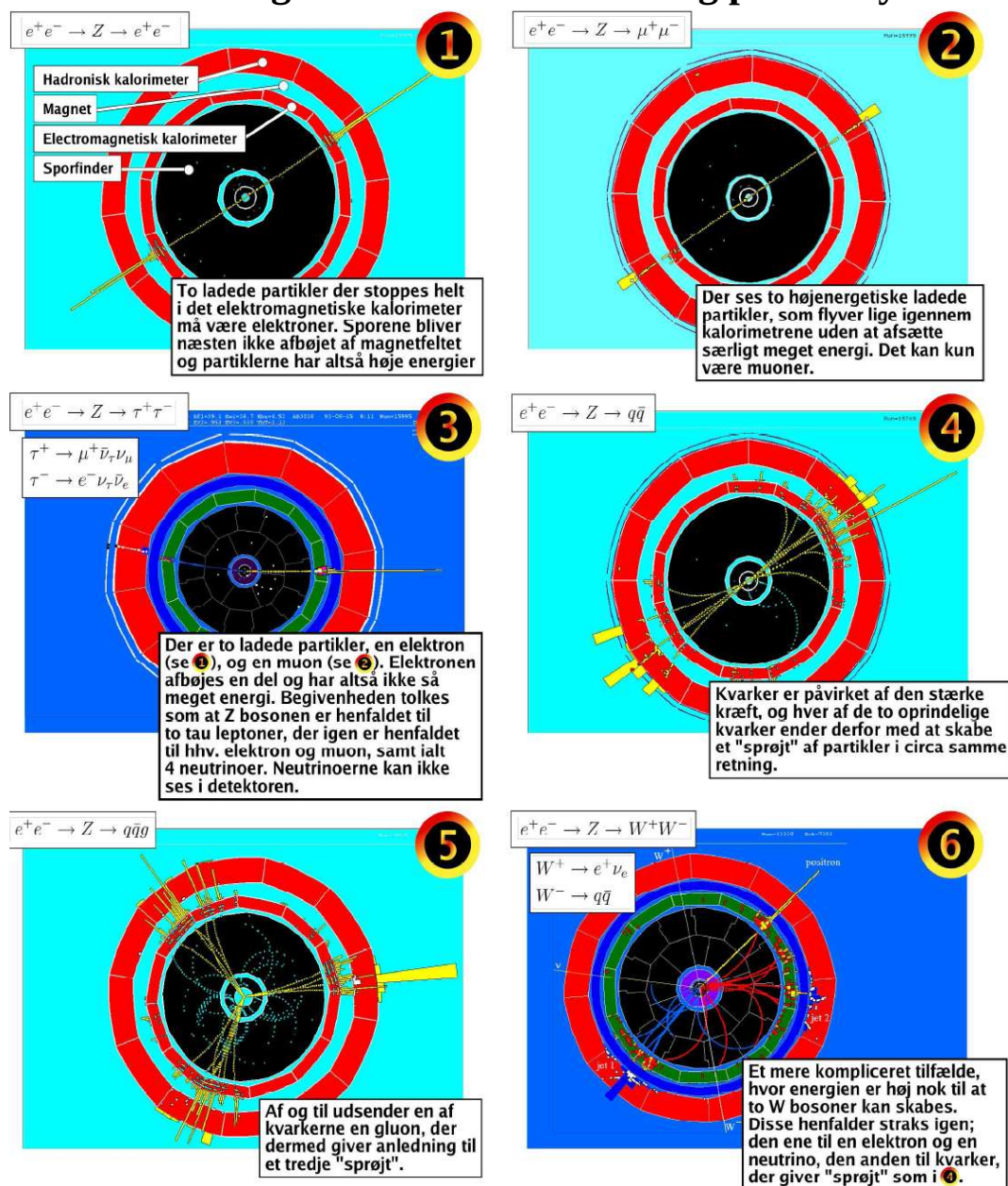


Illustration 31: Såkaldt "event display" der viser eksempler på begivenheder ved ALEPH eksperimentet (nu nedlagt eksperiment på CERN). Sporene i hver begivenhed er projiceret ned på en plan vinkeltret på beam aksen.

Selvom det er vanskeligt at se med det blotte øje, så krummer sporene i $Z \rightarrow e^+e^-$ begivenheden øverst til venstre faktisk. Ifølge sporfindingssoftwaren har

sporene impulser på henholdsvis 46.3 GeV/c og 40.8 GeV/c. Vinklen imellem sporene er 180 grader.

Q: Argumenter for at der nok er tale om et: $Z \rightarrow e^+e^-$ henfald.

Q: Beregn Z massen ud fra denne begivenhed.

Det er vigtigt at forstå, at vi ikke i den enkelte begivenhed ser Z partiklen, og kan altså ikke være sikre på, om den indeholder en Z partikel, eller om der blot er tale om elektron-elektron spredning. Måden hvorpå vi alligevel beviser, at Z partiklen faktisk findes, er ved at se på hvor sandsynlig en vekselvirking imellem to elektroner er som funktion af, hvilken energi elektronerne har. Nedenfor ses, hvorledes denne sandsynlighed stiger enormt, når den indkomne energi nærmer sig Z massen – eller Z resonansen. Til trods for at en logaritmiske skala er benyttet, så viser figuren dog en vis spredning omkring

en central værdi – hvis man måler massen af to Z partikler så får man altså ikke helt nøjagtigt samme svar. Grunden er dels måleusikkerheder, og dels at partikelresonanserne også i sig selv har en vis bredde. Selv med en perfekt detektor ville en top som den nedenstående derfor have en vis bredde.

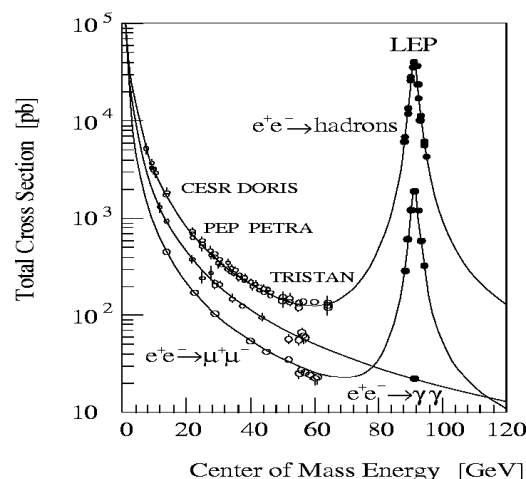


Illustration 32

2.5 Eksempel på et moderne eksperiment: ATLAS

ATLAS er et af fire eksperimenter ved LHC acceleratoren, der færdiggøres i 2008. Som det fremgår af tabellen nedenfor, så er ATLAS i enhver henseende ekstrem!

Dimensioner	46 m lang og 25 m i diameter
Vægt	7000 ton
Antal elektroniske kanaler (måleheder)	150millioner
Antal kollisioner pr sekund	1 milliard
Antal kollisioner pr sekund, der gemmes	100-300
Diskplads forbrug	100 Mb/s eller mindst 1Pb/år
Antal fuldtids fysikere og ingeniører	flere end 2000

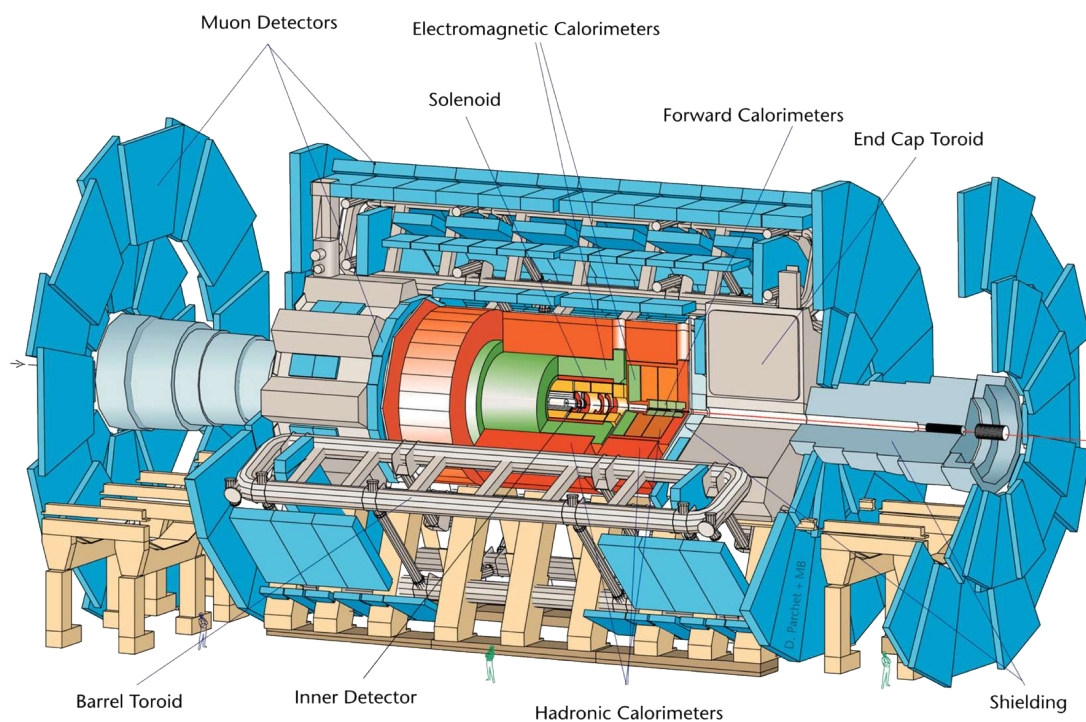


Illustration 33

På illustrationen ses ATLAS eksperimentet (find Holger). Eksperimentet har den typiske løgstruktur som beskrevet tidligere. Sporfindingsdetektorerne er placeret inderst ("Inner Detector / Inner Tracker") bestående af silicium og gasdetektorer. Herefter følger elektromagnetiske og hadron-iske kalorimetre og til sidst myon detektorer. Udformningen af detektoren og specielt størrelsen af den er i høj grad fastlagt ud fra, hvad eksperimentet er designet til at søge efter. ATLAS er designet som man ville designe "luppen til at lede efter

nålen i høstakken". Siden vi ikke rigtigt ved, hvad naturen byder på, når vi skruer op for energien (en faktor 10 i forhold til tidligere eksperimenter), skal ATLAS være i stand til at foretage en lang række målinger. Specielt er der dog i designet tænkt på, at Higgs'en skal kunne findes, hvis altså den eksisterer, og da den, afhængigt af hvor meget den viser sig at veje, kan være særdeles sjælden og svær at finde, er detektoren udstyret med ultrahurtig elektronik. Man kan derfor skelne 25 samtidige begivenheder fra hinanden, og nå at udlæse detektoren, så den er klar til nye 25 kollisioner bare 25 ns senere. Selv med denne kollisionsrate, kan det tage år at bevise for omverdenen at Higgs partiklen er fundet. Endvidere bør det nævnes, at kalorimeteret ved ATLAS er særligt kostbart og præcist, hvilket hovedsagligt skyldes, at man vil være i stand til at finde Higgs partiklen, hvis den er let (hvilket de resterende Standardmodel målinger "foretrækker") og derfor henfalder fortrinsvis til to fotoner $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Generelt gælder det for de fleste teoretiske forsøg på at udvide Standard Modellen, såsom SUSY modeller, at de ofte forudsiger, at der dannes leptoner med stor transvers impuls. Man kan sige, at sådanne partikler er tegn på ny fysik, og af denne grund er ATLAS designet til at kunne skelne elektroner fra pioner, selv ved meget høj p_T samt ved sin hermetisk lukkede struktur at kunne finde svagt vekselvirkende partikler ved at måle alle andre partikler samt gøre brug af impulsbevarelse.

Afrunding

I løbet af sommeren 2008 forventes de første kollisioner ved LHC. I tiden derefter vil ATLAS og de andre tre eksperimenter opsamle data og forsøge at finde en forklaring på Standardmodellens fejl og mangler (se kapitel 1.7). Sideløbende forsøger astrofysikere med helt anden tilgang at svare på de samme spørgsmål. Om løsningen viser sig at være indførslen af Supersymmetri eller måske ekstra dimensioner vil kun tiden vise, men ét er sikkert: de kommende år kommer til at byde på meget

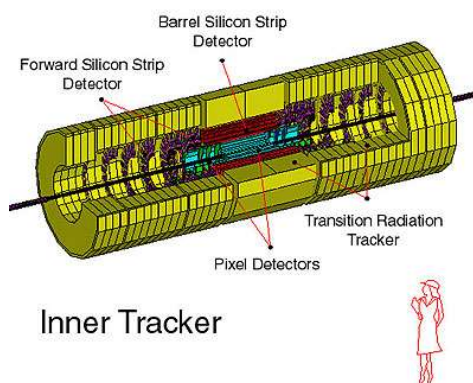


Illustration 34

spændende resultater der forsøger at afdække nogle af de mest fundamentale spørgsmål vi er i stand til at stille: Hvad består stof af? Hvorfor vejer det noget? Hvad foregik der under Big Bang osv osv.

Appendiks A:

Relativitetsteori – fra partikelfysikkens synspunkt

På subatomart niveau er verden ganske anderledes end vores dagligdags verden. Nogle af de ting, der forekommer, er så fremmedartede fra vores erfaringsgrundlag, at man kan stille spørgsmål ved, hvorvidt vi mennesker er i stand til at forstå dem, eller om vi blot er i stand til at beskrive dem matematisk. Her tænkes især på fænomener inden for kvantemekanikken, som vi vender tilbage til lidt senere, og den specielle relativitetsteori:

$$E = \gamma mc^2 \text{ hvor } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

Dette er muligvis den bedst kendte naturvidenskabelige ligning af dem alle. Men hvad betyder den egentligt?

Masse og energi er relaterede størrelser. Hvis man har energi, kan man danne masse og omvendt. At danne energi ud fra masse kendes fra fissions-kernereaktorer, hvorimod den omvendte proces er den der er vigtigst i partikelfysik: at danne masse (dvs partikler) ud fra energi. Dette er præcist hvad der foregår ved accelerator-eksperimenter såsom ved Large Hadron Collider (LHC) på CERN. I denne accelerator oparbejdes kinetisk energi ved at accelerere en relativt let partikel,

således at partiklens totale energi langt overstiger den energi som dens masse svarer til hvis den indsættes i ovenstående formel – den såkaldte “hvileenergi”. Lad os se et par eksempler:

Mads på 60kg kører 60 km/t og har således en kinetisk energi på:

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2} 60\text{kg} [60\text{km/t} \cdot 1/3.6 \text{ (m/s)/(km/t)}]^2 = 8.3 \cdot 10^6 \text{ kgm}^2/\text{s}^2 = 8.3\text{kJ}$$

hans hvileenergi er derimod:

$$E = \gamma mc^2 = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} mc^2 = 5.4 \cdot 10^{18} \text{ kgm}^2/\text{s}^2 = 5.4 \cdot 10^{18} \text{ J}$$

Han har altså $5.4 \cdot 10^{18} \text{ J} / 8.3 \cdot 10^3 \text{ J} = 6.5 \cdot 10^{14}$ gange så stor hvileenergi (som er en slags potentiel energi) som kinetisk energi.

Når en proton ved LHC derimod har opnået sig maksimale energi/hastighed, så har den en hastighed på $2.99792452 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ eller 99.999998% af lyshastigheden.

Q: Kan du se at energi og hastighed følges ad? Dvs jo større energi des større hastighed og omvendt.

Den har altså en potentiel energi:

$$E_{\text{pot}} = m_0 c^2 = 0.94 \text{ GeV}$$

men en kinetisk energi på:

$$E_{kin} = (\gamma - 1)mc^2 \quad \text{dvs:}$$

$$E_{kin} = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - 1 \right) m_{proton} = 7 \text{ TeV}$$

Den kinetiske energi er altså cirka 7500 gange større end den potentielle!

I partikelfysik befinder vi os altså i den helt anden fysiske grænse end dagligdags fænomener. $E_{kin} \gg E_{pot}$

Q: Ved hvilken hastighed er $E_{kin} = E_{pot}$?

Til trods for at partikelfysikken udspiller sig i en verden, hvor $E_{kin} \gg E_{pot}$, så er de fysiske lovmæssigheder faktisk de samme, som vi kender fra andre dele af fysikken.

Q: Vis at Einstein giver Newton ret i, at dagligdags fænomener i form af energi betragtninger beskrives udmærket af $E = 1/2 mv^2$.

A: Vi skal altså eftervise, at:

$$E_{kin,rel} = E_{kin,newton} \quad \text{når } v \ll c. \text{ Enig?}$$

$$E_{kin,rel} = \gamma mc^2 = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} mc^2$$

Man kan nu gøre to ting:

$$1) \text{ Sæt } (v/c)^2 = 0 \rightarrow E_{kin,rel} = mc^2.$$

Det er jo rigtigt i den forstand at vi jo netop har eftervist at for små hastigheder (sammenlignet med c), såsom 60km/t, er hvileenergien alt dominerende. Det betyder dog ikke, at der der slet ikke findes kinetisk energi, så lad os gøre noget som er lidt mere præcist.

$$2) \text{ Siden } v \ll c \quad \text{er}$$

$$\frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \approx 1 + 1/2 v^2/c^2 \quad (\text{taylor på lommerregner}).$$

Dvs:

$$E_{kin,rel} = (1 + 1/2 v^2/c^2) mc^2 = mc^2 + 1/2 mv^2$$

Dvs Einstein giver Newton ret, men med den modifikation at hvileenergien nyfortolkes.

Overfor har vi lært, at ikke bare er masse og energi relaterede størrelser, vi har også lært noget om, hvor meget energi en given masse svarer til. Fordi c , i SI enheder er meget stor: 300.000.000m/s, så skal der kun en lille uanselig masse svarende til et fingerbølfuld vand til at forsyne Danmark med el en hel dag!

Q: Prøv at eftervis denne påstand ved at give nogle overslag på mængden af vand i et fingerbøl, antallet husstande i Danmark, samt gennemsnitligt elforbrug per husstand.

Desværre kan man ikke umiddelbart omdanne masse til energi på den måde, selvom det, i en vis forstand, er formålet med fusionsenergiforskning. Det er dog ikke vand, som skal omdannes, men Li, som også findes i store mængde i naturen.

Lysets hastighed er konstant

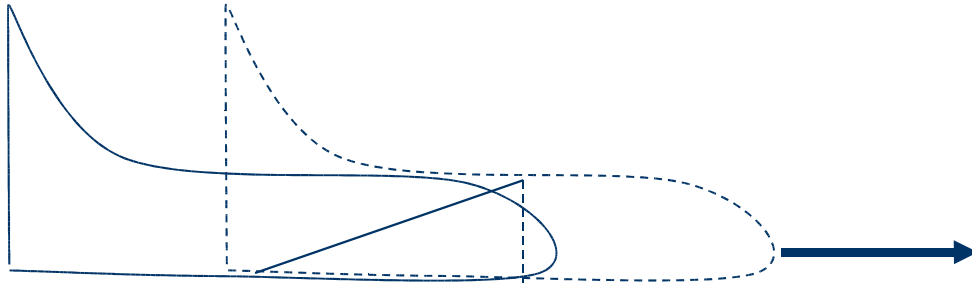
Den specielle relativitetsteori bygger på følgende simple antagelser:

→ De fysiske love er ens i ethvert inertialsystem, dvs. et system der bevæger sig med konstant hastighed.

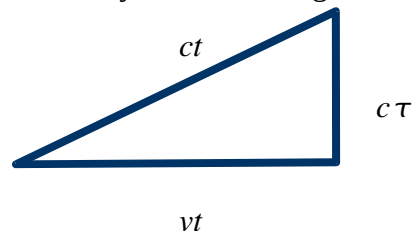
→ Lysets hastighed i vakuum er konstant c , uafhængigt af hvorledes lyskilden bevæger sig i forhold til observatøren. Ud fra disse antagelser, der vel næppe virker urimelige, kan

hele den specielle relativitetsteori udledes. Konsekvenserne er vidtrækkende.

Betragt for eksempel et lysglimt der udsendes fra et gulv i en flyvemaskine:



Lysets hastighed er ens i flyvemaskinen og udenfor:



Af dette følger:

$$(ct)^2 = (vt)^2 + (c\tau)^2 \rightarrow \tau = t(1 - v^2/c^2)^{1/2}$$

Dvs tiden går ikke lige hurtigt i flyet og på jorden!

Relativistiske ligninger:

Impuls: $p = \gamma m_0 v$

Energi: $E = \gamma m_0 c^2$

Q: Kombiner de to ovenstående ligninger, eliminer v og eftervis herved:

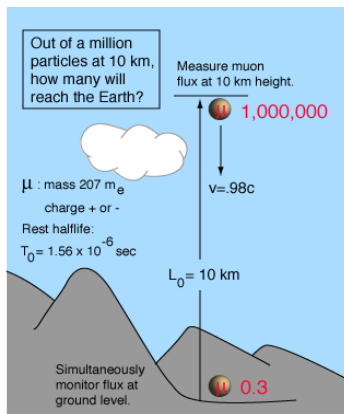
Impuls energi relation:

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4$$

Sammenhængen $t' = \gamma t$, kaldes den relativistiske tidsforlængelse, og på lignende vis findes den relativistiske længdeforminskelse:

$$L' = L/\gamma$$

Myon eksperimentet. Myonen er en slags tung elektron, der henfalder til en elektron og en neutrino med en halveringstid på 1.56 mikrosekunder. Myoner skabes i atmosfæren som følge af kosmisk stråling. Som illustreret nedenfor er grunden til, at vi observerer mange myoner ved jordoverfladen, at de bevæger sig med relativistiske hastigheder, således at tidsforlængelsen eller længdeforkortelsen, om man vil, tillader en relativ stor procentdel af dem at nå de cirka 10km til jordoverfalden.



Distance: $L_0 = 10^4$ meters

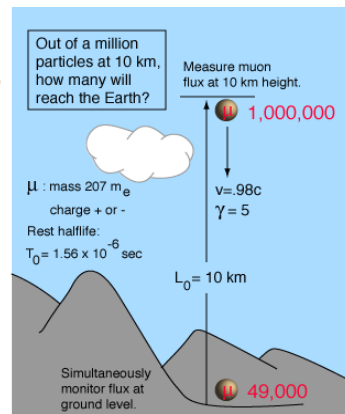
Time: $T = \frac{10^4 \text{ m}}{(0.98)(3 \times 10^8 \text{ m/s})}$

$T = 34 \times 10^{-6} \text{ s} = 21.8$ half-lives

Survival rate:

$\frac{I}{I_0} = 2^{-21.8} = 0.27 \times 10^{-6}$

Or only about 0.3 out of a million.



Distance: $L_0 = 10^4$ meters

Time: $T = \frac{10^4 \text{ m}}{(0.98)(3 \times 10^8 \text{ m/s})}$

$T = 34 \times 10^{-6} \text{ s} = 4.36$ half-lives

Survival rate:

$\frac{I}{I_0} = 2^{-4.36} = 0.049$

Or about 49,000 out of a million.

The muon's clock is time-dilated, or running slow by the factor $T = \gamma T_0$, so its measured half-life is $5 \times 1.56 \mu\text{s} = 7.8 \mu\text{s}$.

Enheder

Da masse og energi er relaterede, har vi kun brug for én enhed til at beskrive de to størrelser i partikelfysik. Vi har valgt energi. SI enheden for energi: Joule, er som du måske bemærkede ovenfor uhensigtsmæssig stor set ud fra et fundamentalt niveau: F.eks svarer hvilemassen af en proton cirka til:

$$0.0000000001 \text{ J} \approx 10^{-10} \text{ J}$$

Det er derfor hensigtsmæssigt at indføre energienheden elektronvolt: eV, således at 1eV er den energi, en elektron modtager ved at gennemløbe et spændingsfald på 1V.

1 eV = $1,6 \cdot 10^{-19}$ J. I partikelfysik ser man oftest energier målt i Giga elektron volt, GeV (det vil sige, 1000000000 eV), og selv TeV (1000 gange højere udtales: "Tera elektron volt"). For små partikler såsom protoner, elektroner og lignende, er disse energier enorme. For makroskopiske objekter såsom biler og gymnasieelever, er sådanne energier derimod uanseelige.

Idet masse og energi er forbundne størrelser, betyder valget af enhed for energi samtidigt et valg af enhed for masse:

$E = m_0 c^2 \rightarrow m_0 = E / c^2$ Dvs enheden for masse bliver: eV/c². Ofte bruges også MeV/c² og GeV/c².

Relativitetsteori –

som Einstein udviklede den.

Ovenfor har vi kun beskæftiget os med den såkaldte specielle relativitetsteori. Den generelle relativitetsteori tog det Einstein 10 år ekstra at udvikle, blandt andet fordi den matematisk er langt mere kompliceret end den specielle.

Eksempler. Partikel/bølge dualitet

Til trods for at ingen i dag betvivler mesterværkerne, den generelle og den specielle relativitetsteori, så var teorierne så kontroversielle, at Einstein aldrig fik nobelprisen for dem. Han fik derimod nobelprisen for forklaringen af den fotoelektriske effekt som du måske kender fra flg forsøg:

Lys i en stråle sendes mod en metalplade. Det viser sig at nogle frekvenser af lyset bevirker at elektroner løsriveres fra metallet, hvorimod andre frekvenser blot varmer

metallet.

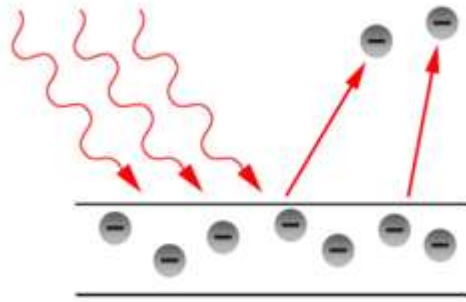
Resultaterne

forklarede Einstein ved, at lys består af partikler, fotoner, med en diskret energi:

$$E=hf$$

hvor $h=6.63 \cdot 10^{-34}$ Js er Plancks konstant, og f er frekvensen af lyset målt i Hertz ($=s^{-1}$).

Fotonerne er i stand til at løsrive

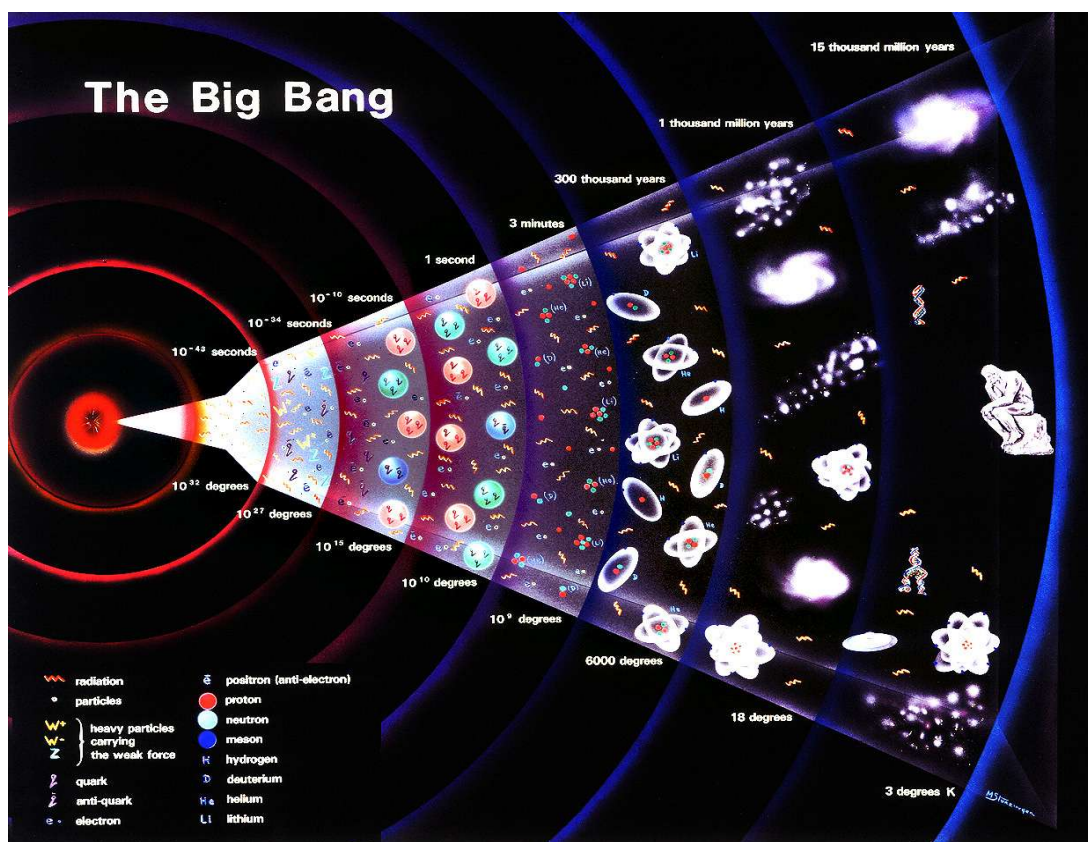


elektroner fra metallet hvis deres energi overstiger løsrivelsesarbejdet W . Den løsrivne elektron har derfor energien: $E_{kin} = hf - W$.

Einstein konkluderede altså at lys består af fotoner med en given velbestemt energi. Endvidere er elektroner partikler, idet også disse har diskrete og velforståede energier.

Appendiks B:

Big Bang og kosmologi



Den moderne kosmologi tager sit teoretiske udspring i Einsteins generelle relativitetsteori fra 1917, der i sin oprindelige form udelukker eksistensen af et statisk univers – dvs et univers der hverken udvider sig eller trækker sig sammen. Denne konsekvens havde end ikke Einstein indset, og da det stod klart, kompenserede Einstein ved at indføre den såkaldte kosmologiske konstant, Λ , hvis frastødning præcist ophæver massens gravitationelle tiltrækning. At universet imidlertid udvider sig og altså er dynamisk, blev eftervist eksperimentelt af Edwin Hubble i 1929, at lys udsendt fra fjerne galakser er mere rødforskuet end lys fra nærmere galakser: rødforskydningsfaktoren z er proportional med afstanden til kilden, r . Endvidere er z proportional med hastigheden v ; dvs: $r \propto v$. Jo længere væk en galakse er fra os, des hurtigere bevæger den sig væk fra os. Med til kendsgerningen om, at alle afstande i universet øges med tiden, hører naturligvis antagelsen om, at stoffet engang i fortiden må have været meget mere koncentreret, end det er i dag – det er her den såkaldte kosmologiske standardmodel tager sin oprindelse.

Big Bang og kernesyntesen

I 40'erne arbejdede Gamow og Alpher på at forklare de observerede grundstofhyppigheder i universet. Dannelsen af de to hyppigst forekommende

grundstoffer: hydrogen og helium, kunne forklares ud fra antagelsen om, at universet i en alder af få minutter bestod af en suppe af nukleoner ved en ekstremt høj tæthed og temperatur. Dette er grundlaget for den såkaldte Big Bang model, der i dag er den eneste sandsynlige model for universets skabelse, om end dens detaljer er under konstant revision. I grove træk ser vores nuværende beskrivelse af Big Bang nogenlunde således ud:

$0 < t < 10^{-43} \text{s}$

Universet skabes. Al kendt fysik bryder sammen, idet stoffets tæthed i denne periode er så stor, at gravitationelle effekter ikke kan ignoreres. Der er brug for en teori for kvantegravitationen for at forklare, hvad der foregår i denne æra, og en sådan teori findes ikke (endnu).

$10^{-43} < t < 10^{-33} \text{s}$

Med en temperatur på 10^{32}K består universet af stråling, kvarker, leptoner og deres antipartikler. Naturkræfterne, foruden gravitationen, er samlet i én kraft. I slutningen af perioden accelereres udvidelsen af den såkaldte inflation.

$10^{-33} < t < 10^{-10} \text{s}$

Den stærke kernekraft kobles fra de andre kræfter, idet man forestiller sig at alle fire kræfter hidtil har været samlet i een "ur-kraft".

$10^{-10} < t < 1 \text{s}$

Den elektromagnetiske kraft og den svage kernekraft afkobles, og kommende vekselvirkninger styres derfor af de samme kræfter, som vi kender i dag. Kvarkerne samles tre og tre i kernepartikler, og der dannes et overskud af stof i forhold til antistof.

Baryogenese

Det vides ikke, hvordan overskuddet af stof frem for antistof opstod. Man kan konstruere teorier for dette ved at antage, at baryontal-bevarelsesloven kun er approksimativ. Det er imidlertid meget imidlertid vanskeligt at få dannet et tilstrækkelig stort overskud af baryoner i forhold til anti-baryoner for ikke at komme i modstrid med kosmiske observationer, uden samtidigt at komme i modstrid med partikelfysikkens målinger, der jo lægger strenge bånd på størrelsen af et eventuelt brud på baryontallets bevarelse.

Følgende 3 svage reaktioner er de hyppigst forekomne:

$$p + e^- \leftrightarrow n + \nu_e$$

$$p + \bar{\nu}_e \leftrightarrow n + e^+$$

$$n \rightarrow \bar{\nu}_e + p + e^-$$

Forholdet imellem neutroner og protoner er i ligevægt med værdien:

$$\frac{n}{p} = \exp\left(\frac{-\delta mc^2}{k_B T}\right)$$

hvor $\delta mc^2 = m_n - m_p = 1.293 \text{ MeV}/c^2$ og $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$.

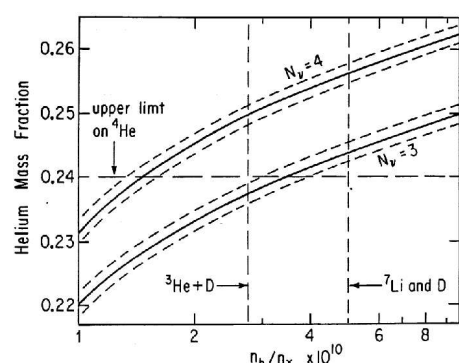
I slutningen af perioden ophører neutrinoernes vekselvirkning med universets øvrige bestanddele. Af de ovenstående reaktioner er derfor kun neutron henfaldet relevant, og forholdet imellem antallet af neutroner og protoner mindskes, idet neutronerne henfalder med en halveringstid på 10.3 min.

1s < t < 1000s

En del af elektronerne annihilerer med deres antipartikler, og der dannes enorme mængder stråling (fotoner). Endvidere dannes de lette atomkerner: især brint og helium, men også små mængder lithium og beryllium. Neutronerne er fra dette tidspunkt bundet i kerner, og forholdet imellem antal neutroner og protoner i universet forbliver konstant, og kan sammenlignes med observationer i dag (se figuren nedenfor). Det samme gælder for de relative hyppigheder af helium (både 3- og 4He isotopen) samt deuterium og lithium.

Dannelsen af atomkerner stopper imod slutningen af perioden, idet de termiske energier her er for små til at overvinde Coulomb barriererne.

Universets udvidelseshastighed afhænger af energitætheden. Hvis der havde været andre partikler til stede såsom en neutrino fra en fjerde familie, ville universet have udvidet sig med en anden hastighed, og dermed ville eksempelvis helium/proton forholdet have været "frosset" ved en anden værdi. Dette er illustreret på nedenstående graf, der bygger på detaljerede beregninger samt eksperimentelt input: det ses, at målingerne stemmer bedst overens med 3 neutrinfamilier. Dette er altså en fuldstændig uafhængig bekræftelse af hvad LEP målingerene viste (se afsnit 1.6).

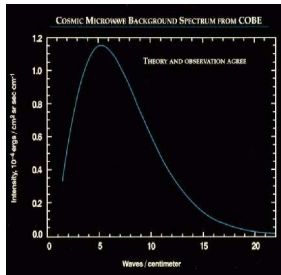


Helium masse brøkdelt versus baryon til foton forholdet. Pilene indikerer de eksperimentelt tilladte regioner. Dvs en ekstra let neutrinfamilie er udelukket.

D.N. Schramm. Fermilab-conf-90/120-A

t ~ 300000 år: Rekombination

Strålingen, hvis bølgelængde udvides med samme faktor som universet, besidder ikke længere tilstrækkelig energi til at fastholde atomerne på deres ioniserede stadie, og den hydrogen og helium, der omgiver os i dag, dannes. Man siger, at strålingen afkobles.



Målinger af baggrundsstrålingen fra COBE satellitten sammenholdt med den teoretiske Planck kurve. Lysintensitet op ad y-aksen og bølgelængde ud af x-aksen.

Naivt ville man forvente at der ved afkoblingen ville gælde: $k_B T = 13.6 \text{ eV} \rightarrow T \sim 10^5 \text{ K}$, idet bindingsenergien for hydrogenatomet er 13.6 eV .

Imidlertid er der to ting, som dette regnestykke ikke tager højde for:

→ Fotonerne befinder sig i termisk ligvægt med stoffet, hvilket betyder, at deres temperatur følger en såkaldt Planck-kurve. Se figuren tv.

→ Antal fotoner per nukleon er omkring en milliard.

Tilsammen betyder dette, at der er tilstrækkelig mange energirige fotoner i "halerne" til at fastholde brinten i ioniseret tilstand ved temperaturer langt lavere end 10^5 K – faktisk sker rekombinationen derfor ved en temperatur omkring 4000 K .

$T \sim 10^9 \text{ år}$

De ældste stjerner og galakser dannes idet stoffet trækker sig sammen under tyngdekraften.

$T \sim 1.4 \cdot 10^{10} \text{ år}$

Nutiden. Stjerner har via fusionsprocesser dannet tungere grundstoffer som efter supernovaeksplosioner er blevet spredt ud i rummet, og derved muliggjort liv. Strålingen er afkølet til omkring 3 grader over det absolutte nulpunkt, hvilket er observeret i talrige eksperimenter.

Ingen anden teori end Big Bang teorien er i stand til på nogen troværdig måde at forklare de observerede grundstofforekomster i universet eller eksistensen af baggrundsstrålingen. Disse er nogle af de tungtvejende grunde til Big Bang teoriens store udbredelse og succes.

Alligevel er den, ligesom partikelfysikkens Standardmodel, ikke i stand til at tilvejebringe den fuldstændige beskrivelse.

Problemer i den nuværende model er, at:

- 10% af alt stof synes at være usynligt, på nær via deres tyngdepåvirkninger. Såkaldt mørkt stof.
- 80% af al energi i universet er af en ukendt natur. Såkaldt mørk energi.

Dette er naturligvis meget alvorlige mangler, og tiden vil vise, om problemerne løses med hjælp fra partikelfysikken, eller om det snarere er kosmologien, der hjælper med at løse problemerne i partikelfysikken.

Konstanter

Avogadros tal	$N_A=6.022 \cdot 10^{23}$
Boltzmanns konstant	$k_B=1.381 \cdot 10^{-23} \text{JK}^{-1}$
Lysets hastighed (i vakuum)	$c=2.998 \cdot 10^8 \text{m/s}$
elektrisk felt konstant	$\epsilon_0=8.854 \cdot 10^{-12} \text{AsV}^{-1}\text{m}^{-1}$
magnetisk felt konstant	$\mu_0=1.257 \cdot 10^{-6} \text{VsA}^{-1}\text{m}^{-1}$
elementarladningen	$e=1.602 \cdot 10^{-19} \text{As}$
elektronens hvilemasse	$m_e=9.109 \cdot 10^{-31} \text{kg} = 0.511 \text{MeV}/c^2$
neutronens hvilemasse	$m_n=1.675 \cdot 10^{-27} \text{kg} = 0.9401 \text{MeV}/c^2$
protonens hvilemasse	$m_p=1.673 \cdot 10^{-27} \text{kg} = 0.9391 \text{MeV}/c^2$
atom masse enhed	$u=1.661 \cdot 10^{-27} \text{kg}$
Plancks konstant	$h=6.626 \cdot 10^{-34} \text{Js}$
$\hbar$	$\hbar=h/2\pi=1.055 \cdot 10^{-34} \text{Js}$

Formler

energi og impuls	$E_0=mc^2, E=\gamma mc^2$
	$\beta=v/c, \quad \gamma=\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$
	$E=\gamma E_0, E=pc/\beta$
	$E^2=(pc)^2+(m_0c^2)^2$
energi frekvens relation	$E=hf$
Heisenberg usikkerhedsrelation	$\Delta x \Delta p \geq \hbar$
	$\Delta E \Delta t \geq \hbar$
de Broglie bølgelængden	$\lambda=h/p$
Lorentz kraften	$\vec{F}=q(\vec{E}+\vec{v} \times \vec{B})$

Opgaver i partikelfysik

Partikelacceleratorer

Opgave 1

- a) Hvilken energi kan en partikel maksimalt opnå i en 27 km lang ringformet tunnel (LHC) med et magnetisk felt på maksimalt 8.36 T?
- b) Hvilken impuls svarer dette til?
- c) Den maksimale proton energi planlægges at være 7 TeV. Hvilken brøkdel af ringen udgør afbøjningsmagneterne under forudsætning af at magneterne yder deres maksimale felt?

Opgave 2

I LHC ringen er der 2835 proton bundter i hver ring (i. e. i hver omløbsretning). Bundterne bringes til "kollision" ved hvert eksperiment (såsom ATLAS). Hvor mange gange passerer bundterne hinanden

- a) Pr sekund?
- b) Pr 10 timers run?

Opgave 3

Tidsintervallet imellem bundter der ankommer til en detektor er 25 ns. Hvor mange kollisioner indtræffer pr sekund? Med hvilken frekvens mødes bundterne?

Opgave 4

Strømmen af proton beamet ved LHC er 0.5A. Hvor mange protoner er der i et bundt når der er 2835 bundter i ringen og tidsintervallet imellem bundterne er 25ns.

Opgave 5

Hvad er den totale kinetiske energi lagreret i ringen når der er 2835 bundter med 10^{11} protoner per bundt, og hver proton har energien 7 TeV?

Hvor meget skal en båd med en fart på 11 km/h veje for at have den samme kinetiske energi?

Opgave 6

Hvad er strømmen hvis der er 10^{11} partikler pr bundt?

Opgave 7

Vakuumbøret som bundterne bevæger sig i har en diameter på 18 mm. Hvor mange omgange kan protoner tage i ringen og forblive i tuben hvis man ikke fokuserer beamet?

Hint: Tænk på tyngdekraften

Opgave 8

Hvor lang tid skulle en racerbilkører med 320 km/h køre for at nå ligeså langt som en proton ved LHC når på 1 sekund?

Opgave 9

I LHC acceleratorern kan strømmen i de superledende magneter øges med 10A pr sekund. Hvor lang tid tager det at nå maksimalstrømmen på 11700A?

Partikelreaktioner

Baggrund

Begivenhedsraten (der fortæller hvor mange proton-proton sammenstød der reelt sker i en detektor) er defineret således:

$$\frac{N_{\text{begivenheder}}}{t} = \frac{n_b \cdot f_{\text{omgang}} \cdot N_1 \cdot N_2}{A} \cdot \sigma$$

hvor n_b er antal bundter per beam, f_{omgang} er antal omgange et bundt bevæger sig rundt i ringen, N_1 og N_2 er antal partikler i to bundter bevægende sig i hver sin retning. A er bundternes tværsnitsareal og σ er tværsnittet for at en given begivenhed sker (dvs: en slags sandsynlighed for at en given begivenhed forekommer). Den første del af ligningen kaldes luminositeten, L , og er defineret således:

$$L = \frac{n_b \cdot f_{omgang} \cdot N_1 \cdot N_2}{A} \text{ eller}$$

$$L = \frac{f_{omgang} \cdot N^2}{A}, \text{ når } N_1 = N_2$$

Så begivenhedsraten kan skrives som:

$$\frac{N_{\text{begivenhed}}}{t} = L \cdot \sigma$$

Hvis man kender frekvensen hvormed bundter mødes, f_{bundt} , bliver begivenhedsraten:

$$\frac{N_{\text{begivenhed}}}{t} = \frac{f_{\text{bundt}} \cdot N_1 \cdot N_2}{A} \cdot \sigma$$

Opgave 10

LEP acceleratorern lå i den samme tunnel hvor LHC er placeret. Ved LEP var der 4 bundter i beamet og luminositeten var $100 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Antag at tværsnittet for en bestemt begivenhed er $1.0 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ eller: 1 barn (b).

- Hvor mange begivenheder af den type sker pr sekund?
- Hvor lang tid gik der imellem at bundter bragtes til kollision ved LEP?
- Sammenlign med LHC

Opgave 11

Ved LHC opstart forventes en luminositet på $1 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Det estimerede tværsnit for at producere en Higgs boson er 50 fb, hvis man kræver at den henfalder til to fotoner. Hvor mange sådanne begivenheder kan forventes pr sekund?

Ved Tevatron acceleratoren ved Chicago er luminositeten $10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Hvor lang tid skal de forvente at måtte opsamle data inden de ser den første Higgs boson, hvis man antager at tværsnittet for at producere den er den samme som ved LHC?

Opgave 12

Luminositeten ved LHC ventes efterhånden at nå op på $1 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Hvis der er 17000 begivenheder på 100 ms, hvad er da tværsnittet i barn for denne type begivenhed?

Opgave 13

Tværsnittet for Z produktion ved LEP (som kolliderede elektroner med positroner) er 32 nanobarn, ved en beam energi på 91 GeV. Hvor lang måtte man vente på den første begivenhed ved en luminositet på $23 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$?

Standard Modellen

Baggrund:

Der findes tre slags partikler der er bygget op af kvarker. Mesonerne består af en kvark og en antikvark ($q \bar{q}$), baryonerne som består af tre kvarker (qqq) og antibaryonerne der består af tre antikvarker ($\bar{q} \bar{q} \bar{q}$). Kun partikler med disse kvarkkombinationer er blevet fundet eksperimentelt.

Ved at tilskrive enhver kvark en farve (rød, blå eller grøn) og hver antikvark en anti-farve, kan Kvarkmodellen forklare de observerede kombinationer af kvarker. Reglen er at alle partikler er hvide, og at farven hvid opnås ved at kombinere 3 kvarker med forskellige farver, eller en farve og den tilsvarende anti-farve.

En anden regelmæssighed er, at ingen nogensinde har set en partikel med en ikke-heltallig ladning. Ladningen må være: -1, 0, +1 eller +2 fordi kvarkernes ladning er hhv $+2/3$ eller $-1/3$. For eksempel er tre gange $+2/3$ i lig +2, $(+2/3) + (-1/3) + (-1/3)$ er lig 0 og tre gange $-1/3$ er -1.

Kvark	Forkortelse	Ladning/lel
up	u	$+2/3$
down	d	$-1/3$
strange	s	$-1/3$
charm	c	$+2/3$
bottom	b	$-1/3$
top	t	$+2/3$

Opgave 14

Hvor mange grundtilstands mesoner og baryoner kan man opbygge i en Standard Modellen hvis vi har:

- a) 4 kvarker (u, d, s og c) eller

b) 6 kvarker (se tabellen nedenfor).

Hint

Når man skal beregne ladning i spørgsmål b) er det hensigtsmæssigt at opskrive kvarkerne på følgende måde:

Kvark	Ladning/ e
u	$+2/3$
c	$+2/3$
t	$+2/3$
d	$-1/3$
s	$-1/3$
b	$-1/3$

Det viser sig at alle kvarkkombinationer er realiseret i naturen. Endvidere giver hver kvarkkombination typisk anledning til flere partikler der adskiller sig fra hinanden ved at kvarkernes spin er kombineret på forskellig måde.

Opgave 15 – Atomer

Estimer radius af et guld atom

Hint: Tag en kube med sider på en centimeter. Inddel i mindre kuber – en for hvert guld atom.

Du får brug for Avogadro's tal, gulds densitet samt massen af et guld atom.

Opgave 16 - Partikelbølger og relativitet

Hvilken partikel energi (f.eks. elektronenergi) er nødvendig for at undersøge den indre struktur af

- atomer,
- protoner og neutroner?

Hint: Ligesom i et mikroskop, bestemmes opløsningen af bølgelængden.

Ved høje energier bliver partikler relativistiske.

Opgave 17 - Virtuelle partikler

Nu da dimensionen af neutroner og protoner er velkendt, kan man estimere massen af den partikel, der er ansvarlig for vekselvirkningen imellem kerner.

Hint: Vekselvirkningen imellem ladede partikler foregår ved overførsel af fotoner. Idet udbredelsen af denne vekselvirkning er uendelig, må hvilemassen for fotonen være nul, da man ellers ville skulle låne energi fra vakumet i uendelig lang tid, hvilket bryder Heisenbergs Usikkerhedsrelation. Vekselvirkningen imellem nukleoner er begrænset i udstrækning til omkring 10^{-15} m.

Heisenbergs usikkerhedsrelation tillader fluktuationer i energien i meget korte tidsintervaller, således at "virtuelle" partikler kan dannes. Disse er ansvarlige for vekselvirkningen imellem partiklerne.

Opgave 18 – acceleratorer

Hvis en accelerator har en radius på 3 km, hvor stort magnetfelt skal den have for at kunne producere Z og W bosoner?

Hvilken omgangsfrekvens skal den have?

Er det muligt at bygge en accelerator der kan genskabe energier fundet i kosmiske stråler på jorden (energier op til 10^{20} eV), når det maksimale magnetfelt er 10 T?

Hint: Acceleratorern Large Electron Positron Collider (LEP) på CERN, havde en længde på omkring 27 kilometer. Elektroner og positroner bevæger sig ultra relativistisk.

Massen af Z bosonen produceret i LEP1 (indtil 1995) er omkring 91 GeV. Massen af W bosonen er omkring 80 GeV; LEP2 (indtil 2000) havde energi nok til at producere W's i par.

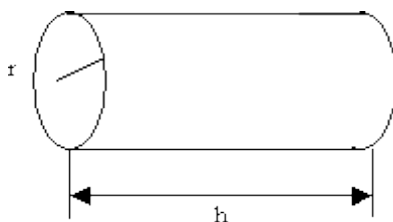
Opgave 19 – Partikel beams

Sammenlign densiteten af guld og oxygen med densiteten af partikler i et accelerator beam.

Hjælp

Et partikel beam er opdelt i såkaldte bundter som flyver rundt i ringen som cigarer med en bestemt afstand imellem sig. Et bundt i Large Hadron Collider

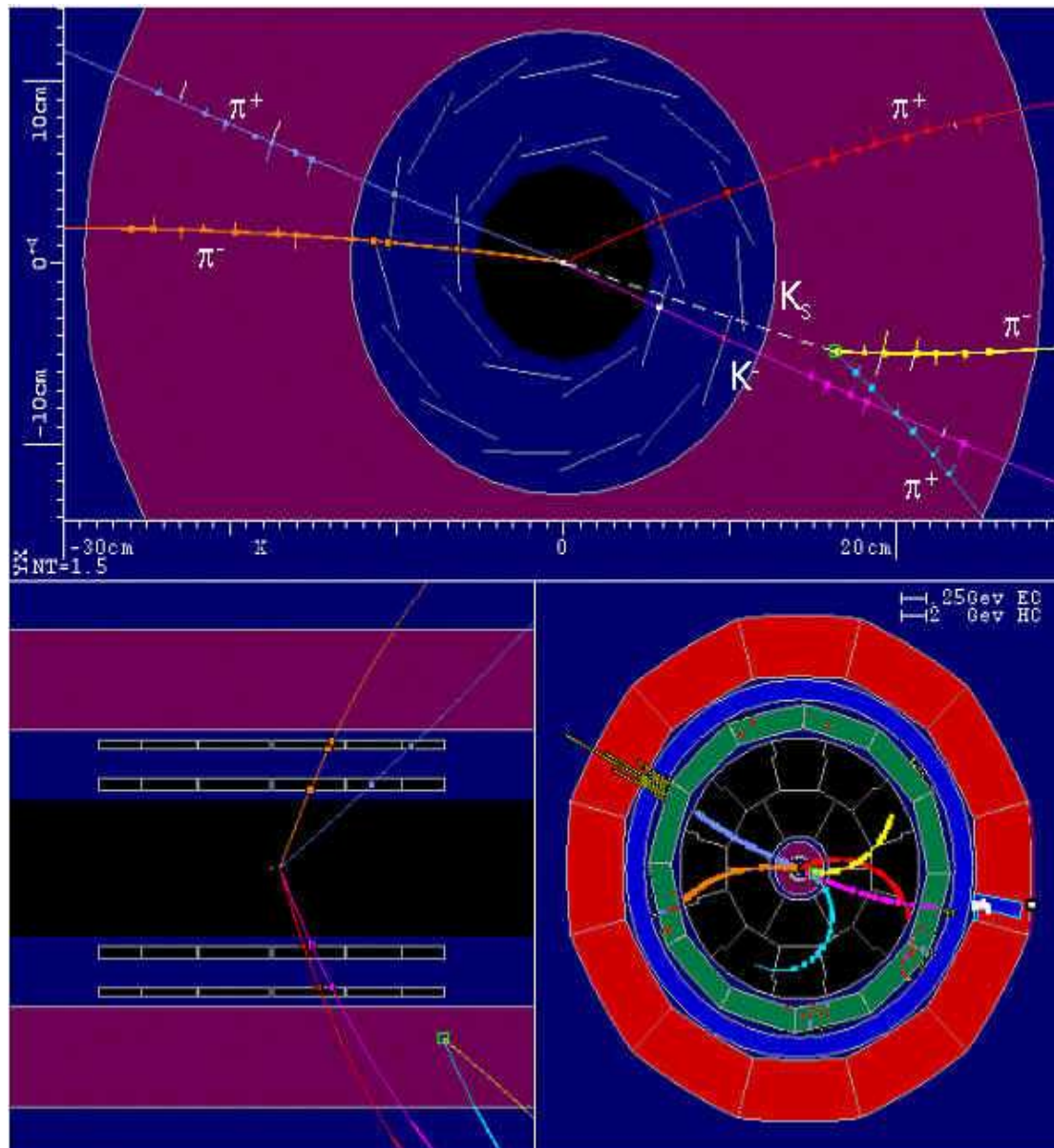
(LHC) på CERN har en længde af omkring 15 cm og en radius på omkring 17 mm og er fyldt med omkring 10^{11} protoner.



Opgave 20: Analyser data fra en Aleph begivenhed.

De tre billeder nedenfor viser forskellige tværsnit af ALEPH detektoren (altså forskellige synsvinkler) for den samme begivenhed. I billedet nederst til højre ses de forskellige detektordele i den karakteristiske løgstruktur med detektorerne inderst og kalorimetrene længere væk fra beam akse, som står vinkelret på figuren.

I det øverste billede er zoomet ind på sporfindingsdetektorerne, og man ser resultatet i form af spor af forskellige partikler som følger af en $e^+ e^-$ kollision der har fundet sted i centrum af detektoren kort forinden. Sporenes afbøjning skyldes det kraftige magnetfelt (magneten er den lyseblå ring på figuren øverst til højre).



Opgave 20.1:

- Den inderste detektor kaldes vertex detektoren, og kan ses på den øverste af de tre figure. Hvad er dens radius?
- I hvilken retning peger det magnetiske felt?
- Hvor mange partikler produceres ved sammenstødet?
- Hvad er den elektriske ladning af en K_s ?
- Levetiden af denne partikel er 89.35 picosekunder ($= 0,000\,000\,000\,08935\text{ s}$). Antag at K_s bevæger sig med lyshastighed. Hvor langt når den (i gennemsnit) inden

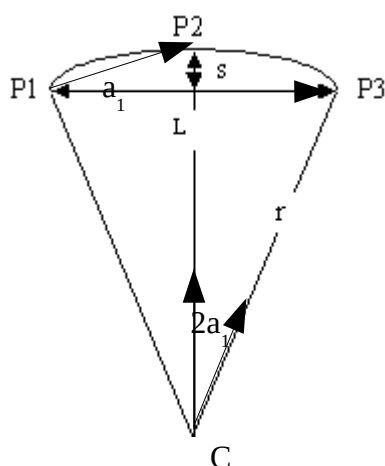
den henfalder?

f) Hvor langt når den rent faktisk i eksperimentet? Forklar forskellen.

Baggrund: Sporfinding med simpel geometri

Formålet med at analysere data fra en begivenhed er at beregne masser, energier og impulser af de forskellige partikler der udgør begivenheden. For at beregne impulsen af et spor må man måle sporets krumning, eller rettere radius i den cirkel som sporet udgør en del af. I denne Opgave lærer du at beregne radius af et spor ud fra tre punkter på sporet.

En ladet partikel der farer igennem detektoren afsætter flere “hits” eller signaler på i detektorelementerne på dens vej. I begivenheden ovenfor ses de forskellige hits som prikker langs de forskellige spor. Ved at bruge avancerede statistiske metoder findes den kurver der bedst rammer hitsene – denne kurve kaldes for sporet af en given partikel. Hvis man antager at en given partikel ikke taber energi som følge af vekselvirkninger med detektoren og at magnetfeltet er konstant, vil partiklen bevæge sig i en cirkelbane i detektoren med en radius entydigt bestemt af partiklens impuls.



Betragt de tre punkter P1, P2 og P3 som ligger på en cirkel med centrum i C. For ikke at komplicere beregningerne unødigt antages at P2 ligger lige langt fra P1 og P3. For at beregne radiusen, r , af sporet må man først beregne s og L , som er afstanden imellem P1 og P3. Lad os kvantificere problemstillingen:

Opgave 20.2a:

Beregn s og L ud fra koordinaterne P1, P2 og P3 som danner det orange spor. Koordinatsystemets centrum er beam aksens.

Spor 2	x (cm)	y (cm)
P1	-148.327	-29.9367

P2 -154.138 -33.5045

P3 -159.885 -37.2683

Da s og L kendes, kan sporets radius r beregnes idet følgende approksimation kan anvendes, idet α_1 er vinklen P2-P1-P3 og θ er vinklen P2-C-P3

$s \ll L$ α_1 er lille og derfor $\tan(\alpha_1) \approx \alpha_1$ og $\sin(\theta) \approx \theta$.

Endvidere gælder: $\theta = 2 \alpha_1$

Opgave 20.2b:

Brug ovenstående approksimationer til at vise at sporets radius kan udtrykkes ved:

$$r = L^2 / 8s$$

Opgave 20.2c:

Beregn krumningsradius r for sporet givet ved de tre punkter ovenfor.

Beregning af impuls og energi for en partikel ud fra radiusen af dens spor:

I den foregående Opgave lærte vi at beregne radiusen for et spor. Her vil vi lære at beregne impuls og energi for en partikel ud fra radiusen af dens spor.

Opgave 20.3a:

Når en partikel bevæger sig cirkulært som vist, i hvilken retning peger da kraften der virker på dem? Hvad kaldes kræfter der ansvarlige for cirkelbevægelse? Nedskriv et udtryk for den.

Opgave 20.3b:

Hvad kaldes kraften der får en ladet partikel til at bevæge sig i en cirkel når den udsættes for et magnetfelt? Hvordan beregnes størrelsen af kraften hvis det antages at det magnetiske felt, B , står vinkelret på partikels bevægelsesretning.

Opgave 20.3c:

Ved at kombinere udtrykkene for 20.3a og 20.3b og omskrive ved at benytte $p = mv$, kan følgende udtryk nedskrives:

$$p_t = rqB$$

Brug dette udtryk til at beregne impulsen af det orange spor, idet det oplyses at

magnetfeltet har styrken 1.5T.

I ALEPH eksperimentet peger det magnetiske felt langs beam akse – vi kalder dette z-retningen. Det betyder at radiusen ovenfor er vinkelret på z-retningen og impulsen som vi beregnede ud fra denne radius er impulsen i x-y planen. Denne impuls kaldes den transverse impuls, p_t . Vi kender ikke komponenten af impulsen langs beam akse, eller den totale impuls af partiklen, men det gør ikke noget for der er impulsbevarelse i alle tre akseretninger.

Hvis man betragter figuren nederst til venstre ses at det orange spor peger opad, og lidt til højre. Ifølge elektronikken er vinklen af sporet i denne plan $\nu=68^\circ$, hvor ν er vinklen imellem sporet og z-aksen.

Opgave 20.3d:

Udnyt at størrelsen af den transverse impuls kendes, $p_t = 1.047 \text{ GeV}/c$, til at beregne partiklens totale impuls.

Hvis man gentog beregningen ovenfor for alle partikler kan alle ladede partiklers impuls findes. Men selv når det er sket er partiklen ikke identificeret, dvs dens type er ikke bestemt. Identifikation foregår ved detaljerede studier af hvor meget en given partikel ioniserer i de forskellige detektordele idet man udnytter et detaljeret kendskab til detektoren samt det faktum at ioniseringen afhænger af partiklens masse og dens (kendte) impuls.

Lad os antage at alle partikler er identificerede (se tabellen nedenfor), så vi kommer til de mere interessante spørgsmål: Hvad lå der til grund for skabelsen af de fem partikler i den betragtede begivenhed. For at besvare dette spørgsmål må vi finde den totale energi af de fem partikler.

Partikel	K^-	π^-	π^+	π^+	π^+	π^-
Spor radius [cm]	684	227	708	121	71	117
p_t [GeV/c]	3.071	1.047	3.182	0.547	0.321	0.525
q [grader]	66	68	38	72	65	35
p [GeV/c]	3.362	1.129	5.168	0.575	0.354	0.925
m [MeV/c ²]	493.7	139.6	139.6	139.6	139.6	139.6

(q er det orange spors vinkel)

Opgave 20.3e:

Beregn energien af alle partikler.

Hvad skete der i virkeligheden?

Ovenfor identificerede vi alle partikler i begivenheden, og vi beregnede deres energi og impuls ud fra ALEPH detektorernes målinger. Nu vil vi forsøge at besvare spørgsmålet om hvad der egentlig lå til grund for de producerede spor. Vi ved at sporene må kunne ledes tilbage til en vekselvirkning imellem en elektron og en positron der kom fra hver deres retning og hver med en energi på 100GeV. Ovenfor beregnede vi midlertidigt at sporene tilsammen kun besad omkring 10GeV. Hvordan kan det forklares?

Det mest sandsynlige forklaring er den følgende (men husk at fysikerene på CERN i al væsentlighed ikke har mere information til rådighed end figurerne ovenfor): elektronen og positronen annihilerede ikke, de "strejfede" blot på hinanden, ved hver at udsende en foton. Fotonerne annihilerede og producerede et kvark-antikvark par. Den ækvivalente energi svarende til kvark-antikvark parrets masse kan ikke overstige den samlede energi af de målte spor, der starter ved kollisionspunktet i centeret af detektoren.

Opgave 20.4:

Hvilke kvark-antikvark par kunne være produceret?

Husk at der er tale om en elektromagnetisk vekselvirkning (det er fotoner der ansvarlige) som overholder "flavour" symmetri. Det vil sige at kvarken må være antikvarkens antipartikel.

Hvorfor er detektorerne så store?

I LEP acceleratoren var energien i massecenteret omkring 200 GeV (100 GeV pr partikel), og ofte blev der produceret myoner. I denne Opgave illustreres at man har brug for kraftige magnetfelter og store detektorkamre for at detektere 100 GeV myoner.

Opgave 20.5:

- Hvorfor kan energien af en myon produceret ved LEP aldrig overstige 100 GeV?
- Beregn impulsen af en 100 GeV myon. En myons hvilemasse er $105.7 \text{ MeV}/c^2$.
- Magnetfeltet ved ALEPH detektoren var omkring 1.5 T. Hvad er baneradiusen af en 100GeV myon i dette magnetfelt, hvis myonen bevæger sig vinkelret på feltet?
- Detektoren kan måle en *sagitta* (dvs en afbøjet afstand) på omkring 1 mm (dvs $s = 1 \text{ mm}$). Beregn ved at bruge resultatet fra 20.2b, den minimum radiale længde af sporfindingsdetektoren.

Sporfindingsdetektoren kan kun måle impuls og ladning af en partikel. For at

identificere partiklen kræves andre detektorer: elektromagnetiske- og hadroniske kalorimetre og myonkamre placeret ved større radier end sporfindingsdetektorerne. Alt i alt bliver diameteren af ALEPH eksperimentet omkring 20 meter!

ATLAS eksperiment er væsentlig større idet acceleratoren forsyner beam partiklerne med mere energi. Diameteren af ATLAS er omkring 30 meter (rundetårn er 36 meter højt).

Opgave 21 – Bevarelseslove.

Hvilke af flg henfald er mulige? Forklar.

A)

$$1. \quad \tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$$

$$2. \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ \gamma$$

$$3. \quad \pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$$

$$4. \quad \tau^+ \rightarrow e^+ \gamma$$

$$5. \quad \tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$$

B)

$$6. \quad \mu^- \rightarrow e^-$$

7.

$$t \rightarrow \bar{s} + \bar{b}$$

$$8. \quad b \rightarrow s + \bar{s} + d + e^- + \bar{\nu}_e$$

9.

$$n \rightarrow p^+ e^- + \bar{\nu}_e$$

C)

$$10. \quad \Lambda \rightarrow \pi^+ + \pi^0$$

$$11. \quad \Lambda \rightarrow p + \pi^0$$

Opgave 22 - Bevarelseslove.

Udfyld de manglende pladser

$$1. \quad n \rightarrow p + e^- + \dots\dots$$

2. + n → + e⁻
3. π^+ → μ^+ +

Opgave 23 – Ekstra dimensioner

Forestil dig at en kollision ved ATLAS resulterer i et spor som ud fra krumningen ses at hidhøre fra en positivt ladet partikel. Sporet ligger i x,y planen og impulsmålingen fra sporfindingsdetektoren giver $p_t = 5 \text{ GeV}/c$, og energimålingen i kalorimetrene giver 10 GeV.

a) Hvad er partiklens masse?

Antag at der findes én ekstra dimension og man antager at der var tale om en tung proton der ioniserer på samme måde som en almindelig proton.

b) Hvad er da størrelsen af den ekstra dimension i GeV^{-1} .

c) I SI enheder?

Hint: for at oversætte længde i naturlige enheder til SI kan følgende udtryk anvendes: I SI: $E^2 = (cp)^2 + (mc^2)^2 + (n/R)^2 (c\hbar)^2$, alternativt kig på enhederne: Hvilke faktorer af c og $\hbar$ må man gange invers energi med for at få længde. (Svar $\hbar c$)

Opgave 24 – Stationært mål kontra kolliderende beams

Betragt reaktionen $pp \rightarrow pnW^+$.

Sæt $m_p = m_n = 1 \text{ GeV}/c^2$, og $m_W = 80 \text{ GeV}/c^2$. Hvilken energi må protonen/protonerne mindst være i besiddelse af hvis:

a) Begge protoner har samme energi – altså i et kollisionseksperiment.

b) En proton rammer en proton i et stationært mål (såkaldt “fixed target eksperiment”).

Hint: Den totale energi til rådighed kan approksimeres med $E_{tot}^2 = 2m_{p,A}E_B$, hvor proton “a” er stationær og “b” er beam proton. Begrundelse:

$$E_{tot}^2 = 2p_A p_B + 2E_A E_B + m_{p,A}^2 + m_{p,B}^2 \sim 2 \cdot 0 + 2m_A E_B + m_{p,A}^2 + m_{p,B}^2 \sim 2m_{p,A} E_B + 0 + 0$$

Opgave 25 – Partikelidentifikation

I opgave 20 blev antog vi at alle ladede spor skyldtes pioner, men lad os se på et mere realistisk tilfælde, hvor man ikke med sikkerhed ved hvilken partikel der er tale om. Hvis man ikke har tilstrækkelig god energimåling, må man beregne partikelenergien, ud fra en antagelse om hvilken partikel der afsatte sporet. Lad os se på følgende eksempel:

En neutral partikel er henfaldet til en positiv og en negativ ladet partikel. I detektoren ser denne situation ud som om der opstår to ladede spor “ud af ingenting”.

a) Hvorfor ser det sådan ud? Hvorfor kan man altså ikke se et spor der peger hen til henfaldspunktet?

b) Det positivt ladede spor har impulsen: $p_{\text{pos}} = (p_x, p_y, p_z) = (1.0 \text{ GeV}/c, 0.2 \text{ GeV}/c, 0)$, og det negativt ladede spor har tilsvarende $p_{\text{neg}}(p_x, p_y, p_z) = (1.0 \text{ GeV}/c, 0.2 \text{ GeV}/c, 0)$. Hvad er henfaldspartiklernes energi hvis man antager at de er pioner?

c) Hvad er massen af moderpartiklen i dette tilfælde?

d) Gentag b) og c) under antagelse af at den positive partikel var en proton, og den negative var en pion.

e) Begrund at det ikke er nødvendigt at ty til lommeregner for at finde svaret hvis den negative partikel var en anti-proton og den positive partikel en pion.

f) Forklar hvorfor ingen af antagelserne om partikeltype præcist resulterer i en masse af moderpartiklen som du kan genkende fra tabelværdien. Hvilken partikel tror du der henfaldt, og til hvad? Begrund dit svar.

Opgave 26 - Kvarkmodellen

For et par år siden var den store nyhed indenfor partikelfysik den påståede eksistens af såkaldte pentakvark partikler, hvor *penta* betyder 5. Hvordan er denne konstruktion mulig indenfor kvarkmodellen (hint anti-kvark).

Projekt 27: Opdagelsen af Omega- (Ω^-) partiklen

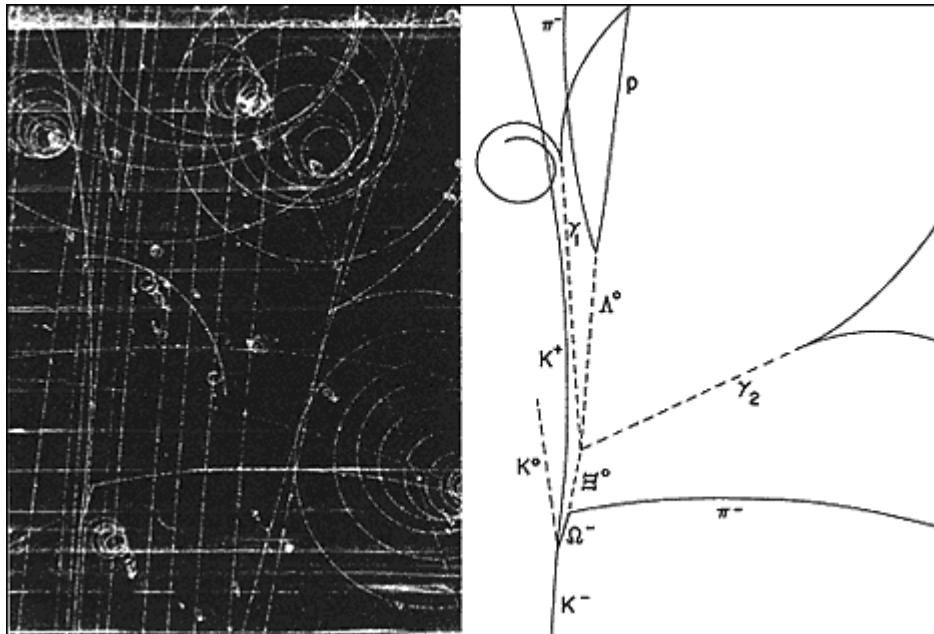


Illustration 31

Lad os kigge på et interessant eksempel, hvor teknikken blev anvendt i praksis: Opdagelsen af Omega-partiklen. I starten af 60'erne var Kvarkmodellen ny og kontroversiel, men ikke desto mindre kunne man ved hjælp af den gruppere alle kendte partikler ud fra deres spin, og antagede kvark indhold. Hvad modellen behøvede for at slå igennem for alvor, var en forudsigelse og efterfølgende opdagelse af en ny partikel. Omega- var

præcist en sådan partikel. Fortalerne for Kvarkmodellen argumenterede for, at der måtte findes en partikel bestående af tre s kvarker. Denne partikel var imidlertid ikke eksperimentelt eftervist på daværende tidspunkt.

Vi vil i det følgende kigge på de originale billeder og herudfra beregne massen af denne nye partikel.

Ovenfor findes billedet fra boblekammeret og herfra er følgende målinger udledt.

Spor nummer	θ :Azimutal i grader.	φ :Afbøjning i grader	Impuls i MeV/c
1(den indkomne K^-)	4.2	1	4890
2 (K^+)	6.9	3.3	501
3 (Ω^-)	14.5	-1.5	
4 (π^- fra "kink")	79.5	-2.7	281

5 (π^- fra Λ^0)	344.5	-12	256
6 (p fra Λ^0)	9.6	-2.5	1500
7 (γ til højre)	357	3.9	82
8 (γ til venstre)	63.3	-2.4	177

Ved gentagen brug af loven om impulsbevarelse og energirelationen kan alle skridtene i begivenheden rekonstrueres og massen af W^- kan beregnes. For at hjælpe gives her alle reaktionsligningerne:

$$K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0$$

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$$

$$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$$

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

Lad os forsøge at besvare følgende opgave:

- a) Først må dataene konverteres til kartesiske koordinater, for at kunne gøre brug af bevarelseslovene. Brug følgende transformation

$$p_x = |\vec{p}| \cos \theta \sin \phi$$

$$p_y = |\vec{p}| \cos \theta \cos \phi$$

$$p_z = |\vec{p}| \sin \theta$$

- b) Beregn massen af den partikel der henfalder til fotonerne der er nummereret 7 og 8. Hvilken partikel kunne det være? Prøv også at argumentere uden brug af reaktionsligningerne.
- c) Beregn massen af den neutrale partikel der henfalder til partiklerne 5 og 6. Passer den beregnede masse nogenlunde overens med tabelværdien? Forklar eventuelle afvigelser.
- d) Beregn impuls og energi af Ξ^0 . Deducer herud fra dens masse.
- e) Beregn massen af Ω^- partiklen.
- f) K^0 i den primære reaktion bliver ikke set i boblekammeret. Lav et konsistenscheck ved at beregne dens masse og sammenlign med tabelværdien: $497 \text{ MeV}/c^2$.

Løsninger til Opgaver

Opgave 1

I.flg. Newtons 2. lov, $F = ma$ for et beam i en ring:

$$qvB = m \frac{v^2}{R}$$

Da impulsen af en beam partikel er $p = mv$, hvor m er den relativistiske masse fås:

$$\begin{aligned} p &= qRB \\ &= 1,6021 \cdot 10^{-19} C \cdot \frac{27000 m}{2 \pi} \cdot 8,36 T \\ &\approx 5,756 \cdot 10^{-15} kgm/s = \frac{5,756 \cdot 10^{-15} kgm/s \cdot 3 \cdot 10^8}{1,6021 \cdot 10^{-19} J/eV} = 10,8 TeV/c \end{aligned}$$

Den effektive længde af ringen er mindre end 27 km og den maksimale energi er planlagt til at være 7 TeV.

Med en energi på 7 TeV bliver den tilsvarende impuls:

$$E^2 = E_0^2 + p^2 c^2 \text{ og derfor}$$

$$p = \sqrt{\frac{E^2 - E_0^2}{c^2}} = \sqrt{\frac{(7 TeV)^2 - (0,938 \cdot 10^{-3} TeV)^2}{c^2}} \approx 7 \frac{TeV}{c}$$

eller

$$p = \frac{7 \cdot 10^{12} \cdot 1,6021 \cdot 10^{-19} J}{3 \cdot 10^8 m/s} = 3,738 \cdot 10^{-15} kgm/s$$

Den effektive afbøjningslængde i LHC ringen er derfor:

$$2 \pi = 2 \pi \frac{p}{qB} = 2 \pi \frac{3,738 \cdot 10^{-15} kgm/s}{1,6021 \cdot 10^{-19} C \cdot 8,36 T} \approx 17,5 km$$

Der er andre komponenter end afbøjningsmagneter, fx acceleratorkaviteter, eksperimenter og fokuserende magneter. Procentdelen af disse linære sektioner er

$$\frac{27 km - 17,5 km}{27 km} \approx 35 \%$$

Opgave 2

Bundterne bevæger sig praktisk talt med lyshastighed, så de mødes hvert

$$\frac{27 \cdot 10^3 \text{ m}}{2835} = 3.175 \cdot 10^{-8} \text{ s}$$
$$3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

svarende til frekvensen:

$$\frac{1}{3.175 \cdot 10^{-8} \text{ s}} = 32 \text{ MHz}$$

Dette tal burde være 40 MHz, men der er huller i beamet (manglende bundter) som følge af påfyldningsproceduren.

På 10 timer mødes bundter:

$$32 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{s}} \cdot 10 \cdot 3600 \text{ s} \approx 1,2 \cdot 10^{12} \text{ gange} .$$

Den opsamlede data mængde fra 1 sekunds kollisioner svarer til 10000 Britannica Encyclopedia.

Opgave 3

Bundterne mødes

$$\frac{1 \text{ s}}{25 \cdot 10^{-9} \text{ s}} = 40 \text{ million gange pr sekund}$$

hvormed mødefrekvensen bliver 40 MHz.

Opgave 4

Strømmen er:

$$I = \frac{Q}{t} = 0.5 \text{ A} = \frac{0.5 \cdot 1,6021 \cdot 10^{-19} \text{ e}}{\text{s}} = 3.1 \cdot 10^{18} \text{ e/s}$$

Tiden er 25 ns, dvs:

$$25 \cdot 10^{-9} \cdot 3.1 \cdot 10^{18} / \text{s} = 8 \cdot 10^{10} \text{ protoner} .$$

Opgave 5

Den totale energi i beamet er:

$$E_{total} = 2835 \cdot 10^{11} \cdot 7 \cdot 10^{12} \cdot 1,6021 \cdot 10^{-19} J \\ \approx 320 MJ$$

Sammenlignet med en båd med en fart på 11 km/h eller cirka 3 m/s fås en masse på:

$$m = \frac{E}{\frac{1}{2}v^2} = \frac{320 MJ}{0,5 \cdot (3 m/s)^2} = 70000 \text{ ton}$$

for at have samme kinetiske energi.

Opgave 6

Strømmen er:

$$I = \frac{10^{11} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} C}{25 ns} \approx 0,64 A \text{ eller}$$

$$I = 10^{11} \cdot 1,6021 \cdot 10^{-19} \cdot 40 MHz \approx 0,64 A .$$

Opgave 7

Protoner påvirkes af tyngdekraften:

$$s = \frac{1}{2}gt^2 \quad . \text{ Tiden det tager at falde 18mm er:}$$

$$t = \sqrt{\frac{2s}{g}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 0,018 m}{9,81 m/s^2}} \approx 61 ms .$$

På den tid når protonen:

$$\frac{3 \cdot 10^8 m/s \cdot 61 ms}{27 \cdot 10^3 m} \approx 670 \text{ omgange.}$$

Beamet bør varer mindst 10 timer eller:

$$10 \cdot 3600 s \cdot 40 MHz = 1,4 \cdot 10^{12} \text{ omgange.}$$

Ergo: en accelerator har brug for fokusering!

Opgave 8

Det ville tage:

$$t = \frac{s}{v} = \frac{ct}{v} = \frac{300000 \text{ km/s} \cdot 1 \text{ s}}{320 \text{ t/t}}$$
$$= 937,5 \text{ t} = 39 \text{ dage (og nætter).}$$

Opgave 9

Det tager:

$$t = 11700 \frac{A}{10 \text{ A/s}} = 1170 \text{ s} \approx 19.5 \text{ min} .$$

Opgave 10

Begivenhedsraten ved LEP med et tværsnit på 1 barn er:

$$\frac{N_{\text{begivenhed}}}{t} = L \cdot \sigma = 100 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 = 10^8 \text{ begivenheder/s}$$

Tiden pr omgang er:

$$\frac{27 \cdot 10^3 \text{ m}}{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} \approx 90 \mu \text{ s}$$

Hvorned frekvensen bliver:

$$\frac{1}{90 \mu \text{ s}} \approx 11 \text{ kHz} .$$

4 bundter → kollisionsfrekvensen bliver:

$$4 \cdot 11 \text{ kHz} = 44 \text{ kHz}$$

Dvs at tiden imellem kollisioner er:

$$\frac{1}{44 \text{ kHz}} = 2.3 \cdot 10^{-5} \text{ s} = 23 \mu \text{ s}.$$

Ved LHC er der 25 ns imellem kollisioner mellem bundter. Ved hver sådan kollision er der igennemsnit 25 kollisioner imellem partikler.

Opgave 11

$$\frac{N_{\text{begivenheder}}}{t} = L \cdot \sigma = 1 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \cdot 50 \cdot 10^{-15} \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ begivenheder/s}$$

Man skal altså vente:

$$\frac{1}{5 \cdot 10^{-5} \text{ s}} = 2 \cdot 10^4 \text{ s} = 5.6 \text{ timer}$$

før man ser den første Higgs boson (antaget at den findes overhovedet)

Tevatron

Begivenhedsraten:

$$\frac{N_{\text{begivenheder}}}{t} = L \cdot \sigma = 1 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \cdot 50 \cdot 10^{-15} \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ begivenheder/s}$$

Dvs at man må vente:

$$\frac{1}{5 \cdot 10^{-5} \text{ s}} = 2 \cdot 10^7 \text{ s} = 230 \text{ dage} \quad \text{før den første Higgs boson er produceret.}$$

For at være sikker på at det rent faktisk er en Higgs man har set, bliver man dog nødt til at have set nogle stykker, fx 10, hvilket så tager 6.4 år!

Opgave 12

Begivenhedsraten er:

$$N_{\text{begivenheder}}/t = L \cdot \sigma$$

så tværsnittet for begivenhedstypen er:

$$\sigma = \frac{17000}{1 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}} = 1.7 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2 = 17 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 = 17 \mu \text{ b}$$

Opgave 13

Begivenhedsraten er:

$$L \cdot \sigma = 23 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \cdot 32 \cdot 10^{-9} \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \approx 0.736 \text{ begivenheder / s} \text{ .}$$

Så man skulle kun vente cirka: $1/(0.736 \text{ 1/s}) = 1,4 \text{ s}$ før den første Z partikel var dannet.

Opgave 14

$u \quad +2/3$	$d \quad -1/3$	$s \quad -1/3$	$c \quad +2/3$
$\bar{u} \quad -2/3$	$\bar{d} \quad +1/3$	$\bar{s} \quad +1/3$	$\bar{c} \quad -2/3$

Mesoner

4 kvark tilfældet: enhver kvark kan kombineres med enhver antikvark: $4 \cdot 4 = 16$ muligheder.

6 kvarker giver: $6 \cdot 6 = 36$ muligheder.

Baryoner

Baryoner er (qqq) kombinationer.

Q=0: Enhver kvark med ladning +2/3 kan kombineres med hver af følgende kvark par: dd, ds, db, ss, sb, eller bb. Dvs 6 forskellige kombination for hvor af de tre +2/3 kvarker: $3 \cdot 6 = 18$ mulige kombinationer.

Q=-1: Enhver kvark med ladning -1/3 kan kombineres med 2 vilkårlig andre kvarker med ladning -1/3. Dvs

$3 \cdot 3 \cdot 3 = 27$ kombinationer.

Q=2: Tilsvarende for ladning +2/3 kvarkerne.

$3 \cdot 3 \cdot 3 = 27$ kombinationer.

Q=1: Enhver kvark med ladning -1/3 kan kombineres med hver af følgende kvark par: uu, uc, ut, cc, ct eller tt. Dvs 6 forskellige kombinationer for hvor af de tre -1/3 kvarker: $3 \cdot 6 = 18$ mulige kombinationer.

Alt i alt fås således:

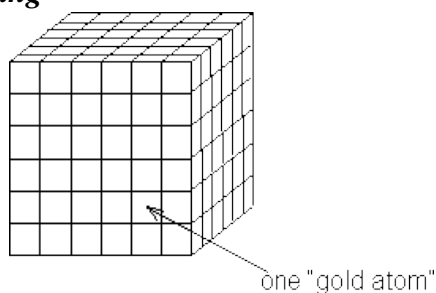
$18 + 27 + 27 + 18 = 90$ kombinationer.

Idet hver af disse 90 partikler har en antipartikel fås yderligere 90 kombinationer.

Ovenpå dette skal adderes en utal af exciterede tilstande af de enkelte kvarkkombinationer.

Opgave 15 - Atomer

Løsning



Atom vægt og densitet for guld:

$$M = 197 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1} \quad \rho = 19.3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$$

$$n = \frac{V}{M} = \frac{\rho}{M} = 0.098 \text{ mol}$$

$$N = n \cdot N_A = 5.9 \times 10^{22}$$

Der er altså $6 \cdot 10^{22}$ atomer i kuben.

$$V' = a^3 \quad V' = \frac{V}{N}$$

$$a = \sqrt[3]{\frac{V}{N}} = 2.56 \times 10^{-8} \text{ cm} \approx 3 \times 10^{-10} \text{ m}$$

Et guld atom har en diameter på $3 \cdot 10^{-10} \text{ m}$, hvilket giver omkring 10^{-10} m for atom radiusen.

Opgave 16 - Partikel bølger og relativitet

Hvilken partikelenergi (f.eks. elektronenergi) er nødvendig for at undersøge den indre struktur af

- atomer,
- protoner og neutroner?

Løsning

- For at undersøge krystalstrukturen af et materiale har man brug for en opløsning på omkring $1 \cdot 10^{-10} \text{ m}$.

$$p = \frac{h}{\lambda} = 6.6 \times 10^{-24} \text{ kgms}^{-1} = 0.0124 \text{ MeV/c}$$

$$E_{kin} = \frac{p^2}{2m} = 150 \text{ eV}$$

Elektroner er ikke-relativistiske ved denne energi fordi den er væsentlig mindre end deres hvileenergi på 0.5 MeV.

- Kernens dimension er mindre end $1 \cdot 10^{-15} \text{ m}$.

$$p = \frac{h}{\lambda} = 6.63 \cdot 10^{-19} \text{ kgms}^{-1} = 1.24 \text{ GeV}/c$$

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} \gg pc = 1.24 \text{ GeV}$$

Elektroner er relativistiske ved denne energi → Du behøver ikke medregne deres hvileenergi.

Opgave 17 - Virtuelle partikler

$$r = c \cdot \Delta \quad \Delta = \frac{r}{c} = 3.34 \times 10^{-24} \text{ s}$$

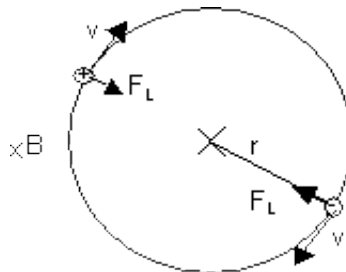
$$\Delta \cdot \Delta \geq \hbar \quad \Delta = \frac{\hbar}{\Delta} = 197 \text{ MeV}$$

Usikkerhedsrelationen for en afstand på 10^{-15} m tillader maksimalt en energiafvigelse på omkring 200 MeV. En partikel som er ansvarlig for vekselvirkningen imellem to nukleoner bør have en masse af størrelsesordenen 200 MeV men kan kun leve i 10^{-24} s . Ifølge Yukawa, Powell og medarbejderes forudsigelse fandtes π -mesonen i 1947 med en masse på 140 MeV.

Opgave 18 - Acceleratorer

Hvilke dimensioner (radius, magnetisk felt, omgangs frekvens) skal en accelerator have for at producere Z og W bosoner, som er ansvarlig for den svage vekselvirkning imellem partikler? Er det muligt at bygge en accelerator der kan genskabe energier fundet i kosmiske stråler på jorden?

Løsning



$$F_L = qvB \quad F = ma = \frac{mv^2}{r} \quad qBr = mv = p$$

$$B = \frac{m_0 \gamma}{qr} v \quad \omega = 2\pi \quad v = 2\pi r \cdot f$$

For at beregne det magnetiske felt for relativistiske partikler kan man benytte:

$$B[T] = \frac{E[TeV]}{0.3 \cdot r[km]}$$

LEP: $r_{\text{eff}} = 3 \text{ km}$. Kun 2/3 af de 27 km udgjordes af bøjningsmagneter.

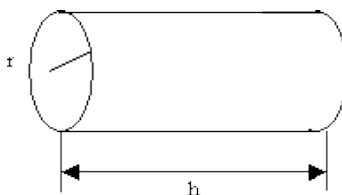
$B = 0.1 \text{ T}$ for Z'er og $B = 0.18 \text{ T}$ for W'er i par, $f_{\text{omgang}} = 11 \text{ kHz}$

For at opnå en energi på 10^{20} eV ved at bruge magneter på 10 T (maksimum selv ved brug af superledende magneter) har man altså brug for en tunnel som har en radius på 1.6 millioner km!!!

N.B. Grunden til den store radius af LEP tunnelen er for at minimere synkrotron stråling idet energitabet som følge af synkrotron stråling er proportionalt med γ^4/r , dvs. stor r giver lille tab. Til trods for den store radius i LEP tunnelen, er energitabet så stort at det ikke var muligt at øge energien af elektron/positron beamene til over 100 GeV . Dette er årsagen til at LHC kolliderer protoner, idet deres γ -faktor for den samme energi er meget mindre end for elektroner.

Opgave 19 – Partikel beams

Sammenlign densiteten af guld og oxygen med densiteten af partikler i et accelerator beam.



Løsning

$$\rho_{\text{Gold}} = 19.3 \text{ gcm}^{-3}$$

$$\rho_{\text{O}} = \frac{nM}{V} = \frac{1 \text{ mol} \cdot 16 \text{ g mol}^{-1}}{22.4 \text{ l}} = 7.14 \times 10^{-4} \text{ gcm}^{-3}$$

$$\rho_{\text{Beam}} = \frac{m}{V} = \frac{m_{\text{Proton}} N_{\text{Proton}}}{\pi^2 h} = 1.23 \times 10^{-3} \text{ gcm}^{-3}$$

Densiteten i et bundt i et beam er imellem densiteten af fast stof og gas.

Opgave 20

Opgave 20.1:

- a) Ydre radius vertex detektoren: 13 cm
- b) Magnetfeltet kommer ud af figuren
- c) Fem partikler er produceret lige efter kollisionen. En af dem, K^s , henfalder til to pioner.
- d) K^s er neutral hvilket kan ses ud fra det lige spor.
- e) Hvis K^s undslipper kollisionspunktet med lyshastighed når den i gennemsnit: $s = ct = 2.68 \text{ cm}$ (hvor t er partiklens levetid).
- f) Faktisk når den 17 cm. Levetiden af en partikel henviser til systemet hvori partiklen er i hvile. For K^s dannet i kollisionen er dette system boosted $\rightarrow$ relativistisk tidsforlængelse øger levetiden.

Opgave 20.2a:

Sagitta $s = 1.0306 \text{ mm}$ og $L = 13.687 \text{ cm}$

Opgave 20.2b:

$$a1 = 2s/L \text{ og } \theta = 2 a1 = 4s/L.$$

For små q findes endvidere relationen: $\theta = L/2r$.

$$\text{Kombineres fås: } r = L^2/8s$$

Opgave 20.2c: $r = 227 \text{ cm}$

Opgave 20.3a:

$$\text{Centripetal kraften: } F_c = mv^2/r$$

Opgave 20.3b:

$$\text{Lorentz kraften: } \vec{F} = q \vec{v} \times \vec{B}$$

Opgave 20.3c:

$$qvB = p v/r \Rightarrow qB = p/r \Rightarrow p = rqB$$

$$p_t = 1,047 \text{ GeV}/c$$

Opgave 20.3d:

$$p_t / p = \sin q \Rightarrow p = p_t / \sin q = 1,129 \text{ GeV}/c$$

Opgave 20.3e:

partikel	K^-	π^-	π^+	π^+	π^+	π^-
E (GeV)	3.398	1,14	5.17	0.592	0.381	0.926

Opgave 20.4:

Topkvark massen er omkring $175\text{GeV}/c^2$ og der er derfor ikke energi nok til parproduktion. Alle andre kvarkpar er lette nok til at kunne produceres. For eksempel kunne der være tale om et b anti- b par med en total masse på cirka 9 GeV, men det kræver ekstra information fra detektoren og mere detaljeret analyse før man kan være sikker.

Opgave 20.5:

a) Leptontal bevarelse forhindrer myonen i at blive produceret alene. Den må følges af en anti-myon. Da de produceres ikke-boosteret i laboratoriets hvilesystem, må de have samme impuls. Dvs hver myon kan højst have samme impuls som en beam elektron.

b) $E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2$

Myonens masse er meget lille sammenlignet med den totale energi af partiklen. $p = 99.99994 \text{ GeV}/c$

c) $p = rqB \Rightarrow r = p/qB = 222 \text{ m}$.

d) Fra 20.2b fås: $r = L^2/8s$. $L = \sqrt{8sr} = 1.33 \text{ m}$ Dvs diameteren må være større end cirka 3 meter.

Opgave 21

A)

1. OK
2. Leptontal brud
3. OK
4. Leptontal brud
5. OK

B)

6. Leptontal brud og energibev
7. Baryontal brud
8. Ladning

9. OK

C)

10. Baryontal brud

11. Ladning

Opgave 22

$$1. n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$2. e^- + n \rightarrow p + e^- \text{ eller}$$

$$e^- + n \rightarrow n + e^-$$

$$3. \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

Opgave 23 - Ekstra dimensioner

$$a) E^2 = p^2 + m^2 \Rightarrow (10 \text{ GeV})^2 = (5 \text{ GeV}/c)^2 + m^2 \Rightarrow m = 5 \text{ GeV}/c^2$$

$$b) M^2 = m^2 + (n/R)^2 \Rightarrow (5 \text{ GeV}/c^2)^2 = (1 \text{ GeV}/c^2)^2 + (1/R)^2 \Rightarrow R = 0.2 (\text{GeV}c)^{-1}$$

$$c) R = 0.2 (\text{GeV}c)^{-1} \cdot c \cdot \hbar = 0.2 c \hbar = 6.5 \cdot 10^{-27} \text{ m}$$

Opgave 24 – Stationært mål kontra kolliderende beams

$$a) \text{ Hver proton må have minimum: } m_W = 80 \text{ GeV}/c^2 / 2 = 40 \text{ GeV}$$

$$b) E_{\text{tot}}^2 = 2m_{p,A}E_B = (80 \text{ GeV}/c^2)^2 = 2 \cdot 1 \text{ GeV}/c^2 \cdot E_B \Rightarrow E_B = (80 \text{ GeV}/c^2)^2 / 2 \cdot 1 \text{ GeV}/c^2 = 3200 \text{ GeV}$$

Opgave 25 – Partikelidentifikation

a) Neutrale partikler ioniserer ikke, og afsætter derfor ingen spor.

$$b) E_{\text{pos}}^2 = E_{\text{neg}}^2 = p^2 + m^2 = 1.0 \text{ GeV}/c \cdot 1.0 \text{ GeV}/c + 0.2 \text{ GeV}/c \cdot 0.2 \text{ GeV}/c + 0 \cdot 0 + 0.140 \text{ GeV}/c^2 \cdot 0.140 \text{ GeV}/c^2 \Rightarrow E_{\text{pos}} = E_{\text{neg}} = 1.03 \text{ GeV}.$$

$$c) p_{\text{moder}} = p_{\text{pos}} + p_{\text{neg}} = (2.0 \text{ GeV}/c, 0, 0)$$

$$E_{\text{moder}} = E_{\text{pos}} + E_{\text{neg}} = 2 \cdot 1.03 \text{ GeV} = 2.06 \text{ GeV}$$

$$m_{\text{moder}}^2 = E_{\text{moder}}^2 - p_{\text{moder}}^2 = 0.2384 \text{ GeV}^2/c^4 \Rightarrow m_{\text{moder}} = 0.488 \text{ GeV}/c^2$$

$$d) E_{\text{pos}}^2 = E_{\text{neg}}^2 = p^2 + m^2 = 1.0 \text{ GeV}/c \cdot 1.0 \text{ GeV}/c + 0.2 \text{ GeV}/c \cdot 0.2 \text{ GeV}/c + 0 \cdot 0 + 0.940 \text{ GeV}/c^2 \cdot 0.940 \text{ GeV}/c^2 \Rightarrow E_{\text{pos}} = E_{\text{neg}} = 1.92 \text{ GeV}.$$

$$p_{\text{moder}} = p_{\text{pos}} + p_{\text{neg}} = (2.0 \text{ GeV}/c, 0, 0)$$

$$E_{\text{moder}} = E_{\text{pos}} + E_{\text{neg}} = 2 \cdot 1.92 \text{ GeV} = 3.84 \text{ GeV}$$

$$m_{\text{moder}}^2 = E_{\text{moder}}^2 - p_{\text{moder}}^2 = 10.80 \text{ GeV}^2/c^4 \Rightarrow m_{\text{moder}} = 3.29 \text{ GeV}/c^2$$

e) Man bruger ikke ladningen på sporene, kun impulser og masser.

f) Måleusikkerheder.

K^0 som ifølge tabelværdien har masse $497.7 \text{ MeV}/c^2$.

Opgave 26 – Kvarkmodellen

En bunden tilstand af en almindelig baryon (qqq) og en meson ($q\bar{q}$) er farveløs (hvid+hvid) og indeholder fem kvarker.

Projekt 27

Resultat : den neutrale partikel er højst sandsynligt en π^0 (135 MeV/c²)

c) Beregning af massen af den neutrale partikel der henfalder til to spor (5 og 6)

	px	py	pz	masse	Energi
5	-51,29	241,3	-68,41	139,57	291,57
6	-64,51	1477,59	250,15	938,27	1769,28
neutral (2nd)	-115,8	1718,89	181,74	1116,3	2060,85

Massen: 1116.3 MeV/c², er meget tæt på massen af en Λ^0 (1115.63 MeV/c²)

d) Beregning af impuls og energi af KSI_0 (som henfalder til en π^0 og en Λ^0)

	px	py	pz	masse	Energi
Λ^0	-115,8	1718,89	181,74	1116,3	2060,85
π^0	2,24	161,16	153,84	132,06	259
Ksi0	-113,56	1880,04	335,58	1312,12	2319,85

Den beregnede KSI_0 masse (1312 MeV) er i god overensstemmelse med tabelværdien: 1314.9 MeV/

e) Beregning af Omega- partiklens masse

	px	py	z	masse	Energi
KSI0	-113,56	1880,04	335,58	1312,12	2319,85
π^-	-2,41	51,15	276,29	139,57	313,75
Omega-	-115,98	1931,19	611,87	1684,47	2633,61

Altså, Omega- massen burde være i omegnen af 1684 MeV/c² (fejlene er ikke berget her).
Tabelværdien er (nu, men ikke dengang naturligvis) 1672.43 MeV !

f) Konsistenscheck : impuls, energi og masse af K0 kan beregnes

	px	py	pz	masse	Energi
indkommen K-	85,11	4876,13	358,13	493,65	4914,85
p i hvile	0	0	0	938,27	938,27
Sum	85,11	4876,13	358,13		5853,13

	p'x	p'y	p'z	mass	Energi
Omega-	-115,98	1931,19	611,87	1684,47	2633,61
K+	28,63	496,55	60,19	493,65	703,34
K0 (beregnet)	172,46	2448,38	172,46	526,39	2516,18

Til trods for at nogle af fejlene akkumulerer i ovenstående beregning er den beregnede K0 masse (526 MeV), ikke så forskellig fra tabelværdien: (497 MeV)