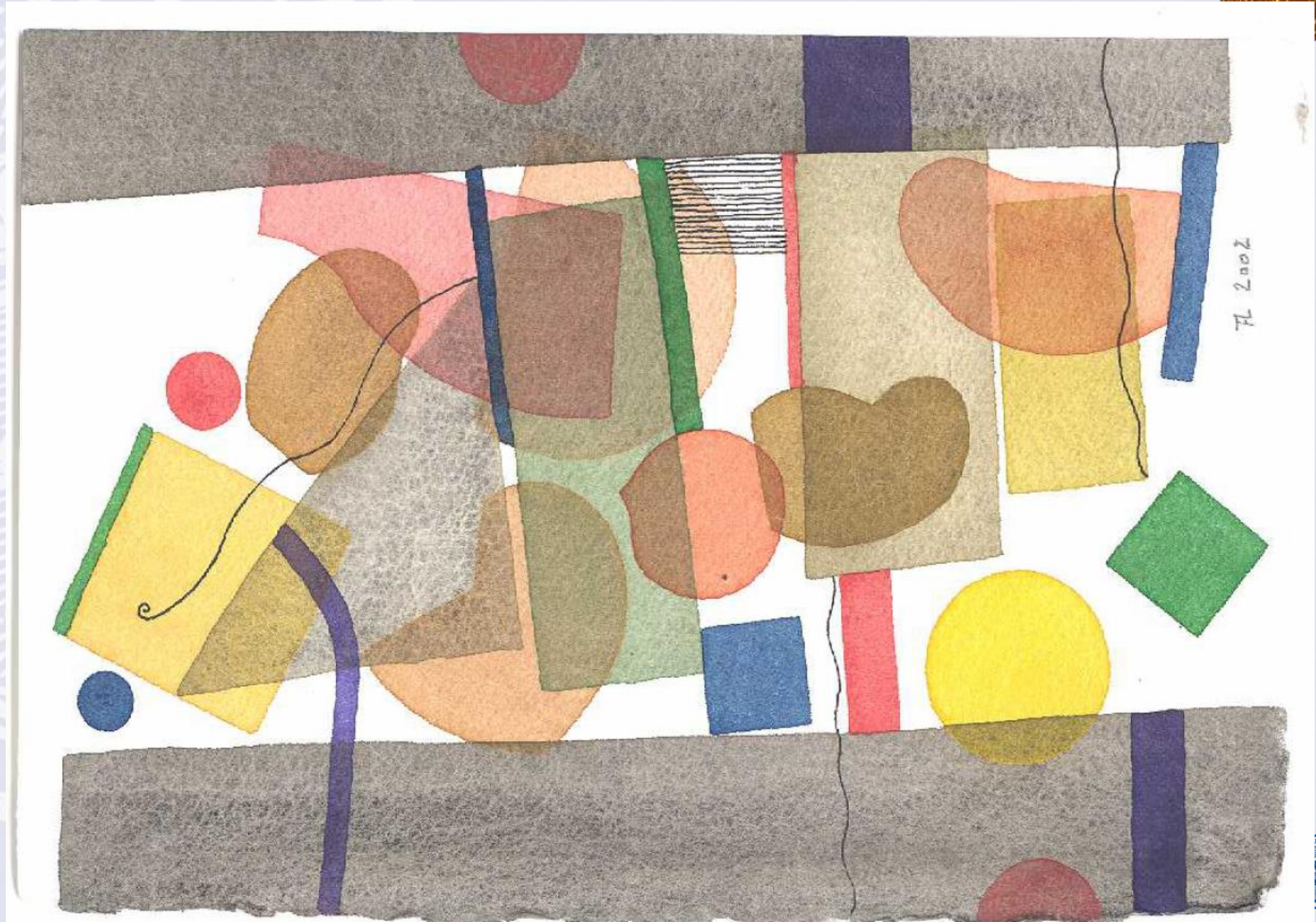




BRUTNA SYMMETRIER











Symmetrier och gruppteori

Newtons lagar invariants under rotationer och translationer.

Maxwells lagar invariants under Lorentz-transformationer (1904).

Poincaré visade 1905 att dessa tillsammans med translationer bildar en *grupp*.

Gav ett kraftfullt maskineri.

Einstein införde speciell relativitetsteori 1905.



Poincaré-symmetrin gäller även för mekaniken.

När kvantmekaniken kom 1925-26 formulerades den icke-relativistiskt. .

1928 formulerade så Dirac *Dirac-ekvationen* som uppfyllde Poincaré-symmetrien och förklarade elektronens spinn.

En representation av Poincaré-gruppen med spinn $1/2$.



1927 föreslår Dirac till Wigner att man borde undersöka **alla representationer** till Poincaré-gruppen.

1939 publicerade Wigner äntligen detta arbete. Alla representationer karaktäriseras av **hel- eller halvtaligt spinn och en massa.**



Poincarégruppen är en oändlig grupp.

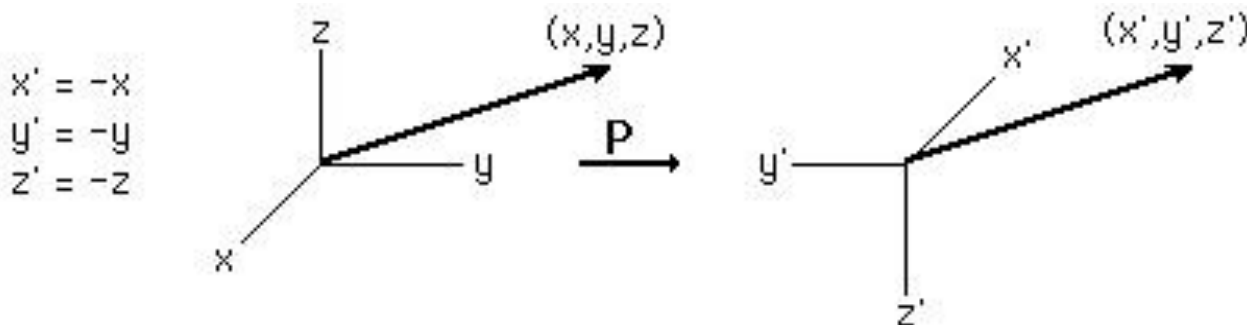
Den är också dynamisk.



Ändliga dynamiska symmetrier.

1924 fann Laporte att energinivåer i komplexa atomer kan klassificeras i **udda och jämna nivåer**.

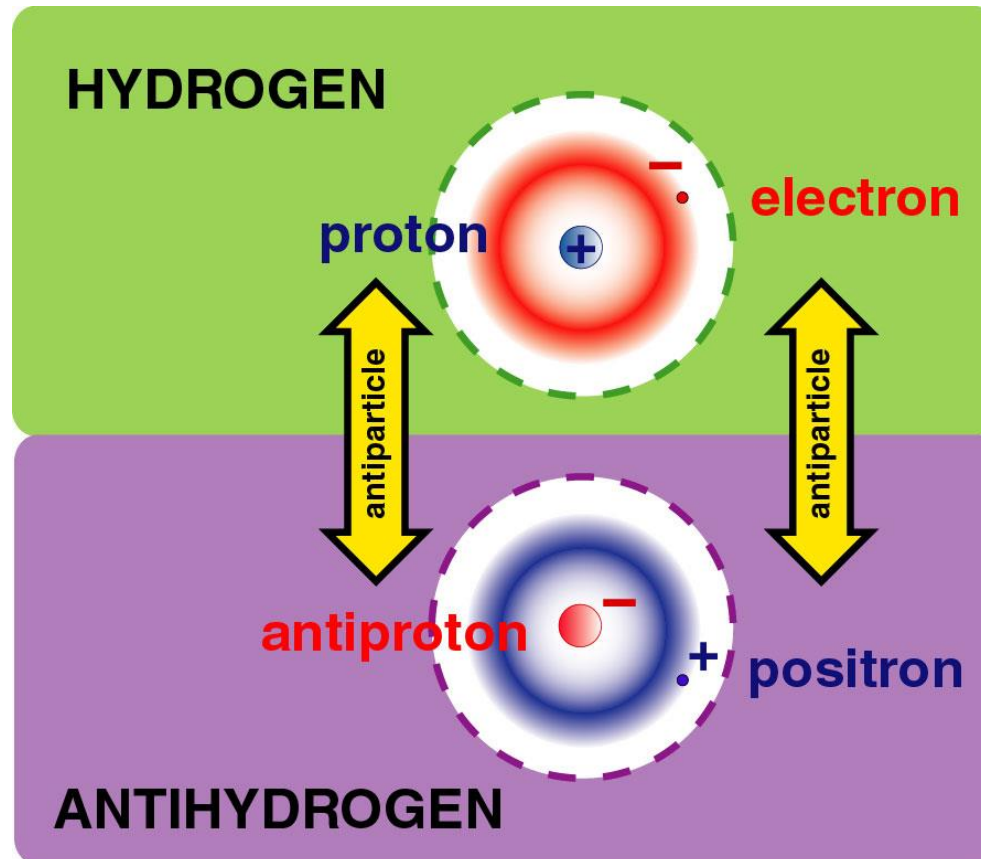
1927 förklarar Wigner detta med att elektrodynamiken är invariant under **paritets-transformationer P**.





Dirac fann i sin ekvation ytterligare en symmetri

C-operationen. Byter partikel mot antipartikel





1932 påpekade Wigner att det finns ytterligare en symmetri.

T-invariansen. Byt $t \longrightarrow -t$

Dirac-ekvationen invariant under CPT.

Under 1950-talet visades att CPT är en symmetri i kvantfältteori under mycket allmänna antaganden.

Schwinger, Lüders, Pauli, Bell.....



Dessa symmetrier är *globala*, dvs man transformerar samma i alla punkter i rumtiden.

1929 införde Weyl *lokala symmetrier, gauge symmetrier*. Transformationerna varierar från punkt till punkt i rumtiden.

Elektrodynamiken följer av att anta att en lokal invarians under fasrotationer av elektronens vågfunktion *$U(1)$* .



Vi har också *inre* symmetrier.

Ex. *Isospinnsymmetri* bland nukleoner. *SU(2)*

$$N = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$$

Den starka växelverkan är invariant under en rotation i *isospinnrummet*.



1947-49 QED renormerbar gaugefältteori.
Feynman, Schwinger & Tomonaga.

Gaugeinvariansen leder till en ström

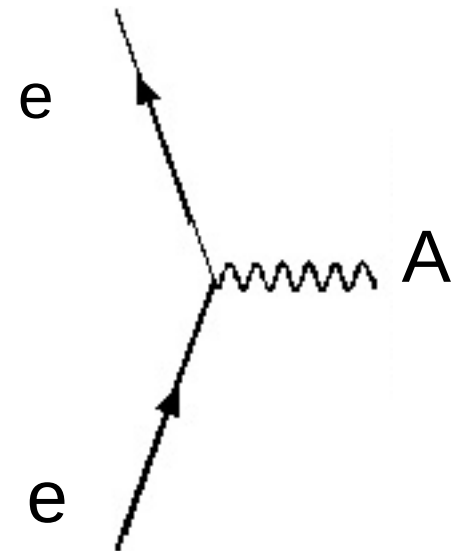
$$J_e^\mu = \bar{e}(x)\gamma^\mu e(x).$$

som är konserverad

$$\partial_\mu J_e^\mu = 0,$$

och en växelverkan

$$H = eJ_e^\mu A_\mu,$$



Kopplingen universell



Läxa i relativistisk kvantfysik:

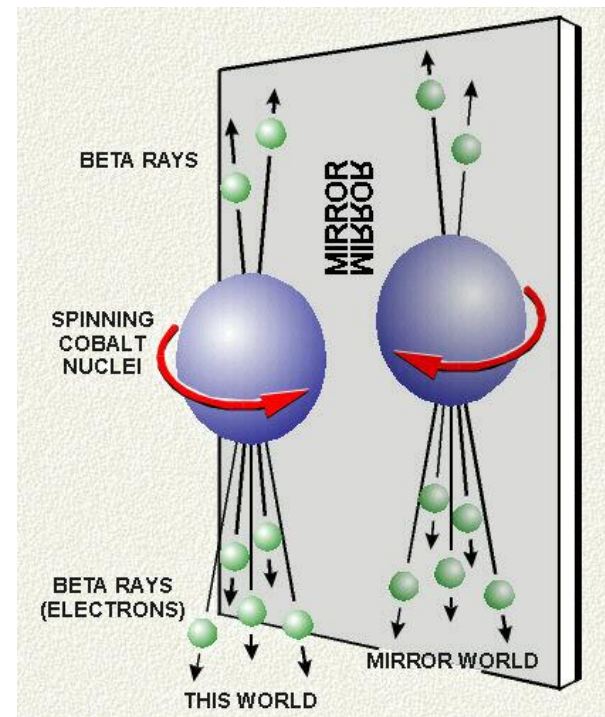
Allt som inte är förbjudet av symmetrier
kan genereras av kvantkorrektioner.



Svag växelverkan

1956 Lee o Yang pariteten i svag vxv inte testad.

1957 Wu visar detta.





1957 Marshak o Sudarshan, Feynman o Gell-Mann

V-A-teorin.

Feynman och Gell-Mann koncentrerade sig på den
hadroniska vektorströmmen V .

$$J_h^\mu = \bar{N} \gamma^\mu \tau^+ N,$$

Och jämför med den elektromagnetiska strömmen

$$J_e^\mu = \bar{N} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 + \tau^3) N.$$

CVC vektorströmmen konserverad.



1960

CVC fungerar nästan ^{14}O :s sönderfall 0,97 G

PCAC axialvektorströmmen A endast
partiellt bevarad

Gell-Mann o Lévy och Nambu löser dessa
problem. (Inskickat med fyra dagars
mellanrum.)



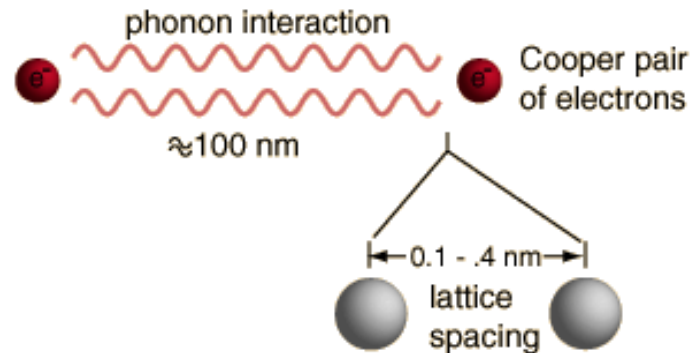
Supraledning

1956 Bardeen, Cooper o Schrieffer.

Baserat på **gaugeteorin QED**, icke-relativistiskt

Grundtillståndet består av Cooperpar, **e - e**

Det är inte **gaugeinvariant**.





Anderson visar att det finns **kollektiva excitationer** i bandgapet.

Nambu antar att elektronpar kan ha ett

vakuumförväntansvärde. $\langle e e \rangle \neq 0$

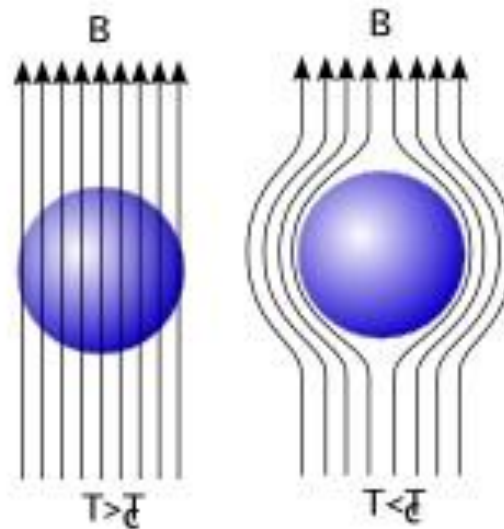
Genom att använda Feynman-Dyson's formulerings av QED och räkna ut högre kvantkorrektioner kan han härleda **Ward-identiteter**, tecken på att gaugeinvariansen finns kvar.

De **kollektiva excitationerna** kommer som lösning till hans vertexekvationer. Han visar att räkningarna är

gaugeinvarianta



Han kan nu räkna ut Meissnereffekten på ett gauge-invariant sätt.



Gaugesymmetrien är spontant bruten.
(Grundtillståndet bryter)

Fungerar ändå! (Dynamiken symmetrisk)



1960 Nambu applicerar nu detta på partikelfysik.

Supraledning

Fria elektroner

Fononväxelsverkan

Energigap

Kollektiva excitationer

Laddning

Gaugeinvarians

spontant bruten

Stark växelsverkan

hypotetiska fermioner med liten massa

okänd

observerad massa för nukleonen

mesoner, bundna tillstånd

kiralitet

kiral invarians, möjligen approximativ

spontant bruten



Han antar också ett litet explicit brott på den **kirala symmetrin** (relaterad till strömmen A).

PCAC följer. Pionen masslös (nästan)

Han (med medarbetare) sätter upp en effektiv teori för den starka växelverkan och kan räkna ut **modelloberoende resultat** för pion-nukleonspridning.

1965 Han och Nambu föreslår att den starka växelverkan är en **icke-abelsk gaugeteori** med kvarkar och gluoner baserad på gaugegruppen **$SU(3)$** . Inför **färgladdning**

Antar att kvarkarna har heltalsladdningar.



I arbetet om supraleddning visar han

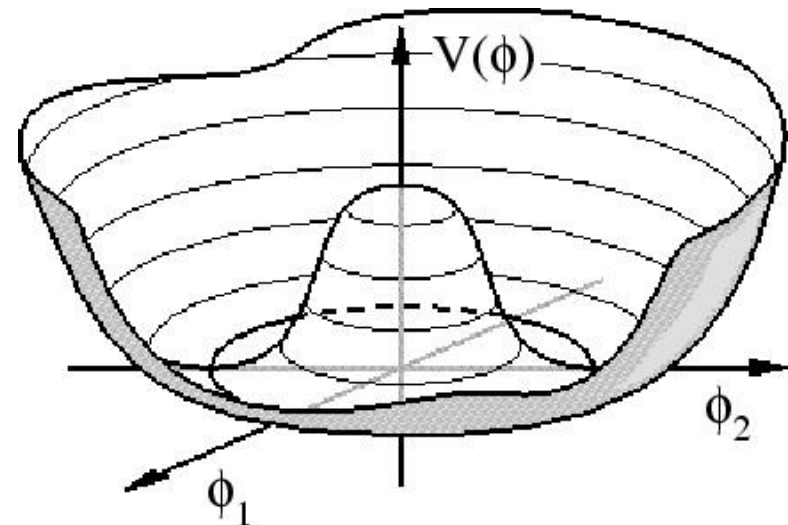
Inget elektromagnetiskt fält $\longrightarrow$ "Masslös fonon"

Med elektromagnetiskt fält $\longrightarrow$ "Massiv plasmon"

1961 Goldstone inför en partikel som har vakuum-förväntansvärde.

Masslös partikel

Nambu-Goldstone partikel





1964 Brout, Englert, Higgs undersöker **spontan**
symmetribrott i **gaugeteori**.

Massivt vektorfält

Higgspartikel



Standardmodellen

1971-72 't Hooft and Veltman. Renormerbarhet
i icke-abelsk gaugeteori även spontant bruten.

Hela gaugesymmetrin fungerar ändå.

Glashow-Weinberg-Salam-modellen

Baserad på gaugegruppen $SU(2) \times U(1)$

Spontant bruten till $U(1)$

Ger W , Z och kvarkar och leptoner massa

Upphovet till det explicita brottet av den kirala
symmetrien



Under hela 90-talet undersöktes denna modell vid LEP på CERN. Stämmer bättre än procentnivån.

Den underliggande modellen har precis de gauge-kopplingar som modellen föreskriver, men kan ändå skilja ut svag och elektromagnetisk växelverkan.

Tack vare de *spontana symmetribrottet*.



Stark växelverkan i dag.

Höga energier

QCD (med spontant bruten
kiral symmetri)

Låga energier

Chiral Perturbation Theory

ChPT baserat på Nambu-Jona-Lasinios arbete
på 1960-talet. Används regelmässigt nu.

■



KVARKBLANDNING

Gäller CVC? $^{14}\text{O:s}$ sönderfall 0,97 G

Gell-Mann o Lévy

$$GV_{\mu}^{\Delta S=0} + GV_{\mu}^{\Delta S=1} = G p \gamma_{\mu} (n + \varepsilon \Lambda) (1 + \varepsilon^2)^{-1/2}.$$

Samma för axialströmmen.

Sakatapartiklar $\varepsilon^2 = 0.06$ ger rätt värde.

Kopplingen universell



1961 Gell-Mann o Ne'eman inför $SU(3)$ för att klassificera partiklar.

1962 Gell-Mann argumenterar för att $SU(3)$ är **universell** och att den **svaga och elektromagnetiska strömmen** transformerar som komponenter av **8**.



1963 Cabibbo skriver den svaga strömmen i termer av $SU(3)$ och inför **Cabibbovinkeln**

$$J_\mu = \cos \theta [V^{\mu 1} + iV^{\mu 2} - (A^{\mu 1} + iA^{\mu 2})] + \sin \theta [V^{\mu 4} + iV^{\mu 5} - (A^{\mu 4} + iA^{\mu 5})].$$

Ekvivalent med Gell-Mann o Lévy

$$\cos \theta = \frac{1}{(1 + \varepsilon^2)^{1/2}},$$

$$\sin \theta = \frac{\varepsilon}{(1 + \varepsilon^2)^{1/2}}.$$



1964 Gell-Mann o Zweig inför kvarkar.

u, d, s

I kvarkspråk blir nu strömmarna

$$j_e^\mu = \frac{2}{3} \bar{u} \gamma^\mu u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma^\mu d - \frac{1}{3} \bar{s} \gamma^\mu s,$$

$$j_h^\mu = \cos \theta \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) d + \sin \theta \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) s.$$

kvarkblandning

Cabibbo undersöker för svaga sönderfall och finner att vinkeln θ är *universell*.



Neutrala kaoner och CP-invarians

1955 Gell-Mann o Pais påpekar att neutrala **kaoner** har intressanta egenskaper.

$$(K^+, K^0)$$

$$(K^-, \bar{K}^0)$$

De neutrala kaonerna är **olika under stark vxv** men **blandas under svag vxv**.

Introducera egentillstånd till **C**-operatorn

$$K_+^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 + \bar{K}^0),$$

$$K_-^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 - \bar{K}^0).$$



Eftersom de har olika *C-paritet* sönderfaller den ena till 2π och den andre till 3π .

Olika stort fasrum $\longrightarrow$ olika livslängd.

Man inför nu K_L^0 och K_S^0

Egentligen egentillstånd till *CP*.

1964 Fitch o Cronin finner processen

$$K_L^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^-.$$



CP-symmetrin är bruten i denna process!!

$$K_S^0 = \frac{1}{\sqrt{2(1+\varepsilon^2)}} (1+i\varepsilon)K^0 + (1-i\varepsilon)\bar{K}^0,$$

$$K_L^0 = \frac{1}{\sqrt{2(1+\varepsilon^2)}} (1+i\varepsilon)K^0 - (1-i\varepsilon)\bar{K}^0.$$

Vi måste få in en imaginär parameter i teorin!



CP-transformation i en fältteori.

$$U_{CP} \phi U_{CP}^{-1} = e^{i\alpha} \phi^*,$$

Antag en vxv av formen

$$H_V = g \phi O + g^* \phi^* O^*,$$

$$U_{CP} H_V U_{CP}^{-1} = g e^{i\alpha} \phi^* O^* + g^* e^{-i\alpha} \phi O$$

Välj

$$\alpha = -2 \arg(g)$$

Vxv är invariant! Vi måste ha fler fält!



Kobayashi o Maskawa

1972 Glashow-Salam-Weinberg-modellen etablerad men det fanns nu hundratala modeller som fungerade lika bra.

Kobayashi o Maskawa undersöker nu möjligheten för *CP-brott* i GSW-modellen. De koncentrerar sig på följande term

$$gW^\mu \bar{q}_i \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_j$$

Kan denna ha en komplex term?



De undersöker modeller med **två** familjer.

Det går inte förstås man inte inför nya skalärer.

Till slut undersöker de modeller med **tre** familjer.

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} q_1 \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} q_2 \\ q_3 \end{pmatrix}.$$

Här kan en unitär transformation ge en fas som inte går att transformera bort!





Matematisk bakgrund

Antag två vektorer

$$Q = \begin{pmatrix} Q_1 \\ Q_2 \\ Q_3 \\ \vdots \\ Q_n \end{pmatrix} \quad q = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \\ \vdots \\ q_n \end{pmatrix},$$

Förenade med en unitär matris $\bar{Q}Uq$.

Iwasawa-sönderläggning $U = D_1 V_{CKM} D_2$
 $D_{1,2}$ diagonala matriser. Faser i diagonalen.
 Kan absorberas i kvarkfälten.



Antalet frihetsgrader i matrisen
U har n^2

$D_{1,2}$ tar bort $2n-1$ frihetsgrader.

V_{CKM} har då $n^2 - (2n-1) = (n-1)^2$

$n=2$ $\longrightarrow$ 1 frihetsgrad Gell-Mann-Lévy-Cabibbo

$n=3$ $\longrightarrow$ 4 frihetsgrader

*Endast tre oberoende vinklar i ett 3-dim. rum
Den fjärde måste vara en fas.*



Kobayashi o Maskawa skrev matrisen som

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix}$$

$$s_1 = \sin \theta_1, c_1 = \cos \theta_1$$

θ_1 Cabibbovinkeln



Experimentell bekräftelse av KM-teorin

1974 c-kvarken Ting, Richter.

Hade föreslagits av Glashow-Iliopoulos-Maiani
1970.

1975-77 tredje leptonfamiljen Perl

1977 b-kvarken Lederman

1994 t-kvarken Fermilab



b-kvarken ger också upphov till CP-brott.

Man kan studera det för B-mesoner.

B-factories BABAR o BELLE.

Nu utomordentligt noggrant mätt!

Stämmer perfekt.

Naturen har tre familjer av materia.

Leder till CP-brott.



Förklarar detta varför det finns mer materia än antimateria i universum?

1967 Sacharov visar att det krävs CP-brott för detta.

Inte tillräckligt.

Det måste finnas andra källor till CP-brott som var aktiva strax efter Big Bang.





C:a 250 nomineringar genom åren.

2008 David Gross (Nobelpris 2004)

"Yoichiro Nambu is one of the most creative particle physicists of recent times, Building on the BCS theory of superconductivity, Nambu **developed and extended the concept of spontaneous symmetry** breaking of continuous symmetries and **set forth the consequences of these symmetries.**

....strong interaction..Nambu **was also the first** to show that spontaneously broken symmetries **have measurable consequences** and employed the hypothesized axial symmetry to calculate the rate of emission of soft pions in various processes.



His theories form an **essential cornerstone of the Standard Model.....**

The discovery of the approximate spontaneously broken symmetries of the strong interactions were an important milestone in the development of QCD and **remains one of the most powerful tools** for understanding the behavior of the hadrons.

In the BCS theory...broken symmetry is a **gauge symmetry**. Nambu clearly understood that in these circumstances the **breaking of the symmetry does not produce massless modes**; an understanding that was fully appreciated only after the work of Higgs, Brout and Englert, and was crucial to the use of non-Abelian gauge theories in the standard model of the electro-weak interactions....”



2007 James Cronin (Nobelpris 1980)

“Professor Yoichiro Nambu has **made several seminal contributions** to theoretical physics. **Some of the major ideas have been directly confirmed by experiments**, while some have served as the basis of fundamental and successful theories of particle physics by other scientists, and yet others form the basis of frontier physics being pursued today.

We owe to Nambu the **crucial idea of spontaneous symmetry breaking in particle physics.....**

Spontaneous symmetry breaking **forms the basis of what has developed into electro-weak theory**, one of the two pillars of the Standard Model...



In a series of papers Nambu showed how the exact conservation of the axial current could be reconciled with a non-vanishing nucleon mass, provided the **pion mass was exactly zero.Nambu-Goldstone boson.**

This mechanism of spontaneous symmetry breaking discovered by Nambu **is also observed in Nature for the electro-weak symmetries** and as such represents a basic ingredient of the immensely successful and experimentally well-verified Standard Model.

Nambu's original proposal of chiral symmetry breaking is **now being tested experimentally** by heavy ion collisions at **RHIC..**

The notion that a massless excitation is associated with spontaneous symmetry breaking has been verified in condensed matter as well."