

Cărămizile Universului și Interacții Fundamentale

M. Penția

IFIN-HH, Departament Fizică Nucleară,
P.O.Box MG-6, 077125, București-Măgurele, ROMANIA.
e-mail: pentia@nipne.ro

November 18, 2019

Cărămizile Universului și Forțele Fundamentale de Interacție

Dr. Mircea Penția

9 Noiembrie 2019

<https://indico.eli-np.ro/event/74/>

Cuprins

Partea I: Cărămizile Universului

Structura materiei și interacțiile din natură

Particule elementare și interacții
Quarci, leptoni și bosoni
Mesoni și Barioni

Partea II: Interacții Fundamentale

Tipuri de interacții fundamentale

Interacția electromagnetică
Interacția tare
Interacția slabă
Domeniul de acțiune al forțelor de interacție

Tărie interacții

Tărie interacție electromagnetică
Măsura tăriei unei interacții

Partea III: Câmpuri de particule

Câmpuri de particule relativiste

Densități și curenți de probabilitate
Densități și curenți de sarcină
Diagrame de evoluție particule și antiparticule
Diagrame Feynman

ANEXA:

Caracteristici de simetrie a interacțiilor

Simetria de Sarcină (C)
Simetria de Paritate (P)
Experimentul Wu
Experimentul Wu de violare a Parității
Simetria CP
Simetria de timp T
Simetria CPT

Quarks, leptons and bosons

Partea I

Cărămizile Universului

Standard Model of FUNDAMENTAL PARTICLES AND INTERACTIONS

The Standard Model summarizes the current knowledge in Particle Physics. It is the quantum theory that includes the theory of strong interactions (quantum chromodynamics or QCD) and the unified theory of weak and electromagnetic interactions (electroweak). Gravity is included on this chart because it is one of the fundamental interactions even though not part of the "Standard Model."

FERMIONS

matter constituents
spin = 1/2, 3/2, 5/2, ...

Leptons spin = 1/2			Quarks spin = 1/2		
Flavor	Mass GeV/c ²	Electric charge	Flavor	Approx. Mass GeV/c ²	Electric charge
ν_e electron neutrino	$<1 \times 10^{-8}$	0	u up	0.003	2/3
e electron	0.000511	-1	d down	0.006	-1/3
ν_μ muon neutrino	<0.0002	0	c charm	1.3	2/3
μ muon	0.106	-1	s strange	0.1	-1/3
ν_τ tau neutrino	<0.02	0	t top	175	2/3
τ tau	1.7771	-1	b bottom	4.3	-1/3

Spin is the intrinsic angular momentum of particles. Spin is given in units of \hbar , which is the quantum unit of angular momentum, where $\hbar = h/2\pi = 6.58 \times 10^{-25} \text{ GeV s} = 1.05 \times 10^{-34} \text{ J s}$.

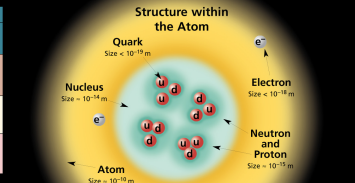
Electric charges are given in units of the proton's charge. In SI units the electric charge of the proton is 1.60×10^{-19} coulombs.

The **energy** unit of particle physics is the electronvolt (eV), the energy gained by one electron in crossing a potential difference of one volt. **Masses** are given in GeV/c² (remember $E = mc^2$), where $1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV} = 1.60 \times 10^{-10} \text{ joule}$. The mass of the proton is $0.938 \text{ GeV}/c^2 = 1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$.

BOSONS

force carriers
spin = 0, 1, 2, ...

Unified Electroweak spin = 1			Strong (color) spin = 1		
Name	Mass GeV/c ²	Electric charge	Name	Mass GeV/c ²	Electric charge
γ photon	0	0	g gluon	0	0
W⁻	80.4	-1	Color Charge		
W⁺	80.4	+1	Each quark carries one of three types of "strong charge," also called "color charge." These charges have nothing to do with the colors of visible light. There are eight possible types of color charge for quarks. Just as antiparticles, in strong interactions color-charged particles interact by exchanging gluons. Leptons, photons, and W and Z bosons have no strong interactions and hence no color charge.		
Z⁰	91.187	0	Quarks Confined in Mesons and Baryons		



If the protons and neutrons in this picture were 10 m across, then the quarks and electrons would be less than 0.3 mm in size and the entire atom would be about 10 km across.

Color-charged particles interact by exchanging gluons. Leptons, photons, and **W** and **Z** bosons have no strong interactions and hence no color charge.

Quarks Confined in Mesons and Baryons
One cannot isolate quarks and gluons; they are confined in color-neutral particles called hadrons. This confinement (binding) results from multiple exchanges of gluons among the color-charged constituents. As color-charged particles separate and gluons move apart, the energy in the color-force field between them increases. This energy eventually is converted into additional quark-antiquark pairs (see figure below). The quarks and antiquarks then combine into hadrons; these are the particles seen to emerge. Two types of hadrons have been observed in nature: **mesons** $q\bar{q}$ and **baryons** qqq .

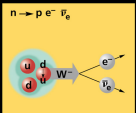
Residual Strong Interaction
The strong binding of color-neutral protons and neutrons to form nuclei is due to residual strong interactions between their color-charged constituents. It is similar to the residual electrical interaction that binds electrically neutral atoms to form molecules. It can also be viewed as the exchange of mesons between hadrons.

PROPERTIES OF THE INTERACTIONS

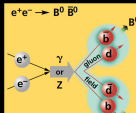
Baryons qqq and Antibaryons $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$					Mesons $q\bar{q}$						
Baryons are fermionic hadrons. There are about 120 types of baryons.					Mesons are bosonic hadrons. There are about 140 types of mesons.						
Symbol	Name	Quark content	Electric charge	Mass GeV/c ²	Spin	Symbol	Name	Quark content	Electric charge	Mass GeV/c ²	Spin
p	proton	uud	1	0.938	1/2	π^+	pion	$u\bar{d}$	+1	0.140	0
\bar{p}	anti-proton	$\bar{u}\bar{u}\bar{d}$	-1	0.938	1/2	K^-	kaon	$s\bar{u}$	-1	0.494	0
n	neutron	udd	0	0.940	1/2	ρ^+	rho	$u\bar{d}$	+1	0.770	1
Λ	lambda	uds	0	1.116	1/2	B^0	B-meson	$d\bar{b}$	0	5.279	0
Ω^-	omega	sss	-1	1.672	3/2	η_c	eta-c	$c\bar{c}$	0	2.980	0

Matter and Antimatter
For every particle type there is a corresponding antiparticle type, denoted by a bar over the particle symbol (unless + or - charge is shown). Particle and antiparticle have identical mass and spin but opposite charges. Some electrically neutral bosons (e.g., γ , η , and $\eta_c = c\bar{c}$, but not $K^0 = d\bar{s}$) are their own antiparticles.

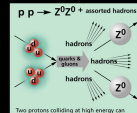
Figures
These diagrams are an artist's conception of physical processes. They are not exact and have no meaningful scale. Green shaded areas represent the cloud of gluons or the gluon field, and red lines the quark paths.



A neutron decays to a proton, an electron, and an antineutrino via a virtual (mediating) **W** boson. This is neutron β^- decay.



An electron and positron at high energy can annihilate to produce γ and Z^0 mesons via a virtual **Z** boson or a virtual photon.



Two protons colliding at high energy can produce various hadrons plus very high mass mesons such as **Z** bosons. Events such as this one are rare but can yield vital clues to the structure of matter.

The Particle Adventure
Visit the award-winning web feature *The Particle Adventure* at <http://ParticleAdventure.org>

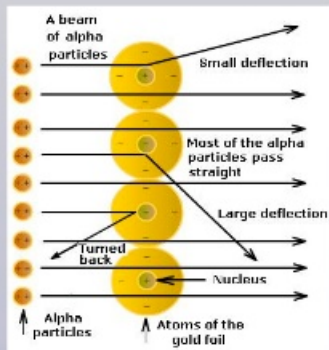
This chart has been made possible by the generous support of: U.S. Department of Energy, U.S. National Science Foundation, Lawrence Berkeley National Laboratory, Stanford Linear Accelerator Center, American Physical Society, Division of Particles and Fields, **DUNLAP INDUSTRIES, INC.**

©2020 Contemporary Physics Education Project. CPEP is a non-profit organization of teachers, physicists, and educators. Send mail to CPEP, MS 50-301, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA, 94720. For information on charts, test materials, hands-on classroom activities, and workshops, see: <http://CPEPweb.org>

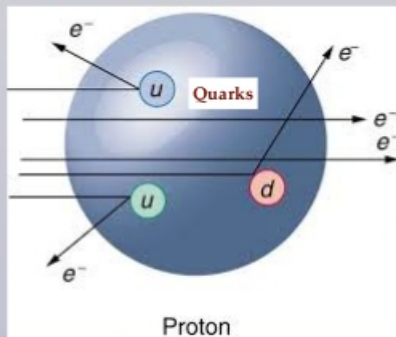
Quarks: the inner life of protons

- ✓ Scattering of α particles (He nuclei) off atoms lead in 1911 Rutherford to **discovery of internal structure of atoms**: a **point-like nucleus** and layers of electrons
- ✓ 70 years later, the **scattering of energetic electrons off protons** lead to equally surprising result: the **internal structure of protons**, composed by point-like **quarks**

Rutherford experiment:
Atoms have internal structure!



Electron-proton collisions at Stanford Linear Accelerator:
Protons have internal structure!



Structura materiei și interacțiile din natură

PARTICULE ELEMENTARE

Particule de materie
(fermioni)

Particule de schimb (interacții)
(bosoni)

Cuarci

Leptoni

Gluoni

Bosoni
W & Z

Fotoni

Gravitoni

Structura materiei și interacțiile din natură

PARTICULE ELEMENTARE

Particule de materie
(fermioni)

Particule de schimb (interacții)
(bosoni)

Cuarci

Leptoni

Gluoni

Bosoni
W & Z

Fotoni

Gravitoni

Hadroni

Mezoni

Barioni

Nuclee

Atomi

Molecule

Particule compuse

Structura materiei și interacțiile din natură

PARTICULE ELEMENTARE

Particule de materie
(fermioni)

Particule de schimb (interacții)
(bosoni)

Cuarci

Leptoni

Glucioni

Bosoni
W & Z

Fotoni

Gravitoni

Hadroni

Tare

Slaba

Electromagnetica

Gravitationala

Mezoni

Barioni

Chromodinamica
cuantica

Electrodinamica
cuantica

Gravitatia
cuantica

Nuclee

Teoria
electro-slaba

Atomi

Teoria Marii Unificari
(Modelul Standard)

Molecule

Theory of Everything

Particule compuse

Forte de interactie

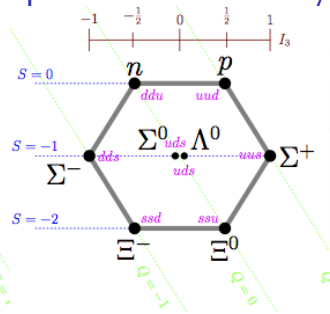
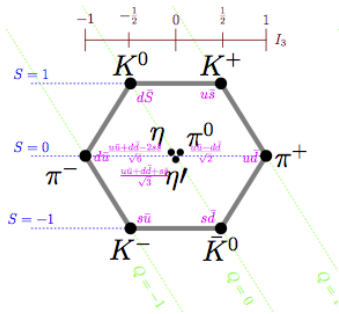
Elemente de structură materie
(Fermioni)

Interacții
(Bosoni)

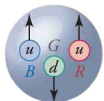
	I	II	III		
masa	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0	≈ 126 GeV
sarcina	2/3	2/3	2/3	0	0
spin	1/2	1/2	1/2	1	0
nume	<i>u</i> up	<i>c</i> charm	<i>t</i> top	γ interacție EM (foton)	<i>H</i> boson Higgs
Quarci	4.8 MeV -1/3 1/2	104 MeV -1/3 1/2	4.2 GeV -1/3 1/2	0 0 1	interacție tare (gluon)
	<i>d</i> down	<i>s</i> strange	<i>b</i> bottom	<i>g</i>	
Leptoni	< 2.2 eV 0 1/2	< 0.17 MeV 0 1/2	< 15.5 MeV 0 1/2	91.2 GeV 0 1	interacție slabă
	<i>ν_e</i> neutrino <i>e</i>	<i>ν_μ</i> neutrino μ	<i>ν_τ</i> neutrino τ	Z^0	
	0.511 MeV -1 1/2	105.7 MeV -1 1/2	1.777 GeV -1 1/2	80.4 GeV ± 1 1	interacție slabă
	<i>e</i> electron	<i>μ</i> muon	<i>τ</i> tauon	W^\pm	

Bosoni (Forțe interacție)

Structura de quarci a mezonilor și barionilor



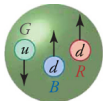
Quark	Symbol	Flavor	Charge	Mass (MeV)
Up	u	$I_{3u} = +1/2$	+2/3	1.5 to 4.0
Down	d	$I_{3d} = -1/2$	-1/3	4 to 8
Strange	s	S = -1	-1/3	80 to 130
Charm	c	C = 1	+2/3	1150 to 1350
Bottom	b	B' = -1	-1/3	4100 to 4400
Top	t	T = 1	+2/3	171400 ± 2100



Proton

Charge

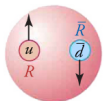
$$+\frac{2}{3} + \frac{2}{3} - \frac{1}{3} = 1$$



Neutron

Charge

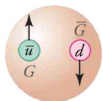
$$+\frac{2}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{3} = 0$$



π^+

Charge

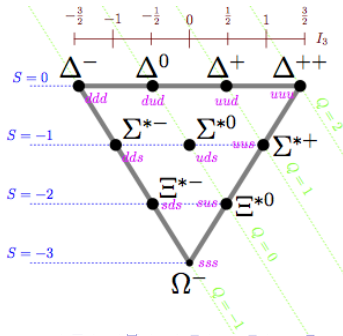
$$+\frac{2}{3} + \frac{1}{3} = +1$$



π^-

Charge

$$-\frac{2}{3} - \frac{1}{3} = -1$$

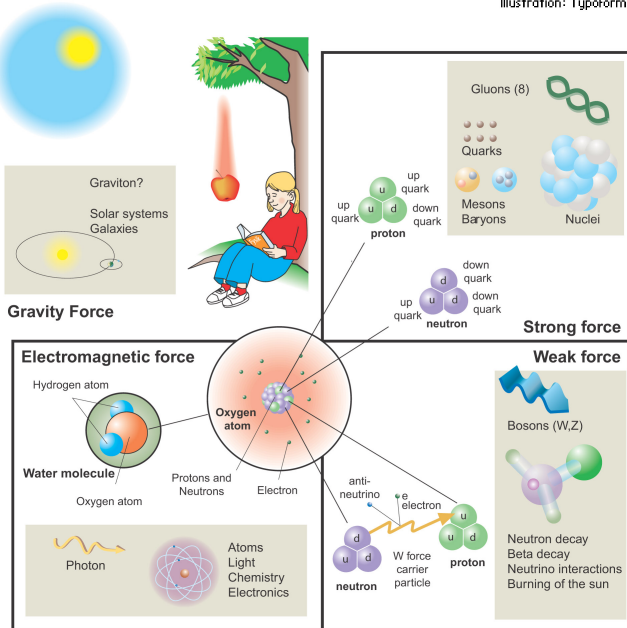


Partea II

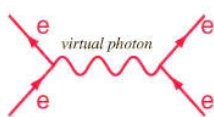
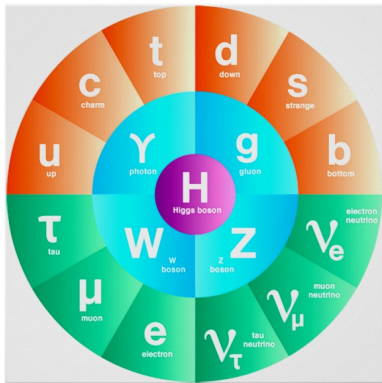
Interacții Fundamentale

Cele patru tipuri de interacții fundamentale

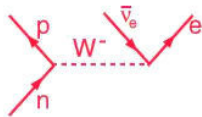
Illustration: Typoform



Interacții

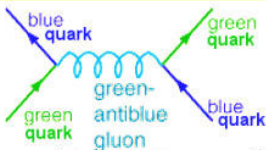


Electromagnetic

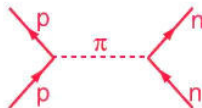


Weak

Electroweak Interaction



between quarks
(elementary)



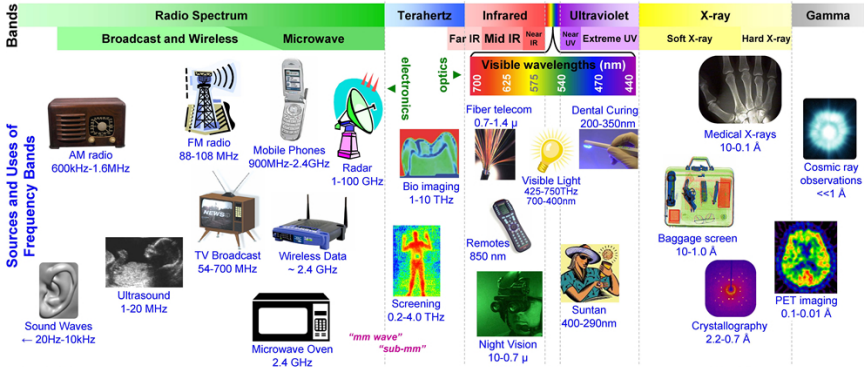
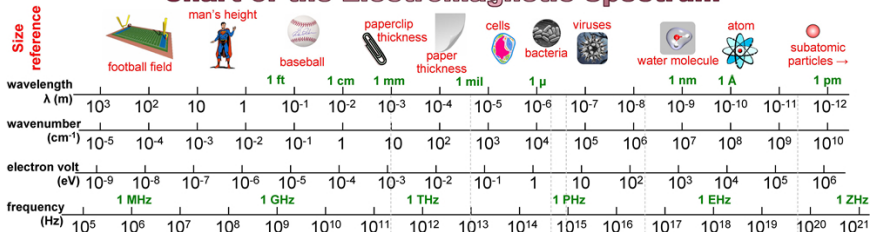
between nucleons
(composite)

↑ Time

Strong Interaction

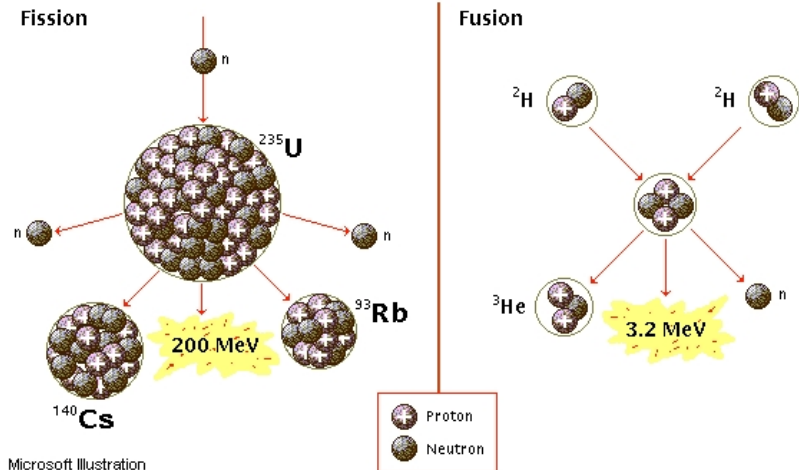
Electromagnetism

Chart of the Electromagnetic Spectrum



$$\lambda = 3 \times 10^8 / \text{freq} = 1 / (\text{wn} \times 100) = 1.24 \times 10^{-6} / \text{eV}$$

Interacția tare



Interacția tare



Les chercheurs de DIRAC veulent mieux comprendre la «force forte». Elle est cruciale car elle assure la cohésion des plus petits composants de la matière.

The goal of DIRAC is to improve our understanding of the "strong force" which plays a crucial role in holding the smallest components of matter together.

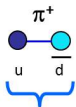
Alors on pourrait dire que la force forte est un peu comme la Super Glue de l'univers?

Oui cest un peu ça...

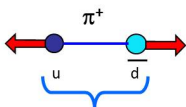
"Yes, you could say that."

"So the strong force is a bit like the superglue of the Universe!"

Etape Neutrinos - Page 4



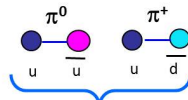
Quarccii u si anti-d din structura mezonului π^+ aflati la distanta Δx relativ mica.



Se introduce energie in sistem pentru a desparti cei doi quarci.

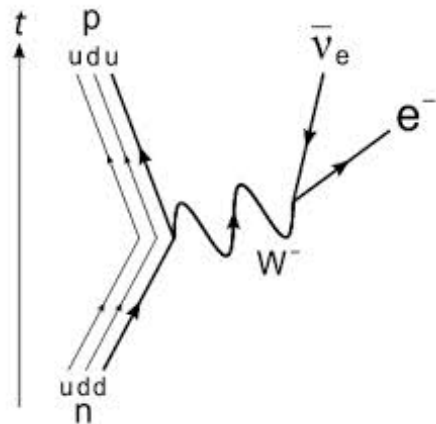
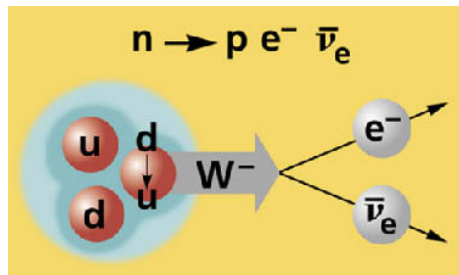


Dar, energia introdusa va produce o pereche quarc-antiquarc (de ex. u si anti-u), din Vacuumul fizic

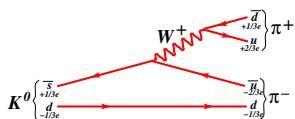
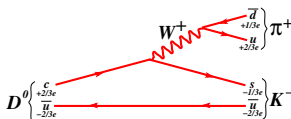
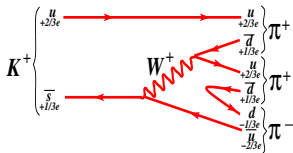
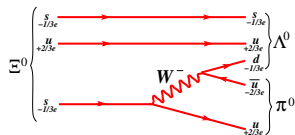
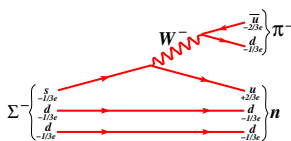
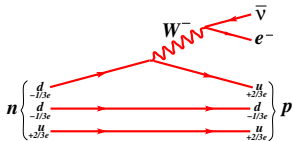
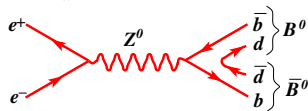
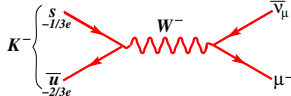
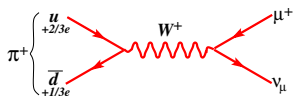
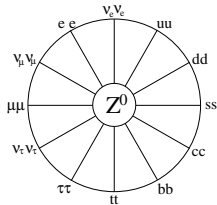
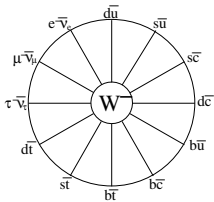
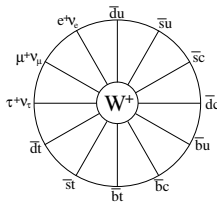


Astfel la distanta Δx relativ mari, nu vom mai avea quarci separati, ci noi structuri (mezoni).

Interacția slabă - dezintegrarea beta



Dezintegrări slabe



Domeniul de acțiune al forțelor de interacție

- ▶ Principiul de nedeterminare $\Delta E \Delta t \approx \hbar$ arată că poate exista o variație de energie ΔE (violarea conservării energiei) doar pe perioade scurte de timp Δt , când se pot crea particule virtuale, ce apoi dispar.

- ▶ De ex. pentru crearea de perechi virtuale e^+e^- este necesar ca:

$$\Delta E = 2m_e c^2 = 2(9.1 \times 10^{-31} \text{ kg})(3 \times 10^8 \text{ m/s})^2 = 1.6 \times 10^{-13} \text{ J}$$

$$\text{Acestea "trăiesc"} \quad \Delta t \approx \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{10.5 \times 10^{-35} \text{ J s}}{1.6 \times 10^{-13} \text{ J}} = 6.6 \times 10^{-22} \text{ sec}$$

- ▶ Domeniul de acțiune caracteristic diferitelor forțe de interacție este dat de distanța posibil de parcurs de particulele (bosonii) de schimb, ca particule virtuale ($\Delta E = m_b c^2$), dacă ar avea viteza luminii c

$$R = c \Delta t \approx \frac{\hbar c}{m_b c^2} \quad ; \quad \text{Raza proton} = 0.83 \times 10^{-15} \text{ m} = 0.83 \text{ fm}$$

Interacția	Masa boson schimb	Domeniu de acțiune	
		(m)	(raze proton)
tare	$m_{\pi^+} = 2.488 \times 10^{-28} \text{ kg}$	1.42×10^{-15}	1.711
slabă	$m_{W^+} = 1.433 \times 10^{-25} \text{ kg}$	2.45×10^{-18}	0.003

- ▶ Abordarea atomilor de tip hidrogenoid pe baza mecanicii clasice (modelul Bohr) și a interacției EM clasice, este una fericită. Aici avem un număr fix de particule, datorită relativ slabei interacții electromagnetice ($\alpha = 1/137$). Protonul de ex. este "construit" prin interacție tare, acționând pe distanțe $\Delta x \sim 10^{-15} \text{ m}$. De aceea are o structură mai complexă, abordată doar cu ajutorul teoriei cuantice a câmpurilor.

Domeniul de acțiune al forțelor de interacție

- Principiul de nedeterminare $\Delta E \Delta t \approx \hbar$ arată că poate exista o variație de energie ΔE (violarea conservării energiei) doar pe perioade scurte de timp Δt , când se pot crea particule virtuale, ce apoi dispar.

- De ex. pentru crearea de perechi virtuale e^+e^- este necesar ca:

$$\Delta E = 2m_e c^2 = 2(9.1 \times 10^{-31} \text{ kg})(3 \times 10^8 \text{ m/s})^2 = 1.6 \times 10^{-13} \text{ J}$$

$$\text{Acestea "trăiesc"} \quad \Delta t \approx \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{10.5 \times 10^{-35} \text{ J s}}{1.6 \times 10^{-13} \text{ J}} = 6.6 \times 10^{-22} \text{ sec}$$

- Domeniul de acțiune caracteristic diferitelor forțe de interacție este dat de distanța posibil de parcurs de particulele (bosonii) de schimb, ca particule virtuale ($\Delta E = m_b c^2$), dacă ar avea viteza luminii c

$$R = c \Delta t \approx \frac{\hbar c}{m_b c^2} \quad ; \quad \text{Raza proton} = 0.83 \times 10^{-15} \text{ m} = 0.83 \text{ fm}$$

Interacția	Masa boson schimb	Domeniu de acțiune	
		(m)	(raze proton)
tare	$m_{\pi^+} = 2.488 \times 10^{-28} \text{ kg}$	1.42×10^{-15}	1.711
slabă	$m_{W^+} = 1.433 \times 10^{-25} \text{ kg}$	2.45×10^{-18}	0.003

- Abordarea atomilor de tip hidrogenoid pe baza mecanicii clasice (modelul Bohr) și a interacției EM clasice, este una fericită. Aici avem un număr fix de particule, datorită relativ slabei interacții electromagnetice ($\alpha = 1/137$). Protonul de ex. este "construit" prin interacție tare, acționând pe distanțe $\Delta x \sim 10^{-15} \text{ m}$. De aceea are o structură mai complexă, abordată doar cu ajutorul teoriei cuantice a câmpurilor.

Domeniul de acțiune al forțelor de interacție

- ▶ Principiul de nedeterminare $\Delta E \Delta t \approx \hbar$ arată că poate exista o variație de energie ΔE (violarea conservării energiei) doar pe perioade scurte de timp Δt , când se pot crea particule virtuale, ce apoi dispar.

- ▶ De ex. pentru crearea de perechi virtuale e^+e^- este necesar ca:

$$\Delta E = 2m_e c^2 = 2(9.1 \times 10^{-31} \text{ kg})(3 \times 10^8 \text{ m/s})^2 = 1.6 \times 10^{-13} \text{ J}$$

$$\text{Acestea "trăiesc"} \quad \Delta t \approx \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{10.5 \times 10^{-35} \text{ J s}}{1.6 \times 10^{-13} \text{ J}} = 6.6 \times 10^{-22} \text{ sec}$$

- ▶ Domeniul de acțiune caracteristic diferitelor forțe de interacție este dat de distanța posibil de parcurs de particulele (bosonii) de schimb, ca particule virtuale ($\Delta E = m_b c^2$), dacă ar avea viteza luminii c

$$R = c \Delta t \approx \frac{\hbar c}{m_b c^2} \quad ; \quad \text{Raza proton} = 0.83 \times 10^{-15} \text{ m} = 0.83 \text{ fm}$$

Interacția	Masa boson schimb	Domeniu de acțiune	
		(m)	(raze proton)
tare	$m_{\pi^+} = 2.488 \times 10^{-28} \text{ kg}$	1.42×10^{-15}	1.711
slabă	$m_{W^+} = 1.433 \times 10^{-25} \text{ kg}$	2.45×10^{-18}	0.003

- ▶ Abordarea atomilor de tip hidrogenoid pe baza mecanicii clasice (modelul Bohr) și a interacției EM clasice, este una fericită. Aici avem un număr fix de particule, datorită relativ slabei interacții electromagnetice ($\alpha = 1/137$). Protonul de ex. este "construit" prin interacție tare, acționând pe distanțe $\Delta x \sim 10^{-15} \text{ m}$. De aceea are o structură mai complexă, abordată doar cu ajutorul teoriei cuantice a câmpurilor.

Domeniul de acțiune al forțelor de interacție

► Principiul de nedeterminare $\Delta E \Delta t \approx \hbar$ arată că poate exista o variație de energie ΔE (violarea conservării energiei) doar pe perioade scurte de timp Δt , când se pot crea particule virtuale, ce apoi dispar.

► De ex. pentru crearea de perechi virtuale e^+e^- este necesar ca:

$$\Delta E = 2m_e c^2 = 2(9.1 \times 10^{-31} \text{ kg})(3 \times 10^8 \text{ m/s})^2 = 1.6 \times 10^{-13} \text{ J}$$

$$\text{Acestea "trăiesc"} \quad \Delta t \approx \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{10.5 \times 10^{-35} \text{ Js}}{1.6 \times 10^{-13} \text{ J}} = 6.6 \times 10^{-22} \text{ sec}$$

► Domeniul de acțiune caracteristic diferitelor forțe de interacție este dat de distanța posibil de parcurs de particulele (bosonii) de schimb, ca particule virtuale ($\Delta E = m_b c^2$), dacă ar avea viteza luminii c

$$R = c \Delta t \approx \frac{\hbar c}{m_b c^2} \quad ; \quad \text{Raza proton} = 0.83 \times 10^{-15} \text{ m} = 0.83 \text{ fm}$$

Interacția	Masa boson schimb	Domeniu de acțiune	
		(m)	(raze proton)
tare	$m_{\pi^+} = 2.488 \times 10^{-28} \text{ kg}$	1.42×10^{-15}	1.711
slabă	$m_{W^+} = 1.433 \times 10^{-25} \text{ kg}$	2.45×10^{-18}	0.003

► Abordarea atomilor de tip hidrogenoid pe baza mecanicii clasice (modelul Bohr) și a interacției EM clasice, este una fericită. Aici avem un număr fix de particule, datorită relativ slabei interacții electromagnetice ($\alpha = 1/137$). Protonul de ex. este "construit" prin interacție tare, acționând pe distanțe $\Delta x \sim 10^{-15} \text{ m}$. De aceea are o structură mai complexă, abordată doar cu ajutorul teoriei cuantice a câmpurilor.

Domeniul de acțiune al forțelor de interacție

► Principiul de nedeterminare $\Delta E \Delta t \approx \hbar$ arată că poate exista o variație de energie ΔE (violarea conservării energiei) doar pe perioade scurte de timp Δt , când se pot crea particule virtuale, ce apoi dispar.

► De ex. pentru crearea de perechi virtuale e^+e^- este necesar ca:

$$\Delta E = 2m_e c^2 = 2(9.1 \times 10^{-31} \text{ kg})(3 \times 10^8 \text{ m/s})^2 = 1.6 \times 10^{-13} \text{ J}$$

$$\text{Acestea "trăiesc"} \quad \Delta t \approx \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{10.5 \times 10^{-35} \text{ Js}}{1.6 \times 10^{-13} \text{ J}} = 6.6 \times 10^{-22} \text{ sec}$$

► Domeniul de acțiune caracteristic diferitelor forțe de interacție este dat de distanța posibil de parcurs de particulele (bosonii) de schimb, ca particule virtuale ($\Delta E = m_b c^2$), dacă ar avea viteza luminii c

$$R = c \Delta t \approx \frac{\hbar c}{m_b c^2} \quad ; \quad \text{Raza proton} = 0.83 \times 10^{-15} \text{ m} = 0.83 \text{ fm}$$

Interacția	Masa boson schimb	Domeniu de acțiune	
		(m)	(raze proton)
tare	$m_{\pi^+} = 2.488 \times 10^{-28} \text{ kg}$	1.42×10^{-15}	1.711
slabă	$m_{W^+} = 1.433 \times 10^{-25} \text{ kg}$	2.45×10^{-18}	0.003

► Abordarea atomilor de tip hidrogenoid pe baza mecanicii clasice (modelul Bohr) și a interacției EM clasice, este una fericită. Aici avem un număr fix de particule, datorită relativ slabei interacții electromagnetice ($\alpha = 1/137$). Protonul de ex. este "construit" prin interacție tare, acționând pe distanțe $\Delta x \sim 10^{-15} \text{ m}$. De aceea are o structură mai complexă, abordată doar cu ajutorul teoriei cuantice a câmpurilor.

Domeniul de acțiune al forțelor de interacție

- ▶ Principiul de nedeterminare $\Delta E \Delta t \approx \hbar$ arată că poate exista o variație de energie ΔE (violarea conservării energiei) doar pe perioade scurte de timp Δt , când se pot crea particule virtuale, ce apoi dispar.

- ▶ De ex. pentru crearea de perechi virtuale e^+e^- este necesar ca:

$$\Delta E = 2m_e c^2 = 2(9.1 \times 10^{-31} \text{ kg})(3 \times 10^8 \text{ m/s})^2 = 1.6 \times 10^{-13} \text{ J}$$

$$\text{Acestea "trăiesc"} \quad \Delta t \approx \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{10.5 \times 10^{-35} \text{ J s}}{1.6 \times 10^{-13} \text{ J}} = 6.6 \times 10^{-22} \text{ sec}$$

- ▶ Domeniul de acțiune caracteristic diferitelor forțe de interacție este dat de distanța posibil de parcurs de particulele (bosonii) de schimb, ca particule virtuale ($\Delta E = m_b c^2$), dacă ar avea viteza luminii c

$$R = c \Delta t \approx \frac{\hbar c}{m_b c^2} \quad ; \quad \text{Raza proton} = 0.83 \times 10^{-15} \text{ m} = 0.83 \text{ fm}$$

Interacția	Masa boson schimb	Domeniu de acțiune	
		(m)	(raze proton)
tare	$m_{\pi^+} = 2.488 \times 10^{-28} \text{ kg}$	1.42×10^{-15}	1.711
slabă	$m_{W^+} = 1.433 \times 10^{-25} \text{ kg}$	2.45×10^{-18}	0.003

- ▶ Abordarea atomilor de tip hidrogenoid pe baza mecanicii clasice (modelul Bohr) și a interacției EM clasice, este una fericită. Aici avem un număr fix de particule, datorită relativ slabei interacții electromagnetice ($\alpha = 1/137$). Protonul de ex. este "construit" prin interacție tare, acționând pe distanțe $\Delta x \sim 10^{-15} \text{ m}$. De aceea are o structură mai complexă, abordată doar cu ajutorul teoriei cuantice a câmpurilor.

Domeniul de acțiune al forțelor de interacție

- ▶ Principiul de nedeterminare $\Delta E \Delta t \approx \hbar$ arată că poate exista o variație de energie ΔE (violarea conservării energiei) doar pe perioade scurte de timp Δt , când se pot crea particule virtuale, ce apoi dispar.

- ▶ De ex. pentru crearea de perechi virtuale e^+e^- este necesar ca:

$$\Delta E = 2m_e c^2 = 2(9.1 \times 10^{-31} \text{ kg})(3 \times 10^8 \text{ m/s})^2 = 1.6 \times 10^{-13} \text{ J}$$

$$\text{Acestea "trăiesc"} \quad \Delta t \approx \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{10.5 \times 10^{-35} \text{ Js}}{1.6 \times 10^{-13} \text{ J}} = 6.6 \times 10^{-22} \text{ sec}$$

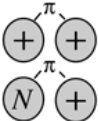
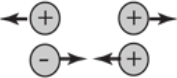
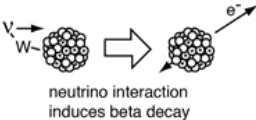

- ▶ Domeniul de acțiune caracteristic diferitelor forțe de interacție este dat de distanța posibil de parcurs de particulele (bosonii) de schimb, ca particule virtuale ($\Delta E = m_b c^2$), dacă ar avea viteza luminii c

$$R = c \Delta t \approx \frac{\hbar c}{m_b c^2} \quad ; \quad \text{Raza proton} = 0.83 \times 10^{-15} \text{ m} = 0.83 \text{ fm}$$

Interacția	Masa boson schimb	Domeniu de acțiune	
		(m)	(raze proton)
tare	$m_{\pi^+} = 2.488 \times 10^{-28} \text{ kg}$	1.42×10^{-15}	1.711
slabă	$m_{W^+} = 1.433 \times 10^{-25} \text{ kg}$	2.45×10^{-18}	0.003

- ▶ Abordarea atomilor de tip hidrogenoid pe baza mecanicii clasice (modelul Bohr) și a interacției EM clasice, este una fericită. Aici avem un număr fix de particule, datorită relativ slabei interacției electromagnetice ($\alpha = 1/137$). Protonul de ex. este "construit" prin interacție tare, acționând pe distanțe $\Delta x \sim 10^{-15} \text{ m}$. De aceea are o structură mai complexă, abordată doar cu ajutorul teoriei cuantice a câmpurilor.

Domeniul de acțiune al interacțiilor fundamentale

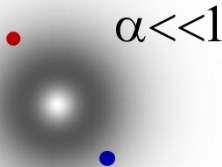
<i>Strong</i>	 <p>Force which holds nucleus together</p>	Strength 1	Range (m) 10^{-15} (diameter of a medium sized nucleus)	Particle gluons, π (nucleons)
<i>Electro-magnetic</i>		Strength $\frac{1}{137}$	Range (m) Infinite	Particle photon mass = 0 spin = 1
<i>Weak</i>	 <p>neutrino interaction induces beta decay</p>	Strength 10^{-6}	Range (m) 10^{-18} (0.1% of the diameter of a proton)	Particle Intermediate vector bosons W^+ , W^- , Z_0 , mass > 80 GeV spin = 1
<i>Gravity</i>		Strength 6×10^{-39}	Range (m) Infinite	Particle graviton ? mass = 0 spin = 2

Tărie interacția electrostatică

- ▶ Forța de interacție electrostatică între e^+ și e^- (Legea Coulomb):

$$F_{el} = k \frac{e^2}{r^2} = \alpha_{el} \frac{\hbar c}{r^2} \text{ unde } \alpha_{el} = k \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \text{ const. structură fină}$$

$$\alpha_{el} = \frac{F_{el} r^2}{\hbar c} - \text{măsoară tăria interacției electromagnetice}$$



- ▶ Pentru $\alpha_{el} \ll 1$ atomul e^+e^- are o structură simplă de tip hidrogen, cu dimensiunea (raza Bohr):

$$a_0 = \frac{\hbar}{m_e c \alpha_{el}} \approx 5.3 \times 10^{-11} m = 0.53 \text{ \AA}$$



- ▶ Dacă $\alpha_{el} \sim 1$, atomul e^+e^- ar fi cu raza de 137 ori mai mică:
 $a_0/137 \approx 0.4 \times 10^{-12} m$

Pe asemenea distanțe forțele electrice sunt mai puternice, iar în atom apar și dispar particule virtuale ca urmare a fluctuațiilor cuantice $\Delta E \Delta t \approx \hbar$

Tărie interacția electrostatică

- ▶ Forța de interacție electrostatică între e^+ și e^- (Legea Coulomb):

$$F_{el} = k \frac{e^2}{r^2} = \alpha_{el} \frac{\hbar c}{r^2} \text{ unde } \alpha_{el} = k \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \text{ const. structură fină}$$

$$\alpha_{el} = \frac{F_{el} r^2}{\hbar c} - \text{măsoară tăria interacției electromagnetice}$$



- ▶ Pentru $\alpha_{el} \ll 1$ atomul e^+e^- are o structură simplă de tip hidrogen, cu dimensiunea (raza Bohr):

$$a_0 = \frac{\hbar}{m_e c \alpha_{el}} \approx 5.3 \times 10^{-11} m = 0.53 \text{ \AA}$$



- ▶ Dacă $\alpha_{el} \sim 1$, atomul e^+e^- ar fi cu raza de 137 ori mai mică:
 $a_0/137 \approx 0.4 \times 10^{-12} m$

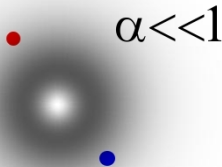
Pe asemenea distanțe forțele electrice sunt mai puternice, iar în atom apar și dispar particule virtuale ca urmare a fluctuațiilor cuantice $\Delta E \Delta t \approx \hbar$

Tărie interacția electrostatică

- ▶ Forța de interacție electrostatică între e^+ și e^- (Legea Coulomb):

$$F_{el} = k \frac{e^2}{r^2} = \alpha_{el} \frac{\hbar c}{r^2} \text{ unde } \alpha_{el} = k \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \text{ const. structură fină}$$

$$\alpha_{el} = \frac{F_{el} r^2}{\hbar c} - \text{măsoară tăria interacției electromagnetice}$$



- ▶ Pentru $\alpha_{el} \ll 1$ atomul e^+e^- are o structură simplă de tip hidrogen, cu dimensiunea (raza Bohr):

$$a_0 = \frac{\hbar}{m_e c \alpha_{el}} \approx 5.3 \times 10^{-11} m = 0.53 \text{ \AA}$$



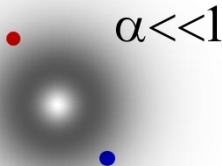
- ▶ Dacă $\alpha_{el} \sim 1$, atomul e^+e^- ar fi cu raza de 137 ori mai mică:
 $a_0/137 \approx 0.4 \times 10^{-12} m$
Pe asemenea distanțe forțele electrice sunt mai puternice, iar în atom apar și dispar particule virtuale ca urmare a fluctuațiilor cuantice $\Delta E \Delta t \approx \hbar$

Tărie interacția electrostatică

- ▶ Forța de interacție electrostatică între e^+ și e^- (Legea Coulomb):

$$F_{el} = k \frac{e^2}{r^2} = \alpha_{el} \frac{\hbar c}{r^2} \text{ unde } \alpha_{el} = k \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \text{ const. structură fină}$$

$$\alpha_{el} = \frac{F_{el} r^2}{\hbar c} - \text{măsoară tăria interacției electromagnetice}$$



- ▶ Pentru $\alpha_{el} \ll 1$ atomul e^+e^- are o structură simplă de tip hidrogen, cu dimensiunea (raza Bohr):

$$a_0 = \frac{\hbar}{m_e c \alpha_{el}} \approx 5.3 \times 10^{-11} \text{ m} = 0.53 \text{ \AA}$$

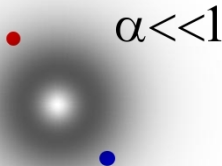
- ▶ Dacă $\alpha_{el} \sim 1$, atomul e^+e^- ar fi cu raza de 137 ori mai mică:
 $a_0/137 \approx 0.4 \times 10^{-12} \text{ m}$
Pe asemenea distanțe forțele electrice sunt mai puternice, iar în atom apar și dispar particule virtuale ca urmare a fluctuațiilor cuantice $\Delta E \Delta t \approx \hbar$

Tărie interacția electrostatică

- ▶ Forța de interacție electrostatică între e^+ și e^- (Legea Coulomb):

$$F_{el} = k \frac{e^2}{r^2} = \alpha_{el} \frac{\hbar c}{r^2} \text{ unde } \alpha_{el} = k \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \text{ const. structură fină}$$

$$\alpha_{el} = \frac{F_{el} r^2}{\hbar c} - \text{măsoară tăria interacției electromagnetice}$$



- ▶ Pentru $\alpha_{el} \ll 1$ atomul e^+e^- are o structură simplă de tip hidrogen, cu dimensiunea (raza Bohr):

$$a_0 = \frac{\hbar}{m_e c \alpha_{el}} \approx 5.3 \times 10^{-11} m = 0.53 \text{ \AA}$$



- ▶ Dacă $\alpha_{el} \sim 1$, atomul e^+e^- ar fi cu raza de 137 ori mai mică:

$$a_0/137 \approx 0.4 \times 10^{-12} m$$

Pe asemenea distanțe forțele electrice sunt mai puternice, iar în atom apar și dispar particule virtuale ca urmare a fluctuațiilor cuantice $\Delta E \Delta t \approx \hbar$

Măsura tăriei unei interacții

$$\alpha_{el} = k \frac{e^2}{\hbar c} \quad ; \quad \alpha_w = g_F \frac{m^2 c^2}{\hbar^2 (\hbar c)} \quad ; \quad \alpha_s = \frac{a}{\ln(m_b/m_p)}$$

Interacția	Domeniu $R \approx \frac{\hbar c}{m_b c^2}$	Tărie interacție $\alpha = \frac{F r^2}{\hbar c}$	Tărie pe domeniul	
			de int.slabă $2 \cdot 10^{-18} m$	de int.tare $10^{-15} m$
el-mag ($m_\gamma = 0$)	$R_{el} \sim \infty$	$\alpha_{el} \approx \frac{1}{137} \approx 0.0073$	$\alpha_{el} \approx 0.0073$ ($\alpha_{el} \sim \alpha_w$)	$\alpha_{el} \approx 0.0073$
slabă ($m_w = 80 GeV$)	$R_w \approx 2 \cdot 10^{-18} m$	$\alpha_w = 0.02 e^{-r/R_w}$	$\alpha_w \approx 0.00736$	$\alpha_w \approx 10^{-180}$
tare ($m_\pi = 139 MeV$)	$R_s \approx 10^{-15} m$	$\alpha_s \approx 1$	$\alpha_s \approx 0.11$ ($\alpha_s \sim 15 \alpha_{el}$)	$\alpha_s \approx 1$
gravitația ($m_g = 0$)	$R_g \sim \infty$	$\alpha_g \approx 10^{-38}$		

Măsura tăriei unei interacții

$$\alpha_{el} = k \frac{e^2}{\hbar c} \quad ; \quad \alpha_w = g_F \frac{m^2 c^2}{\hbar^2 (\hbar c)} \quad ; \quad \alpha_s = \frac{a}{\ln(m_b/m_p)}$$

Interacția	Domeniu $R \approx \frac{\hbar c}{m_b c^2}$	Tărie interacție $\alpha = \frac{F r^2}{\hbar c}$	Tărie pe domeniul	
			de int.slabă $2 \cdot 10^{-18} m$	de int.tare $10^{-15} m$
el-mag ($m_\gamma = 0$)	$R_{el} \sim \infty$	$\alpha_{el} \approx \frac{1}{137} \approx 0.0073$	$\alpha_{el} \approx 0.0073$ ($\alpha_{el} \sim \alpha_w$)	$\alpha_{el} \approx 0.0073$
slabă ($m_w = 80 GeV$)	$R_w \approx 2 \cdot 10^{-18} m$	$\alpha_w = 0.02 e^{-r/R_w}$	$\alpha_w \approx 0.00736$	$\alpha_w \approx 10^{-180}$
tare ($m_\pi = 139 MeV$)	$R_s \approx 10^{-15} m$	$\alpha_s \approx 1$	$\alpha_s \approx 0.11$ ($\alpha_s \sim 15 \alpha_{el}$)	$\alpha_s \approx 1$
gravitația ($m_g = 0$)	$R_g \sim \infty$	$\alpha_g \approx 10^{-38}$		

Măsură tăriei unei interacții

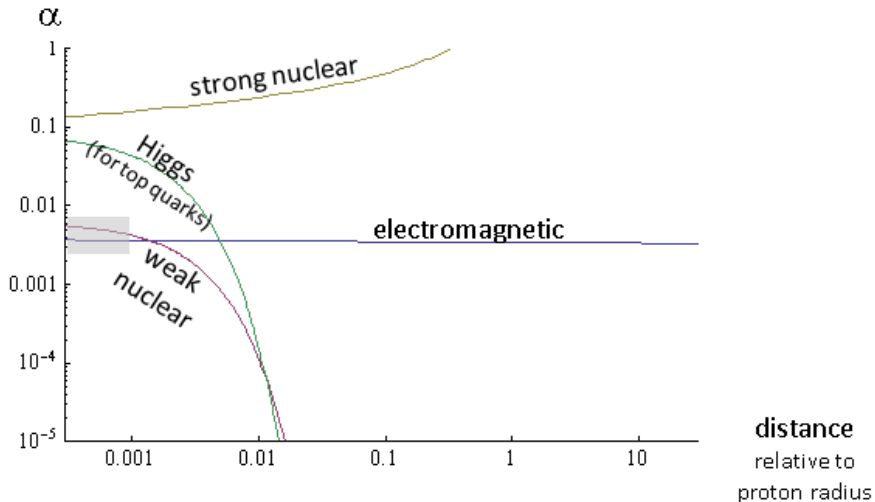
$$\alpha_{el} = k \frac{e^2}{\hbar c} \quad ; \quad \alpha_w = g_F \frac{m^2 c^2}{\hbar^2 (\hbar c)} \quad ; \quad \alpha_s = \frac{a}{\ln(m_b/m_p)}$$

Interacția	Domeniu $R \approx \frac{\hbar c}{m_b c^2}$	Tărie interacție $\alpha = \frac{F r^2}{\hbar c}$	Tărie pe domeniul	
			de int.slabă $2 \cdot 10^{-18} m$	de int.tare $10^{-15} m$
el-mag ($m_\gamma = 0$)	$R_{el} \sim \infty$	$\alpha_{el} \approx \frac{1}{137} \approx 0.0073$	$\alpha_{el} \approx 0.0073$ ($\alpha_{el} \sim \alpha_w$)	$\alpha_{el} \approx 0.0073$
slabă ($m_W = 80 GeV$)	$R_w \approx 2 \cdot 10^{-18} m$	$\alpha_w = 0.02 e^{-r/R_w}$	$\alpha_w \approx 0.00736$	$\alpha_w \approx 10^{-180}$
tare ($m_\pi = 139 MeV$)	$R_s \approx 10^{-15} m$	$\alpha_s \approx 1$	$\alpha_s \approx 0.11$ ($\alpha_s \sim 15 \alpha_{el}$)	$\alpha_s \approx 1$
gravitația ($m_g = 0$)	$R_g \sim \infty$	$\alpha_g \approx 10^{-38}$		

Măsură tăriei unei interacții

$$\alpha_{el} = k \frac{e^2}{\hbar c} \quad ; \quad \alpha_w = g_F \frac{m^2 c^2}{\hbar^2 (\hbar c)} \quad ; \quad \alpha_s = \frac{a}{\ln(m_b/m_p)}$$

Interacția	Domeniu $R \approx \frac{\hbar c}{m_b c^2}$	Tărie interacție $\alpha = \frac{F r^2}{\hbar c}$	Tărie pe domeniul	
			de int.slabă $2 \cdot 10^{-18} m$	de int.tare $10^{-15} m$
el-mag ($m_\gamma = 0$)	$R_{el} \sim \infty$	$\alpha_{el} \approx \frac{1}{137} \approx 0.0073$	$\alpha_{el} \approx 0.0073$ ($\alpha_{el} \sim \alpha_w$)	$\alpha_{el} \approx 0.0073$
slabă ($m_W = 80 GeV$)	$R_w \approx 2 \cdot 10^{-18} m$	$\alpha_w = 0.02 e^{-r/R_w}$	$\alpha_w \approx 0.00736$	$\alpha_w \approx 10^{-180}$
tare ($m_\pi = 139 MeV$)	$R_s \approx 10^{-15} m$	$\alpha_s \approx 1$	$\alpha_s \approx 0.11$ ($\alpha_s \sim 15 \alpha_{el}$)	$\alpha_s \approx 1$
gravitația ($m_g = 0$)	$R_g \sim \infty$	$\alpha_g \approx 10^{-38}$		



The relative strengths (α) for the forces acting on a top quark and top anti-quark, with mass almost 200 times larger than a proton, as a function of radius, between about 1/3000 of a proton's radius and 30 proton radii. The Higgs force and the weak nuclear force become extremely weak at distances even smaller than the proton radius, while the strong nuclear force becomes strong at the proton radius. Electromagnetism stays moderately weak at all distances. There are subtleties, ignored here, involving electromagnetism and the weak nuclear force at sufficiently short distances (grey box). Gravity is incredibly weak and lies far below this graph. For the up and down quarks in the proton and neutron, the graph would be similar, except that the Higgs force would be far too small to appear on the plot; the same would be true for two electrons, though it is unaffected by the strong nuclear force. (Matt Strassler <https://profmattstrassler.com/>)

Partea III

Câmpuri de particule

Stări relativiste de energie pozitivă și negativă (recap.)

- Sol. generală a ec. K-G are mai multe componente, la fel și ec. undelor, adică:

$$\varphi = \sum_k \frac{1}{\sqrt{2\omega_k V}} \left(\underbrace{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}_{\varphi_+} + \underbrace{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}_{\varphi_-} + \underbrace{C_k e^{-i(\omega_k t + kx)} + D_k^* e^{i(\omega_k t + kx)}}_{\text{omise ca sol.K-G}} \right)$$

- Sol. K-G de $E > 0$ este:

$$\varphi_+ = \sum_k \frac{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}}$$

- Sol. K-G de $E < 0$ este:

$$\varphi_- = \sum_k \frac{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}}$$

- Ec. cu val. pr. de $E > 0$ $\hat{E}\varphi_+ = E_+\varphi_+$ $i\hbar \frac{\partial \varphi_+}{\partial t} = i\hbar(-i\omega_k) \frac{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}} = \underbrace{\hbar\omega_k}_{E_+} \varphi_+ \Rightarrow E_+ = \hbar\omega_k > 0$

- Ec. cu val. pr. de $E < 0$ $\hat{E}\varphi_- = E_-\varphi_-$ $i\hbar \frac{\partial \varphi_-}{\partial t} = i\hbar(i\omega_k) \frac{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}} = \underbrace{-\hbar\omega_k}_{E_-} \varphi_- \Rightarrow E_- = -\hbar\omega_k < 0$

- Exprimăm stările relativiste de undă plană φ_{\pm} prin energia E și impulsul \vec{p} , cu

$$E = h\nu = h \frac{\omega}{2\pi} = \hbar\omega > 0 \quad \text{și} \quad \vec{p} = \frac{h}{\lambda} = \hbar \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar \vec{k}$$

Deci, sol. K-G se pot scrie:

$$\varphi_{\pm} = N e^{\mp i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$$

$$\text{și} \quad \varphi_{\pm}^* = N^* e^{\pm i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar} \quad (1)$$

Stări relativiste de energie pozitivă și negativă (recap.)

- Sol. generală a ec. K-G are mai multe componente, la fel și ec. undelor, adică:

$$\varphi = \sum_k \frac{1}{\sqrt{2\omega_k V}} \left(\underbrace{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}_{\varphi_+} + \underbrace{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}_{\varphi_-} + \underbrace{C_k e^{-i(\omega_k t + kx)} + D_k^* e^{i(\omega_k t + kx)}}_{\text{omise ca sol.K-G}} \right)$$

- Sol. K-G de $E > 0$ este:

$$\varphi_+ = \sum_k \frac{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}}$$

- Sol. K-G de $E < 0$ este:

$$\varphi_- = \sum_k \frac{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}}$$

- Ec. cu val. pr. de $E > 0$

$$\hat{E}\varphi_+ = E_+\varphi_+ \quad i\hbar \frac{\partial \varphi_+}{\partial t} = i\hbar(-i\omega_k) \frac{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}} = \underbrace{\hbar\omega_k}_{E_+} \varphi_+ \Rightarrow E_+ = \hbar\omega_k > 0$$

- Ec. cu val. pr. de $E < 0$

$$\hat{E}\varphi_- = E_-\varphi_- \quad i\hbar \frac{\partial \varphi_-}{\partial t} = i\hbar(i\omega_k) \frac{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}} = \underbrace{-\hbar\omega_k}_{E_-} \varphi_- \Rightarrow E_- = -\hbar\omega_k < 0$$

- Exprimăm stările relativiste de undă plană φ_{\pm} prin energia E și impulsul \vec{p} , cu

$$E = h\nu = h \frac{\omega}{2\pi} = \hbar\omega > 0 \quad \text{și} \quad \vec{p} = \frac{h}{\lambda} = \hbar \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar \vec{k}$$

Deci, sol. K-G se pot scrie:

$$\varphi_{\pm} = N e^{\mp i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar} \quad \text{și} \quad \varphi_{\pm}^* = N^* e^{\pm i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar} \quad (1)$$

Stări relativiste de energie pozitivă și negativă (recap.)

- Sol. generală a ec. K-G are mai multe componente, la fel și ec. undelor, adică:

$$\varphi = \sum_k \frac{1}{\sqrt{2\omega_k V}} \left(\underbrace{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}_{\varphi_+} + \underbrace{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}_{\varphi_-} + \underbrace{C_k e^{-i(\omega_k t + kx)} + D_k^* e^{i(\omega_k t + kx)}}_{\text{omise ca sol.K-G}} \right)$$

- Sol. K-G de $E > 0$ este:

$$\varphi_+ = \sum_k \frac{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}}$$

- Sol. K-G de $E < 0$ este:

$$\varphi_- = \sum_k \frac{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}}$$

- Ec. cu val. pr. de $E > 0$ $\hat{E}\varphi_+ = E_+\varphi_+$ $i\hbar \frac{\partial \varphi_+}{\partial t} = i\hbar(-i\omega_k) \frac{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}} = \underbrace{\hbar\omega_k}_{E_+} \varphi_+ \Rightarrow E_+ = \hbar\omega_k > 0$

- Ec. cu val. pr. de $E < 0$ $\hat{E}\varphi_- = E_-\varphi_-$ $i\hbar \frac{\partial \varphi_-}{\partial t} = i\hbar(i\omega_k) \frac{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}} = \underbrace{-\hbar\omega_k}_{E_-} \varphi_- \Rightarrow E_- = -\hbar\omega_k < 0$

- Exprimăm stările relativiste de undă plană φ_{\pm} prin energia E și impulsul \vec{p} , cu

$$E = h\nu = h \frac{\omega}{2\pi} = \hbar\omega > 0 \quad \text{și} \quad \vec{p} = \frac{h}{\lambda} = \hbar \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar \vec{k}$$

Deci, sol. K-G se pot scrie:

$$\varphi_{\pm} = N e^{\mp i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$$

$$\text{și} \quad \varphi_{\pm}^* = N^* e^{\pm i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar} \quad (1)$$

Stări relativiste de energie pozitivă și negativă (recap.)

- Sol. generală a ec. K-G are mai multe componente, la fel și ec. undelor, adică:

$$\varphi = \sum_k \frac{1}{\sqrt{2\omega_k V}} \left(\underbrace{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}_{\varphi_+} + \underbrace{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}_{\varphi_-} + \underbrace{C_k e^{-i(\omega_k t + kx)} + D_k^* e^{i(\omega_k t + kx)}}_{\text{omise ca sol.K-G}} \right)$$

- Sol. K-G de $E > 0$ este:

$$\varphi_+ = \sum_k \frac{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}}$$

- Sol. K-G de $E < 0$ este:

$$\varphi_- = \sum_k \frac{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}}$$

- Ec. cu val. pr. de $E > 0$ $\hat{E}\varphi_+ = E_+\varphi_+$ $i\hbar \frac{\partial \varphi_+}{\partial t} = i\hbar(-i\omega_k) \frac{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}} = \underbrace{\hbar\omega_k}_{E_+} \varphi_+ \Rightarrow E_+ = \hbar\omega_k > 0$

- Ec. cu val. pr. de $E < 0$ $\hat{E}\varphi_- = E_-\varphi_-$ $i\hbar \frac{\partial \varphi_-}{\partial t} = i\hbar(i\omega_k) \frac{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}} = \underbrace{-\hbar\omega_k}_{E_-} \varphi_- \Rightarrow E_- = -\hbar\omega_k < 0$

- Exprimăm stările relativiste de undă plană φ_{\pm} prin energia E și impulsul \vec{p} , cu

$$E = h\nu = h \frac{\omega}{2\pi} = \hbar\omega > 0 \quad \text{și} \quad \vec{p} = \frac{h}{\lambda} = \hbar \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar \vec{k}$$

Deci, sol. K-G se pot scrie:

$$\varphi_{\pm} = N e^{\mp i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar} \quad \text{și} \quad \varphi_{\pm}^* = N^* e^{\pm i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar} \quad (1)$$

Stări relativiste de energie pozitivă și negativă (recap.)

- Sol. generală a ec. K-G are mai multe componente, la fel și ec. undelor, adică:

$$\varphi = \sum_k \frac{1}{\sqrt{2\omega_k V}} \left(\underbrace{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}_{\varphi_+} + \underbrace{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}_{\varphi_-} + \underbrace{C_k e^{-i(\omega_k t + kx)} + D_k^* e^{i(\omega_k t + kx)}}_{\text{omise ca sol.K-G}} \right)$$

► Sol. K-G de $E > 0$ este:
$$\varphi_+ = \sum_k \frac{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}}$$

Sol. K-G de $E < 0$ este:
$$\varphi_- = \sum_k \frac{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}}$$

► Ec. cu val. pr. de $E > 0$
$$\hat{E}\varphi_+ = E_+\varphi_+ \quad i\hbar \frac{\partial \varphi_+}{\partial t} = i\hbar(-i\omega_k) \frac{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}} = \underbrace{\hbar\omega_k}_{E_+} \varphi_+ \Rightarrow E_+ = \hbar\omega_k > 0$$

► Ec. cu val. pr. de $E < 0$
$$\hat{E}\varphi_- = E_-\varphi_- \quad i\hbar \frac{\partial \varphi_-}{\partial t} = i\hbar(i\omega_k) \frac{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}} = \underbrace{-\hbar\omega_k}_{E_-} \varphi_- \Rightarrow E_- = -\hbar\omega_k < 0$$

- Exprimăm stările relativiste de undă plană φ_{\pm} prin energia E și impulsul \vec{p} , cu

$$E = h\nu = h \frac{\omega}{2\pi} = \hbar\omega > 0 \quad \text{și} \quad \vec{p} = \frac{h}{\lambda} = \hbar \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar \vec{k}$$

Deci, sol. K-G se pot scrie:

$$\varphi_{\pm} = N e^{\mp i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar} \quad \text{și} \quad \varphi_{\pm}^* = N^* e^{\pm i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar} \quad (1)$$

Stări relativiste de energie pozitivă și negativă (recap.)

- Sol. generală a ec. K-G are mai multe componente, la fel și ec. undelor, adică:

$$\varphi = \sum_k \frac{1}{\sqrt{2\omega_k V}} \left(\underbrace{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}_{\varphi_+} + \underbrace{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}_{\varphi_-} + \underbrace{C_k e^{-i(\omega_k t + kx)} + D_k^* e^{i(\omega_k t + kx)}}_{\text{omise ca sol.K-G}} \right)$$

► Sol. K-G de $E > 0$ este:
$$\varphi_+ = \sum_k \frac{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}}$$

Sol. K-G de $E < 0$ este:
$$\varphi_- = \sum_k \frac{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}}$$

► Ec. cu val. pr. de $E > 0$
$$\hat{E}\varphi_+ = E_+\varphi_+ \quad i\hbar \frac{\partial \varphi_+}{\partial t} = i\hbar(-i\omega_k) \frac{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}} = \underbrace{\hbar\omega_k}_{E_+} \varphi_+ \Rightarrow E_+ = \hbar\omega_k > 0$$

► Ec. cu val. pr. de $E < 0$
$$\hat{E}\varphi_- = E_-\varphi_- \quad i\hbar \frac{\partial \varphi_-}{\partial t} = i\hbar(i\omega_k) \frac{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}} = \underbrace{-\hbar\omega_k}_{E_-} \varphi_- \Rightarrow E_- = -\hbar\omega_k < 0$$

- Exprimăm stările relativiste de undă plană φ_{\pm} prin energia E și impulsul \vec{p} , cu

$$E = h\nu = h \frac{\omega}{2\pi} = \hbar\omega > 0 \quad \text{și} \quad \vec{p} = \frac{h}{\lambda} = \hbar \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar \vec{k}$$

Deci, sol. K-G se pot scrie:

$$\varphi_{\pm} = N e^{\mp i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$$

și
$$\varphi_{\pm}^* = N^* e^{\pm i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar} \quad (1)$$

Stări relativiste de energie pozitivă și negativă (recap.)

- Sol. generală a ec. K-G are mai multe componente, la fel și ec. undelor, adică:

$$\varphi = \sum_k \frac{1}{\sqrt{2\omega_k V}} \left(\underbrace{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}_{\varphi_+} + \underbrace{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}_{\varphi_-} + \underbrace{C_k e^{-i(\omega_k t + kx)} + D_k^* e^{i(\omega_k t + kx)}}_{\text{omise ca sol.K-G}} \right)$$

► Sol. K-G de $E > 0$ este:
$$\varphi_+ = \sum_k \frac{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}}$$

Sol. K-G de $E < 0$ este:
$$\varphi_- = \sum_k \frac{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}}$$

► Ec. cu val. pr. de $E > 0$
$$\hat{E}\varphi_+ = E_+\varphi_+ \quad i\hbar \frac{\partial \varphi_+}{\partial t} = i\hbar(-i\omega_k) \frac{A_k e^{-i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}} = \underbrace{\hbar\omega_k}_{E_+} \varphi_+ \Rightarrow E_+ = \hbar\omega_k > 0$$

► Ec. cu val. pr. de $E < 0$
$$\hat{E}\varphi_- = E_-\varphi_- \quad i\hbar \frac{\partial \varphi_-}{\partial t} = i\hbar(i\omega_k) \frac{B_k^* e^{i(\omega_k t - kx)}}{\sqrt{2\omega_k V}} = \underbrace{-\hbar\omega_k}_{E_-} \varphi_- \Rightarrow E_- = -\hbar\omega_k < 0$$

- Exprimăm stările relativiste de undă plană φ_{\pm} prin energia E și impulsul \vec{p} , cu

$$E = h\nu = h \frac{\omega}{2\pi} = \hbar\omega > 0 \quad \text{și} \quad \vec{p} = \frac{h}{\lambda} = \hbar \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar \vec{k}$$

Deci, sol. K-G se pot scrie:

$$\varphi_{\pm} = N e^{\mp i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar} \quad \text{și} \quad \varphi_{\pm}^* = N^* e^{\pm i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar} \quad (1)$$

Densități și curenți de probabilitate (recapitulare)

- ▶ In cazul nerelativist, Schrödinger, din mecanica cuantică,

$$\text{Densitatea de probabilitate: } \rho = \psi^* \psi = |\psi|^2 \quad (2)$$

$$\text{Curentul de probabilitate } \vec{j} = -\frac{i\hbar}{2m} (\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*) \quad (3)$$

- ▶ In cazul relativist, Klein-Gordon, din mecanica cuantică,

$$\text{Densitatea de probabilitate: } \rho = \frac{i}{c} \left(\varphi^* \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \varphi \frac{\partial \varphi^*}{\partial t} \right) \quad (4)$$

$$\text{Curentul de probabilitate } \vec{j} = -i(\varphi^* \vec{\nabla} \varphi - \varphi \vec{\nabla} \varphi^*) \quad (5)$$

- ▶ Cu soluțiile K-G (1): $\varphi_{\pm} = N e^{-i(\pm E t - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$ și $\varphi_{\pm}^* = N^* e^{+i(\pm E t - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$

$$\text{Densitatea de probabilitate: } c\rho_{\pm} = i(-2i(\pm E/\hbar)) |N|^2 = 2(\pm E/\hbar) |N|^2 \quad (6)$$

$$\text{Curentul de probabilitate: } \vec{j}_{\pm} = -i(2i(\pm \vec{p}/\hbar)) |N|^2 = 2(\pm \vec{p}/\hbar) |N|^2 \quad (7)$$

- ▶ *Densitatea de probabilitate* este proporțională cu energia E a particulei, care poate fi atât pozitivă cât și negativă; adică, semnul lui ρ este semnul energiei. Pt. sol. de $E > 0$ este valabilă interpretarea ca *densitate de probabilitate*. Pt. sol. de $E < 0$ avem $\rho < 0$, și nu mai poate fi interpretată ca o probabilitate.
- ▶ Problema energiilor negative era de la început inclusă în ecuația K-G, când s-a pornit de la expresia relativistă a energiei:

$$E = \pm \sqrt{\vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4}$$

Densități și curenți de probabilitate (recapitulare)

- ▶ In cazul nerelativist, Schrödinger, din mecanica cuantică,

Densitatea de probabilitate: $\rho = \psi^* \psi = |\psi|^2$ (2)

Curentul de probabilitate $\vec{j} = -\frac{i\hbar}{2m}(\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*)$ (3)

- ▶ In cazul relativist, Klein-Gordon, din mecanica cuantică,

Densitatea de probabilitate: $\rho = \frac{i}{c} \left(\varphi^* \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \varphi \frac{\partial \varphi^*}{\partial t} \right)$ (4)

Curentul de probabilitate $\vec{j} = -i(\varphi^* \vec{\nabla} \varphi - \varphi \vec{\nabla} \varphi^*)$ (5)

- ▶ Cu soluțiile K-G (1): $\varphi_{\pm} = N e^{-i(\pm E t - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$ și $\varphi_{\pm}^* = N^* e^{+i(\pm E t - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$

Densitatea de probabilitate: $c\rho_{\pm} = i(-2i(\pm E/\hbar)) |N|^2 = 2(\pm E/\hbar) |N|^2$ (6)

Curentul de probabilitate: $\vec{j}_{\pm} = -i(2i(\pm \vec{p}/\hbar)) |N|^2 = 2(\pm \vec{p}/\hbar) |N|^2$ (7)

- ▶ *Densitatea de probabilitate* este proporțională cu energia E a particulei, care poate fi atât pozitivă cât și negativă; adică, semnul lui ρ este semnul energiei. Pt. sol. de $E > 0$ este valabilă interpretarea ca *densitate de probabilitate*. Pt. sol. de $E < 0$ avem $\rho < 0$, și nu mai poate fi interpretată ca o probabilitate.
- ▶ Problema energiilor negative era de la început inclusă în ecuația K-G, când s-a pornit de la expresia relativistă a energiei:

$$E = \pm \sqrt{\vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4}$$

Densități și curenți de probabilitate (recapitulare)

- ▶ In cazul nerelativist, Schrödinger, din mecanica cuantică,

Densitatea de probabilitate: $\rho = \psi^* \psi = |\psi|^2$ (2)

Curentul de probabilitate $\vec{j} = -\frac{i\hbar}{2m}(\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*)$ (3)

- ▶ In cazul relativist, Klein-Gordon, din mecanica cuantică,

Densitatea de probabilitate: $\rho = \frac{i}{c} \left(\varphi^* \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \varphi \frac{\partial \varphi^*}{\partial t} \right)$ (4)

Curentul de probabilitate $\vec{j} = -i(\varphi^* \vec{\nabla} \varphi - \varphi \vec{\nabla} \varphi^*)$ (5)

- ▶ Cu soluțiile K-G (1): $\varphi_{\pm} = N e^{-i(\pm E t - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$ și $\varphi_{\pm}^* = N^* e^{+i(\pm E t - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$

Densitatea de probabilitate: $c\rho_{\pm} = i(-2i(\pm E/\hbar)) |N|^2 = 2(\pm E/\hbar) |N|^2$ (6)

Curentul de probabilitate: $\vec{j}_{\pm} = -i(2i(\pm \vec{p}/\hbar)) |N|^2 = 2(\pm \vec{p}/\hbar) |N|^2$ (7)

- ▶ *Densitatea de probabilitate* este proporțională cu energia E a particulei, care poate fi atât pozitivă cât și negativă; adică, semnul lui ρ este semnul energiei. Pt. sol. de $E > 0$ este valabilă interpretarea ca *densitate de probabilitate*. Pt. sol. de $E < 0$ avem $\rho < 0$, și nu mai poate fi interpretată ca o probabilitate.
- ▶ Problema energiilor negative era de la început inclusă în ecuația K-G, când s-a pornit de la expresia relativistă a energiei:

$$E = \pm \sqrt{\vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4}$$

Densități și curenți de probabilitate (recapitulare)

- ▶ In cazul nerelativist, Schrödinger, din mecanica cuantică,

$$\text{Densitatea de probabilitate: } \rho = \psi^* \psi = |\psi|^2 \quad (2)$$

$$\text{Curentul de probabilitate } \vec{j} = -\frac{i\hbar}{2m} (\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*) \quad (3)$$

- ▶ In cazul relativist, Klein-Gordon, din mecanica cuantică,

$$\text{Densitatea de probabilitate: } \rho = \frac{i}{c} \left(\varphi^* \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \varphi \frac{\partial \varphi^*}{\partial t} \right) \quad (4)$$

$$\text{Curentul de probabilitate } \vec{j} = -i(\varphi^* \vec{\nabla} \varphi - \varphi \vec{\nabla} \varphi^*) \quad (5)$$

- ▶ Cu soluțiile K-G (1): $\varphi_{\pm} = N e^{-i(\pm E t - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$ și $\varphi_{\pm}^* = N^* e^{+i(\pm E t - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$

$$\text{Densitatea de probabilitate: } c\rho_{\pm} = i(-2i(\pm E/\hbar)) |N|^2 = 2(\pm E/\hbar) |N|^2 \quad (6)$$

$$\text{Curentul de probabilitate: } \vec{j}_{\pm} = -i(2i(\pm \vec{p}/\hbar)) |N|^2 = 2(\pm \vec{p}/\hbar) |N|^2 \quad (7)$$

- ▶ *Densitatea de probabilitate* este proporțională cu energia E a particulei, care poate fi atât pozitivă cât și negativă; adică, semnul lui ρ este semnul energiei. Pt. sol. de $E > 0$ este valabilă interpretarea ca *densitate de probabilitate*. Pt. sol. de $E < 0$ avem $\rho < 0$, și nu mai poate fi interpretată ca o probabilitate.
- ▶ Problema energiilor negative era de la început inclusă în ecuația K-G, când s-a pornit de la expresia relativistă a energiei:

$$E = \pm \sqrt{\vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4}$$

Densități și curenți de probabilitate (recapitulare)

- ▶ In cazul nerelativist, Schrödinger, din mecanica cuantică,

$$\text{Densitatea de probabilitate: } \rho = \psi^* \psi = |\psi|^2 \quad (2)$$

$$\text{Curentul de probabilitate } \vec{j} = -\frac{i\hbar}{2m} (\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*) \quad (3)$$

- ▶ In cazul relativist, Klein-Gordon, din mecanica cuantică,

$$\text{Densitatea de probabilitate: } \rho = \frac{i}{c} \left(\varphi^* \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \varphi \frac{\partial \varphi^*}{\partial t} \right) \quad (4)$$

$$\text{Curentul de probabilitate } \vec{j} = -i(\varphi^* \vec{\nabla} \varphi - \varphi \vec{\nabla} \varphi^*) \quad (5)$$

- ▶ Cu soluțiile K-G (1): $\varphi_{\pm} = N e^{-i(\pm E t - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$ și $\varphi_{\pm}^* = N^* e^{+i(\pm E t - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$

$$\text{Densitatea de probabilitate: } c\rho_{\pm} = i(-2i(\pm E/\hbar)) |N|^2 = 2(\pm E/\hbar) |N|^2 \quad (6)$$

$$\text{Curentul de probabilitate: } \vec{j}_{\pm} = -i(2i(\pm \vec{p}/\hbar)) |N|^2 = 2(\pm \vec{p}/\hbar) |N|^2 \quad (7)$$

- ▶ *Densitatea de probabilitate* este proporțională cu energia E a particulei, care poate fi atât pozitivă cât și negativă; adică, semnul lui ρ este semnul energiei. Pt. sol. de $E > 0$ este valabilă interpretarea ca *densitate de probabilitate*. Pt. sol. de $E < 0$ avem $\rho < 0$, și nu mai poate fi interpretată ca o probabilitate.

- ▶ Problema energiilor negative era de la început inclusă în ecuația K-G, când s-a pornit de la expresia relativistă a energiei:

$$E = \pm \sqrt{\vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4}$$

Densități și curenți de probabilitate (recapitulare)

- ▶ In cazul nerelativist, Schrödinger, din mecanica cuantică,

$$\text{Densitatea de probabilitate: } \rho = \psi^* \psi = |\psi|^2 \quad (2)$$

$$\text{Curentul de probabilitate } \vec{j} = -\frac{i\hbar}{2m} (\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*) \quad (3)$$

- ▶ In cazul relativist, Klein-Gordon, din mecanica cuantică,

$$\text{Densitatea de probabilitate: } \rho = \frac{i}{c} \left(\varphi^* \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \varphi \frac{\partial \varphi^*}{\partial t} \right) \quad (4)$$

$$\text{Curentul de probabilitate } \vec{j} = -i(\varphi^* \vec{\nabla} \varphi - \varphi \vec{\nabla} \varphi^*) \quad (5)$$

- ▶ Cu soluțiile K-G (1): $\varphi_{\pm} = N e^{-i(\pm E t - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$ și $\varphi_{\pm}^* = N^* e^{+i(\pm E t - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$

$$\text{Densitatea de probabilitate: } c\rho_{\pm} = i(-2i(\pm E/\hbar)) |N|^2 = 2(\pm E/\hbar) |N|^2 \quad (6)$$

$$\text{Curentul de probabilitate: } \vec{j}_{\pm} = -i(2i(\pm \vec{p}/\hbar)) |N|^2 = 2(\pm \vec{p}/\hbar) |N|^2 \quad (7)$$

- ▶ *Densitatea de probabilitate* este proporțională cu energia E a particulei, care poate fi atât pozitivă cât și negativă; adică, semnul lui ρ este semnul energiei. Pt. sol. de $E > 0$ este valabilă interpretarea ca *densitate de probabilitate*. Pt. sol. de $E < 0$ avem $\rho < 0$, și nu mai poate fi interpretată ca o probabilitate.

- ▶ Problema energiilor negative era de la început inclusă în ecuația K-G, când s-a pornit de la expresia relativistă a energiei:

$$E = \pm \sqrt{\vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4}$$

Densități și curenți de probabilitate (recapitulare)

- ▶ In cazul nerelativist, Schrödinger, din mecanica cuantică,

$$\text{Densitatea de probabilitate: } \rho = \psi^* \psi = |\psi|^2 \quad (2)$$

$$\text{Curentul de probabilitate } \vec{j} = -\frac{i\hbar}{2m} (\psi^* \vec{\nabla} \psi - \psi \vec{\nabla} \psi^*) \quad (3)$$

- ▶ In cazul relativist, Klein-Gordon, din mecanica cuantică,

$$\text{Densitatea de probabilitate: } \rho = \frac{i}{c} \left(\varphi^* \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \varphi \frac{\partial \varphi^*}{\partial t} \right) \quad (4)$$

$$\text{Curentul de probabilitate } \vec{j} = -i(\varphi^* \vec{\nabla} \varphi - \varphi \vec{\nabla} \varphi^*) \quad (5)$$

- ▶ Cu soluțiile K-G (1): $\varphi_{\pm} = N e^{-i(\pm E t - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$ și $\varphi_{\pm}^* = N^* e^{+i(\pm E t - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$

$$\text{Densitatea de probabilitate: } c\rho_{\pm} = i(-2i(\pm E/\hbar)) |N|^2 = 2(\pm E/\hbar) |N|^2 \quad (6)$$

$$\text{Curentul de probabilitate: } \vec{j}_{\pm} = -i(2i(\pm \vec{p}/\hbar)) |N|^2 = 2(\pm \vec{p}/\hbar) |N|^2 \quad (7)$$

- ▶ *Densitatea de probabilitate* este proporțională cu energia E a particulei, care poate fi atât pozitivă cât și negativă; adică, semnul lui ρ este semnul energiei. Pt. sol. de $E > 0$ este valabilă interpretarea ca *densitate de probabilitate*. Pt. sol. de $E < 0$ avem $\rho < 0$, și nu mai poate fi interpretată ca o probabilitate.
- ▶ Problema energiilor negative era de la început inclusă în ecuația K-G, când s-a pornit de la expresia relativistă a energiei:

$$E = \pm \sqrt{\vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4}$$

Densități și curenți de sarcină

- ▶ In 1934, Pauli și Weisskopf au revizuit ec. K-G prin introducerea sarcinii q și interpretând ρ ca o densitate de sarcină:
$$c\rho = i[q](\varphi^* \partial_t \varphi - \varphi \partial_t \varphi^*)$$

$$\text{iar } \vec{j} \text{ ca un } \underline{\text{curent de sarcină}}: \quad \vec{j} = -i[q](\varphi^* \vec{\nabla} \varphi - \varphi \vec{\nabla} \varphi^*)$$

de data asta ρ poate fi atât pozitivă (particule) cât și negativă (antiparticule).

- ▶ Acum soluțiile de $E < 0$ sunt privite ca soluții de antiparticule (cu $+E$).

- ▶ Să considerăm o particulă (electron) de $E > 0$, $\vec{p} > 0$ și sarcină $-e$, descris de funcția de stare (1) $\varphi_+ = N e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$, atunci ρ și \vec{j} devin:

$$\text{Densitatea de } \underline{\text{electroni}} \text{ (6) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad c\rho_+ = -2e (+E/\hbar) |N|^2$$

$$\text{Curentul de } \underline{\text{electroni}} \text{ (7) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad \vec{j}_+ = -2e (+\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

- ▶ Fie acum antiparticula (pozitron) cu aceeași $E > 0$ și $\vec{p} > 0$ dar sarcina $+e$, descris de aceeași funcție de stare (1) $\varphi_+ = N e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$, iar ρ și \vec{j} devin:

$$\text{Densitatea de } \underline{\text{pozitroni}} \text{ (6) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad c\rho_+ = +2e (+E/\hbar) |N|^2$$

$$\text{Curentul de } \underline{\text{pozitroni}} \text{ (7) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad \vec{j}_+ = +2e (+\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

- ▶ Adică atât ρ_+ cât și \vec{j}_+ pt. pozitroni de $+E$ și $+\vec{p}$ sunt aceleași cu cele pt. electroni cu $-E$ și $-\vec{p}$

$$c\rho_+ = +2e (+E/\hbar) |N|^2 = -2e (-E/\hbar) |N|^2$$

$$\vec{j}_+ = +2e (+\vec{p}/\hbar) |N|^2 = -2e (-\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

Densități și curenți de sarcină

- ▶ În 1934, Pauli și Weisskopf au revizuit ec. K-G prin introducerea sarcinii q și interpretând ρ ca o densitate de sarcină: $c\rho = i\boxed{q}(\varphi^* \partial_t \varphi - \varphi \partial_t \varphi^*)$

$$\text{iar } \vec{j} \text{ ca un } \underline{\text{curent de sarcină}}: \quad \vec{j} = -i\boxed{q}(\varphi^* \vec{\nabla} \varphi - \varphi \vec{\nabla} \varphi^*)$$

de data asta ρ poate fi atât pozitivă (**particule**) cât și negativă (**antiparticule**).

- ▶ Acum soluțiile de $E < 0$ sunt privite ca soluții de antiparticule (cu $+E$).

- ▶ Să considerăm o **particulă** (electron) de $E > 0$, $\vec{p} > 0$ și sarcină **-e**, descris de funcția de stare (1) $\varphi_+ = N e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$, atunci ρ și \vec{j} devin:

$$\text{Densitatea de } \underline{\text{electroni}} \text{ (6) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad c\rho_+ = \text{-2e} (+E/\hbar) |N|^2$$

$$\text{Curentul de } \underline{\text{electroni}} \text{ (7) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad \vec{j}_+ = \text{-2e} (+\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

- ▶ Fie acum **antiparticula** (pozitron) cu aceeași $E > 0$ și $\vec{p} > 0$ dar sarcina **+e**, descris de aceeași funcție de stare (1) $\varphi_+ = N e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$, iar ρ și \vec{j} devin:

$$\text{Densitatea de } \underline{\text{pozitroni}} \text{ (6) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad c\rho_+ = \text{+2e} (+E/\hbar) |N|^2$$

$$\text{Curentul de } \underline{\text{pozitroni}} \text{ (7) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad \vec{j}_+ = \text{+2e} (+\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

- ▶ Adică atât ρ_+ cât și \vec{j}_+ pt. pozitroni de $+E$ și $+\vec{p}$ sunt aceleași cu cele pt. electroni cu $-E$ și $-\vec{p}$

$$c\rho_+ = \text{+2e} (+E/\hbar) |N|^2 = \text{-2e} (-E/\hbar) |N|^2$$

$$\vec{j}_+ = \text{+2e} (+\vec{p}/\hbar) |N|^2 = \text{-2e} (-\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

Densități și curenți de sarcină

- ▶ În 1934, Pauli și Weisskopf au revizuit ec. K-G prin introducerea sarcinii q și interpretând ρ ca o densitate de sarcină:
$$c\rho = i\boxed{q}(\varphi^* \partial_t \varphi - \varphi \partial_t \varphi^*)$$

$$\text{iar } \vec{j} \text{ ca un } \underline{\text{curent de sarcină}}: \quad \vec{j} = -i\boxed{q}(\varphi^* \vec{\nabla} \varphi - \varphi \vec{\nabla} \varphi^*)$$

de data asta ρ poate fi atât pozitivă (**particule**) cât și negativă (**antiparticule**).

- ▶ Acum soluțiile de $E < 0$ sunt privite ca soluții de antiparticule (cu $+E$).

- ▶ Să considerăm o **particulă** (electron) de $E > 0$, $\vec{p} > 0$ și sarcină **$-e$** , descris de funcția de stare (1) $\varphi_+ = N e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$, atunci ρ și \vec{j} devin:

$$\text{Densitatea de } \underline{\text{electroni}} \text{ (6) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad c\rho_+ = \mathbf{-2e} (+E/\hbar) |N|^2$$

$$\text{Curentul de } \underline{\text{electroni}} \text{ (7) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad \vec{j}_+ = \mathbf{-2e} (+\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

- ▶ Fie acum **antiparticula** (pozitron) cu aceeași $E > 0$ și $\vec{p} > 0$ dar sarcina **$+e$** , descris de aceeași funcție de stare (1) $\varphi_+ = N e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$, iar ρ și \vec{j} devin:

$$\text{Densitatea de } \underline{\text{pozitroni}} \text{ (6) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad c\rho_+ = \mathbf{+2e} (+E/\hbar) |N|^2$$

$$\text{Curentul de } \underline{\text{pozitroni}} \text{ (7) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad \vec{j}_+ = \mathbf{+2e} (+\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

- ▶ Adică atât ρ_+ cât și \vec{j}_+ pt. pozitroni de $+E$ și $+\vec{p}$ sunt aceleași cu cele pt. electroni cu $-E$ și $-\vec{p}$

$$c\rho_+ = \mathbf{+2e} (+E/\hbar) |N|^2 = \mathbf{-2e} (-E/\hbar) |N|^2$$

$$\vec{j}_+ = \mathbf{+2e} (+\vec{p}/\hbar) |N|^2 = \mathbf{-2e} (-\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

Densități și curenți de sarcină

- ▶ În 1934, Pauli și Weisskopf au revizuit ec. K-G prin introducerea sarcinii q și interpretând ρ ca o densitate de sarcină: $c\rho = i\boxed{q}(\varphi^* \partial_t \varphi - \varphi \partial_t \varphi^*)$

$$\text{iar } \vec{j} \text{ ca un } \underline{\text{curent de sarcină}}: \quad \vec{j} = -i\boxed{q}(\varphi^* \vec{\nabla} \varphi - \varphi \vec{\nabla} \varphi^*)$$

de data asta ρ poate fi atât pozitivă (**particule**) cât și negativă (**antiparticule**).

- ▶ Acum soluțiile de $E < 0$ sunt privite ca soluții de antiparticule (cu $+E$).

- ▶ Să considerăm o **particulă** (electron) de $E > 0$, $\vec{p} > 0$ și sarcină **-e**, descris de funcția de stare (1) $\varphi_+ = N e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$, atunci ρ și \vec{j} devin:

$$\text{Densitatea de } \underline{\text{electroni}} \text{ (6) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad c\rho_+ = \mathbf{-2e} (+E/\hbar) |N|^2$$

$$\text{Curentul de } \underline{\text{electroni}} \text{ (7) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad \vec{j}_+ = \mathbf{-2e} (+\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

- ▶ Fie acum **antiparticula** (pozitron) cu aceeași $E > 0$ și $\vec{p} > 0$ dar sarcina **+e**, descris de aceeași funcție de stare (1) $\varphi_+ = N e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$, iar ρ și \vec{j} devin:

$$\text{Densitatea de } \underline{\text{pozitroni}} \text{ (6) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad c\rho_+ = \mathbf{+2e} (+E/\hbar) |N|^2$$

$$\text{Curentul de } \underline{\text{pozitroni}} \text{ (7) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad \vec{j}_+ = \mathbf{+2e} (+\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

- ▶ Adică atât ρ_+ cât și \vec{j}_+ pt. pozitroni de $+E$ și $+\vec{p}$ sunt aceleași cu cele pt. electroni cu $-E$ și $-\vec{p}$

$$c\rho_+ = \mathbf{+2e} (+E/\hbar) |N|^2 = \mathbf{-2e} (-E/\hbar) |N|^2$$

$$\vec{j}_+ = \mathbf{+2e} (+\vec{p}/\hbar) |N|^2 = \mathbf{-2e} (-\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

Densități și curenți de sarcină

- ▶ În 1934, Pauli și Weisskopf au revizuit ec. K-G prin introducerea sarcinii q și interpretând ρ ca o densitate de sarcină: $c\rho = i\boxed{q}(\varphi^* \partial_t \varphi - \varphi \partial_t \varphi^*)$

$$\text{iar } \vec{j} \text{ ca un } \underline{\text{curent de sarcină}}: \quad \vec{j} = -i\boxed{q}(\varphi^* \vec{\nabla} \varphi - \varphi \vec{\nabla} \varphi^*)$$

de data asta ρ poate fi atât pozitivă (**particule**) cât și negativă (**antiparticule**).

- ▶ Acum soluțiile de $E < 0$ sunt privite ca soluții de antiparticule (cu $+E$).

- ▶ Să considerăm o **particulă** (electron) de $E > 0$, $\vec{p} > 0$ și sarcină **-e**, descris de funcția de stare (1) $\varphi_+ = N e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$, atunci ρ și \vec{j} devin:

$$\text{Densitatea de } \underline{\text{electroni}} \text{ (6) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad c\rho_+ = \text{-2e} (+E/\hbar) |N|^2$$

$$\text{Curentul de } \underline{\text{electroni}} \text{ (7) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad \vec{j}_+ = \text{-2e} (+\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

- ▶ Fie acum **antiparticula** (pozitron) cu aceeași $E > 0$ și $\vec{p} > 0$ dar sarcina **+e**, descris de aceeași funcție de stare (1) $\varphi_+ = N e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$, iar ρ și \vec{j} devin:

$$\text{Densitatea de } \underline{\text{pozitroni}} \text{ (6) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad c\rho_+ = \text{+2e} (+E/\hbar) |N|^2$$

$$\text{Curentul de } \underline{\text{pozitroni}} \text{ (7) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad \vec{j}_+ = \text{+2e} (+\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

- ▶ Adică atât ρ_+ cât și \vec{j}_+ pt. pozitroni de $+E$ și $+\vec{p}$ sunt aceleași cu cele pt. electroni cu $-E$ și $-\vec{p}$

$$c\rho_+ = \text{+2e} (+E/\hbar) |N|^2 = \text{-2e} (-E/\hbar) |N|^2$$

$$\vec{j}_+ = \text{+2e} (+\vec{p}/\hbar) |N|^2 = \text{-2e} (-\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

Densități și curenți de sarcină

- ▶ În 1934, Pauli și Weisskopf au revizuit ec. K-G prin introducerea sarcinii q și interpretând ρ ca o densitate de sarcină: $c\rho = i\boxed{q}(\varphi^* \partial_t \varphi - \varphi \partial_t \varphi^*)$

$$\text{iar } \vec{j} \text{ ca un } \underline{\text{curent de sarcină}}: \quad \vec{j} = -i\boxed{q}(\varphi^* \vec{\nabla} \varphi - \varphi \vec{\nabla} \varphi^*)$$

de data asta ρ poate fi atât pozitivă (**particule**) cât și negativă (**antiparticule**).

- ▶ Acum soluțiile de $E < 0$ sunt privite ca soluții de antiparticule (cu $+E$).

- ▶ Să considerăm o **particulă** (electron) de $E > 0$, $\vec{p} > 0$ și sarcină **-e**, descris de funcția de stare (1) $\varphi_+ = N e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$, atunci ρ și \vec{j} devin:

$$\text{Densitatea de } \underline{\text{electroni}} \text{ (6) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad c\rho_+ = \text{-2e} (+E/\hbar) |N|^2$$

$$\text{Curentul de } \underline{\text{electroni}} \text{ (7) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad \vec{j}_+ = \text{-2e} (+\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

- ▶ Fie acum **antiparticula** (pozitron) cu aceeași $E > 0$ și $\vec{p} > 0$ dar sarcina **+e**, descris de aceeași funcție de stare (1) $\varphi_+ = N e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$, iar ρ și \vec{j} devin:

$$\text{Densitatea de } \underline{\text{pozitroni}} \text{ (6) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad c\rho_+ = \text{+2e} (+E/\hbar) |N|^2$$

$$\text{Curentul de } \underline{\text{pozitroni}} \text{ (7) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad \vec{j}_+ = \text{+2e} (+\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

- ▶ Adică atât ρ_+ cât și \vec{j}_+ pt. pozitroni de $+E$ și $+\vec{p}$ sunt aceleași cu cele pt. electroni cu $-E$ și $-\vec{p}$

$$c\rho_+ = \text{+2e} (+E/\hbar) |N|^2 = \text{-2e} (-E/\hbar) |N|^2$$

$$\vec{j}_+ = \text{+2e} (+\vec{p}/\hbar) |N|^2 = \text{-2e} (-\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

Densități și curenți de sarcină

- ▶ În 1934, Pauli și Weisskopf au revizuit ec. K-G prin introducerea sarcinii q și interpretând ρ ca o densitate de sarcină: $c\rho = i\boxed{q}(\varphi^* \partial_t \varphi - \varphi \partial_t \varphi^*)$

$$\text{iar } \vec{j} \text{ ca un } \underline{\text{curent de sarcină}}: \quad \vec{j} = -i\boxed{q}(\varphi^* \vec{\nabla} \varphi - \varphi \vec{\nabla} \varphi^*)$$

de data asta ρ poate fi atât pozitivă (**particule**) cât și negativă (**antiparticule**).

- ▶ Acum soluțiile de $E < 0$ sunt privite ca soluții de antiparticule (cu $+E$).

- ▶ Să considerăm o **particulă** (electron) de $E > 0$, $\vec{p} > 0$ și sarcină **-e**, descris de funcția de stare (1) $\varphi_+ = N e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$, atunci ρ și \vec{j} devin:

$$\text{Densitatea de } \underline{\text{electroni}} \text{ (6) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad c\rho_+ = \text{-2e} (+E/\hbar) |N|^2$$

$$\text{Curentul de } \underline{\text{electroni}} \text{ (7) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad \vec{j}_+ = \text{-2e} (+\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

- ▶ Fie acum **antiparticula** (pozitron) cu aceeași $E > 0$ și $\vec{p} > 0$ dar sarcina **+e**, descris de aceeași funcție de stare (1) $\varphi_+ = N e^{-i(Et - \vec{p} \cdot \vec{x})/\hbar}$, iar ρ și \vec{j} devin:

$$\text{Densitatea de } \underline{\text{pozitroni}} \text{ (6) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad c\rho_+ = \text{+2e} (+E/\hbar) |N|^2$$

$$\text{Curentul de } \underline{\text{pozitroni}} \text{ (7) de } E > 0 \text{ va fi: } \quad \vec{j}_+ = \text{+2e} (+\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

- ▶ Adică atât ρ_+ cât și \vec{j}_+ pt. pozitroni de $+E$ și $+\vec{p}$ sunt aceleași cu cele pt. electroni cu $-E$ și $-\vec{p}$

$$c\rho_+ = \text{+2e} (+E/\hbar) |N|^2 = \text{-2e} (-E/\hbar) |N|^2$$

$$\vec{j}_+ = \text{+2e} (+\vec{p}/\hbar) |N|^2 = \text{-2e} (-\vec{p}/\hbar) |N|^2$$

Diagrame de evoluție particule și antiparticule

- ▶ Vectorul impuls al antiparticulei (evoluția în spațiu):

Expresia curentului $\vec{j}_+ = +2e (+\vec{p}/\hbar)|N|^2 = -2e (-\vec{p}/\hbar)|N|^2$ arată că mișcarea antiparticulei ($+\vec{p}$) e echivalentă cu mișcarea de sens opus ($-\vec{p}$) a particulei.

De ex. emisia unui pozitron de impuls $+\vec{p}$ și energie $+E$, este echivalentă cu anihilarea unui electron de impuls $-\vec{p}$ și energie $-E$.

- ▶ Energia antiparticulei (evoluția în timp):

Pe baza descrierii temporale a f. de u., evoluția în timp a unei antiparticule ($-E$) este inversă în timp ($-t$) celei corespunzătoare a particulei ($+E$), deoarece

$$\exp(-i(-E)(-t)) = \exp(-iEt)$$

Adică, soluția de *particulă* ($+E$) evoluând înainte în timp ($+t$), este echivalentă cu soluția de *antiparticulă* ($-E$) evoluând invers în timp ($-t$).

- ▶ Concluzie: Evoluția în spațiu și timp poate fi descrisă grafic:

$\downarrow e^+$ $\uparrow E > 0$	\equiv	$\downarrow e^-$ $\uparrow E < 0$
--------------------------------------	----------	--------------------------------------

 \uparrow timp (8)

- ▶ Adică, o soluție de $E < 0$ descrie o particulă ce se deplasează "invers" în timp, sau o antiparticulă de $E > 0$ ce se mișcă "înainte" în timp (8). Aceste reprezentări ale evoluției stărilor de $E > 0$ au fost propuse de Stückelberg (1941) și de Feynman (1948). Ideea stă la baza reprezentării interacțiilor prin diagrame Feynman.

Diagrame de evoluție particule și antiparticule

- ▶ Vectorul impuls al antiparticulei (evoluția în spațiu):

Expresia curentului $\vec{j}_+ = +2e (+\vec{p}/\hbar)|N|^2 = -2e (-\vec{p}/\hbar)|N|^2$ arată că mișcarea antiparticulei ($+\vec{p}$) e echivalentă cu mișcarea de sens opus ($-\vec{p}$) a particulei.

De ex. emisia unui pozitron de impuls $+\vec{p}$ și energie $+E$, este echivalentă cu anihilarea unui electron de impuls $-\vec{p}$ și energie $-E$.

- ▶ Energia antiparticulei (evoluția în timp):

Pe baza descrierii temporale a f. de u., evoluția în timp a unei antiparticule ($-E$) este inversă în timp ($-t$) celei corespunzătoare a particulei ($+E$), deoarece

$$\exp(-i(-E)(-t)) = \exp(-iEt)$$

Adică, soluția de *particulă* ($+E$) evoluând înainte în timp ($+t$), este echivalentă cu soluția de *antiparticulă* ($-E$) evoluând invers în timp ($-t$).

- ▶ Concluzie: Evoluția în spațiu și timp poate fi descrisă grafic:

$$\left[\begin{array}{c} \uparrow e^+ \\ \uparrow E > 0 \end{array} \equiv \begin{array}{c} \downarrow e^- \\ \downarrow E < 0 \end{array} \right] \uparrow \text{timp} \quad (8)$$

- ▶ Adică, o soluție de $E < 0$ descrie o particulă ce se deplasează "invers" în timp, sau o antiparticulă de $E > 0$ ce se mișcă "înainte" în timp (8). Aceste reprezentări ale evoluției stărilor de $E > 0$ au fost propuse de Stückelberg (1941) și de Feynman (1948). Ideea stă la baza reprezentării interacțiilor prin diagrame Feynman.

Diagrame de evoluție particule și antiparticule

- ▶ Vectorul impuls al antiparticulei (evoluția în spațiu):

Expresia curentului $\vec{j}_+ = +2e (+\vec{p}/\hbar)|N|^2 = -2e (-\vec{p}/\hbar)|N|^2$ arată că mișcarea antiparticulei ($+\vec{p}$) e echivalentă cu mișcarea de sens opus ($-\vec{p}$) a particulei.

De ex. emisia unui pozitron de impuls $+\vec{p}$ și energie $+E$, este echivalentă cu anihilarea unui electron de impuls $-\vec{p}$ și energie $-E$.

- ▶ Energia antiparticulei (evoluția în timp):

Pe baza descrierii temporale a f. de u., evoluția în timp a unei antiparticule ($-E$) este inversă în timp ($-t$) celei corespunzătoare a particulei ($+E$), deoarece

$$\exp(-i(-E)(-t)) = \exp(-iEt)$$

Adică, soluția de *particulă* ($+E$) evoluând înainte în timp ($+t$), este echivalentă cu soluția de *antiparticulă* ($-E$) evoluând invers în timp ($-t$).

- ▶ Concluzie: Evoluția în spațiu și timp poate fi descrisă grafic:
- $$\begin{array}{c} \uparrow \\ e^+ \\ E > 0 \end{array} \equiv \begin{array}{c} \downarrow \\ e^- \\ E < 0 \end{array}$$

\uparrow timp (8)

- ▶ Adică, o soluție de $E < 0$ descrie o particulă ce se deplasează "invers" în timp, sau o antiparticulă de $E > 0$ ce se mișcă "înainte" în timp (8). Aceste reprezentări ale evoluției stărilor de $E > 0$ au fost propuse de Stückelberg (1941) și de Feynman (1948). Ideea stă la baza reprezentării interacțiilor prin diagrame Feynman.

Diagrame de evoluție particule și antiparticule

- ▶ Vectorul impuls al antiparticulei (evoluția în spațiu):

Expresia curentului $\vec{j}_+ = +2e (+\vec{p}/\hbar)|N|^2 = -2e (-\vec{p}/\hbar)|N|^2$ arată că mișcarea antiparticulei ($+\vec{p}$) e echivalentă cu mișcarea de sens opus ($-\vec{p}$) a particulei.

De ex. emisia unui pozitron de impuls $+\vec{p}$ și energie $+E$, este echivalentă cu anihilarea unui electron de impuls $-\vec{p}$ și energie $-E$.

- ▶ Energia antiparticulei (evoluția în timp):

Pe baza descrierii temporale a f. de u., evoluția în timp a unei antiparticule ($-E$) este inversă în timp ($-t$) celei corespunzătoare a particulei ($+E$), deoarece

$$\exp(-i(-E)(-t)) = \exp(-iE t)$$

Adică, soluția de *particulă* ($+E$) evoluând înainte în timp ($+t$), este echivalentă cu soluția de *antiparticulă* ($-E$) evoluând invers în timp ($-t$).

- ▶ Concluzie: Evoluția în spațiu și timp poate fi descrisă grafic:

$$\left. \begin{array}{c} \downarrow e^+ \\ \uparrow E > 0 \end{array} \right\} \equiv \left. \begin{array}{c} \downarrow e^- \\ \downarrow E < 0 \end{array} \right\} \uparrow \text{timp} \quad (8)$$

- ▶ Adică, o soluție de $E < 0$ descrie o particulă ce se deplasează "invers" în timp, sau o antiparticulă de $E > 0$ ce se mișcă "înainte" în timp (8). Aceste reprezentări ale evoluției stărilor de $E > 0$ au fost propuse de Stückelberg (1941) și de Feynman (1948). Ideea stă la baza reprezentării interacțiilor prin diagrame Feynman.

Diagrame de evoluție particule și antiparticule

- ▶ Vectorul impuls al antiparticulei (evoluția în spațiu):

Expresia curentului $\vec{j}_+ = +2e (+\vec{p}/\hbar)|N|^2 = -2e (-\vec{p}/\hbar)|N|^2$ arată că mișcarea antiparticulei ($+\vec{p}$) e echivalentă cu mișcarea de sens opus ($-\vec{p}$) a particulei.

De ex. emisia unui pozitron de impuls $+\vec{p}$ și energie $+E$, este echivalentă cu anihilarea unui electron de impuls $-\vec{p}$ și energie $-E$.

- ▶ Energia antiparticulei (evoluția în timp):

Pe baza descrierii temporale a f. de u., evoluția în timp a unei antiparticule ($-E$) este inversă în timp ($-t$) celei corespunzătoare a particulei ($+E$), deoarece

$$\exp(-i(-E)(-t)) = \exp(-iEt)$$

Adică, soluția de *particulă* ($+E$) evoluând înainte în timp ($+t$), este echivalentă cu soluția de *antiparticulă* ($-E$) evoluând invers în timp ($-t$).

- ▶ Concluzie: Evoluția în spațiu și timp poate fi descrisă grafic:

$$\left[\begin{array}{c} \downarrow e^+ \\ \uparrow E > 0 \end{array} \equiv \begin{array}{c} \downarrow e^- \\ \downarrow E < 0 \end{array} \right] \uparrow \text{timp} \quad (8)$$

- ▶ Adică, o soluție de $E < 0$ descrie o particulă ce se deplasează "invers" în timp, sau o antiparticulă de $E > 0$ ce se mișcă "înainte" în timp (8). Aceste reprezentări ale evoluției stărilor de $E > 0$ au fost propuse de Stückelberg (1941) și de Feynman (1948). Ideea stă la baza reprezentării interacțiilor prin diagrame Feynman.

Diagrame de evoluție particule și antiparticule

- ▶ Vectorul impuls al antiparticulei (evoluția în spațiu):

Expresia curentului $\vec{j}_+ = +2e (+\vec{p}/\hbar)|N|^2 = -2e (-\vec{p}/\hbar)|N|^2$ arată că mișcarea antiparticulei ($+\vec{p}$) e echivalentă cu mișcarea de sens opus ($-\vec{p}$) a particulei.

De ex. emisia unui pozitron de impuls $+\vec{p}$ și energie $+E$, este echivalentă cu anihilarea unui electron de impuls $-\vec{p}$ și energie $-E$.

- ▶ Energia antiparticulei (evoluția în timp):

Pe baza descrierii temporale a f. de u., evoluția în timp a unei antiparticule ($-E$) este inversă în timp ($-t$) celei corespunzătoare a particulei ($+E$), deoarece

$$\exp(-i(-E)(-t)) = \exp(-iEt)$$

Adică, soluția de *particulă* ($+E$) evoluând înainte în timp ($+t$), este echivalentă cu soluția de *antiparticulă* ($-E$) evoluând invers în timp ($-t$).

- ▶ Concluzie: Evoluția în spațiu și timp poate fi descrisă grafic:
- $$\begin{array}{c} \downarrow e^+ \\ \uparrow E > 0 \end{array} \equiv \begin{array}{c} \downarrow e^- \\ \downarrow E < 0 \end{array}$$

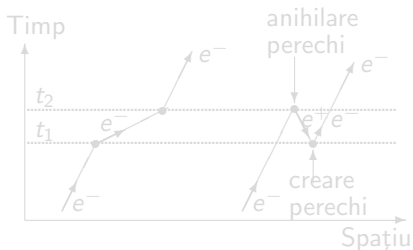
\uparrow timp

(8)

- ▶ Adică, o soluție de $E < 0$ descrie o particulă ce se deplasează "invers" în timp, sau o antiparticulă de $E > 0$ ce se mișcă "înainte" în timp (8). Aceste reprezentări ale evoluției stărilor de $E > 0$ au fost propuse de Stückelberg (1941) și de Feynman (1948). Ideea stă la baza reprezentării interacțiilor prin diagrame Feynman.

Diagrame Feynman

- ▶ Formalismul funcției de undă uniparticulă (e^-) se poate folosi nu numai în descrierea de antiparticulă ci și a sistemelor multiparticulă. Ca exemplu avem dubla împrăștiere a unui electron pe un potențial. Vom face reprezentarea acestei interacții sub forma unor diagrame în spațiu-timp, *diagrame Feynman*.

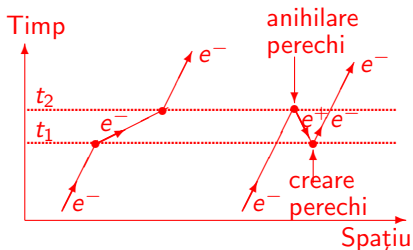


Avem două ordonări temporale ale celor două împrăștieri ce conduc la același eveniment observabil. În diagramă a 2-a, la momentul t_2 electronul este împrăștiat "înapoi" în timp (având energia $E < 0$). Evoluând "înapoi" în timp el este privit ca pozitron (cu $E > 0$) ce merge "înainte" în timp.

Interacțiile prezentate în a 2-a diagramă pot fi interpretate în felul următor: întâi, la momentul t_1 , se crează o pereche e^-e^+ , apoi la un moment ulterior t_2 , e^+ este anihilat de electronul inițial e^- . De aceea, între t_1 și t_2 , traiectoria electronului descrie starea a trei particule: electronul inițial, electronul final, și un pozitron. Cum ambele împrăștieri duc la același electron din starea finală observabilă, ambele vor trebui incluse în calculul probabilității de interacție. Trebuie de notat că, *vacuum-ul* devine un mediu complex: în care se creează și dispar în permanența perechi particulă-antiparticulă.

Diagrame Feynman

- Formalismul funcției de undă uniparticulă (e^-) se poate folosi nu numai în descrierea de antiparticulă ci și a sistemelor multiparticulă. Ca exemplu avem dubla împrăștiere a unui electron pe un potențial. Vom face reprezentarea acestei interacții sub forma unor diagrame în spațiu-timp, *diagrame Feynman*.

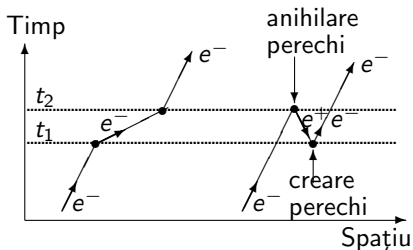


Avem două ordonări temporale ale celor două împrăștiere ce conduc la același eveniment observabil. În diagramă a 2-a, la momentul t_2 electronul este împrăștiat "înapoi" în timp (având energia $E < 0$). Evoluând "înapoi" în timp el este privit ca pozitron (cu $E > 0$) ce merge "înainte" în timp.

Interacțiile prezentate în a 2-a diagramă pot fi interpretate în felul următor: întâi, la momentul t_1 , se crează o pereche e^-e^+ , apoi la un moment ulterior t_2 , e^+ este anihilat de electronul inițial e^- . De aceea, între t_1 și t_2 , traiectoria electronului descrie starea a trei particule: electronul inițial, electronul final, și un pozitron. Cum ambele împrăștiere duc la același electron din starea finală observabilă, ambele vor trebui incluse în calculul probabilității de interacție. Trebuie de notat că, *vacuum-ul* devine un mediu complex: în care se creează și dispar în permanența perechi particulă-antiparticulă.

Diagrame Feynman

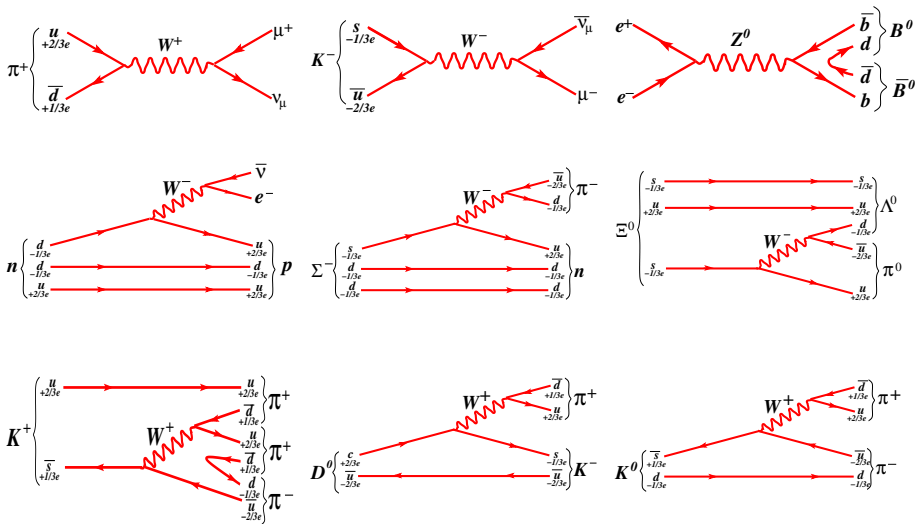
- ▶ Formalismul funcției de undă uniparticulă (e^-) se poate folosi nu numai în descrierea de antiparticulă ci și a sistemelor multiparticulă. Ca exemplu avem dubla împrăștiere a unui electron pe un potențial. Vom face reprezentarea acestei interacții sub forma unor diagrame în spațiu-timp, *diagrame Feynman*.



Avem două ordonări temporale ale celor două împrăștieri ce conduc la același eveniment observabil. În diagramă a 2-a, la momentul t_2 electronul este împrăștiat "înapoi" în timp (având energia $E < 0$). Evoluând "înapoi" în timp el este privit ca pozitron (cu $E > 0$) ce merge "înainte" în timp.

Interacțiile prezentate în a 2-a diagramă pot fi interpretate în felul următor: întâi, la momentul t_1 , se crează o pereche e^-e^+ , apoi la un moment ulterior t_2 , e^+ este anihilat de electronul inițial e^- . De aceea, între t_1 și t_2 , traiectoria electronului descrie starea a trei particule: electronul inițial, electronul final, și un pozitron. Cum ambele împrăștieri duc la același electron din starea finală observabilă, ambele vor trebui incluse în calculul probabilității de interacție. Trebuie de notat că, *vacuum-ul* devine un mediu complex: în care se creează și dispar în permanența perechi particulă-antiparticulă.

Diagramme Feynman dezintegrării slabe



Partea IV

Anexa

Caracteristici de simetrie a interacțiilor

<https://steemit.com/steemstem/@muphy/the-mystery-of-the-missing-antimatter-an-introduction-to-cpt-symmetry-particle-physics-series-episode-4c>

Când apare o nouă teorie sau este propus un nou model teoretic în încercarea de a explica diverse procese sau fenomene fizice, aceasta trebuie testată. Înainte chiar de a fi testată experimental, se poate face o testare teoretică, de satisfacere a diverselor legi de conservare sau transformări de simetrie.

Un criteriu fundamental care trebuie respectat de orice teorie este invarianța diverselor mărimi cuprinse în acea teorie, la anumite transformări de simetrie. Aceasta înseamnă că dacă unor procese observate în natură, pe care acea teorie le descrie, le aplicăm o transformare specifică (inversie spațială, inversie temporală, inversie de sarcină, etc.) iar noile procese sunt și ele observate în natură, se numește că avem o simetrie sau invarianță la acele transformări.

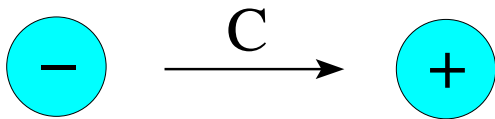
De exemplu, dacă asupra unui corp de masă m acționăm cu o forță \vec{F} , acesta se va mișca accelerat pe direcția de acțiune a forței. La o inversare a direcției de acțiune a forței, corpul nostru se va mișca în același fel, dar în sens invers. Avem, deci o simetrie a mișcării și deci a teoriei care descrie mișcarea.

Un alt exemplu, dacă inversăm sarcinile negative a doi electroni (care se resping), obținem doi pozitroni (cu aceeași sarcină) dar pozitivă, care și ei se resping, în mod identic cu cei doi electroni inițiali. Avem deci o simetrie de sarcină.

Simetria (transformarea) de Sarcină (C)

Simetria de sarcină (C)

- ▶ prin care se schimbă sarcinile în cele opuse.

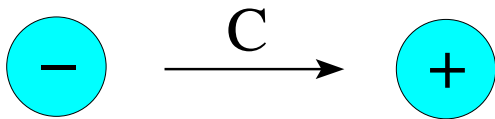


- ▶ Transformarea de simetrie C schimbă semnul sarcinilor nu și mărimea lor. Ca urmare interacția electromagnetică nu se modifică.
- ▶ Fie doi electroni, fiecare cu sarcina $-e$ (negativă). Interacția dintre ei va fi de respingere cu o anumită forță.
- ▶ Acum aplicăm o transformare de simetrie de sarcină (C), prin care ambelor particule le schimbăm sarcinile în $+e$ (pozitivă). În urma acestei transformări interacția dintre ele nu se va modifica: ele se vor respinge cu aceeași forță. Spunem că avem o simetrie de sarcină a interacției EM.
- ▶ S-ar părea că simetria C este respectată în interacțiile din natură. Totuși, aceasta nu este totdeauna adevărată, nu toate interacțiile din univers sunt C-simetrice.

Simetria (transformarea) de Sarcină (C)

Simetria de sarcină (C)

- ▶ prin care se schimbă sarcinile în cele opuse.

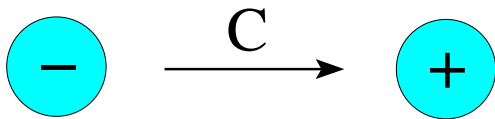


- ▶ Transformarea de simetrie C schimbă semnul sarcinilor nu și mărimea lor. Ca urmare interacția electromagnetică nu se modifică.
- ▶ Fie doi electroni, fiecare cu sarcina $-e$ (negativă). Interacția dintre ei va fi de respingere cu o anumită forță.
- ▶ Acum aplicăm o transformare de simetrie de sarcină (C), prin care ambelor particule le schimbăm sarcinile în $+e$ (pozitivă). În urma acestei transformări interacția dintre ele nu se va modifica: ele se vor respinge cu aceeași forță. Spunem că avem o simetrie de sarcină a interacției EM.
- ▶ S-ar părea că simetria C este respectată în interacțiile din natură. Totuși, aceasta nu este totdeauna adevărată, nu toate interacțiile din univers sunt C-simetrice.

Simetria (transformarea) de Sarcină (C)

Simetria de sarcină (C)

- ▶ prin care se schimbă sarcinile în cele opuse.

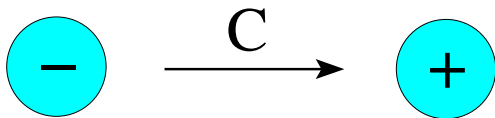


- ▶ Transformarea de simetrie C schimbă semnul sarcinilor nu și mărimea lor. Ca urmare interacția electromagnetică nu se modifică.
- ▶ Fie doi electroni, fiecare cu sarcina $-e$ (negativă). Interacția dintre ei va fi de respingere cu o anumită forță.
- ▶ Acum aplicăm o transformare de simetrie de sarcină (C), prin care ambelor particule le schimbăm sarcinile în $+e$ (pozitivă). În urma acestei transformări interacția dintre ele nu se va modifica: ele se vor respinge cu aceeași forță. Spunem că avem o simetrie de sarcină a interacției EM.
- ▶ S-ar părea că simetria C este respectată în interacțiile din natură. Totuși, aceasta nu este totdeauna adevărată, nu toate interacțiile din univers sunt C-simetrice.

Simetria (transformarea) de Sarcină (C)

Simetria de sarcină (C)

- ▶ prin care se schimbă sarcinile în cele opuse.

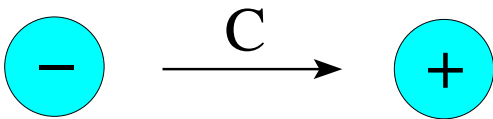


- ▶ Transformarea de simetrie C schimbă semnul sarcinilor nu și mărimea lor. Ca urmare interacția electromagnetică nu se modifică.
- ▶ Fie doi electroni, fiecare cu sarcina $-e$ (negativă). Interacția dintre ei va fi de respingere cu o anumită forță.
- ▶ Acum aplicăm o transformare de simetrie de sarcină (C), prin care ambelor particule le schimbăm sarcinile în $+e$ (pozitivă). În urma acestei transformări interacția dintre ele nu se va modifica: ele se vor respinge cu aceeași forță. Spunem că avem o simetrie de sarcină a interacției EM.
- ▶ S-ar părea că simetria C este respectată în interacțiile din natură. Totuși, aceasta nu este totdeauna adevărată, nu toate interacțiile din univers sunt C-simetrice.

Simetria (transformarea) de Sarcină (C)

Simetria de sarcină (C)

- ▶ prin care se schimbă sarcinile în cele opuse.

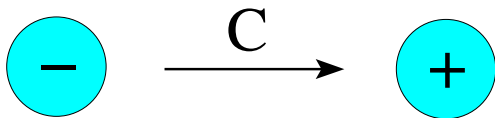


- ▶ Transformarea de simetrie C schimbă semnul sarcinilor nu și mărimea lor. Ca urmare interacția electromagnetică nu se modifică.
- ▶ Fie doi electroni, fiecare cu sarcina $-e$ (negativă). Interacția dintre ei va fi de respingere cu o anumită forță.
- ▶ Acum aplicăm o transformare de simetrie de sarcină (C), prin care ambelor particule le schimbăm sarcinile în $+e$ (pozitivă). În urma acestei transformări interacția dintre ele nu se va modifica: ele se vor respinge cu aceeași forță. Spunem că avem o simetrie de sarcină a interacției EM.
- ▶ S-ar părea că simetria C este respectată în interacțiile din natură. Totuși, aceasta nu este totdeauna adevărată, nu toate interacțiile din univers sunt C-simetrice.

Simetria (transformarea) de Sarcină (C)

Simetria de sarcină (C)

- ▶ prin care se schimbă sarcinile în cele opuse.

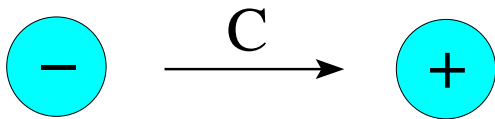


- ▶ Transformarea de simetrie C schimbă semnul sarcinilor nu și mărimea lor. Ca urmare interacția electromagnetică nu se modifică.
- ▶ Fie doi electroni, fiecare cu sarcina $-e$ (negativă). Interacția dintre ei va fi de respingere cu o anumită forță.
- ▶ Acum aplicăm o transformare de simetrie de sarcină (C), prin care ambelor particule le schimbăm sarcinile în $+e$ (pozitivă). În urma acestei transformări interacția dintre ele nu se va modifica: ele se vor respinge cu aceeași forță. Spunem că avem o simetrie de sarcină a interacției EM.
- ▶ S-ar părea că simetria C este respectată în interacțiile din natură. Totuși, aceasta nu este totdeauna adevărată, nu toate interacțiile din univers sunt C-simetrice.

Simetria (transformarea) de Sarcină (C)

Simetria de sarcină (C)

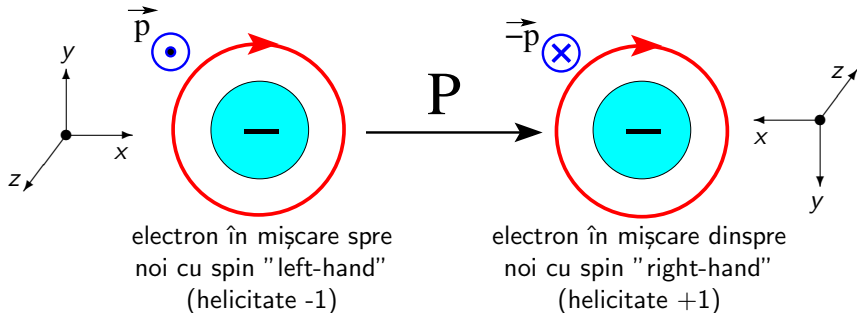
- ▶ prin care se schimbă sarcinile în cele opuse.



- ▶ Transformarea de simetrie C schimbă semnul sarcinilor nu și mărimea lor. Ca urmare interacția electromagnetică nu se modifică.
- ▶ Fie doi electroni, fiecare cu sarcina $-e$ (negativă). Interacția dintre ei va fi de respingere cu o anumită forță.
- ▶ Acum aplicăm o transformare de simetrie de sarcină (C), prin care ambelor particule le schimbăm sarcinile în $+e$ (pozitivă). În urma acestei transformări interacția dintre ele nu se va modifica: ele se vor respinge cu aceeași forță. Spunem că avem o simetrie de sarcină a interacției EM.
- ▶ S-ar părea că simetria C este respectată în interacțiile din natură. Totuși, aceasta nu este totdeauna adevărată, nu toate interacțiile din univers sunt C-simetrice.

Simetria (transformarea) de Paritate (P)

Simetria de paritate (P) schimbă direcția coordonatelor spațiale (ca într-o oglindă) dar pentru toate cele trei direcții spațiale (nu doar pentru normala la oglindă). De exemplu, o particulă "left-hand" trece într-una "right-hand" și invers.



Transformarea P a unei interacții:

Ne așteptăm ca evoluția oricărui fenomen din natură să fie simetrică (evoluția în oglindă) la o transformare de paritate. Adică să existe și interacții ce decurg identic în sens invers în spațiu. Se pare că aceasta nu este adevărat întotdeauna (vezi Exp. Wu de violarea parității în interacții slabe).

Simetria (transformarea) de Paritate (P)

Transformarea unui vector axial (*moment unghiular*):

$$\mathbf{J} \sim \mathbf{x} \times \frac{d\mathbf{x}}{dt} \xrightarrow{\text{paritate}} (-\mathbf{x}) \times \left(\frac{-d\mathbf{x}}{dt}\right) \sim \mathbf{J} \quad \text{conservare paritate}$$

Transformarea unui vector polar (*impuls*):

$$\mathbf{p} \sim \frac{d\mathbf{x}}{dt} \xrightarrow{\text{paritate}} \frac{-d\mathbf{x}}{dt} \sim -\mathbf{p} \quad \text{neconservare paritate}$$

Transformarea de paritate a helicității:

$$h = \frac{\mathbf{J} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{J}| |\mathbf{p}|} \xrightarrow{\text{paritate}} \quad +1 \text{ right-hand} \quad \longleftrightarrow \quad -1 \text{ left-hand}$$

Exemple. Transf. Paritate: fermion "left-hand" \longleftrightarrow "right-hand"

neutrino

$$\vec{S} \quad \vec{p} \quad \xrightarrow{\text{paritate}}$$

$$\leftarrow \rightarrow$$

$$h = -1$$

neutrino

$$\vec{p} \quad \vec{S}$$

$$\leftarrow \leftarrow$$

$$h = +1$$

nu există neutrino
right-hand ($h = +1$)
(v.experiment Wu)
(neconservare paritate
în interacția slabă)

electron

$$\vec{S} \quad \vec{p} \quad \xrightarrow{\text{paritate}}$$

$$\leftarrow \rightarrow$$

$$h = -1$$

electron

$$\vec{p} \quad \vec{S}$$

$$\leftarrow \leftarrow$$

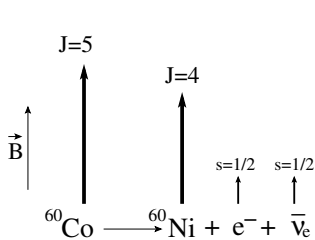
$$h = +1$$

există electron
atât right-hand
cât și left-hand
(conservare paritate)

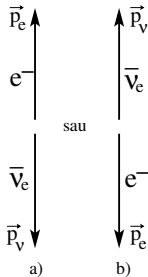
Experimentul Wu (neconservarea parității)

Lee și Yang au sugerat în 1956 existența neconservării parității în interacțiile slabe.

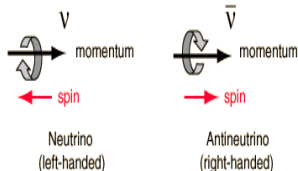
Testarea experim. Wu în 1957 în analiza dezintegrării



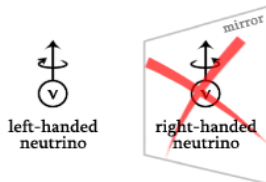
Conservarea momentului unghiular



Conservarea momentului linear



Dacă paritatea s-ar conserva, procesele (a) și (b) ar trebui să aibe loc cu aceeași probabilitate. În realitate, s-a constatat că electronii sunt emiși pe direcția opusă propriului spin, ca în cazul (b); cea cu electronii de helicitate negativă - "left-hand" și antineutrini de helicitate pozitivă - "right-hand". Imposibilitatea observării de antineutrini "left-hand" (sau neutrini "right-hand"), duce la imposibilitatea emiterii de electroni "right-hand", fapt ce constituie dovada *neconservării parității* în interacții slabe.



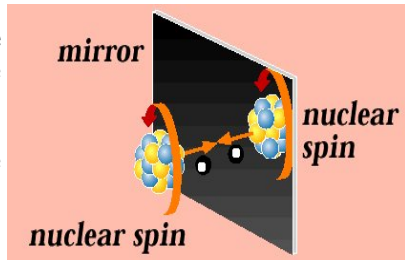
Experimentul Wu de violare a Parității (cont)

(după <https://www2.lbl.gov/abc/wallchart/chapters/05/2.html>)

Transformarea de paritate (P) schimbă sensul coordonatelor spațiale. Reflexia în oglindă este o transformare de paritate unidimensională, pentru axa perpendiculară pe oglindă. În figură este reprezentat procesul emisiei β din dezintegrarea ^{60}Co studiat de Wu, direct și cel în oglindă.

Procesul direct cu o direcție dată de emisie β (vector impuls) și o direcție dată de rotație (moment unghiular - spin) dată (left-hand).

Procesul în oglindă cu inversarea direcției de emisie β (vectorul impuls), dar fără schimbarea direcției de rotație (right-hand).

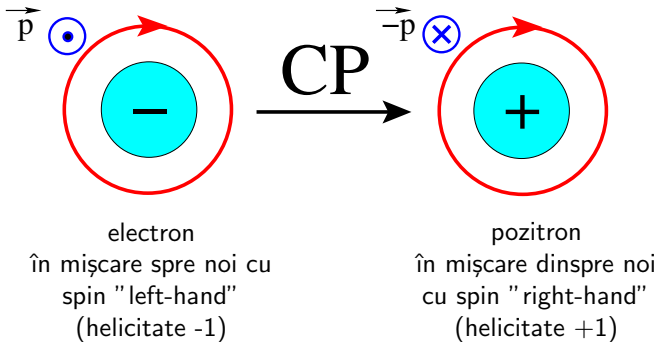


Direcțiile date de axele oglinzii în acest caz, chiar dacă nu sunt inversate, nu contează, deoarece pe aceste direcții avem componentele momentului unghiular, care prezintă simetrie de paritate, după cum am văzut mai înainte.

Nucleul din fața oglinzii reprezintă o stare fizică reală, pe când imaginea în oglindă reprezintă o stare fizică nerealizată în natură. În acest fel, experimentul permite identificarea stânga-dreapta, deci identificarea unei stări din oglindă de cea reală.

Simetria (transformarea) CP

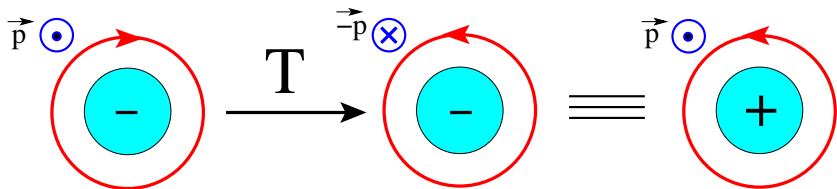
Combinarea simetriilor C și P transformă un electron în pozitron. Deci, dacă natura ar fi CP simetrică, înseamnă că materia și antimateria ar trebui să se comporte perfect simetric și să fie în aceeași cantitate. Aceasta ar duce în final la anihilarea completă. Evident, acest proces nu se confirmă. Simetria CP este violată. Materia predomină în raport cu antimateria, iar noi putem exista în acest fel.



- CP transformă un electron left-hand (pozitron right-hand) într-un pozitron right-hand (electron left-hand), cu mișcare (impuls \vec{p}) de sens opus.

Simetria (transformarea) de timp T

Transformarea T este o operație prin care este inversată direcția timpului. Transformarea de simetrie T este ca o rulare în sens invers a unui film.



electron în mișcare spre noi cu spin stânga (left-hand)

electron cu mișcare inversă în timp dinspre noi cu spin stânga (left-hand)

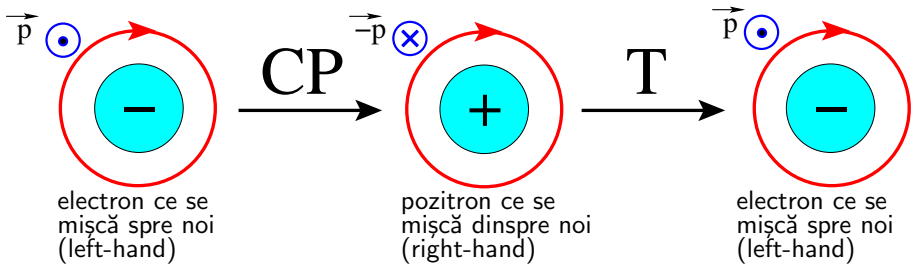
echivalent cu mișcare spre noi (directă în timp), pentru anti-electron cu spin dreapta (right-hand)

Transformarea T schimbă o sarcină negativă ce vine spre noi, cu aceeași sarcina negativă și helicitate (orientare spin), ce se îndepărtează de noi. Aceasta ultima situație este echivalentă cu mișcarea în sens invers (spre noi) a unei sarcini pozitive cu helicitate dreapta.

- T transformă un electron left-hand (pozitron right-hand) într-un pozitron right-hand (electron left-hand), cu mișcare (impuls \vec{p}) de același sens.

Simetria (transformarea) CPT

Combinând cele trei transformări C, P și T simultan, obținem o nouă transformare.

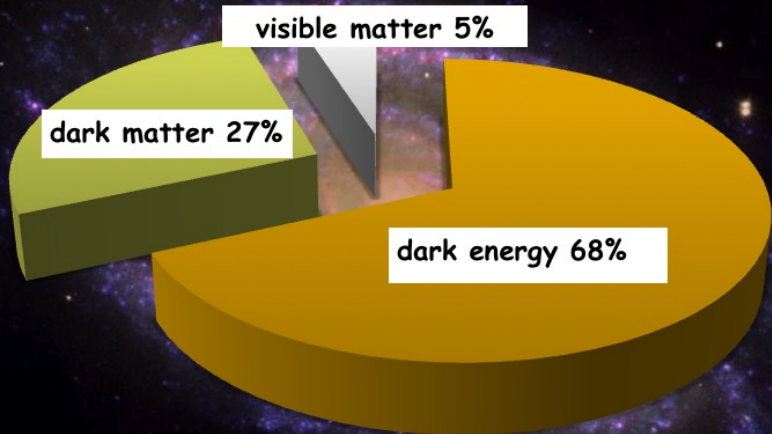


Transformările CP și T sunt complementare:

- CP transformă un electron left-hand într-un pozitron right-hand,
- T transformă un pozitron right-hand într-un electron left-hand.

Transformarea de simetrie CPT este una fundamentală în Fizică. Violarea acestei simetrii nu a fost observată, chiar dacă s-au observat violări ale simetriilor C sau P sau chiar CP și T. Dacă o teorie nu respectă invarianță CPT, atunci această teorie este imediat invalidată. Chiar dacă în unele cazuri simetria CP este violată, imediat este violată și simetria T, astfel încât ele se compensează reciproc, iar transformarea CPT rămâne invariantă. Chiar lipsa simetriei materie-antimaterie este posibilă fără ca simetria CPT să fie violată.

Universe content



Simetria (transformarea) de Paritate (cont)

(după <https://www2.lbl.gov/abc/wallchart/chapters/05/2.html>)


















The changes in symmetry properties can be thought of as "mirrors" in which some property of the nucleus (space, time, or charge) is reflected or reversed. A real mirror reflection provides a concrete example of this because mirror reflection reverses the space direction perpendicular to the plane of the mirror. As a consequence, the mirror image of a right-handed glove is a left-handed glove. This is in effect a parity transformation (although a true P transformation should reverse all three spatial axes instead of only one).

Until 1957 it was believed that the laws of physics were invariant under parity transformations and that no physics experiment could show a preference for left-handedness or right-handedness. Inversion, or mirror, symmetry was expected of nature. It came as some surprise that parity, P, symmetry is broken by the radioactive decay beta decay process. C. S. Wu and her collaborators found that when a specific nucleus was placed in a magnetic field, electrons from the beta decay were preferentially emitted in the direction opposite that of the aligned angular momentum of the nucleus. When it is possible to distinguish these two cases in a mirror, parity is not conserved. As a result, the world we live in is distinguishable from its mirror image.

The figure above illustrates this situation. The direction of the emitted electron (arrow) reverses on mirror reflection, but the direction of rotation (angular momentum) is not changed. Thus the nucleus before the mirror represents the actual directional preference, while its mirror reflection represents a directional preference not found in nature. A physics experiment can therefore distinguish between the object and its mirror image.

If, however, we made a nucleus out of antimatter (antiprotons and antineutrons) its beta decay would behave in the same way, except that the mirror image in Fig. 5-1 would

Quarci, leptoni și bosoni

mass →	2.4 MeV/c ²	1.27 GeV/c ²	171.2 GeV/c ²	0	=126 GeV/c ²
charge →	2/3	2/3	2/3	0	0
spin →	1/2	1/2	1/2	1	0
					
	up	charm	top	photon	Higgs boson
QUARKS	4.8 MeV/c ²	104 MeV/c ²	4.2 GeV/c ²	0	
	-1/3	-1/3	-1/3	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
					
	down	strange	bottom	gluon	
LEPTONS	0.511 MeV/c ²	105.7 MeV/c ²	1.777 GeV/c ²	91.2 GeV/c ²	
	-1	-1	-1	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
					
	electron	muon	tau	Z boson	
	<2.2 eV/c ²	<0.17 MeV/c ²	<15.5 MeV/c ²	80.4 GeV/c ²	
	0	0	0	±1	
	1/2	1/2	1/2	1	
					
	electron neutrino	muon neutrino	tau neutrino	W boson	
					GAUGE BOSONS