

1

Conceptele fundamentale

1.1 Din ce este alcătuită lumea materială?

Cel mai bun răspuns la această întrebare, pe care îl poate da fizica în pragul mileniului III este următorul: *la nivelul său cel mai profund, lumea materială este alcătuită din 3 entități fundamentale: (i).quarci, (ii). leptoni și (iii). cuantele de schimb ale interacțiilor fundamentale.* Teoria care tratează dinamica acestor entități fundamentale poartă numele de *Model Standard*.

1. **Quarcii** sunt fermioni cu spinul (momentul cinetic intrinsec) $1/2$ și sarcină electrică fracționară. Natura este astfel construită încât ei nu există ca particule libere. Quarcii au fost observați doar în combinații (agregate) care poartă numele de *hadroni*. Cele mai cunoscute exemple de hadroni sunt nucleonii (protonul și neutronul). La energii joase, protonul și neutronul reprezintă starea fundamentală a agregatului de quarci constituenți. La energii mai mari, sunt puse în evidență stări excitate ale nucleonilor, cu spinul semi-întreg. Aceste stări excitate se numesc, printr-o extensie de limbaj, tot "particule elementare".
2. **Leptonii** sunt fermioni cu spinul $1/2$ și sarcină electrică întregă. Spre deosebire de quarci, ei sunt observați și sub formă de particule libere. Cele mai cunoscute exemple de

leptoni cu sarcină electrică sunt muonul μ^- și taonul τ^- ; lor li se asociază leptonii neutri: neutrino muonic ν_μ și respectiv neutrino taonic ν_τ .

3. **Mediatorii interacțiilor fundamentale** sunt bosoni cu spinul 1 (cu excepția interacției gravitaționale pentru care teoria prezice un mediator cu spinul 2), încărcăți sau neutri electric. Pentru ei, se utilizează una din următoarele denumiri echivalente: "bosoni de etalonare", "cuante de schimb", "cuante de câmp" sau "purtători de forță". Cel mai cunoscut mediator de interacție este fotonul, care reprezintă cuanta de schimb a câmpului electromagnetic. Cuantele de schimb ale celorlalte două interacții fundamentale relevante pentru microfizică - tare și slabă - sunt gluonii și respectiv bosonii vectoriali supergrei (W^+ , W^- , Z^0). Structura cuantică a celei de a patra interacții fundamentale - gravitația - nu a fost încă pusă în evidență experimental. În teoriile cuantice ale gravitației, pentru cuanta de câmp se utilizează denumirea de *graviton*.

Quarcii și leptonii în ansamblu, sunt denumiți *fermioni elementari* sau *fermioni fundamentali*. Ei sunt "particulele elementare" pentru care până în prezent nu a fost detectată o structură internă. În teorie, sunt tratați ca entități punctuale. În termenii dimensiunilor geometrice, diametrul lor este $d < 10^{-17}$ m. Noțiunea de "elementaritate" a unei particule a evoluat în timp, în funcție de dezvoltarea fizicii. Așa cum la sfârșitul secolului XIX atomul era considerat "indivizibil" și fără structură, pentru ca ulterior să i se pună în evidență o structură complexă, tot așa particulele elementare de astăzi s-ar putea dovedi a avea "structuri complexe" într-un viitor mai mult sau mai puțin îndepărtat. O discuție interesantă a noțiunii de "elementaritate" a unei particule este făcută în lucrarea [?].

Fermionii elementari formează stări legate, care sunt ansambluri de dimensiuni superioare. Structurile obținute prin agregarea leptonilor sunt foarte puține și nici una stabilă, exemplul tipic fiind ansamblul electron-pozitron (pozitronium). Prin agregarea quarcilor, natura formează o gamă largă de structuri supe-

Figure 1.1: Trepte dimensionale succesive în profunzimea materiei

rioare - hadronii - care pot fi și stabile (e.g. protonul). Stările legate ale unor hadroni (nucleonii) formează nucleeele. În final, hadronii se pot agrega cu leptonii alcătuiind atomii și moleculele. Toată această scară a structurii materiei este prezentată schematic în Figura ??.

1.2 Particulele elementare

1.2.1 Quarcii și Leptonii

Modelul Standard al particulelor elementare consideră că universul este alcătuit din două tipuri de fermioni cu spinul $1/2$: leptonii și quarcii, prezentați în Tabelul 1.1. La nivelul actual de cunoștințe, ei constituie "cărămizile" din care este construit tot ce există în univers.

Acești fermioni se împart în 3 "generații" sau "familii" [?], conform structurii din Tabelul 1.2. Fiecare generație de fermioni elementari conține doi quarci (*arome*), care interacționează tare, slab și electromagnetic. De asemenea, fiecare generație conține doi leptoni care *nu interacționează tare*, ci numai slab și dacă au sarcină electrică și electromagnetic. Toți fermionii elementari sunt sensibili la interacția gravitațională.

Generațiile de fermioni elementari diferă prin masele particulelor componente (vezi Figura ??). Prima generație conține cei mai ușori quarci și cei mai ușori leptoni. Toată materia stabilă din univers este construită din membrii primei generații de fermioni fundamentali.

Table 1.1: Fermionii fundamentali: simbol, sarcina electrică și masă

(a) Leptonii			
Lepton	Simbol	Sarcină [e]	Masă [GeV/c^2]
Electron	e^-	-1	$5.1099906(15) \times 10^{-4}$
e -Neutrino	ν_e	0	$< 1.8 \times 10^{-8}$
Muon	μ^-	-1	$0.10565839(6)$
μ -Neutrino	ν_μ	0	$< 2.5 \times 10^{-4}$
Tau	τ^-	-1	$1.7841(32)$
τ -Neutrino	ν_τ	0	$< 3.5 \times 10^{-2}$

(b) Quarcii			
Quarc	Simbol	Sarcină [e]	Masă [GeV/c^2]
Down	d	$-1/3$	$\simeq 0.008$
Up	u	$+2/3$	$\simeq 0.004$
Strange	s	$-1/3$	$\simeq 0.15$
Charm	c	$+2/3$	$\simeq 1.2$
Bottom	b	$-1/3$	$\simeq 4.7$
Top	t	$+2/3$	$\simeq 170$

Aranjarea în 3 generații reflectă comportarea lor față de interacțiile tari, electromagnetice și slabe. Membrii corespunzători din diverse familii se comportă echivalent la acțiunea acestor 3 forțe. Diferențe pot să apară numai în cazul gravitației, datorită dependenței de masă a tăriei interacției.

Fermionii elementari sunt caracterizați de două numere cuantice specifice: numărul leptonic L și numărul barionic B ; pentru leptoni $L = +1$, $B = 0$ și pentru quarci $B = +1/3$, $L = 0$.

Fiecare fermion elementar are asociată o antiparticulă cu aceeași masă, dar cu numerele cuantice interne de semn opus; pentru antileptoni $L = -1$ (e.g. e^+) și pentru antiquarci $B = -1/3$ (e.g. \bar{d}). Numerele leptonică, barionică, și sarcina electrică sunt mărimi care se conservă în toate interacțiile.

Figure 1.2: Spectrul de mase al celor 3 familii de fermioni fundamentali

Leptonii se grupează natural în perechi, deoarece în toate interacțiunile se conservă numărul total de leptoni dintr-o anumită generație. Se pot defini astfel, numere cuantice leptonice pentru fiecare generație L_e , L_μ și L_τ care se conservă individual în toate interacțiunile.

Quarcii în schimb, pot fi ”mutați” de interacția slabă dintr-o generație în alta. Ca urmare, nu se pot defini numere cuantice care să se conserve pentru fiecare generație, analoage cu L_e , L_μ și L_τ . De aceea, gruparea quarcilor în Tabelul 1.2 s-a făcut după masele lor, sau după procesele de dezintegrare specifice. Nici una din interacțiunile cunoscute nu amestecă quarcii cu leptonii și deci numărul total de quarci (numărul de quarci minus numărul de anti-quarci) se conservă. Acest număr reprezintă numărul barionic.

Detalii despre numerele cuantice caracteristice și modul de grupare a fermionilor fundamentali se găsesc în Capitolul 5.

Table 1.2: Generațiile fermionilor fundamentali

	Prima Generație	A doua Generație	A treia Generație
Leptoni	e^-, ν_e	μ^-, ν_μ	τ^-, ν_τ
Quarci	d, u	s, c	b, t

Hadronii sunt particule care interacționează tare construite prin agregarea quarcilor în următoarele două moduri

$$\begin{aligned} \mathbf{Barion} &= qqq && \text{trei quarci} \\ \mathbf{Mezon} &= q\bar{q} && \text{quarc-antiquarc} \end{aligned}$$

Faptul că în natură există *numai* aceste două tipuri de agregate de quarci este în deplină concordanță cu predicția Cromodinamicii Quantice (*QCD*) (vezi Capitolul 6).

Exemple de hadroni, cu structura de quarci asociată sunt prezentate în Tabelul 1.3.

Table 1.3: Exemple de barioni și mezoni cu structurile de quarci corespunzătoare

Barioni	Mezoni
$ud = p$ (proton)	$u\bar{d} = \pi^+$ (pion)
$udd = n$ (neutron)	$\bar{s}d = K^0$ (kaon)
$uds = \Lambda$ (hiperon lambda)	$c\bar{c} = J/\psi$ (mezon)

Numărul hadronilor puși în evidență experimental a crescut imens în ultimele decenii, ajungând la ordinul sutelor. Modelul de quarci permite înțelegerea lor ca stări legate - fundamentale și excitate (rezonanțe) - ale ansamblurilor de quarci.

Există deocamdată doar la nivel de speculație teoretică, ipoteza că leptonii și quarcii au la rândul lor structură internă, fiind compuși din așa-numiții *preoni*. Până în prezent nu există nici o dovadă experimentală în favoarea acestei ipoteze.

1.3 Forțele fundamentale

1.3.1 Imaginea clasică și cuantică a forțelor

În fizica clasică, interacția la distanță este descrisă în termenii unui potențial sau câmp datorat uneia dintre particule și care

este imaginată ca fiind datorată schimbului unor cuante (bosoni de interacție) între particule. Aceste cuante sunt specifice fiecărui tip de interacție. Deoarece cuantele de schimb poartă energie și impuls, legile de conservare pot fi satisfăcute numai dacă procesul de schimb are loc într-o perioadă de timp limitată de principiul de incertitudine energie-timp: $\Delta E \Delta t \leq \hbar$. Astfel de cuante tranziente se numesc *virtuale*. Descrierea lor în detaliu este făcută în Capitolul 4.

Descrierile clasice și cuantice ale proceselor de interacție sunt ilustrate în Figura ?? pentru cazul interacției electrostatice dintre două sarcini electrice Q_1 și Q_2 , aflate la distanța r una de cealaltă. **Clasic**, forța \mathbf{F} exercitată asupra sarcinii Q_2 (denumită și "sarcina de probă") este datorată câmpului $\mathbf{E}(r)$ produs de sarcina Q_1 (denumită și "sarcina sursă")

$$\mathbf{F}(r) = \mathbf{E}(r)Q_2 \propto \hat{\mathbf{r}} \frac{Q_1 Q_2}{r^2}$$

unde $\hat{\mathbf{r}}$ este versorul direcției dintre cele două sarcini.

Cuantic, forța dintre sarcini este atribuită schimbului de fotoni virtuali de impuls q . Schimbarea stării de impuls a sarcinilor în procesul de emisie și absorbție de fotoni virtuali este cea care produce forța pe care o detectăm macroscopic. Principiul de incertitudine poziție-impuls este cel care leagă raza de acțiune a fotonilor virtuali de impulsul lor

$$q r \simeq \hbar.$$

Fiecare foton schimbat înseamnă o schimbare a impulsului sarcinii cu valoarea q într-o perioadă de timp $t = r/c$ unde c este viteza fotonilor în vid (viteza luminii). Forța este, prin definiție, raportul între variația de impuls și timpul în care a avut loc această variație. Așadar, forța rezultată în urma schimbului unui singur foton este

$$F_{1\gamma} = \frac{dq}{dt} = \hbar cr^2.$$

Figure 1.3: Descrierea clasică și cuantică a interacției electrostatice

Valoarea sarcinii Q_i poate fi interpretată ca o măsură a "capacității" ei de a emite și absorbi fotoni virtuali, i.e. de a participa la interacția electromagnetică. O sarcină mai mare va emite și absorbi mai mulți fotoni virtuali în unitatea de timp, deci va participa mai intens la interacția cu o altă sarcină. Cu această imagine simplă, putem estima numărul de fotoni schimbați în unitatea de timp de către cele două sarcini prin produsul $Q_1 Q_2$. Atunci forța totală dintre cele două sarcini va fi

$$F \propto F_{1\gamma} \cdot Q_1 Q_2 = \frac{Q_1 Q_2}{r^2}$$

care este tocmai expresia din cazul clasic (legea Coulomb).

Așadar, ambele imagini - clasică și cuantică - conduc la aceeași relație pentru legea observată experimental.

Deoarece particulele elementare sunt micro-obiecte a căror dinamică este descrisă de mecanica cuantică, în continuare vom adopta de cele mai multe ori imaginea cuantică asupra interacțiilor.

1.3.2 Fenomenologia celor 4 forțe fundamentale

În prezent se cunosc 4 interacții fundamentale între particulele elementare: gravitațională, electromagnetică, slabă și tare. Există speculații teoretice despre posibila existență a unei a 5-a forțe [?], dar nici un experiment nu a reușit să o pună în evidență. Pentru 3 dintre forțele fundamentale (electromagnetică, slabă și tare) caracteristicile cuantelor de schimb sunt binecunoscute experimental. Pentru cea de a 4-a, gravitația, caracteristicile cuantei de schimb sunt doar prezise teoretic. Nu există până în prezent

Din acest motiv, considerentele despre gravitație incluse în acest curs sunt strict clasice.

Interacția gravitațională. În teoria lui Newton, energia potențială gravitațională dintre două particule de mase m_1 și m_2 , separate prin distanța r este

$$V(r) = -G_N \frac{m_1 m_2}{r} \quad (1.1)$$

unde G_N este constanta gravitațională a lui Newton, cu valoarea numerică dată în Tabelul 1.4.

Table 1.4: Constantele fundamentale

Constanta	Simbol	Valoare
Constanta gravitațională	G_N	$6.67259(85) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
Viteza luminii	c	$299792458 \text{ m s}^{-1}$
Constanta Planck	$\hbar = h/(2\pi)$	$\begin{cases} 1.05457266(63) \times 10^{-34} \text{ J s} \\ 6.5821220(20) \times 10^{-16} \text{ eV s} \end{cases}$
Constanta de conversie	$\hbar c$	$0.19732858(51) \text{ GeV fm}$
Constanta structurii fine	$\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c)$	$(137.0359895)^{-1}$
Constanta Fermi	$G_F/(\hbar c)^3$	$1.16637(2) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$

O măsură a intensității cuplajului interacției gravitaționale pentru o particulă de masă m este dată de raportul adimensional

$$\xi_G = \frac{G_N m^2}{\hbar c} \quad (1.2)$$

în care, dacă se înlocuiește masa m cu masa protonului m_p și se folosesc valorile numerice din Tabelul 1.4, se obține

$$\xi_G = \frac{G_N m_p^2}{\hbar c} \approx 10^{-40}$$

de unde se observă că gravitația poate fi neglijată pentru fizica particulelor elementare la energiile uzuale.

scopică. Spre deosebire de toate celelalte forțe, ”sarcina gravitațională” are un singur semn (toate masele sunt pozitive) și deci nu este posibil pentru un ansamblu de particule masive să fie neutre gravitațional. Teoria relativității generalizate arată că, la scală cosmologică, structura spațiu-timp este determinată de interacția gravitațională. Tot teoria relativității generale spune că forța gravitațională *cuplează la masa corespunzătoare energiei totale E a unui corp*, nu numai la masa (energia) sa de repaus. Așadar, în (??) la numărător trebuie înlocuită masa de repaus m cu E/c^2 și ξ_G devine

$$\xi_G = \frac{G_N E^2}{\hbar c^5}$$

care ia valoarea unitate ($\xi_G \simeq 1$) pentru energii de ordinul

$$E = E_P = M_P c^2 \simeq 1.2 \times 10^{19} \text{ GeV}$$

unde E_P , M_P sunt numite *energia Planck*, respectiv *masa Planck*. Rezultă că gravitația nu mai poate fi neglijată nici chiar în fizica particulelor elementare, dacă acestea au energii de ordinul energiei Planck. Se presupune că astfel de energii ar fi fost prezente la momentul formării universului (în modelul de ”Big Bang”). Dacă am avea la dispoziție energii de ordinul energiei Planck, am putea sonda distanțe foarte mici în profunzimea materiei, de ordinul

$$l_P \equiv \frac{\hbar c}{E_P} = \left(\frac{\hbar G_N}{c^3} \right)^{1/2} \simeq 1.6 \times 10^{-35} \text{ m} \quad (1.3)$$

numită *lungime Planck*. Probabil că întreaga fizică actuală ar apărea cu totul diferit la energiile și distanțele Planck, dar având în vedere energiile necesare, mult prea mari pentru tehnologia actuală, acest subiect va face pentru mult timp doar obiectul speculațiilor teoretice [?].

Toate teoriile cuantice ale gravitației consideră că forța gravitațională este intermediată de cuanta de schimb a câmpului gravitațional denumită ”graviton” G . Atunci, ξ_G din relația (??) dă o măsură a probabilității ca un graviton să fie schimbat, care evident este foarte mică dacă nu suntem la energii sau distanțe din domeniul Planck (E_P , l_P). Deoarece interacția gravitațională are rază de

și fotonii). De asemenea, deoarece în relativitatea generală gravitonul este cuanta de excitație a unui câmp tensorial de ordinul doi (tensorul metric spațiu-timp $g_{\mu\nu}$), rezultă că spinul gravitonului trebuie să fie 2 [?]. Schimbul de gravitoni între două mase este reprezentat sugestiv prin diagrama din Figura ??-a.

Interacția gravitațională nu va fi discutată mai departe în acest curs deoarece nu este semnificativă pentru fizica particulelor elementare la energiile disponibile în prezent.

Interacția electromagnetică constituie prototipul modelării tuturor celorlalte interacții importante în fizica subatomică. Din acest motiv, ea va face subiectul unor analize extensive în Capitolele 2, 4 și 6.

Legea Coulomb permite exprimarea energiei potențiale electrostatice dintre două sarcini electrice Q_1 și Q_2 , separate prin distanța r sub forma

$$V(r) = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (1.4)$$

unde ϵ_0 este permitivitatea electrică a vidului, cu valoarea numerică dependentă de sistemul de unități de măsură utilizat. În particular, în Sistemul Internațional $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ F/m. O măsură convenabilă a tăriei cuplajului electromagnetic este dată de constanta adimensională (denumită ”*constanta structurii fine*”)

$$\alpha \equiv \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} = \frac{1}{137}, \quad (1.5)$$

deoarece toate sarcinile electrice cunoscute sunt multipli ai sarcinii electrice elementare

$$e = 1.60217733(49) \times 10^{-19} \text{ C.}$$

Cuanta câmpului electromagnetic este fotonul γ , el fiind purtătorul (mediatorul) interacției, așa cum este prezentat în diagrama din Figura ??-b. Deoarece interacția electromagnetică are rază infinită de acțiune, fotonul are masă de repaus zero $m_\gamma = 0$. Fotonul fiind cuanta de acțiune a unui câmp tensorial de ordinul întâi (potențialul vector A_μ), are spinul egal cu 1.

(a) gravitațional, (b) electromagnetic, (c,d) tare, (e-g) slab

Figure 1.4: Reprezentarea prin diagrame Feynman a proceselor fundamentale: (a) gravitațional, (b) electromagnetic, (c,d) tare, (e-g) slab

Câmpul electromagnetic este invariant la transformările locale de etalonare (vezi Capitolul 2), proprietate care asigură conservarea sarcinii electrice și face din electrodinamica cuantică (*QED*) o teorie renormabilă¹, i.e. o teorie care poate fi utilizată practic la calculul cu precizie al mărimilor observabile. *QED* este poate cea mai precisă teorie fizică de care dispunem în momentul de față. Ea a fost verificată experimental cu precizii uluitoare [?].

Din punctul de vedere al teoriei grupurilor (vezi Capitolul 2), electromagnetismul este o teorie de etalonare invariantă la grupul de transformări unitare $U(1)$.

Interacția slabă este cea care determină procesele de dezintegrare β , cum sunt dezintegrările neutronului

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

și a muonului

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\mu.$$

Prima teorie a interacției slabe aparține lui Fermi. El considera interacția slabă ca o "interacție punctuală" (cu rază de acțiune foarte scurtă) și cu o tărie dată de constanta de cuplaj slab Fermi G_F , cu valoarea numerică din Tabelul 1.4.

¹O teorie "renormabilă" este o teorie care are un număr finit de divergențe, astfel încât acestea pot fi înlăturate prin absorbția în parametrii particulelor "bare",

tonii au *aceeași constantă de cuplaj slab*. Măsura numerică a tăriei cuplajului slab pentru o particulă cu masa m_p (e.g. protonul) este dată de raportul adimensional

$$\frac{G_F(m_p c^2)^2}{(\hbar c)^3} \approx 1.03 \times 10^{-5}$$

care, comparat cu (??), furnizează o explicație pentru numele de "interacție slabă".

În teoriile moderne (vezi Capitolele 4 și 6) forța slabă este mediată de 3 bosoni vectoriali cu spinul 1, foarte grei, doi încărcăți electric (W^+ , W^-) și unul neutru (Z^0). Modul în care ei intermediază diverse procese este prezentat în Figura ??-e,f,g.

Interacțiunile slabă și electromagnetică pot fi prezentate ca două fațete ale unei singure interacții, interacția "electroslabă", în cadrul teoriei unificate Weinberg-Salam, discutată în Capitolul 6.

Tăria și raza de acțiune reduse ale interacției slabe sunt datorate masei foarte mari a bosonilor de schimb și nu constantei de cuplaj, care este apropiată ca valoare de cea electromagnetică. În teoria unificată a interacției electroslabe cele două constante de cuplaj (electromagnetică și slabă) sunt legate prin relația

$$\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = \frac{g^2}{4\sqrt{2}m_W^2\hbar c} = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}m_W^2c^4 \sin^2 \theta_w}$$

unde g este analogul sarcinii electrice pentru interacția slabă, m_W este masa bosonilor de schimb W , iar θ_w este o constantă denumită "unghi Weinberg", care măsoară "mixajul" dintre interacțiile electromagnetice și slabe în interacția electroslabă ($\sin^2 \theta_w \approx 0.23$). Din relația anterioară se vede că $e \sim g$, adică cuplajele electromagnetice și slabe au valori comparabile.

Interacția slabă este singura interacție care nu conservă paritatea. În imaginea microscopică a interacției acest lucru se traduce prin faptul că bosonii de schimb W cuplează numai cu proiecția *chirală levogiră* a câmpurilor asociate quarcilor și leptonilor (componenta de elicitate negativă).

Interacția slabă este construită ca o teorie de etalonare (prin analogie cu electromagnetismul) și structura ei de grup este cea a

Interacția tare. Cea de a 4-a interacție, interacția tare, este cea care leagă quarcii între ei pentru a forma hadroni și apoi hadronii pentru a forma nucleu. Această forță este asociată cu existența unei "sarcini de culoare" și a unui "cuplaj de culoare" corespunzător. Sarcina de culoare poate lua 3 valori R (red), G (green) și B (blue). Din acest motiv, interacția tare se mai numește și interacție "de culoare".

Interacția tare acționează asupra quarcilor și nu acționează asupra leptonilor. Cuantele ei de schimb se numesc gluoni și sunt bosoni de spin 1, fără masă, **purtători ai sarcinii de culoare**. Deoarece gluonii poartă sarcină de culoare, ei pot cupla (interacționa) și între ei, proprietate care îi deosebește esențial de toate celelalte cuante de schimb.

Tăria cuplajului g_s măsoară probabilitatea unui quarc sau gluon de a emite un alt gluon. În mod analog cu introducerea constantei de cuplaj electromagnetic α , se introduce constanta de cuplaj tare α_s

$$\alpha_s \equiv \frac{g_s^2}{4\pi}$$

și se arată (în Capitolul 6) că este variabilă cu distanța r după o expresie de tipul

$$\alpha_s \propto \frac{1}{\log \frac{\hbar c}{\Lambda_C r}}$$

cu Λ_C o constantă numită "scală energetică hadronică". Faptul că gluonii pot cupla între ei, determină următoarele trăsături remarcabile ale constantei de cuplaj tare:

Libertatea asimptotică. La distanțe mici, de ordinul zecimii de fm ($r \rightarrow 0$), intensitatea cuplajului tare scade foarte mult ($\alpha_s \rightarrow 0$), quarcii devenind quasi-liberi. Această proprietate este confirmată de experimentele de împrăștiere a particulelor la transfer mare de impuls (la transfer mare de impuls sunt "sondate" distanțe mici). În acest domeniu de valori ale lui α_s , se pot face ușor calcule pentru dinamică bazate pe teoria perturbațiilor, similare cu cele din electro-

ertate asimptotică” a interacției tari și corespunde domeniului perturbativ în Cromodinamica cuantică (QCD).

Confinarea quarcilor. La distanțe mari,

$$r \rightarrow R_C \equiv \hbar c / \Lambda_C$$

α_s devine aparent divergentă (ia valori care tind spre infinit). Ca urmare, forța de atracție dintre quarci va crește rapid, dacă se încearcă separarea lor. De aceea quarcii sunt confinați în hadroni, care au dimensiuni de ordinul lui R_C , numită ”rază de confinare”. Evident, în acest domeniu de valori ale lui α_s , interacția tare nu mai poate fi tratată perturbativ și se utilizează alte tehnici de calcul [?]. Parametrul principal care caracterizează interacția tare în zona ”non-perturbativă” este parametrul de scală Λ_C care are valoarea

$$\Lambda_C \simeq 0.2 - 0.3 \text{ GeV}$$

fiind, așa cum era de așteptat, de același ordin de mărime cu masele celor mai ușori hadroni.

Teoria interacției tari, cromodinamică cuantică (*QCD*), este o teorie de etalonare *non-Abeliană* cu structura grupului special-unitar în 3 dimensiuni $SU(3)$. Faptul că *QCD* este o teorie non-Abeliană o deosebește de teoria interacției electrolabe care este o teorie Abeliană, consecința fiind fenomenele discutate anterior: libertatea asimptotică și confinarea quarcilor.

Proprietățile bosonilor de schimb ai interacțiilor fundamentale sunt redate în Tabelul 1.5.

1.3.3 Amplitudinea proceselor de interacție

Procesele de interacție se reprezintă grafic prin diagrame Feynman de tipul celor desenate în Figura ???. Aceste grafice, dincolo de

²Reamintim că *QED* poate fi construită ca teorie perturbativă, datorită valorii reduse a constantei de cuplaj electromagnetic α .

Interacția	Boson	Spin	Masa [GeV/c ²]	Sarcina de culoare	Sarcina electrică	Sarcina slabă
Tare	Gluoni (g)	1	0	Da	0	Nu
Elm.	Foton (γ)	1	0	Nu	0	Nu
Slabă	W^\pm, Z^0	1	81.9;91.2	Nu	$\pm 1; 0$	Nu
Gravitația	Graviton (G)	2	0	Nu	0	Nu

Figure 1.5: Diagrama Feynman dominantă a procesului de împrăștiere electron-positron

imaginea intuitivă pe care o dau asupra procesului, furnizează *reguli* pentru calculul secțiunii eficace de interacție. Componentele elementare ale diagramei Feynman sunt "vertex-urile", în care are loc "cuplajul" boson-fermion sau, în cazul interacției tari, și boson-boson. Interacțiile sunt obținute prin combinarea a două vertex-uri, ținând cont de legile de conservare (numerele cuantice), așa cum este discutat în Capitolul 4.

Figura ?? prezintă diagrama Feynman (dominantă) a procesului de împrăștiere electron-positron.

de împrăștiere electron-positron

Un foton virtual cuplează electromagnetic la un lepton încărcat electric cu amplitudinea $\sqrt{\alpha}$, unde α este constanta cuplajului electromagnetic din (??). Amplitudinea de probabilitate pentru procesul în ansamblu este produsul amplitudinilor în cele două

bul bosonului virtual:

$$\text{Amplitudinea de probabilitate} = \text{Cuplaj} \times \text{Propagator} \times \text{Cuplaj}$$

Amplitudinea de probabilitate a procesului din Figura ?? este

$$A \propto \sqrt{\alpha} \cdot P(q, m) \cdot \sqrt{\alpha} \quad (1.6)$$

unde $P(q, m)$ este propagatorul care se obține prin metoda funcției Green (vezi Capitolul 4). Pentru schimbul unei cuante de câmp cu masa m și cuadri-impulsul q , propagatorul are forma

$$P(q, m) \propto \frac{1}{q^2 - m^2} \quad (1.7)$$

care, înlocuită în (??), conduce la amplitudinea totală de probabilitate a procesului

$$A \propto \frac{\alpha}{q^2 - m^2} \quad (1.8)$$

Secțiunea eficace a procesului este proporțional cu pătratul amplitudinii A [?], deci

$$\frac{d\sigma}{dq^2} \propto \frac{\alpha^2}{(q^2 - m^2)^2}$$

care, pentru schimbul de fotoni ($m = 0$) devine binecunoscuta formulă Rutherford

$$\frac{d\sigma}{dq^2} \propto \frac{\alpha^2}{q^4}.$$

Relațiile anterioare arată că secțiunea eficace este puternic dependentă de caracteristicile bosonului de schimb. Spre exemplu, dacă două interacții au constante de cuplaj aproximativ egale, cea care este intermediată de un boson mai greu va avea secțiunea eficace mai mică. Acesta este cazul interacțiilor electromagnetice și slabe.

Tot de caracteristicile bosonului de schimb depinde și *raza de acțiune* a unei anumite interacții. Dacă un boson mediator al unei interacții are masa m , atunci într-un interval de timp Δt (determinat de principiul de incertitudine energie-timp) el va parcurge distanța R

$$R \simeq c\Delta t \simeq c \frac{\hbar}{\Delta E} \simeq \frac{c\hbar}{mc^2} \simeq \frac{\hbar}{mc}.$$

Interacția	Cuanta de schimb	Raza de acțiune [m]	Tăria relativă	Secțiune eficace tipică [m^2]	Scală de tipică [se]
Tare	Gluoni	10^{-15}	1	10^{-30}	10^{-23}
Slabă	W^\pm, Z^0	10^{-18}	10^{-5}	10^{-44}	10^{-8}
Elm.	Foton	∞	1/137	10^{-33}	10^{-20}
Gravitație	Graviton	∞	10^{-40}	—	—

În cazul forțelor electromagnetice și gravitaționale care au masele bosonilor de schimb zero, această relație conduce la o rază infinită de acțiune. În cazul interacției slabe, care este intermediată de bozoni masivi, relația conduce la o rază de acțiune de $\simeq 10^{-3}$ fm. O contradicție apare pentru interacția de culoare (tare) care ar trebui, la o primă vedere, să aibă rază de acțiune infinită, deoarece bosonii ei de schimb - gluonii - sunt fără masă. S-a arătat anterior și se discută în detaliu în Capitolul 6 faptul că procesul de schimb de un gluon, descris de relația (??), apare numai la distanțe mici, în zona perturbabilă a interacției. La distanțe mai mari domină cuplajul între gluoni, care sunt purtători ai sarcinii de culoare, cuplaj care duce la confinarea zonei de interacție la o regiune de dimensiunea hadronilor ~ 1 fm.

În Tabelul 1.6 sunt prezentate rezumativ caracteristicile observabile ale celor 4 interacții fundamentale discutate în această secțiune

1.4 Fermioni și bosoni

Una dintre teoremele fundamentale pe care se bazează dezvoltarea fizicii particulelor elementare este *teorema spin-statistică* demonstrată de Pauli în 1940. Ea face corespondența între tipul statisticii la care este supusă o particulă și spinul ei. Particulele cu spin semi-întreg ($\frac{1}{2}\hbar, \frac{3}{2}\hbar, \dots$) se supun statisticii Fermi-Dirac și sunt numite fermioni, iar cele cu spin întreg ($0, \hbar, 2\hbar, \dots$) se supun

Tipul statisticii pe care o satisface o particulă determină simetria funcției de undă ψ a unei perechi de particule identice (1,2) la permutarea lor. Dacă particulele sunt identice, atunci modulul pătrat al funcției lor de undă $|\psi|^2$, care dă probabilitatea ca particula 1 să se afle într-un anumit punct din spațiul coordonatelor și particula 2 în alt punct din același spațiu, este invariant la permutarea $1 \leftrightarrow 2$. Din această afirmație rezultă

$$\psi \xrightarrow{1 \leftrightarrow 2} \pm \psi.$$

Pentru bosoni identici

$$\psi \xrightarrow{1 \leftrightarrow 2} + \psi \quad (\text{simetrica}),$$

iar pentru fermioni identici

$$\psi \xrightarrow{1 \leftrightarrow 2} - \psi \quad (\text{antisimetrica}).$$

Funcția de undă a perechii poate fi exprimată ca produsul a două funcții de undă: una dependentă de coordonatele spațiale, alta dependentă de spin

$$\psi = \alpha(\mathbf{r}) \cdot \beta(\text{spin}). \quad (1.9)$$

Partea spațială descrie mișcarea unei particule față de cealaltă și poate fi reprezentată prin produsul unei funcții radiale și o armonică sferică $Y_l^m(\theta, \phi)$. Permutarea particulelor 1 și 2 înseamnă în, termenii funcției sferice, înlocuirea unghiurilor (θ, ϕ) cu $(\pi - \theta, \phi + \pi)$ și introducerea unui factor de fază $(-1)^l$ în funcția de undă. Prin l am notat momentul cinetic orbital [?]. Dacă l este par (impar), funcția de undă spațială α este simetrică (antisimetrică) la permutarea celor două particule. Funcția de spin β poate fi simetrică (spini paraleli) sau antisimetrică (spini antiparaleli) la permutarea celor două particule. Aceste considerente, împreună cu ecuația (??) conduc la concluzia că pentru bosoni identici, α și β trebuie să fie ambele simetrice sau sambele antisimetrice; pentru fermioni o funcție α simetrică implică funcția β antisimetrică și reciproc.

siderăm procesul de dezintegrare a mezonului vectorial (spin 1) neutru ρ în doi pioni neutri

$$\rho^0 \longrightarrow \pi^0 + \pi^0.$$

Pionii neutri au spinul zero. Deoarece β este în mod necesar simetrică, aplicarea regulii anterioare pentru bosonii identici implică faptul că α este de asemenea simetrică și deci, cei 2 pioni se pot afla numai într-o stare cu momentul cinetic total J par. Rezultă că procesul de dezintegrare anterior este interzis de conservarea momentului cinetic și de simetria Bose. Dezintegrarea în pioni încărcăți (neidentici)

$$\rho^0 \longrightarrow \pi^+ + \pi^-$$

este permisă, fapt confirmat de observațiile experimentale.

Principiul lui Pauli este o aplicație binecunoscută a antisimetriei funcției de undă pentru 2 fermioni identici la permutarea lor. Să presupunem că două particule identice se află în aceeași stare cuantică, deci funcția lor de undă ψ este necesar simetrică. Această situație violează regula ca doi fermioni identici să aibă funcția de undă ψ antisimetrică. În concluzie, doi fermioni identici nu se pot afla în aceeași stare cuantică (principiul Pauli). Pe de altă parte, nu există nici o restricție asupra numărului de bosoni (e.g. fotoni) care se pot afla în aceeași stare. Cărămizile de construcție ale lumii materiale fiind fermionii elementari, rezultă că principiul lui Pauli este regula care determină modul de construcție a edificiilor de fermioni elementari: nuclee, atomi, molecule.

1.5 Evidența experimentală a nivelelor de structură subatomică

Datele experimentale care au făcut posibilă parcurgerea diverselor trepte în profunzimea materiei provin din 3 categorii de experimente: [?]

și particula "sondă") interacționează cu structura (particula) investigată ce are rol de "țintă". În urma interacției se modifică numai parametrii cinematici ai celor doi parteneri (împrăștierea elastică), sau se schimbă și starea lor internă, dar *își păstrează identitatea*(împrăștiere inelastică). Cel mai cunoscut exemplu de acest tip este împrăștierea Rutherford a particulelor α pe atom. Într-un astfel de experiment se detectează de obicei parametrii cinematici (energie, direcție de mișcare, impuls, etc.) ai partenerilor de interacție, precum și dependența probabilității de interacție de acești parametri. Se compară apoi valorile rezultate din experiment cu valorile rezultate dintr-un calcul în care ținta ar fi punctuală. Orice abatere observată constituie o posibilă indicație a unei structuri nepunctuale a țintei. Cu cât este mai mică lungimea de undă asociată proiectilului, cu atât se pot "sonda" detalii mai mici ale structurii investigate.

Spectroscopie. Prin împrăștiere inelastică se populează stări excitate ale structurii investigate (atom, nucleu, particulă). În studiile de spectroscopie, structura aflată în aceste stări excitate se măsoară fie direct, fie indirect din măsurarea radiațiilor emise în urma dezintegrării stării excitate respective. Evident, metodele experimentale utilizate sunt dependente de timpul mediu de viață a stării studiate. Exemple sunt: spectroscopia atomică și moleculară, spectroscopia nucleară și spectroscopia hadronică.

Spargere (break-up). Apare atunci când energia transferată de proiectil particulei (structurii) țintă este suficient de mare încât să producă o spargere a celor doi parteneri de interacție (sau numai a unuia din ei) în structuri mai mici. Studiul fragmentelor rezultate permite tragerea unor concluzii privitoare la structura țintei și proiectilului.

În continuare ne vom referi la aceste 3 tipuri de date experimentale pentru lanțul de structuri descendente care definește domeniul de studiu al fizicii subatomice:

$$Atom \rightarrow Nucleu \rightarrow Nucleon \rightarrow Quarc$$

Figure 1.6: Reprezentarea schematică a spectrelor de împrăștiere elastică și inelastică a electronilor pe: (a) atomul de He, (b) nucleu de ^{12}C (c) proton

Proba care poate "sonda" cel mai precis structura materiei este electronul. El este o particulă punctiformă, astfel că nu apar complicații suplimentare legate de excitarea structurii sale interne. Alt avantaj este faptul că electronul interacționează dominant electromagnetic, forma interacției fiind foarte bine cunoscută. Din experimente de împrăștiere a electronului pe diverse agregate microscopice (atomi, nucleu, hadroni) se pot trage concluzii asupra structurii lor. Pe măsură ce energia electronilor crește, se micșorează lungimea de undă asociată, conform relației de Broglie

$$\lambda = h/p$$

și ei pot "simți" structuri de dimensiuni din ce în ce mai reduse. Se spune că *rezoluția* fasciculului de electroni crește cu energia.

În Figura ?? sunt reprezentate schematic spectrele energetice ale electronilor împrăștiați pe atomi-(a), nucleu-(b) și protoni-(c).

și inelastică a electronilor pe: (a) atomul de He, (b) nucleu de ^{12}C (c) proton

Se observă pentru fiecare caz, în partea dreaptă a spectrului, un pic dominant care reprezintă electronii împrăștiați elastic urmat spre stânga de picuri succesive mai mici care reprezintă împrăștierea pe diverse stări excitate ale sistemelor respective. De remarcat în această figură este energia necesară electronilor proiectil pentru a evidenția nivelele interne.

Pentru excitarea nivelelor atomice sunt suficiente energii de ordinul sutelor de eV, lucru accesibil tehnologiei de la începutul

Hertz efectuat în 1914.

Punerea în evidență a nivelelor nucleare necesită electroni cu energii de ordinul sutelor de MeV, cerință ce a fost realizată abia de tehnologia mijlocului secolului 20. Experimentele cele mai precise au fost efectuate de către Hofstadter la SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) în 1950.

Fascicule de electroni cu energii de ordinul GeV-ilor au devenit disponibile la începutul anilor '60, ajungându-se astfel la rezoluțiile necesare sondării structurii protonului. Tot Hofstadter la SLAC în 1960 a efectuat experimente de împrăștiere de electroni care au relevat faptul că protonul nu este o particulă punctiformă, el are o anumită structură internă. Spectroscopia hadronilor, care a luat amploare în anii '70, și ipoteza quarcilor a lui Gell-Mann au fost elementele hotărâtoare care au permis interpretarea spectrelor de împrăștiere a electronilor cu energii de GeV pe protoni (Figura ??-c).

Studiile spectroscopice la cele 3 nivele - atom, nucleu, nucleon - au avut evoluții diferite în primul rând din cauza mecanismelor de populare și de dezintegrare a stărilor respective. În atom, procesele sunt de natură electromagnetică. Măsurătorile necesită detecția fotonilor cu lungimi de undă în domeniul optic și X și a electronilor care părăsesc păturile atomice prin diverse mecanisme.

(a) atomului de hidrogen, (b) nucleului ^{12}C , (c) protonului. De remarcat valorile absolute ale domeniului energetic pe care se întind spectrele.

În spectroscopia nucleară diversitatea crește: se măsoară fotoni din domeniul X și γ , radiații β , electroni de conversie internă, radiații α , probe hadronice, etc. Spectroscopia hadronică a avut o evoluție mult mai sinuoasă deoarece quarcii nu au fost niciodată detectați în stare liberă, proprietatea de confinare a interacției de culoare menținându-i doar în stări legate în hadroni. Existența lor a trebuit să fie dedusă din mulțimea hadronilor puși în evidență

Figure 1.7: Spectrele de excitație obținute prin studii spectroscopice ale: (a) atomului de hidrogen, (b) nucleului ^{12}C , (c) protonului. De remarcat valorile absolute ale domeniului energetic pe care se întind spectrele.

experimental și mai ales a observației că ei pot fi clasificați în acord cu reprezentile ireductibile ale grupului de simetrie $SU(3)$. În Figura ?? sunt prezentate schematic spectrele de excitație în: atom, nucleu și proton. Ca și la împrăștiere, este de remarcat diferența între ordinele de mărime ale domeniilor energetice pe care se întind spectrele de excitație: eV în atom, MeV în nucleu și GeV în proton. Apare natural întrebarea ”ce este mai jos de quarc?”. Tehnologia actuală nu ne permite să atingem acest nivel, lăsându-ne doar pe tărâmul speculațiilor teoretice.

1.6 Dimensiuni și unități în fizica particulelor elementare

1.6.1 Unități experimentale

Unitățile fundamentale în fizică sunt cele pentru mărimile *lungime*, *masă*, *timp*. Sistemul Internațional de unități pentru aceste mărimi este sistemul MKS în care lungimea se măsoară în metri (m), masa în kilograme (kg) și timpul în secunde (s)³.

Evident că metrul și kilogramul nu sunt unități de măsură potrivite pentru fizica particulelor elementare unde lungimile tipice sunt de ordinul a 10^{-15} m, iar masele de ordinul a 10^{-27} kg. În schimb duratele caracteristice pot varia între 10^4 s și 10^{-25} s, făcând

³Pentru eliminarea unor ambiguități, în acest curs pentru secundă se folosește și notația (sec).

În fizica particulelor se utilizează de obicei următoarele unități

Lungimea se exprimă de obicei în *femtometri* sau *Fermi* (fm)

$$1\text{fm} = 10^{-15} \text{ m}$$

Secțiunea eficace (care poate fi imaginată ca o "arie efectivă") se măsoară în *barni* (b), cu submultipli *milibarn* (mb), *microbarn* (μb), *nanobarn* (nb)

$$1\text{b} = 10^{-28} \text{ m}^2 \quad 1\text{mb} = 10^{-3} \text{ b}, \dots$$

Energia are unități de măsură care se bazează pe electronvolt

$$1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ Jouli}, \quad 1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV}, \quad 1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}, \quad 1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$$

Masele sunt măsurate uzual în unități MeV/c^2 , cu semnificația că dacă masa este M , atunci energia de repaus este Mc^2 , unde c este viteza luminii în vid. De cele mai multe ori se folosește extensia de limbaj prin care masele se exprimă în MeV sau GeV, înțelegându-se implicit că acestea sunt energiile de repaus corespunzătoare maselor respective.

Aceste unități sunt utilizate de obicei în laborator pentru tratarea datelor experimentale și din acest motiv sunt denumite uneori "unități experimentale".

1.6.2 Unitățile naturale

În manevrarea expresiilor teoretice din fizica particulelor apar foarte frecvent cantitățile $\hbar = h/2\pi$ și c și așa cum spunea Feynman "este numai risipă de timp să le plimbăm prin toate formulele". Din acest motiv este avantajos (din punct de vedere strict practic) să alegem un sistem de unități în care $\hbar = c = 1$. Acesta este numit *sistemul natural* de unități. În continuare vom vedea cum se introduce acest sistem, i.e. *cum rezultă condiția* $\hbar = c = 1$ prin alegerea unor unități de măsură adecvate pentru studiul particulele elementare.

convenabil să alegem masa m_0 a unei "particule standard" (e.g. protonul) ca unitate de masă și să exprimăm masele tuturor celorlalte particule în termenii lui m_0 :

$$m_0 = 1. \quad (1.10)$$

Unitatea "naturală" de lungime este *lungimea de undă Compton* λ_0 a particulei standard

$$\lambda_0 = \frac{\hbar}{m_0 c} = 1. \quad (1.11)$$

Unitatea "naturală" de timp este perioada de timp necesară luminii să străbată unitatea naturală de lungime

$$t_0 \frac{\bar{\lambda}_0}{c} = \frac{\hbar}{m_0 c^2} = 1. \quad (1.12)$$

Unitatea "naturală" de energie este energia de repaus a particulei "standard"

$$E_0 = m_0 c^2. \quad (1.13)$$

Din relațiile (??), (??) și (??) rezultă imediat condiția $\hbar = c = m_0 = 1$, iar (??) este verificată. Aceste unități sunt utilizate în literatură, dar de cele mai multe ori se preferă păstrarea simbolului pentru masă. Așadar, vom impune condiția $\hbar = c = 1$, dar nu și $m_0 = 1$. (Dacă pionul este utilizat ca particulă "standard", atunci unitatea de lungime va deveni 1.41 fm, iar unitatea de timp 4.7×10^{-24} sec).

Pentru a face conversia din unitățile convenționale în unitățile naturale se impune ca fiecare \hbar și c din ecuații să fie egale cu 1. Spre exemplu, relația relativistă energie-impuls

$$E^2 = \mathbf{p}^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (1.14)$$

devine în sistemul natural de unități

$$E^2 = \mathbf{p}^2 + m^2 \quad (1.15)$$

unitățile naturale la cele convenționale. Aceasta se poate face ușor, prin înmulțirea cu \hbar și c la puterile corespunzătoare, puteri care se determină prin analiză dimensională. Spre exemplu (??) în unități de energie va deveni

$$E^2 = (\mathbf{p}c)^2 + (mc^2)^2,$$

în unități de impuls

$$\left(\frac{E}{c}\right)^2 = (\mathbf{p})^2 + (mc)^2$$

și în unități de timp

$$\left(\frac{E}{c^2}\right)^2 = \left(\frac{\mathbf{p}}{c}\right)^2 + m^2.$$

În efectuarea acestei conversii "inverse" este întotdeauna util să avem în minte următoarea valoare numerică

$$\hbar c = 197.3 \text{ MeV} \cdot \text{fm} \quad \text{cu } 1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m} \quad (1.16)$$

deci o particulă cu energia de repaus $m_0c^2 = 197 \text{ MeV}$ are o lungime de undă Compton asociată $\hbar/m_0c = \hbar c/m_0c^2 = 1 \text{ fm}$.

În Tabelul 1.7 sunt date dimensiunile diverselor mărimi fizice în unități naturale și în unități convenționale. Valorile numerice ale unităților naturale *depind de alegerea "particulei standard"*. În tabel sunt date valorile unităților naturale, considerând ca "particula standard": electronul, pionul încărcat și protonul. Impulsul spre exemplu, în sistemul natural are dimensiunea m , iar convențional poate fi exprimat în GeV , fm^{-1} sau sec^{-1} , cu $1 \text{ GeV} = 5.07 \text{ fm}^{-1}$, $1 \text{ fm} = 0.1973 \text{ GeV}^{-1}$ și $1 \text{ GeV} = 1.53 \times 10^{24} \text{ sec}^{-1}$ (Tabelul 1.7).

Dacă adoptăm notația consacrată de $[x]$ pentru *dimensiunea* mărimii fizice x , atunci este adevărată ecuația dimensională

$$[c] = [l][t]^{-1}$$

și, deoarece în sistemul natural de unități $\hbar = c = 1$, rezultă $[l] = [t]$. Din relația relativistă energie-impuls (??) rezultă

$$[E] = [m] = [\mathbf{p}] = [\mathbf{k}]$$

Tablă 1.1. Dimensiunile și valorile unor observabile exprimate în sistemele de unități natural și convențional

Observabila	Unități naturale	Unități convenționale	Valori numerice ale unităților pentru următoarele "particule standard"		
			e	π^\pm	p
masa	m	m	0.511 [MeV/c ²]	139.6 [MeV/c ²]	938.3 [MeV/c ²]
impuls	m	mc	0.511 [MeV/c]	139.6 [MeV/c]	938.3 [MeV/c]
energie	m	mc^2	0.511 [MeV]	139.6 [MeV]	938.3 [MeV]
lungime	m^{-1}	$\hbar/(mc)$	386.12 [fm]	1.414 [fm]	0.211 [fm]
timp	m^{-1}	$\hbar/(mc^2)$	1.28×10^{-21} [sec]	4.71×10^{24} [sec]	2.62×10^{-22} [sec]

unde $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$. Deoarece $[\hbar] = [m][l]^2[t]^{-1}$ înlocuind $\hbar = c = 1$ se obține

$$[m] = [l]^{-1} = [t]^{-1}$$

$[m]$ fiind astfel singura dimensiune independentă a sistemului natural de unități.

Deoarece la începutul utilizării sistemului natural de unități apare o anumită dificultate în acceptarea lui, considerăm utilă parcurgerea următoarei serii de exemple [?]:

Exemplul 1. Lungimea de undă Compton a pionului se exprimă în sistemul natural (sn) de unități astfel

$$\lambda_\pi = \frac{\hbar}{m_\pi} \xrightarrow{sn} \frac{1}{m_\pi} \simeq (140 \text{ MeV})^{-1} \quad (1.17)$$

înmulțirea cu o combinație de \hbar și c pentru a obține unități de distanță. Deoarece $\hbar c = 197.3 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$ ($1 \text{ fm} = 1 \times 10^{-13} \text{ cm}$), rezultă

$$1 \text{ fm} = \frac{1}{197.3} \text{ MeV}^{-1} = 5.068 \text{ GeV}^{-1} \quad (1.18)$$

și

$$1 \text{ fm}^{-1} = 197.3 \text{ MeV} \quad 1 \text{ GeV} = 5.068 \text{ fm}^{-1} \quad (1.19)$$

de unde

$$\lambda_\pi = \left(\frac{1}{140} \text{ MeV}^{-1} \right) \cdot (197.3 \text{ MeV} \cdot \text{fm}) = 1.41 \text{ fm}.$$

Secțiunile eficace σ au dimensiunile

$$\sigma = [l]^2 = [m]^{-2}$$

și din (??,??) rezultă $1 \text{ fm}^2 = 25.7 \text{ GeV}^{-2}$ în unități naturale. Dar $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2 = 100 \text{ fm}^2$ și $1 \text{ mb} = 0.1 \text{ fm}^2$, deci

$$1 \text{ GeV}^{-2} = 0.3894 \text{ mb} \quad 1 \text{ mb} = 2.568 \text{ GeV}^{-2} \quad 1 \text{ fm}^2 = 10 \text{ mb}$$

Exemplul 2. Un exemplu tipic de secțiune eficace hadronică este de ordinul

$$\sigma \simeq \lambda_\pi^2 \simeq \frac{1}{M_\pi^2} \simeq \frac{1}{(140)^2} \text{ MeV}^{-2}$$

Dacă vrem să exprimăm pe σ în fm^2 , trebuie să multiplicăm cu o combinație de \hbar și c care să aibă unități $\text{MeV}^2 \cdot \text{fm}^2$. Această combinație este conform relației (??), tocmai $\hbar^2 c^2 = (197.3)^2 \text{ MeV}^2 \cdot \text{fm}^2$ și

$$\sigma = \frac{\hbar^2 c^2}{(140)^2 \text{ MeV}^2} \simeq 2 \text{ fm}^2 \simeq 20 \text{ mb}$$

Exemplul 3. În unități naturale, timpul mediu de viață pentru dezintegrarea

$$\Sigma^0 \longrightarrow \Lambda^0 + \gamma$$

este [?]

$$\tau \simeq \frac{\pi(m_\Lambda + m_\Sigma)^2}{e^2 E_\gamma^3}$$

multiplicăm membrul drept cu $\hbar = 6.58 \times 10^{-22} \text{MeV} \cdot \text{sec}$ pentru a obține dimensiunea corectă. Folosind valorile experimentale $(m_\Lambda + m_\Sigma) = 2307 \text{ MeV}$, $E_\gamma = 74.5 \text{ MeV}$ și $\pi/e^2 = 1/4\alpha = 137/4$ se obține

$$\tau = \frac{137}{4} \cdot \frac{(2307 \text{ MeV})^2}{(74.5 \text{ MeV})^3} (6.58 \times 10^{-22} \text{ MeV} \cdot \text{sec}) \simeq 2.9 \times 10^{-19} \text{ sec}$$

Observație. Sistemul natural de unități este extins și în cosmologie prin impunerea condițiilor

$$\hbar = c = k_B = 1 \quad (1.20)$$

unde k_B este constant Boltzmann. Din această impunere rezultă

$$1 \text{ GeV} = 1.2 \times 10^{13} \text{ K} \quad (1.21)$$

și constanta gravitațională G în sistemul natural devine

$$G = \frac{1}{M_p^2} \quad (1.22)$$

unde masa Planck este

$$M_p = 1.2 \times 10^{19} \text{ GeV} \quad (1.23)$$

Din (??) și (??) rezultă lungimea Planck

$$l_P = \frac{1}{M_P} = 1.6 \times 10^{-23} \text{ cm}$$

care multiplicată cu $1/c$ conduce la timpul Planck crespunzător

$$t_P = 5.4 \times 10^{-44} \text{ sec}$$

și prin utilizarea relațiilor (??) și (??) se obține temperatura Planck

$$T_P = 1.4 \times 10^{32} \text{ K}$$

Aceste raționamente ne arată forța sistemului natural de unități de a prezenta în formule extrem de simple atât ecuațiile particulele elementare cât și ale universului.

trică

Există mai multe moduri utilizate de fizicieni pentru a exprima sarcina electrică. Cele mai cunoscute sunt următoarele sisteme de unități:

Sistemul Internațional (SI) este cel mai utilizat, mai ales la nivel introductiv. În acest sistem, sarcina electrică se măsoară în *coulombi* și legea lui Coulomb are forma

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (\text{SI}) \quad (1.24)$$

Sistemul Gauss (G) este utilizat în lucrările mai avansate. Unitatea de măsură a sarcinii electrice este *unitatea electrostatică* (esu) și legea lui Coulomb are forma

$$F = \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (\text{G}) \quad (1.25)$$

Sistemul Heaviside-Lorentz preferat de fizicienii din fizica particulelor elementare, în care legea Coulomb devine

$$F = \frac{1}{4\pi} \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (\text{HL}) \quad (1.26)$$

Legătura între unitatea de sarcină exprimată în cele 3 sisteme de unități este

$$q_{HL} = \sqrt{4\pi} q_G = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0}} q_{SI} \quad (1.27)$$

De-a lungul întregului curs vom avea de-a face cu cuplajul diverselor sarcini: tari (de culoare), slabe și electromagnetice cu bosonii de schimb. Prototipul constantei de cuplaj este constanta de cuplaj electromagnetic α cunoscută sub numele de constanta structurii fine. Ea este un raport adimensional între energia potențială a repulsiei electrostatice a doi electroni separați printr-o distanță egală cu lungimea de undă Compton și energia de repaus a electronului

$$\alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{e^2}{\hbar/mc} \right) \left(\frac{1}{mc^2} \right) = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

$\epsilon_0 = \mu_0 = 1$ și dacă includem și condiția unităților naturale $\hbar = c = 1$ obținem pentru sarcina electrică elementară următoarea valoare adimensională

$$e = (4\pi\alpha)^{1/2} \approx 0.303$$

care arată că până la un factor numeric $\sqrt{\alpha}$ este tocmai sarcina electrică elementară e .

În acest curs vom utiliza atât sistemul de unități MKS cât și sistemul natural de unități. Aceasta presupune dezvoltarea unei anumite abilități de a trece ușor de la un sistem la altul.

1.7 Scurt istoric al descoperirilor din fizica particulelor

Era clasică (1897-1932) Ideea de particulă elementară datează din antichitate, de la atomiștii greci. Prima punere în evidență experimentală a unei particule elementare aparține lui J.J. Thomson care în anul 1897 a descoperit electronul. Ulterior, Rutherford a descoperit nucleul atomic prin faimoasele sale experimente de împrăștiere a particulelor α . El a numit *proton* nucleul celui mai ușor element - hidrogenul. În 1914 Bohr a propus modelul planetar pentru atomul de hidrogen. Pasul următor a fost făcut în anul 1932 de Chadwick prin descoperirea *neutronului* - "geamănul" neutru electric al protonului. Așadar, la nivelul anului 1932 exista o imagine a materiei alcătuită din electroni, protoni și neutroni, consistentă cu toate experimentele efectuate până atunci. Totuși, teoriile: mezonică a lui Yukawa, pozitronică a lui Dirac și neutrinică a lui Pauli avansau ipoteza existenței unor noi particule care își așteptau descoperirea.

Fotonul (1900-1924) Din multe puncte de vedere fotonul este o particulă foarte "modernă", având multe în comun cu bosonii W și Z descoperiți în anul 1983. Putem spune că existența unor "particule de lumină" a apărut în teoria luminii a lui Newton. Prima contribuție cu adevărat mod-

la concluzia că radiația electromagnetică este *cuantificată* în ”pachete mici de energie”

$$E = h\nu$$

unde ν este frecvența radiației, iar h este o constantă determinată de Planck prin potrivirea teoriei cu datele experimentale. Valoarea actuală a constantei lui Planck este

$$h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ Js.}$$

Numai admitând această ipoteză, el a putut explica fără contradicții spectrul radiației corpului negru [?]. În 1905 Einstein a arătat că această cuantificare este o caracteristică a câmpului electromagnetic, cuanta sa de excitație fiind fotonul.

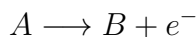
Mezonii (1934-1947) Forța care ține protonii și neutronii legați în nucleul atomic este forța nucleară. Yukawa în 1934 și-a pus problema găsirii unei cuante de schimb a acestei forțe, în mod analog cu fotonul care intermediază interacția electromagnetică. Interacția electromagnetică are rază de acțiune infinită, consistentă cu masa zero a cuantei sale de schimb. Interacția tare are rază finită de acțiune, ceea ce l-a condus pe Yukawa la considerarea unei cuante de schimb masive. El a găsit pentru această cuantă de schimb o masă de 300 de ori mai mare decât masa electronului, intermediară între masa electronului și a protonului. Din această cauză a numit-o mezon. În perioada acestor speculații teoretice, erau în curs de desfășurare experimente de studiu al razelor cosmice. În anul 1937, Anderson a găsit în razele cosmice particulele care se potriveau cu descrierea lui Yukawa. După război, în 1946 experimente efectuate la Roma au arătat că mezonii din razele cosmice interacționează foarte slab cu nucleele atomice, ceea ce era în contradicție cu caracterul lor de cuante de schimb pentru interacția tare. Misterul a fost rezolvat în 1947 când Powell a arătat că mezonii din razele cosmice sunt de 2 tipuri: π și μ . Adevăratul mezon

atmosferei terestre, dar care se dezintegrează până să ajungă la nivelul solului. Powell și-a expus plăcile fotografice pe vârful munților înalți și a putut să-i observe. În căutarea mezonilor Yukawa, muonul a fost doar un "impostor", el neavând nimic de-a face cu interacția tare. Astăzi știm că el este o versiune mai grea de electron și face parte din familia leptonilor.

Antiparticulele (1930-1956). Dirac, unul din fondatorii mecanicii cuantice, a formulat în 1927 ecuația cuantică relativistă care îi poartă numele. În mod surprinzător, această ecuație prezice, pe lângă existența soluțiilor de tip electron, existența unor soluții care corespund unor particule identice cu electronii, dar având sarcină electrică opusă. La momentul acestei preziceri teoretice nu era cunoscută nici o particulă cu aceste caracteristici. În 1932 Anderson a descoperit în studiile sale de raze cosmice *pozitronul*, particula "geamănă" cu electronul, dar având sarcina electrică pozitivă, confirmând în mod strălucit teoria lui Dirac. Ulterior s-a dovedit că dualismul particulă-antiparticulă este o proprietate generală a materiei. În anul 1956 la Berkeley a fost descoperit antiprotonul, iar în 1957 antineutronul.

Așadar uniunea dintre teoriile cuantice și relativiste a condus la apariția unei simetrii materie-antimaterie.

Neutrinii (1930-1962) În 1930 a apărut o problemă majoră legată de forma continuă a spectrului particulelor emise în dezintegrarea beta. În dezintegrarea beta, un nucleu radioactiv A este transformat în nucleul B prin emisia unui electron



Conservarea energiei și impulsului aplicate acestui proces de dezintegrare conduce evident la un spectru energetic discret pentru electronul emis. Experimentul furniza însă un spectru continuu. Această contradicție experiment-teorie a fost rezolvată de Pauli prin introducerea unei particule neutre, fără masă, numită de Fermi *neutrino*. Incorporarea

ale electronilor emiși. Până în 1950 nu a fost găsită nici o dovadă experimentală a existenței neutrinilor, deși ei erau un ingredient teoretic absolut necesar. În acel an, Cowan și Reines au detectat procesul de "dezintegrare beta inversă"

$$\bar{\nu} + p^+ \longrightarrow n + e^+$$

punând în evidență existența antineutrinilor. Davis a arătat experimental că neutrinii și antineutrinii sunt particule diferite prin faptul că reacția

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

nu are loc. Prima evidență experimentală a ipotezei existenței a două familii diferite de neutrini a fost oferită de Lederman, Schwartz și Steinberger care au identificat 29 de procese

$$\bar{\nu}_\mu + p^+ \longrightarrow \mu^+ + n$$

în timp ce nu a fost observat nici un proces de tipul

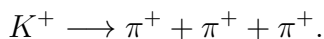
$$\bar{\nu}_\mu + p^+ \longrightarrow e^+ + n.$$

La nivelul anului 1962 familia leptonilor avea 8 membri: electronul, muonul, neutrinii corespunzători și antiparticulele lor. Leptonii au comun faptul că nu participă în interacțiile tari. Această situație a rămas neschimbată pentru următorii 14 ani. În acest răstimp s-au făcut progrese remarcabile în domeniul particulelor care interacționează tare.

Particulele stranii (1947-1960) . Pentru o scurtă perioadă, în 1947 s-a crezut că toate problemele majore ale fizicii particulelor elementare au fost rezolvate; se descoperise mezonul π prezis de Yukawa, pozitronul lui Dirac și găsirea neutrinilor era doar o chestiune de timp. Dar această stare de lucruri nu a durat prea mult. În decembrie același an, Rochester și Butler au descoperit o particulă neutră cu masa de cel puțin două ori masa pionului, observând reacția

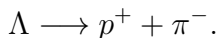
$$K^0 \longrightarrow \pi^+ + \pi^-.$$

încărcat observând reacția

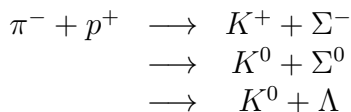


Kaonii se aseamănă ca proprietăți cu pionii grei și din acest motiv familia *mezonilor* a fost extinsă ca să-i includă. În perioada următoare au fost descoperiți mulți alți mezoni: η , ϕ , ω , ρ , etc.

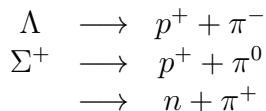
În anul 1950 la CalTech, Anderson a descoperit o particulă neutră, mai grea decât protonul, care se dezintegrează prin procesul



Particula Lambda aparține împreună cu protonul și neutronul familiei *barionilor*. Acești barioni și mezoni nou descoperiți (mai ales după 1952 când la Brookhaven a fost pus în funcțiune noul accelerator numit Cosmotron) prezintă proprietatea "stranie" că sunt produși din abundență (într-o scală de timp de ordinul a 10^{-23} secunde), dar se dezintegrează relativ lent (în 10^{-10} secunde). Această observație l-a făcut pe Pais să sugereze faptul că mecanismul lor de formare este complet diferit de mecanismul de dezintegrare. În limbajul modern particulele *stranii* sunt produse în interacția tare și se dezintegrează prin interacția slabă. Gell-Mann le-a atribuit un număr cuantic nou, numit *stranietate*, care se conservă în interacțiile tari, dar nu se conservă în interacțiile slabe. În ciocnirea pion-proton spre exemplu, se pot produce două particule stranii



în care K poartă stranietatea $S = +1$, Σ și Λ au $S = -1$ și particulele "normale" π , p și n au $S = 0$. Pe de altă parte, când aceste particule se dezintegrează, stranietatea nu se conservă



Clasificarea Gell-Mann (1961-1964) . La sfârșitul anului 1960 numărul particulelor elementare din clasa hadronilor a crescut foarte mult, fără să existe o clasificare a lor care să se supună unei anumite simetrii. Hadronii se puteau împărți în două familii mari - mezonii și barionii - fiecare membru al unei familii fiind caracterizat prin masă, sarcină electrică și straniețate. Murray Gell-Mann a fost acela care a așezat hadronii în multipleți, elaborând așa-numita ”cale octuplă” (engl. Eightfold Way). El a reușit să clasifice hadronii după simetria unitară a grupului $SU(3)$ și marea realizare a fost aceea că a putut prezice existența unor noi mezoni și barioni. În lunile care au urmat prezicerii, aceste particule noi au fost descoperite, ceea ce a conferit încredință acestei scheme de clasificare.

Modelul de quarci (1964). Întrebarea care a apărut imediat după stabilirea schemei de clasificare $SU(3)$ a fost ”de ce se așează hadronii în asemenea structuri simetrice?”. Răspunsul îl dăduseră deja în 1964 Gell-Mann și Zweig care au lansat independent ipoteza că hadronii sunt compuși din constituenți elementari pe care Gell-Mann i-a numit ”quarci”. În varianta primară a modelului de quarci, aceștia aveau 3 arome: u (up), d (down) și s (strange). Problema cu modelul quarcilor este aceea că au sarcini electrice fracționare și nu există în stare liberă. La început, comunitatea de fizicieni a fost destul de refractară în acceptarea acestor idei noi, dar pe măsură ce datele experimentale se acumulau, ele erau tot mai puternic susținute.

Particula J/ψ , quarcii c și b (1974-1983). Consacrarea modelului de quarc s-a datorat descoperirii mezonului ψ . El a fost observat pentru prima dată la Brookhaven de C.C. Ting în vara anului 1974 care l-a numit particula ψ . Ting nu a publicat imediat descoperirea pentru a-și verifica din nou toate datele. În noiembrie același an, B.Richter la SLAC a descoperit independent aceeași particulă și a denumit-o J .

greu a fost J/ψ . El este un mezon neutru, cu o masă de câteva ori mai mare decât cea a protonului. Ceea ce face această particulă extraordinară este timpul ei lung de viață de 10^{-20} secunde. Comportarea și proprietățile mezonului J/ψ nu puteau fi înțelese decât prin acceptarea introducerii unui nou quarc - quarcul c (charm). Evidența experimentală pentru existența barionilor cu charm a apărut în anul 1975 ($\Lambda_c^+ = udc$, $\Sigma_c^{++} = uuc$) și a mezonilor strani cu charm în 1977 ($F^+ = c\bar{s}$). Cu aceste descoperiri era confirmată interpretarea structurii particulei J/ψ ca $c\bar{c}$.

În domeniul fizicii leptonilor, anul 1975 a adus descoperirea particulei τ care probabil are și neutrino corespunzător.

În 1977 a fost descoperit un nou mezon greu - *upsilon*, care este purtătorul quarcului greu b (beauty sau bottom) $\Upsilon = b\bar{b}$. Primul barion cu "frumusețe" ("beautiful") a fost descoperit în 1981 - $\Lambda_b = udb$, iar mezonii "cu frumusețe" $B^0 = b\bar{d}$, $B^- = b\bar{u}$ au fost descoperiți în 1983.

Bosonii intermediari vectoriali (1983). Particulele care inter-mediază interacția electroslabă au fost prezise de teoria unificată Glashow, Weinberg, Salam ca fiind bozonii supergrei W^\pm și Z^0 . Masele lor calculate sunt

$$M_W = 82 \pm 2 \text{ GeV}/c^2 \quad M_Z = 92 \pm 2 \text{ GeV}/c^2.$$

În luna ianuarie a anului 1983 grupul Rubbia de la CERN a anunțat descoperirea bosonilor W^\pm și cinci luni mai târziu același grup anunța descoperirea bozonului vectorial Z^0 .

Modelul Standard (1978 - ?) . Formulată începând cu anul 1978 și confirmat experimental definitiv în anul 1983, Modelul Standard reprezintă cadrul teoretic în care înțelegem astăzi fizica particulelor elementare.

Quarcul top și plasma quarc-gluon (1995-2000). Cele mai recente descoperiri din fizica particulelor elementare se referă la quarcul t (top) pus în evidență în anul 1995 la FNAL

anul 2000.

Bibliography

- [1] I.M. Popescu, *Fizică, vol. I (1982), vol. II (1983)*, Editura Didactică și Pedagogică - București
- [2] A.H. Wapstra, G. Audi and R. Hoekstra, *Atomic and Nuclear Data Tables 39 (1988)* 1988
- [3] K. Heyde, *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics*, Institute of Physics Publishing, London (1994)
- [4] W. Greiner, J.A. Maruhn, *Nuclear Models*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1996
- [5] G. Vlăducă, *Elemente de Fizică Nucleară*, partea I (1988), partea a II-a (1990), Tipografia Universității București
- [6] J. Kantele, *Handbook of Nuclear Spectrometry*, Academic Press Limited 1995
- [7] E. Segree, *Nuclei and Particles*, W.A. Benjamin, Inc., Reading, Massachusetts 1977
- [8] C.M. Lederer, V.S. Shirley (eds), *Table of Isotopes*, John Wiley & Sons, New York 1987
- [9] A. Messiah, *Mecanică Cuantică*, Editura Științifică, București 1974
- [10] G. Deconninck, *Introduction to Radioanalytical Physics*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam 1978
- [11] A. Berinde, G. Vlăducă, *Reacții Nucleare Neutronice în Reactor*, Editura Tehnică, București 1978

- ciples*, Romanian Reports in Physics, vol.46, no.4, p.259-281 (1994)
- [13] S. Râpeanu, I. Pădureanu, I. Cristian, V. Cuculeanu, Gh. Rotărescu, M. Avrigeanu, *Tehnici și Măsuări la Reactorii Nucleari*, Editura Academiei, București 1983
- [14] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons Inc., New York 1989
- [15] R.D. Evans, *The Atomic Nucleus*, Krieger, New York 1982
- [16] P. Marmier, E. Sheldon, *Physics of Nuclei and Particles*, Academic Press Inc. New York and London, 1971
- [17] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics, 2nd Ed.*, John Wiley & Sons, New York 1975
- [18] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg 1987, 1994
- [19] N. Tsoufanidis, *Measurement and Detection of Radiation*, Taylor & Francis, 1984
- [20] H.A. Bethe, J. Ashkin, *Passage of Radiations through Matter*, in *Experimental Nuclear Physics*, Vol.1, ed. by E.Segree, John Wiley & Sons, New York, N.Y. 1953
- [21] S.P. Ahlen, Rev. Mod. Phys. 52, 121 (1980)
- [22] F. Fano, *Penetration of Protons, Alpha Particles and Mesons*, Annual Review of Nuclear Science, v.13, p.1-66 (1963)
- [23] E.M. Abramovitz, I. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover Publ. Inc. New York (1965)
- [24] L.C. Northcliffe and R.F. Schiling, Nuclear Data Tables A7,233(1970)

- tons and mesons: *Tabulations of Vavilov Distribution*", in National Academy of Sciences Publication 1133, Nuclear Science Series Report No.39 (1964)
- [26] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, 3rd ed., Oxford Univ. Press (Clarendon), London and New York 1954
- [27] J.F. Ziegler and W.K. Chu, "*Stopping Cross Sections and Backscattering Factors for ^4He Ions in Matter*", Atomic Data and Nuclear Data Tables v.13, p.463 (1974)
- [28] P.A.M. Dirac, Proc. Royal Soc. v.126,p.361 (1930)
- [29] A.T. Steward, L.O. Roelling, *Positron Annihilation*, Academic Press, New York (1967)
- [30] P. Hantojarvi, A. Vehanen, *Applications of positron annihilation*, AIEA Conference (1978)
- [31] G.L. Brownell, C.A. Burnham, in *Instrumentation in Nuclear Medicine*, Vol.2, p.135, Academic Press, New York (1974)
- [32] M. Alonso, E. Finn, *Physics*, Addison - Wesley Publishing Company, 1992
- [33] A. Septier (ed.) *Focusing of Charged Particles*, Academic Press, New York 1967
- [34] E. Rodean, *Aparate și metode de măsură, analiză și control cu radiații*, Editura Academiei, București, 1986
- [35] E. Ligeon, M. Bruel, A.Bonetemps, "*Analyse du Phosphore dans le Silicium par Reactions Nucleaires*", Journal of Radioanalytical Chemistry v.16,p.537 (1973)
- [36] J. H. Fremlin, *Applications of Nuclear Physics*, The English Universities Press Limited, London (1964)
- [37] P. Theodorsson, *Measurement of Weak radioactivity*, World Scientific Co.,1996

John Wiley & Sons, New York, 1990

- [39] R. Muller, *Science*, v.196, p.489 (1977)
- [40] M. Ivascu et al. *Accelerator Mass Spectrometry - Applications*
Romanian Reports in Physics, vol.46, no.4, p.283 (1994)
- [41] R.P. Gardner, R.L. Ely, *Radioisotope Measurement - Applications in Engineering*, Reinhold Publishing Co. New York 1967