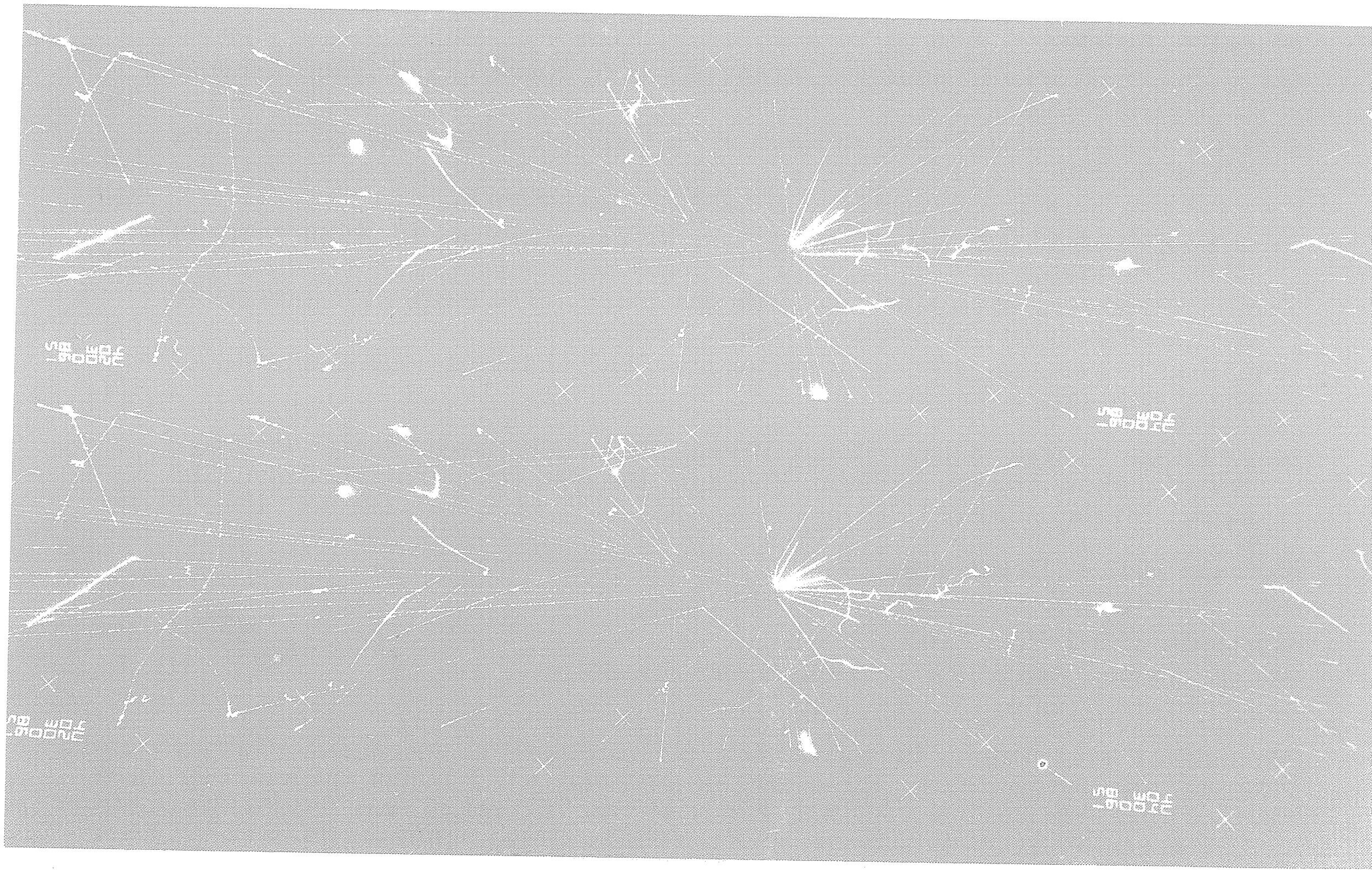
IZDAJA DRUŠTVO MATEMATIKOV, FIZIKOV IN ASTRONOMOV SR SLOVENIJ

YU ISSN 0473-7466

1985
Letnik 3
4/5

OBZORNIK ZA MATEMATIKO IN FIZIKO



LETNIK 32 — ŠTEVILKA 4/5

OBZORNIK ZA MATEMATIKO IN FIZIKO

LJUBLJANA, AVGUST 1985

Uredniški odbor: Peter Petek — glavni urednik, Janez Strnad — urednik za fiziko in odgovorni urednik, Ciril Velkovrh — urednik, Matjaž Omladič — urednik za matematiko.

Odbor svetovalcev: Robert Blinc, Alojz Kodre, Peter Legiša, Anton Moljk, Mitja Rosina, Tomaž Skulj, Anton Suhadolc, Ivan Vidav.

Jezikovni pregled Marija Janežič, slike Miha Štalec.

Naročnina: za posameznike 650.— din (za člane društva je že vračunana članarina), za dijake in študente 300.— din, za ustanove in podjetja 1500.— din, za tujino 20 $, posamezna številka 200.— din, dvojna številka 400.— din.

Dopise pošiljajte in list naročajte na naslov: Društvo matematikov, fizikov in astronomov SRS — Podružnica Ljubljana — Obzornik za matematiko in fiziko, 61111 Ljubljana, Jadranska c. 19, p.p. 64, tel. št. (061) 265-061/53, žiro račun 50101-678-47233, devizni račun pri Ljubljanski banki št. 50100-620-107-257300-5694/4.

Tisk: Tiskarna Ljudske pravice v Ljubljani. Naklada 1500 izvodov. Izdajo revije sofinancirata ISS in RSS.

© 1985 DMFA SRS — 763 Poštnina plačana na pošti 61102 Ljubljana

---

VSEBINA — CONTENTS

Str.-Page

Članki — Articles

Od atoma do kvarka in naprej — From atoms to quarks and beyond (Norma Mankoč-Borštnik) 97

Elektronsko mikroskopiranje nukleonov — Electron microscopy of nucleons (Mitja Rosina) 110

Asimetrija v naravi — Asymmetry in nature (Janez Strnad) 121

Novi pospeševalniki za visoke energije — New accelerators for high energies (Darko Jamnik) 136

Zemlja z ionosfero kot lupinski krogelni resonator — The earth with ionosphere as a hollow spherical resonator (Saša Bajt) 144

Zemeljsko magnetno polje v preteklosti — The changing magnetic field of the Earth (Maja Ferle) 151

Nove knjige — New books (Bojan Mohar, Emil Beloglavec, Tomaž Pisanski, Sergej Pahor, Matjaž Omladič, Vladimir Batagelj, Ivan Pucelj, Bojan Magajna, Matjaž Poljšak) 109, 120, 135, 150, 157, 158, 159

Domače vesti — Home news

Novi člani DMFA SRS (Ciril Velkovrh) 160

Obvestilo (Ciril Velkovrh) 160

37. občni zbor DMFA SRS — vabilo (Janez Strnad) . . . . . III, IV

Na ovitku: Trk protona in antiprotona pri razpoložljivi energiji 900 GeV. Stereoskopsko fotografijo delcev, ki so nastali pri trku v 7,5 metra dolgem merilniku skupine UA 5, so naredili v CERN. Ženevski trkalnik pri novem načinu delovanja doseže energijo, ki je ta čas ne zmore nobena druga naprava na svetu (CERN Courier, maj 1985).

OD ATOMA DO KVARKA IN NAPREJ. KAJ SO OSNOVNI GRADNIKI NARAVE?*

NORMA MANKOČ-BORŠTNIK

1. del

A 11.00

Članek govori o gradnikih snovi ter o silah med njimi v atomih, jedrih, nukleonih in kvarkih. V nerelativistični kvantni mehaniki opiše interakcijo med gradniki potencial. Potencial med atomoma določajo sile med jedroma ter elektron in potencial. Potencial med atomoma dolačajo sile med jedroma ter elektroni in dobna, le skala je drugačna. Članek obravnava tudi domnevo, da kvarki in leptoni niso najmanjši gradniki snovi in da potencial med kvarkoma določajo sile med gradniki kvarkov.

FROM ATOMS TO QUARKS AND BEYOND WHAT ARE THE ELEMENTARY CONSTITUENTS OF NATURE

The constituents and the forces between them for molecules, atoms, nucleons, and quarks are considered. In the first part of the paper the interaction between particles is represented through potentials. The potential between two atoms is determined by the forces among electrons and two nuclei and the potential between two nucleons by the forces between two clusters of quarks. The hypothesis that also the potential between two quarks is determined by the forces between constituents of quarks and leptons is discussed.

Uvod

Vprašanje, kaj so najmanjši gradniki snovi, vznemirja mislece že od nekdaj. Levkip in Demokrit sta pred 2400 leti ugibala, da je snov sestavljena z delcev. Ostalo je pri ugibanju, dokler niso poskusi 2200 let kasneje pokazali, da je snov zgrajena iz atomov. Rutherford, ki ga je v začetku tega stoletja zanimala zgradba atoma, je obstreljeval snov s helijevimi atomi. Poskusi so pokazali, da je skoraj vsa masa atoma zbrana v njegovem jedru. Ugotovil je, da je atomsko jedro zelo majhno ter da velikost atoma določajo elektroni, ujeti v prostor okoli atomskega jedra, ki je dosti razsežnejši od atomskega jedra.

Danes vemo, da je sestavljeno tudi atomsko jedro. Najpogostejši gradniki jedra so protoni in nevtroni. Pa tudi protoni in nevtroni so sestavljeni; poskusi povedo, da so gradniki obeh kvarki. Globlje v tem trenutku s poskusi ne vidimo. Zato tudi ne vemo odgovora na vprašanje, ali so kvarki in z njimi leptoni (med leptone sodi na primer elektron) najmanjši gradniki snovi — za kar ta trenutek še veljajo — ali pa so tudi ti delci sestavljeni. Vznemirljivo je vprašanje, kako daleč gre narava v tej igri.

Posamezna področja fizike lahko študiramo neodvisno od ostalih področij

Kadar želimo razumeti, kaj se dogaja v nekem sistemu, ki ga s prostim očesom ali z lečami ne moremo več opazovati, pokličemo na pomoč drugačen

* Ta članek in naslednji trije so zapisi predavanj na društvenem seminarju o osnovnih delcih, januarja 1985.

poskus. Domisliti se moramo takih poskusov, ki nam bodo o našem sistemu posredovali vso potrebno informacijo. Vzemimo za primer, da želimo raziskati lastnosti atomskega jedra. Odločimo se, da bomo atomsko jedro obstreljevali z elektroni. Pospešimo jih do dovolj visokih energij, da odločilno posežejo v gibanje nukleonov (tako s skupnim imenom pravimo protonom in nevtronom) v jedru. Merimo spremembo smeri in energijo elektronov. Merimo tudi energijo fotonov, ki po vdoru elektronov zapustijo jedro. Vendar nam samo poskusi dogajanja v jedru še ne pojasnijo; potrebujemo tudi teorijo o zgradbi atomskega jedra. Teorija mora rezultate poskusov napovedati: napovedati mora, kaj se dogaja z nukleoni po vdoru elektronov v atomsko jedro ter kaj z elektroni. Napovedi teorije primerjamo z rezultati poskusov. Če smo z ujemanjem zadovoljni, je teorija atomskega jedra sprejemljiva. Dokler pa vzbuja primerjava dvom, poskušamo z natančnejšimi in bolj domiselnimi poskusi ali pa tudi s primernejšo teorijo. Po takšni poti hodi fizika zadnje stoletje.

Če torej študiramo kak sistem, moramo poznati gradnike sistema, silo med gradniki ter enačbo gibanja, ki jo gradniki ubogajo. Potem lahko napovedujemo lastnosti tega sistema. Gradnike sistema izbiramo tako, da sklepamo kompromis med zahtevo, da bi bile napovedi teorije kar najbolj točne in bi se skladale z rezultati poskusov, ter med željo, da bi sploh prišli do kakršnegakoli rezultata. Sistem več teles je trd oreh; kljub velikim računalnikom ga je težko obvladati. Zato izbira gradnikov ni vedno enolična. Odvisna pa je tudi od tega, kaj vse pri poskusih opazimo ter kako natančni so, pa tudi od znanja in truda, ki ga vložimo v teorijo in eksperiment.

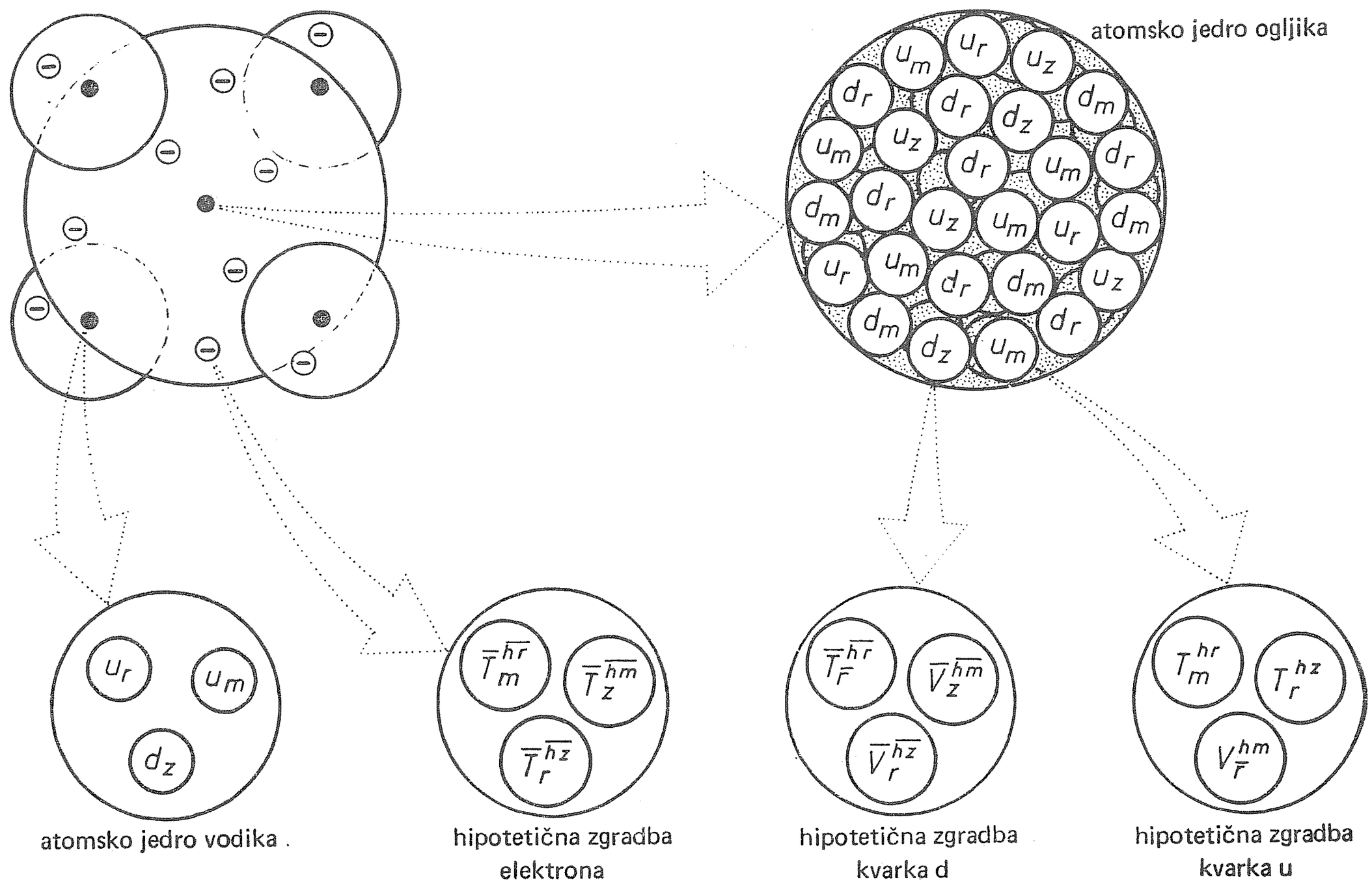
Pri tej izbiri nam narava dobrohotno pomaga: posamezna področja fizike smemo obravnavati neodvisno od drugih področij, pa smo vseeno lahko v večini primerov z rezultati teorije in eksperimentov zadovoljni. Kadar obravnavamo sistem molekul, smemo skoraj vedno pozabiti na gibanje elektronov v atomih ali nukleonov v atomskih jedrih. V atomski fiziki smemo vzeti za osnovne gradnike elektrone in atomska jedra, v jedrski fiziki nukleone. Tako smemo ravnati le tedaj, kadar nismo preveč radovedni in se ne vprašujemo ravno po nevšečnostih, ki jih v izbranem področju povzročajo druga. Vendar smemo celo tedaj pogosto obravnavati omenjene nevšečnosti kot majhen popravek.

Poskusimo razumeti, zakaj so posamezna področja fizike med seboj skoraj neodvisna. Če se povežeta v molekulo dva atoma z velikim številom elektronov, velika večina elektronov pri tej spremembi skoraj ne sodeluje. Samo elektroni, ki preživijo večino časa na obrobju vsakega atoma, se opazno prilagodijo bližini atomskega jedra in elektronov drugega atoma. Pri tem prilagajanju odda molekula v okolico od nekaj stotink pa do nekaj elektronvoltov,* energije. Da pa bi iztrgali težjim atomom elektrone, ki se zadržujejo najbližje atomskemu jedru, potrebujemo tudi do nekaj desettisoč eV energije. Če si mislimo atomsko jedro veliko kot glavica bucike, napolnjujejo elektroni prostor okoli atomskega jedra z razsežnostjo nekaj sto metrov od jedra. Elektroni preživijo večino časa daleč stran od atomskega jedra. Zato je elek-

---

* Ko zgori 1 dm^3 kake snovi, v kateri je 10^{26} molekul, in odda vsaka molekula 1 eV energije, se sprostijo 4 kWh.

tromagnetno polje elektronov, ki seže do nukleonov v jedru, zelo šibko. Nukleoni, ki jim močna jedrska sila omeji gibanje na majhno prostornino jedra, šibkejšega elektromagnetnega polja elektronov skoraj ne opazijo. Zato majhna sprememba povprečne lege elektronov nanje ne vpliva dosti.



Sl. 1. Metanova molekula (CH_4). Če si mislimo atomsko jedro veliko kot glava bucike, napolnjujejo elektroni prostor z razsežnostjo nekaj sto metrov. Elektroni in kvarki imajo premer manjši kot 10^{-18} m. Po eni izmed domnev so vsi kvarki in leptoni zgrajeni iz gradnikov T ($\overline{T}$ je antidelec delca T), ter V, ki nosijo poleg barvnega naboja tudi hipernaboj. Puščice kažejo povečane izseke slike

Močne sile uklenejo nukleone v 10^{-15} krat manjšo prostornino kot jo elektronom dopustijo elektromagnetne sile. Elektroni vidijo jedro skoraj kot točkast izvir elektrostatičnega polja. Poleg tega se gibljejo nukleoni v atomskem jedru hitreje kot elektroni v njegovi okolici.* Zato elektroni gibanja nukleonov ne opazijo.

Kadar obstreljujemo atomska jedra z elektroni, da bi opazovali nukleone v jedru, morajo imeti elektroni energijo okoli milijardo elektronvoltov** (λ je

---

* Po Heisenbergovem načelu nedoločenosti ima neki delec tem večjo gibalno količino, čim manjši je prostor, v katerega ga uklenejo sile: $\Delta p \,.\, \Delta r \sim \hbar/2$. Pri tem je $\hbar$ Planckova konstanta, deljena z 2π, Δp in Δr pa sta nedoločenosti gibalne količine in razdalje od težišča sistema. Za delce, ujete v omejen prostor, je povprečna vrednost gibalne količine velikostne stopnje nedoločenosti gibalne količine. Podobno velja za povprečno razdaljo od težišča sistema. Razmerje radija atoma in atomskega jedra je 10^5, razmerje mas elektrona in nukleona pa $5 \,.\, 10^{-4}$. Nukleoni v atomskem jedru so kljub 2000-krat večji masi v povprečju 50-krat hitrejši kot elektroni v atomu.

** V kvantni sliki opišemo elektrone, s katerimi obstreljujemo tarče, z valovnim paketom ali pa kar z ravnim valom z valovno dolžino $\lambda = h/p$ (p je povprečna gibalna količina elektrona).

tedaj $\sim 10^{-15}$ m, kar je razsežnost atomskega jedra). Elektroni z dosti večjo energijo ($\lambda \gg 10^{-15}$ m) opazijo namesto nukleonov kvarke v nukleonih. Elektroni z dosti nižjo energijo pa opazijo povprečne lastnosti atomskega jedra. Elektroni z energijo nekaj elektronvoltov ($\lambda \sim 10^{-10}$ m) vidijo atome, večjih podrobnosti pa ne.

Elektron z energijo milijardo elektronvoltov ne opazi elektronov okoli atomskega jedra, podobno kot puškin izstrelek ne opazi papirnate prepreke in zaradi nje zaznavno ne spremeni ne smeri ne hitrosti.

Lastnost narave, da se posamezna področja fizike med seboj skoraj ne motijo, ter lahko zato študiramo kako področje neodvisno od preostalih, je omogočila izreden napredek znanosti na vseh področjih naravoslovja.

Kaj izberemo za gradnike sistema? Kakšna je sila med gradniki?

Pri izbiri gradnikov in sil med njimi najbolj pomagajo domiselni poskusi in izkušnje s teorijami za sorodne probleme. Silo med nukleoni v jedru — *jedrsko silo* — so zelo natančno izmerili tako, da so obstreljevali nukleone z nukleoni različnih energij. Poiskali so silo med točkastimi nukleoni, ki pri sipanju nukleonov povzroči izmerjene spremembe smeri, energije in polarizacije nukleonov. Tudi silo med dvema nevtralnima atomoma na primer izmerijo tako, da študirajo lastnosti sistema nevtralnih atomov.

Ker pa vemo, da so atomi in nukleoni sestavljeni, bi radi silo med dvema atomoma izračunali iz sile med dvema gručama elektronov in dveh atomskih jeder. Silo med nukleonoma bi želeli predstaviti kot silo med dvema gručama kvarkov. Za take račune pa moramo poznati silo med elementarnejšimi gradniki.

1 a. Sila med elektronoma

Poskus pokaže, da spremeni elektron lastnosti svoje okolice. Kadar je hitrost elektrona dosti manjša od hitrosti svetlobe, se spremenjena okolica kaže s polji:

1. Ko postavimo v bližino elektrona še en nabit delec z istoimenskim električnim nabojem, se pojavi med obema delcema odbojna *elektrostatična sila*:

$$\mathbf{F}_e = e_1 e_2 \mathbf{r}/(4 \pi \varepsilon_0 r^3)$$

Elektrona, oddaljena drug od drugega desetinko nanometra, se odbijata s silo $2 \,.\, 10^{-8}$ N. Ker pada komaj s kvadratom razdalje, pravimo, da ima elektromagnetna sila neskončen doseg.*

2. Ko postavimo v bližino elektrona delec z maso m_2, deluje elektron nanj s privlačno *gravitacijsko silo.*

$$\mathbf{F}_g = \varkappa m_1 m_2 \mathbf{r}/r^3$$

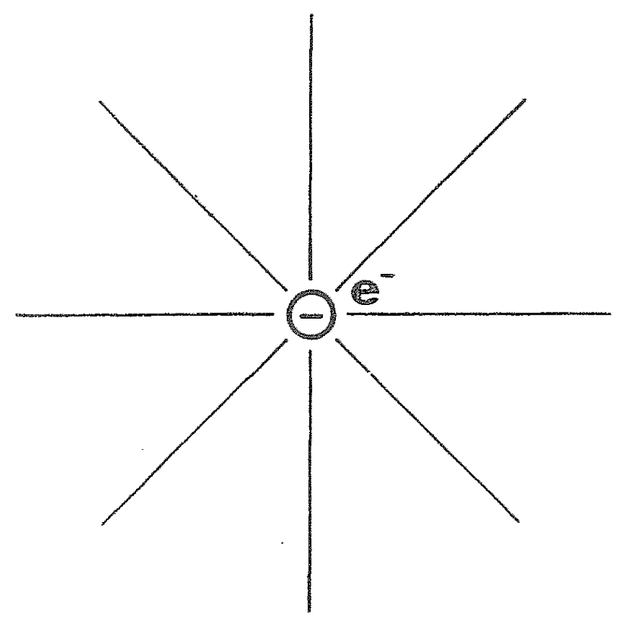
Za elektrona v razdalji desetinke nanometra meri gravitacijska sila 10^{-50} N, torej je zanemarljiva v primeri z elektrostatično. Ker pa se delci z električnimi naboji različnih znakov radi vežejo v sisteme, s skupnim električnim nabojem nič, določa gibanje planetov, osončij, galaksij, pa tudi makroskopskih teles na Zemlji gravitacijska sila.

---

* Integralni sipalni presek pri sipanju dveh nabitih delcev je neskončen.

3. Med nevtrinom* in elektronom (pa tudi med dvema elektronoma) se pojavi *šibka sila*:

$$\mathbf{F}_{\mathrm{w}} = A\, \mathrm{e}^{-r/r_{\mathrm{w}}}\, \hat{\tau}_1\, \hat{\tau}_2\, \mathbf{r}/r^3$$



Sl. 2a. Polje mirujočega elektrona. Elektron spremeni lastnost prostora tako, da se obda z elektromagnetnim, šibkim in gravitacijskim poljem. V klasični teoriji polja ponazorimo polje s silnicami

Operatorja τ_1 in $\hat{\tau}_2$ merita *šibki naboj* delcev.

A in r_{W} sta konstanti, prva z velikostno stopnjo $2 \,.\, 10^{-28}\,\mathrm{Nm}^2$, druga $2 \,.\, 10^{-18}\,\mathrm{m}$. Šibko polje je močno le v neposredni bližini elektrona, do razdalj nekaj milijonink pikometra ($10^{-18}\,\mathrm{m}$). Med elektronom in nevtronom v razdalji desetinke nanometra deluje zares neznatna sila — $10^{-10000000}$ N. V ilustracijo povejmo še to, da od sto milijard nevtrinov, ki potujejo skozi sončno sredico, komaj eden trči v nukleon. Drugi Sonca sploh ne opazijo.

Kljub temu je šibka sila opazna tudi brez dragih pospeševalnikov, saj povzroča radioaktiven razpad nekaterih atomskih jeder. Za zdaj poskusi ne govore o četrti sili med dvema delcema, če je eden od obeh delcev elektron.

1 b. Sila med kvarkoma

Kvarki so delci, ki še drugače spremene lastnost okolice kot elektron. Poleg elektromagnetnega, gravitacijskega in šibkega, manifestira kvark *barvno polje*. Zato deluje med kvarkoma tudi *močna sila*, približno 10^5 N.

$$\mathbf{F}_{\mathrm{c}} = \alpha\, \hat{\mathbf{C}}_1\, \hat{\mathbf{C}}_2\, \mathbf{r}/r^3 + \beta\, \hat{\mathbf{C}}_1\, \hat{\mathbf{C}}_2$$

Operatorja $\hat{\mathbf{C}}_1$ in $\hat{\mathbf{C}}_2$ merita *barvni naboj* kvarkov, za konstanto β postavimo 10^5 N, za α pa $\beta \,.\, 10^{-31}\,\mathrm{m}^2$. Sila je skoraj neodvisna od razdalje med kvarkoma, ker je prvi člen znaten samo pri dovolj majhnih razdaljah.

Barvni naboj je izvir barvnega polja, podobno kot je električni naboj izvir elektromagnetnega polja. Trem različnim izvirom barvnega polja priredimo rdeči, zeleni in modri barvni naboj.**

Ker doslej barvnega naboja niso izmerili, velja domneva, da se kvarki vedno družijo v gruče. V gruči so po en moder, zelen in rdeč kvark, tako da ima gruča v celoti barvni naboj enak nič. Kvark se rad druži tudi z antikvarkom komplementarne barve tako, da imata skupen barvni naboj enak nič (denimo moder kvark in antimoder anti kvark sta navzven brezbarvna).***

---

* Novejše teorije dopuščajo, da ima nevtrino majhno lastno maso, do nekaj stotisočink lastne mase elektrona.

** Izraz barvni naboj nima nič skupnega z običajno barvo. Je le slikovit izraz za lastnost delcev. Podobno tudi električni naboj nima nič skupnega s puškinim nabojem.

*** Tudi proton in antiproton kažeta v naravi skupni električni naboj enak nič.

Močna sila, kot smo jo zapisali, dopušča brezbarvni gruči kvarkov ali kvarkov in antikvarkov, da zapusti gručo preostalih kvarkov. En sam kvark (ali gruča kvarkov z barvnim nabojem) pa bi za pobeg potreboval neskončno mnogo energije. Napovedi teorije, po kateri so vsi hadroni, to je protoni, nevtroni, pioni in sorodni delci, zgrajeni iz kvarkov ali iz kvarkov in antikvarkov, se tako dobro ujemajo z rezultati poskusov, da skoraj ne dopuščajo dvoma o obstoju kvarkov.

Električni naboj, šibki naboj, barvni naboj in masa so izviri elektromagnetnega, šibkega, barvnega in gravitacijskega polja. Električni, šibki in barvni naboj so kvantizirani: velikost električnega naboja, šibkega naboja in barvnega naboja se od delca do delca ne spreminja zvezno, temveč v korakih. Tako ima kvark tretjino ali dve tretjini pozitivnega ali negativnega osnovnega električnega naboja, elektron ima en osnovni električni naboj, proton tudi enega. Šibki naboj nukleona je pol enote, piona enota. Podobno velja tudi za barvni naboj.* Za zdaj izvira gravitacijskega polja še ne povezujemo s kvantiziranim gravitacijskim nabojem. Več o tem bo spregovoril drugi del prispevka.

1 c. Sile med gručami delcev

Sistemi kvantnih delcev kakršen je sistem elektronov in jedra v atomu, ne ubogajo klasičnih enačb gibanja. Poskusi kažejo, da za kvantni delec ne moremo natančno določiti hitrosti ter lege delca hkrati, tako kot to lahko storimo za klasični delec. V kvantnem konceptu mehanike se zato odrečemo opisu poti in hitrosti delca v vsakem trenutku ter se vprašamo samo po verjetnosti, da je v nekem prostorskem elementu kak delec. Pri tem enakih delcev med seboj ne moremo razlikovati. Kot merilo za verjetnost vpeljemo verjetnostno amplitudo ali valovno funkcijo ψ. Absolutni kvadrat valovne funkcije, pomnožen s prostorskim elementom $\psi^* \psi \, dV$, je iskana verjetnost. Z valovno funkcijo določamo povprečno ali pričakovano vrednost količin ter tudi odmik od povprečnih vrednosti, na primer povprečno lego in povprečno hitrost delca, ter kako daleč od povprečne lege ter povprečne hitrosti lahko z znatno verjetnostjo še zalotimo delec.

Če so odmiki od povprečnih leg in hitrosti delcev dovolj majhni v primeri s povprečno vrednostjo količine,** smemo kvantne enačbe gibanja poenostaviti v klasične.

Atom je sistem, ki ima izrazit kvantni značaj, tako da zanj klasične enačbe gibanja ne veljajo. Ker pa so povprečne hitrosti elektronov v primeri s hitrostjo svetlobe dovolj majhne,*** smemo privzeti, da sledi polje delcu, ki se giblje, brez zamude. Ta približek poenostavi enačbo gibanja v nerelativistično

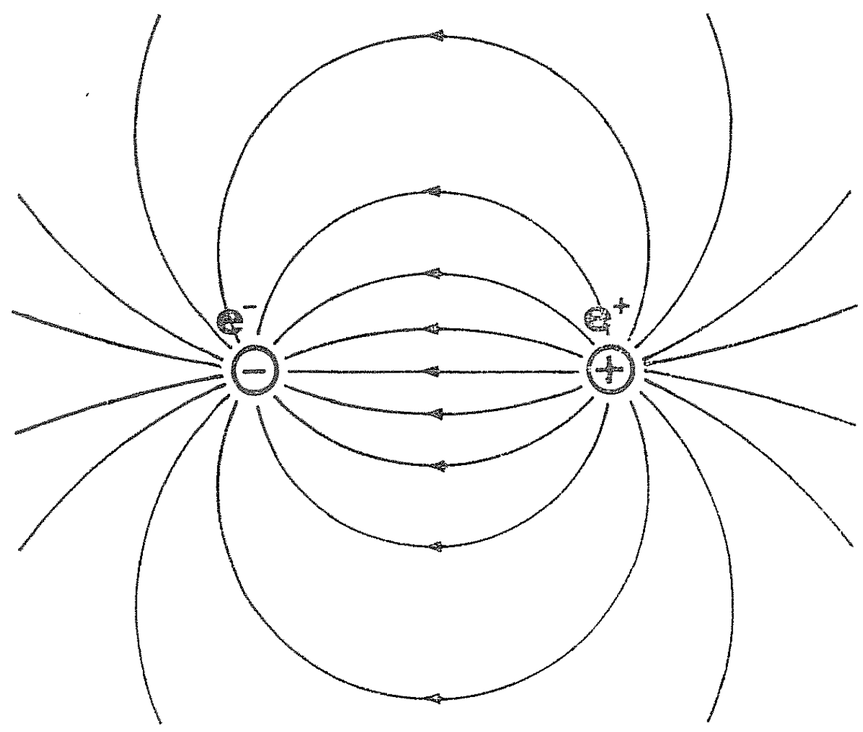
---

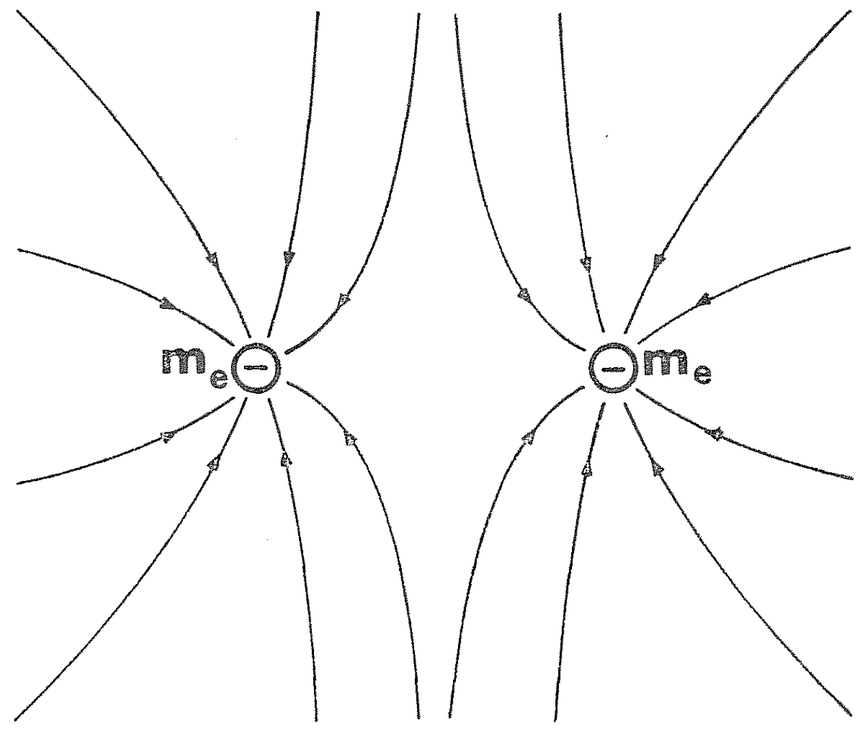
* Lastnosti vsakega od nabojev, ki jih nosijo delci, uspešno opišemo z lastnostmi ustrezne grupe: električni naboj opišemo z grupo U (1), šibki naboj z grupo SU (2), barvni naboj z grupo SU (3). V grupni teoriji je električni naboj delca enolično določen z eno skalarno količino, šibki naboj z dvema, barvni naboj pa s tremi skalarnimi količinami.

** Mera za to, s kakšno natančnostjo primerjamo dve količini, je napaka, ki jo napravimo pri poskusu. Pri izrazito klasičnih sistemih so odmiki od povprečnih vrednosti nemerljivo majhni.

*** V atomu relativistični efekti niso čisto zanemarljivi, vendar nam nerelativistična enačba gibanja zadošča za izračun večine lastnosti. Relativistične efekte lahko izračunamo kot majhne popravke k nerelativistični enačbi gibanja.

Schrödingerjevo enačbo gibanja, ki je za obravnavanje velikega števila kvantnih delcev dosti pripravnejša od relativističnhi kvantnih enačb gibanja.





Sl. 2b. Elektrostatično polje elektrona in pozitrona. Kadar sta v razdalji 10^{-10} m, se privlačita z elektrostatično silo $2 \cdot 10^{-8}$ N. Silnice kažejo smer sile na delec s pozitivnim električnim nabojem. Gostota silnic elektrostatičnega polja elektrona pada s kvadratom razdalje

Sl. 2c. Gravitacijsko polje dveh elektronov. V razdalji 10^{-10} m se privlačita z gravitacijsko silo 10^{-50} N. Gravitacijska sila je vedno privlačna. Tudi gostota silnic gravitacijskega polja elektrona pada s kvadratom razdalje

2 a. Sila med atomoma je posledica interakcije med elektroni in jedrom enega in drugega atoma

Poznamo silo med elektronoma, med jedroma ter med elektronom in jedrom. Znana je tudi enačba gibanja — Schrödingerjeva enačba, ki napoveduje obnašanje sistema kvantnih delcev, kadar poznamo interakcijo med njimi ter stanje sistema v nekem trenutku. Raje kot silo med delcema vključimo v enačbe gibanja njuno potencialno energijo ali kratko potencial. Potencial je preprostejši kot sila, posebno kadar nima tenzorskih členov. Med silo in potencialom je zveza preprosta.*

Potencial med atomoma lahko izračunamo takole: atoma postavimo v določeno razdaljo in za vsako izbrano razdaljo **s** rešimo Schrödingerjevo enačbo:

$$\hat{H}\, \psi(\mathbf{s}, \mathbf{r}_i, \mathbf{R}_j) = E(\mathbf{s})\, \psi(\mathbf{s}, \mathbf{r}_i, \mathbf{R}_j)$$

---

* Velja $\mathbf{F} = -\operatorname{grad} V$, kadar je potencial V odvisen le od koordinat delcev.

* Operator $\hat{\bar{H}}$ ima za sistem dveh atomov naslednjo obliko:

$$\hat{\bar{H}} = -(\hbar^2/2\, m_e) \sum_{i=1}^{Z_1+Z_2} \nabla^2_{r_i} - \sum_{j=1}^{2} (\hbar^2/2\, M_j)\, \nabla^2_{R_j} +$$

$$+ \hat{\bar{V}}(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2) + (1/2) \sum_{i,j=1}^{Z_1+Z_2} \hat{\bar{V}}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) + \sum_{j=1}^{2} \sum_{i=1}^{2\, Z_1+Z_2} \hat{\bar{V}}(\mathbf{R}_j - \mathbf{r}_i),$$

M_j je masa j-tega atomskega jedra, m_e pa masa elektrona, $\hat{\bar{V}}(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2) = (Z_1\, Z_2\, e^2)/(4\, \pi\, \varepsilon_0 |\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|)$ ter $\hat{\bar{V}}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) = (e_0{}^2/4\, \pi\, \varepsilon_0 |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|)$; prvi predstavlja potencial med dvema jedroma, drugi pa potencial med i-tim in j-tim elektronom; $\hat{V}(\mathbf{R}_j - r_i) = (Z_j\, e_0{}^2)/(4\, \pi\, \varepsilon_0 |\mathbf{R}_j - \mathbf{r}_i|)$ je potencial med j-tim atomskim jedrom in i-tim elektronom.

To pomeni, da moramo poiskati valovno funkcijo in energijo po zgornji enačbi, ko sta težišči obeh gruč s po enim jedrom ter Z_i elektroni v razdalji **s**. Rešitve najdemo numerično za diskretne vrednosti razdalje **s**. Zato tudi $E(\mathbf{s})$ podamo numerično. Kadar gre za nevtralna atoma, lahko približno predstavimo $E(\mathbf{s})$ takole: $\alpha\, s^{-6} + \beta\, s^{-12}$. Konstanti za argonov atom sta na primer: $\alpha = -62{,}52\ \mathrm{eV}\ (10^{-10}\ \mathrm{m})^6$, $\beta = 10^5\ \mathrm{eV}\ (10^{-10}\ \mathrm{m})^{12}$. Potem ko izračunamo $E(s)$, lahko obravnavamo atom kot osnovni gradnik sistema z večjim številom atomov, recimo tekočine. V novih enačbah gibanja smemo na strukturo atomov pozabiti, vlogo potenciala igra tedaj funkcija $E(\mathbf{s})$. Za sistem dveh atomov ima dinamična enačba obliko:

$$-(\hbar^2/2\,M^*)\,\nabla_s^2\, u(\mathbf{s}) + E(\mathbf{s})\, u(\mathbf{s}) = \mathscr{E}\, u(\mathbf{s})$$

Pri tem obravnavamo atoma kot točkasta delca z reducirano maso M^*. Funkcija $E(\mathbf{s})$ pove, kako je potencialna energija atomov odvisna od razdalje med njima. Pri velikih razdaljah, ko je sila zanemarljiva, postavimo potencialno energijo enako nič. Ko se atoma bolj približata, se elektronska oblaka nekoliko prilagodita, tako da bolje izkoristita privlačno interakcijo med elektroni ter jedrom. Zato postane potencial med atomoma negativen. Minimum doseže pri razdalji nekaj 10^{-10} m. Pri razdaljah, manjših kot 10^{-10} m, postane sila med atomoma odbojna. Elektronski oblaki se tedaj že močno približajo, sila med elektroni pa je odbojna. Potencial postane močno pozitiven. Vendar ni vzrok odbojnemu potencialu le odbojna elektrostatična sila med oblakoma; vzrok je tudi v tem,* da silimo dva atoma v prostornino, ki je pripadala enemu samemu atomu. Stanje elektronov** se mora preurediti tako, da pripada v povprečju vsakemu elektronu manjši delež prostornine. To pa pomeni, da imajo delci v povprečju večjo kinetično energijo. Heisenbergov princip nedoločenosti pojasni porast povprečne kinetične energije bolj lokaliziranih delcev.

Ko silimo atoma, da se približujeta, postaja odbojni potencial med njima zelo velik. Če ju želimo prisiliti, da bi postali vsi elektroni njuna skupna last, potrebujemo pri težjih jedrih tudi po nekaj sto milijonov eV energije. Govorimo o zlitju jeder.

Elektrostatične sile med gručami delcev, ki nosijo električni naboj, imajo v življenju zelo pomembno vlogo. Določajo potek kemijskih reakcij, potek vseh procesov v živih organizmih in velikost in obliko makroskopskih teles. Upravljajo torej pojave na zemlji. Za pestro izbiro gradnikov, ki sodelujejo z elektromagnetno silo, pa poskrbi jedrska sila.

2 b. Sila med nukleonoma je posledica interakcije med kvarki dveh gruč

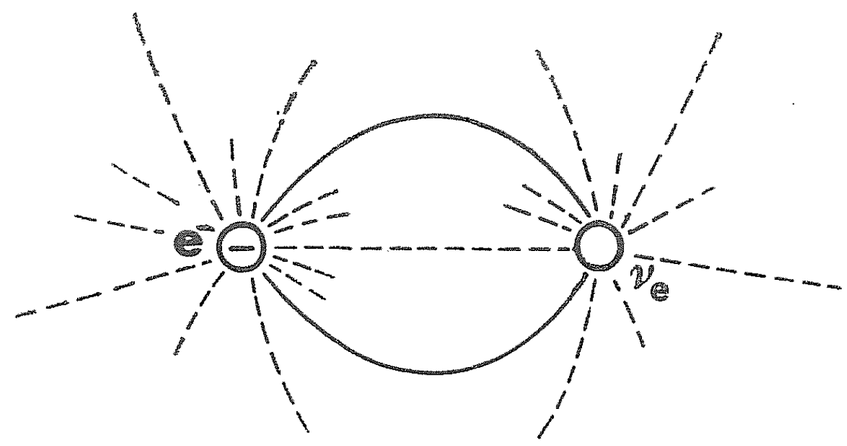
Zelo natančno izmerjeno jedrsko silo bi radi izračunali kot silo med dvema gručama kvarkov, podobno kot smo silo med atomoma izračunali kot silo med elektroni in jedroma obeh atomov. Ravnamo podobno kot v atomskem

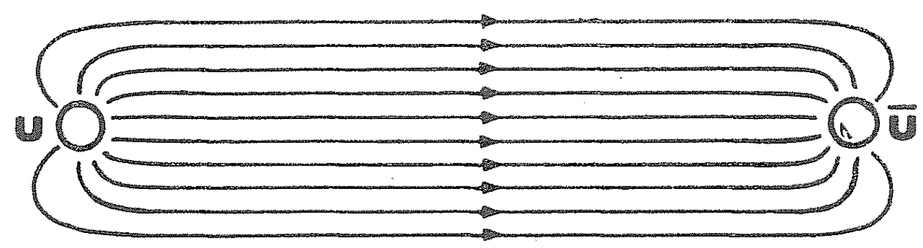
---

* Elektroni so fermioni, kar pomeni, da dva od njih ne moreta biti hkrati v istem stanju.

** Ko se atoma približujeta, se spreminja valovna funkcija sistema obeh atomskih jeder in vseh elektronov.

primeru: močno silo med kvarki približno poznamo.* Izberemo znova nerelativistično — Schrödingerjevo — enačbo gibanja. Dva nukleona vzamemo za gruči s po tremi kvarki. Vsak od treh kvtrkov nosi drugačen barvni naboj. Ko obravnavamo proton, sta v gruči dva kvarka u, ki nosita poleg barvnega naboja še po 2/3 osnovnega električnega naboja ter 1/2 enote šibkega naboja,** ter en kvark d, ki nosi — 1/3 osnovnega električnega naboja ter — 1/2 šibkega naboja. Nevtron predstavimo s po dvema kvarkoma d ter enim kvarkom u.





Sl. 2d. Šibko polje elektrona in nevtrina. V razdalji 10^{-10} m se privlačita delca s silo 10^{-107} N. Gostota silnic pada eksponentno z razdaljo
Sl. 2e. Močno polje kvarka in antikvarka. V razdalji 10^{-15} m je sila skoraj neodvisna od razdalje in meri približno 10^{5} N. Silnice so ujete v cev in enakomerno goste

Silo med gručama kvarkov izračunamo tako, da rešimo enačbo gibanja za različne razdalje med obema gručama. Pri vsaki razdalji poiščemo valovno funkcijo sistema ter energijo sistema.

Energija sistema kot funkcija razdalje med gručama je iskani potencial med gručama, ki ga želimo primerjati z jedrsko silo. Algebra operatorjev barvnega naboja je dosti zahtevnejša kot preprosto množenje električnih nabojev. Zato je račun težji, rezultat pa je podoben kot v atomskemu primeru, le da je skala drugačna.

Pri zelo velikih razdaljah med nukleonoma postavimo potencial enak nič, ker je interakcija med nukleonoma zanemarljiva. Ko se približata gruči na nekaj 10^{-15} m, postaja potencial privlačen (negativen) ter doseže minimum pri razdalji približno 10^{-15} m. Absolutna vrednost potenciala v minimumu med atomoma je bila kak eV, zdaj pa je milijonkrat večja. Pri razdalji, manjši kot 10^{-15} m, začenja potencial naglo rasti ter doseže pri $0{,}5 \cdot 10^{-15}$ m že nekaj sto milijonov eV. Tako kot v atomskemu primeru govormio o odbojni sredici.

Ker silo med kvarkoma slabo poznamo in je algebra z barvnimi operatorji zahtevna, je v računu jedrske sile iz sile med kvarki dosti nerešenih vprašanj. Zato je to področje v zadnjih letih zelo aktualno.

Pri sistemih z velikim številom nukleonov lahko na strukturo nukleonov pozabimo.*** Nerelativistična enačba gibanja je dober približek za nukleone v atomskem jedru. Ker pa je sistem večjega števila delcev trd oreh, so razvili

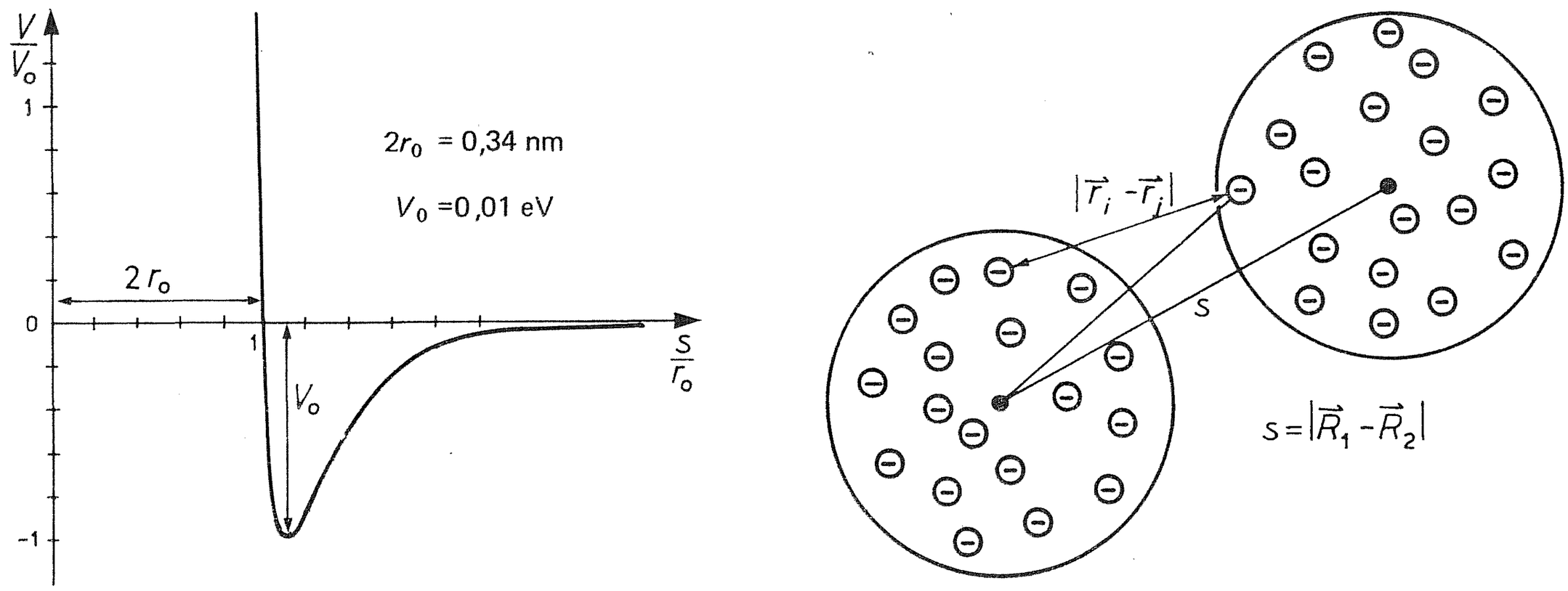
---

* Potenciala med kvarkoma ne poznamo tako dobro kot poznamo potencial med elektronoma. Čeprav se napovedi teorije, ki predpostavlja, da so hadroni zgrajeni iz kvarkov, dostikrat zelo dobro ujemajo z rezultati poskusov, je treba vendarle še marsikaj domisliti.

** Šibki naboj predstavimo z dvema skalarnima količinama: z velikostjo ter tretjo komponento šibkega naboja. Tu smo predstavili tretjo komponento.

*** V zadnjem času poskušajo fiziki obravnavati atomsko jedro kot sistem kvarkov, da bi napovedali merljive efekte, ki jih v jedru povzroče kvarkovske prostostne stopnje.

v jedrski fiziki številne domiselne modele, ki iščejo dobre približke k točnim rešitvam. Ti modeli so omogočili, da dokaj dobro razumemo življenje nukleonov v atomskem jedru pa tudi reakcije med atomskimi jedri. Jedrska sila veže nukleone v več kot 200 različnih atomskih jedrih ter priskrbi s tem elektromagnetni sili pestre gradnike.



Sl. 3. Potencial V med atomoma argona kot funkcija razdalje s; r_0 je povprečni radij argonovega atoma, V_0 pa največja globina potenciala.
Potencial med atomoma argona izračunamo tako, da pri izbrani razdalji s rešimo Schrödingerjevo enačbo za sistem 36 elektronov in dveh atomskih jeder v razdalji s

2 c. Je močna sila posledica sil med gradniki kvarkov ali so kvarki osnovni gradniki?

Kvarka u in d sta poglavitna gradnika nukleonov v atomskem jedru. Snov sestavljajo torej pretežno kvarki u in d ter elektroni. Poskusi, podprti s teorijo, pričajo, da obstajajo še štirje kvarki: s, c, t, b,* ter poleg elektrona še pet leptonov: elektronski nevtrino, mion in njegov nevtrino ter težki lepton in njegov nevtrino. Kvarki nosijo barvni, šibki in električni naboj. Leptoni ne nosijo barvnega naboja, nevtrini ne nosijo niti električnega naboja, pač pa nosijo leptoni šibki naboj. Vsi kvarki in leptoni so fermioni.**

Morda je kvarkov in leptonov še več. Po drobljenju molekul na atome, atomov na atomska jedra ter elektrone, atomskih jeder v nukleone, nukleonov na kvarke se kar sama ponuja misel, da tudi leptoni in kvarki niso delci brez zgradbe. V zadnjem letu postaja to področje fizike zelo živahno. Fiziki poskušajo odgovoriti na vprašanje, ali je teorija o gradnikih kvarkov in leptonov smiselna ter kakšne so njene napovedi. Ti novi gradniki že dobivajo imena: preoni, rišoni, podkvarki in druga. Nekateri poskusi vzpodbujajo k iskanju teorije o strukturi kvarkov in leptonov. Vendar jim še ne gre zares zaupati, saj dopuščajo tudi drugačno razlago, ali pa so premalo zanesljivi.***

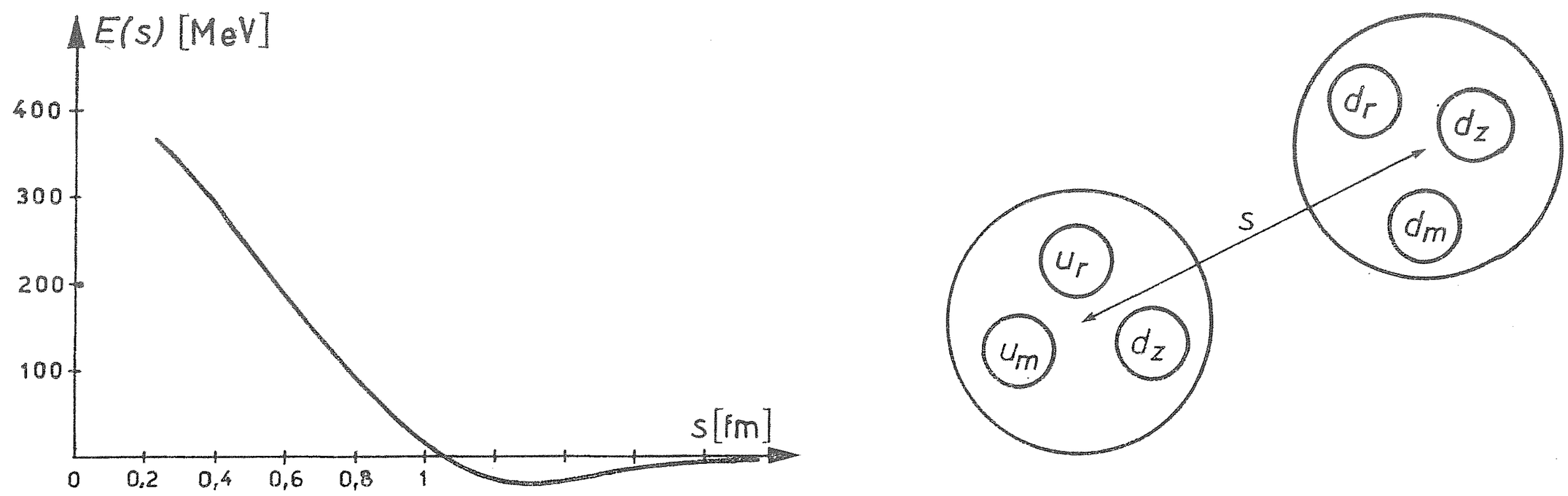
---

* Imena kvarkov u, d, s, c, t in b so prve črke angleških besed: up(u), down(d), charm(c), strange(s), top(t) in bottom(b). Obstoj kvarka t še ni zanesljivo potrjen, vendar so zadnji poskusi na velikih pospeševalnikih vse bolj prepričljivi.

** V drugem delu predavanja bomo srečali tudi bozone kot delce, ki posredujejo interakcijo med fermioni.

*** Gre za dogodke, ki so jih poskušali pojasniti z nastankom vzbujenih stanj leptonov.

Poskusi ne dopuščajo domneve o večji razsežnosti elektronov kot 10^{-18} m. Pri kvarkih so glede tega manj strogi, vendar gre manjša strogost predvsem na račun manjše natančnosti poskusov. Zamisel o zgradbi kvarkov in leptonov je zelo vabljiva, saj obljublja na primer odgovor na že dolgo odprto vprašanje, zakaj imata dva tako različna delca, kot sta proton in elektron, enako velik električni naboj. Obljublja tudi manjše število osnovnih gradnikov; namesto šestih kvarkov in šestih leptonov zadoščata morda dva gradnika ali štirje.



Sl. 4. Potencial med nukleonoma. Izračunamo ga tako, da za izbrano razdaljo *s* med gručama kvarkov rešimo Schrödingerjevo enačbo. Ker potenciala med kvarki ne poznamo natančno, je tudi izračunana globina potenciala samo približna

Poskusi z največjimi pospeševalniki ne omogočajo boljše ločljivosti kot 10^{-18} m. Zato ne morejo izključiti možnosti o eksistenci gradnikov, ki so vezani v kvarke in leptone z razsežnostjo približno 10^{-18} m.

Če pa kvarki in leptoni niso brez zgradbe, nosijo njihovi gradniki poleg omenjenih treh nabojev (barvnega, električnega in šibkega) še četrtega; imenujmo ga hipernaboj. Sila, ki lahko uklene delce na razsežnost 10^{-18} m ali manj, mora biti dosti močnejša od močne sile. Po Heisenbergovem načelu nedoločenosti sklepamo, da je vsaj tisočkrat močnejša.

Koliko različnih hipernabojev moramo dopustiti. Različne domneve ponujajo različne možnosti. Predstavimo Hararijevo inačico. V njej nastopata dva gradnika, *rišona** T in V. T nosi 1/3 električnega naboja, enega od treh barvnih nabojev ter enega od treh hipernabojev,** V ne nosi električnega naboja, pač pa enega od antibarvnih nabojev ter enega od hipernabojev. Ker gre za tri hipernaboje, govorimo spet o hipermodri, hiperzeleni ter hiperrdeči barvi. Kvark u je v tej hipotezi gruča dveh rišonov T in enega rišona V. Če je modre barve, imata oba rišona T modro barvo, V pa antimodro barvo. Vsak od rišonov ima drugačen hipernaboj, tako da ima gruča hipernaboj enak nič. Vsak od rišonov T prispeva 1/3 osnovnega električnega naboja.

Elektron je gruča treh antirišonov T; vsak od njih ima drugačen barvni naboj ter drugačen hipernaboj, tako da je barvni naboj ter hipernaboj enak nič. Vsak od antirišonov T prispeva — 1/3 osnovnega naboja.

V Hararijevi domnevi delci ne nosijo šibkega naboja. Šibka sila se pojavi kot sila med dvema gručama delcev s hipernabojem. Podobno je tudi jedrska

---

* Imeni tohu (T) in vavohu (V) sta vzeti iz Geneze in pomenita v hebrejščini »pust« in »brezobličen«, beseda »rišon« pa pomeni »začetek«, »prapočelo«.

** Tudi lastnosti hipernaboja poveže z lastnostmi grupe SU(3).

Tabela 1: Kvarki in leptoni. Leptoni ne nosijo barvnega naboja, pač pa šibki naboj in elektromagnetni naboj. Kvarki nosijo šibki, elektromagnetni in barvni naboj

Ime delca		Šibki naboj (t_3)	Pranaboj*	Elektromagnetni naboj	Barvni naboj
lepton	ν_e, ν_μ, ν_τ	1/2	—1	0	nima barvnega naboja
	e, μ, τ	—1/2	—1	—1	nima barvnega naboja
		0	—2		
kvark	u, c, t	1/2	1/3	2/3	moder, rdeč, zelen
		0	4/3		
	d, s, b	—1/2	1/3	—1/3	moder, rdeč, zelen
		0	—2/3		

* V literaturi najdemo za pranaboj največkrat ime hipernaboj.

Tabela 2: Lastnosti rišonov T in V, ki sta po eni od domnev edina gradnika leptonov in kvarkov

Ime	Električni naboj	Barvni naboj	Hipernaboj
T	1/3	rdeč, moder, zelen	hiperrdeč, hipermoder, hiperzelen
V	0	modro zelen, rdeče zelen, rdeče moder	hiperrdeč, hipermoder, hiperzelen

Tabela 3: Kvarke in leptone gradijo po trije rišoni (ena od hipotez)

Ime kvarka ali leptona	Gradniki	Barvni naboj	Hipernaboj	Električni naboj
e^-	$\overline{T^{hm}_m}\ \overline{T^{hr}_r}\ \overline{T^{hz}_z}$	nič	nič	—1
u	$T^{hm}_m\ T^{hr}_r\ V^{hz}_{mz}$	moder	nič	2/3
ν_e	$V^{hm}_m\ V^{hr}_r\ V^{hz}_z$	nič	nič	0
d	$\overline{V^{hm}_m}\ \overline{V^{hr}_r}\ \overline{T^{hz}_{mz}}$	antimoder (zeleno rdeč)	nič	—1/3

Tabela 4: Nukleone gradi devet rišonov (ena od hipotez)

Ime	Gradniki			Električni naboj
proton	(TTV) moder	(TTV) rdeč	$(\overline{TVV})$ zelen	1
nevtron	(TTV) moder	$(\overline{TVV})$ rdeč	$(\overline{TVV})$ zelen	0

sila med dvema gručama kvarkov, ter medatomska sila (van der Waalsova) sila med elektroni in atomskima jedroma obeh atomov.

O pravilnosti domneve o zgradbi kvarkov in leptonov lahko odloča samo eksperiment. Zato vzbudi vsak dogodek na pospeševalniku, ki dopušča tako domnevo, pospešeno aktivnost fizikov in poskuse, da bi ga pojasnili. Morda bodo potrdili pravilnost domnev novi pospeševalniki, ki obetajo nekaj desetkrat boljšo ločljivost.

LITERATURA

[1] H. Georgi, *A unified theory of elementary particles and forces,* Scientific American **244** (1981) 40—55 (4).

[2] H. Harari, *The structure of quarks and leptons,* Scientific American **248** (1983) 48—70 (4).

[3] C. Quigg, *Elementary particles and forces,* Scientific American **252** (1985), 64—76 (4).

[4] C. Itzykson, J. B. Zuber, *Quantum field theory,* McGraw-Hill, New York 1980.

[5] M. Rosina, *Osnovni delci in osnovni gradniki,* Obzornik mat. fiz. **29** (1982) 162.

NOVE KNJIGE

RENYI, A., A Diari on Information Theory. Akademiai Kiado, Budimpešta 1984.

Štirinajst let po smrti znanega madžarskega matematika Alfreda Renyia je izšla njegova zadnja knjiga; dopolnil in dokončal jo je Gy. Katona. Čeprav nosi naslov Zapiski o teoriji informacije, je knjiga skoraj v celoti posvečena teoriji verjetnosti. Sestavlja jo pet med seboj popolnoma neodvisnih poglavji, ki jim je razen podlage — teorije verjetnosti — skupno le sporočilo: kaže, kako lahko vzljubimo matematiko.

Prvi del z naslovom Dnevnik je predstavljen v obliki študentovih zapiskov s predavanj in njegovega razmišljanja o teoriji informacije, ki jo zdaj spoznava. Prepričan sem, da bo zanimiv in zelo življenjski način pisanja prevzel še tako zahtevnega bralca.

Druga poglavja so: igre na srečo in teorija verjetnosti, zapiski o poučevanju teorije verjetnosti, variacije na Fibonaccijevo temo in matematična teorija dreves. V drugem poglavju avtor spregovori o mešanju kart, delitvi kart, o strategijah, na koicu pa pove še pravi ep o ameriškem matematiku E. O. Thorpu, ki se je v Las koncu pa pove še pravi ep o ameriškem matematiku E. O. Thorpu, ki se je v Las jezilo, da je z računalnikom izdelal odlično strategijo za to igro in tako postal strah in trepet ameriških igralnic. Ob zmagah so ga takoj spoznali, čeprav si je včasih nadel lažno brado ali se preoblekel v Kitajca, in mu prepovedali nadaljnjo igro. Njegovega maščevanja je bilo konec šele, ko so igralnice spremenile pravila igre.

Tretje poglavje govori o poučevanju verjetnosti. Ko opisuje pomembnost eksperimenta, izvemo tudi to, da je avtor imel več televizijskih oddaj, posvečenih verjetnosti. Kar zamislite si kaj takega pri nas!

Zadnjih dveh poglavij ne bom opisoval. Tako kot druga sta napisani v izrednem slogu, ki bo pritegnil tako specialiste kot tudi tiste, ki o obravnavani snovi še nič ne vedo.

Bojan Mohor

ELEKTRONSKO MIKROSKOPIRANJE NUKLEONOV

MITJA ROSINA

A 25.30. — c

Analogija med računsko analizo sipanja ter upodabljanjem z lečo kaže, da smemo sipanje elektronov tolmačiti kot mikroskopiranje. Elastično sipanje elektronov na nukleonih pri energijah nekaj GeV da porazdelitev naboja in magnetizacije v nukleonih, ne razlikuje pa med različnimi modeli za zgradbo nukleona. Izmerjeni porazdelitvi se dasta razmeroma dobro reproducirati s kvarkovskim in z mezonskim modelom.

ELECTRON MICROSCOPY OF NUCLEONS

Due to the analogy between the numerical analysis of scattering and producing the image with a lense, the scattering of electrons can be interpreted as microscopy. From elastic scattering of electrons on nucleons at energies about a few GeV, the distribution of charge and magnetization in nucleons is obtained; however, different models of nucleon structure cannot be distinguished. The measured distributions can be relatively well reproduced with the quark model and with the meson model.

1. Uvod

Že dolgo je znano, da proton in nevtron nista osnovna delca, temveč da imata notranjo zgradbo. To sledi iz naslednjih eksperimentalnih dejstev:

a) Nukleona imata bogat spekter vzbujenih stanj, podobno kot drugi sestavljeni sistemi — atomi in atomska jedra.

b) Jedrska sila med dvema nukleonoma je podobna van der Waalsovi sili med dvema atomoma, kar je značilno za silo med dvema gručama delcev.

c) Anomalni magnetni moment nukleonov kaže na lažje gradnike (proton ima magnetni moment $\frac{1}{2}\, e_0\, \hbar/(m_p/2{,}79)$ namesto $\frac{1}{2}\, e_0\, \hbar/m_p$, ki bi jo pričakovali, če bi bil točkast).

d) Na nukleona so uprli »elektronski mikroskop« in videli obsežen oblak naboja z radijem skoraj 1 fm (10^{-15} m).

V tem članku bom obravnaval elastično sipanje elektronov pri »srednjih energijah« nekaj GeV. Najprej bom pokazal, da sipanje elektronov lahko tolmačimo kot mikroskopiranje. Nato bom prikazal rezultate meritev. V četrtem poglavju bodo rezultati tolmačeni z mezonskim oblakom v nukleonu. V petem poglavju pa bomo pogledali, kaj pove elektronsko mikroskopiranje o kvarkovskem modelu nukleona.

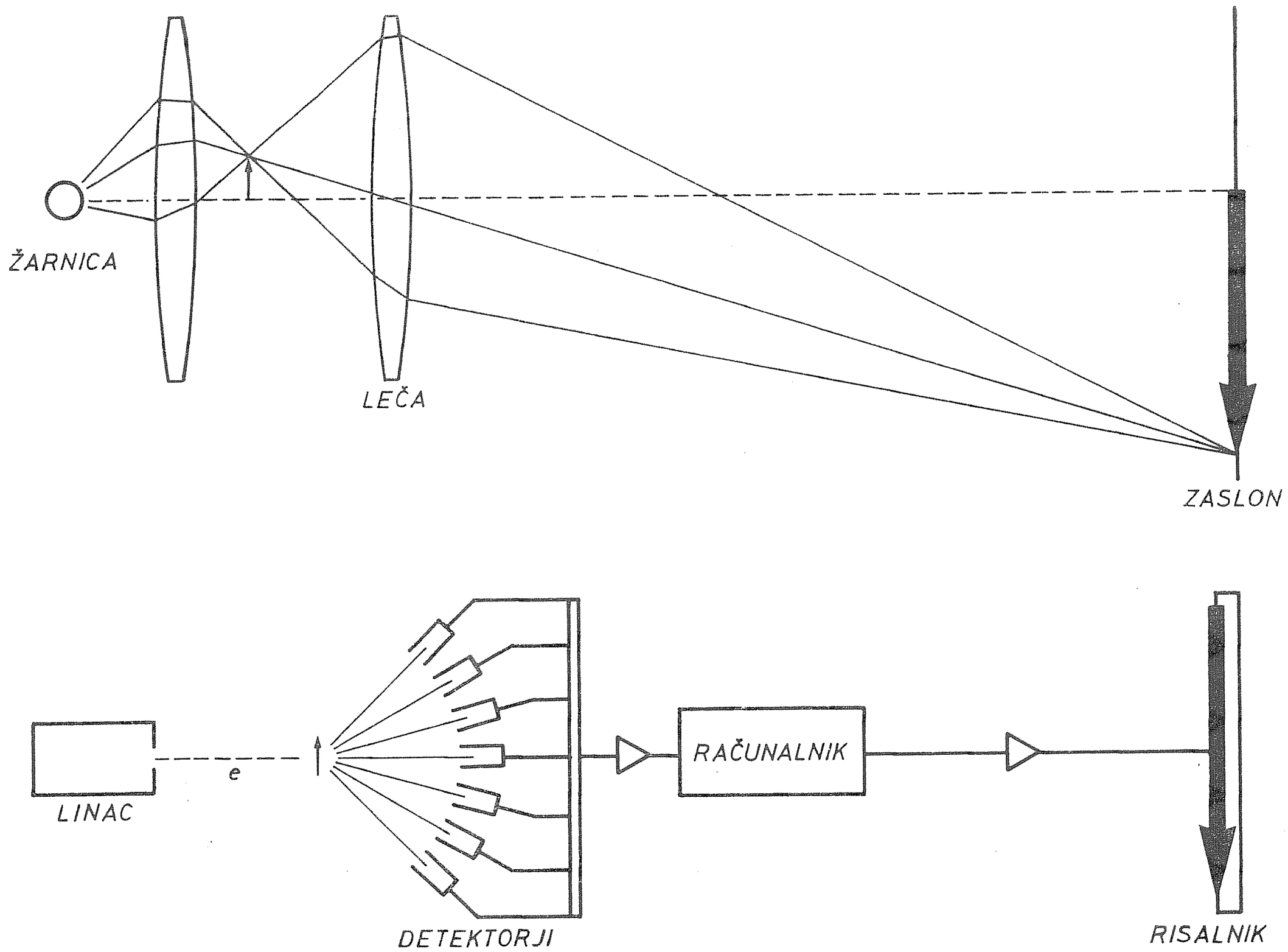
Spoznali bomo, da nam pokaže analiza elastičnega sipanja elektronov porazdelitev naboja in magnetizacije v protonu in nevtronu. Ne pokaže nam pa, iz česa je sestavljen nukleon. Dopušča razne modele: oblak mezonov, porazdelitev kvarkov ali pa vsakega nekaj. Iz elastičnega sipanja se še ne vidi, da je nukleon sestavljen iz kvarkov in kakšni so kvarki. Kvarke so videli tako, da so analizirali *neelastično* sipanje elektronov, mionov ali nevtrinov pri visokih energijah. O tem pa bo govor drugič.*

---

* Drugi del predavanja, ki je bil posvečen neelastičnemu sipanju elektronov, mionov in nevtrinov na kvarkih (poskusom analognim Rutherfordovemu poskusu sipanja delcev alfa na jedrih), bo objavljen v eni od prihodnjih številk Obzornika.

2. Elastično sipanje elektronov kot »elektronski mikroskop«

Poučna je analogija med računsko analizo sipanja ter med upodabljanjem z lečo pri optičnem ali elektronskem mikroskopu. Sipane elektrone prestrežemo z detektorji in iz njihove kotne porazdelitve rekonstruiramo obliko predmeta z digitalnim računalnikom (Sl. 1). Pri upodobitvi z lečo pa sipano svetlobo ali elektrone prestreže optična ali elektronska leča, ki deluje hkrati kot detektor in analogni računalnik za rekonstrukcijo slike. Čeprav običajno



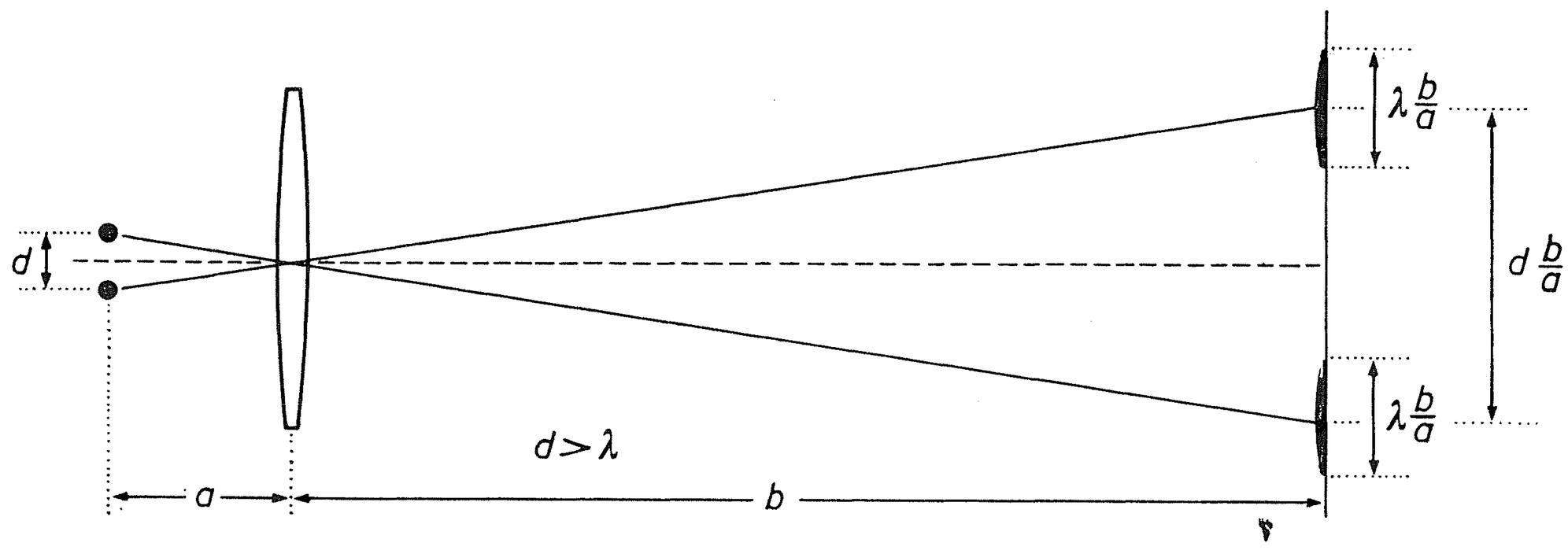
Sl. 1. Upodabljanje z lečo ter upodabljanje z detektorji in računalnikom

bolj cenimo digitalni računalnik, je za preslikavo pripravnejši »analogni računalnik« — leča. Razlog je predvsem v tem, da ločeni detektorji registrirajo samo intenziteto sipanih delcev (valov), zapravijo pa informacijo o njihovi fazi. Z digitalnim računalnikom moramo faze uganiti in je rekonstrukcija manj zanesljiva. Leča pa sprejme obojno informacijo — o intenziteti in fazi sipane svetlobe — in jo direktno »obdela«. K računski analizi sipanja se pač zatečemo pri tako visokih energijah fotona ali elektrona, za kakršne ni več mogoče zgraditi leče.

Zakaj pa potrebujemo tako visoke energije fotonov ali elektronov? Zaradi ločljivosti. Valovna optika (in kvantna mehanika) nas učita, da ne moremo določiti lege opazovanega predmeta natančneje, kot je valovna dolžina sonde, s katero opazujemo. Točkast predmet pri upodobitvi se razmaže v liso, kot da bi bil predmet velik $\sim \lambda$ (Sl. 2). Zato morata biti dve točki vsaj za λ narazen, da ju ločimo. Pri opazovanju z elektroni vzamemo de Brogliejevo

valovno dolžino $\lambda = 2\pi\hbar/G$. Pri visokih energijah jo kaj hitro ocenimo, saj velja $G \approx E/c$ in znaša $\lambda = 2\pi\hbar c/E = 1{,}2\,\mathrm{GeV\,fm}/E$. Značilni primeri mikroskopov in »mikroskopov« so zbrani v tabeli 1. Upoštevati moramo, da je ločljivost odvisna od energije E delca v težiščnem sistemu (v katerem miruje težišče merjenec-sonda), ne pa v laboratorijskem sistemu. Pri majhnih energijah sonde težiščni sistem sovpada z laboratorijskim, $E = E_{lab}$. Pri visokih energijah pa potrebujemo dosti večjo energijo projektila, kot jo lahko izkoristimo v težiščnem sistemu:

$$E \approx (2\, m_{\text{tarče}}\, c^2\, E_{lab})^{1/2}$$



Sl. 2. Ločljivost mikroskopa

Tabela 1: Ločljivost različnih mikroskopov

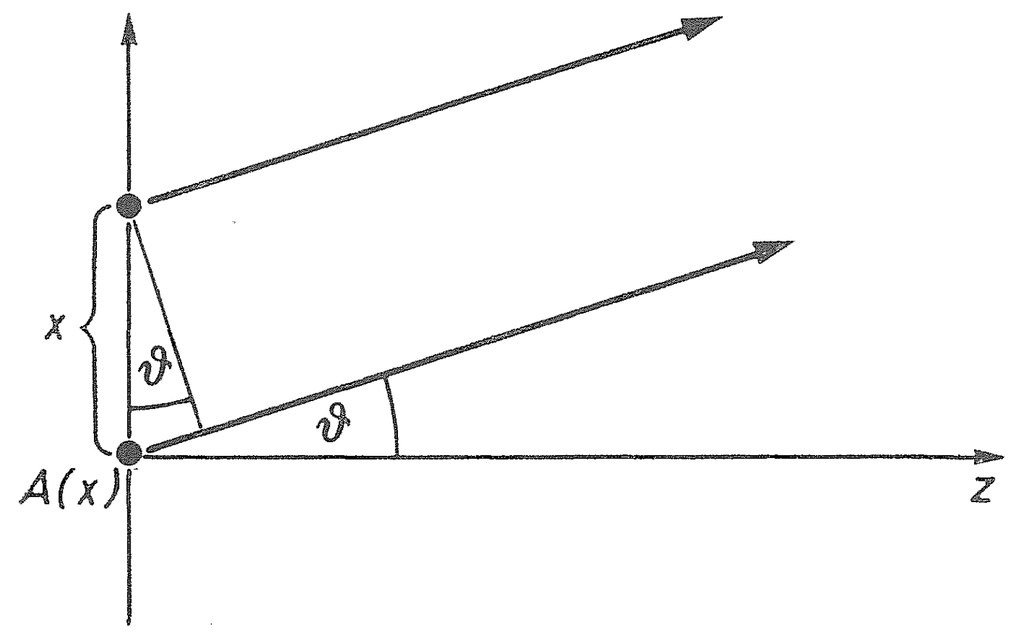
	E_{lab}	E	λ
Optični mikroskop	2 eV	2 eV	0,6 μm
Elektronski mikroskop	100 keV	100 keV	(0,003 nm)*
OPAZOVANJE MOLEKUL IN KRISTALOV:			
sipanje rentgenskih žarkov	10 keV	10 keV	0,1 nm
sipanje elektronov	100 eV	100 eV	0,1 nm
sipanje nevtronov	0,05 eV	0,05 eV	0,1 nm
OPAZOVANJE JEDER IN NUKLEONOV:			
sipanje elektronov	20 GeV	6,4 GeV	0,2 fm
sipanje mionov	200 GeV	20 GeV	0,06 fm
sipanje nevtrinov	200 GeV	20 GeV	0,06 fm

* Dejanska ločljivost elektronskega mikroskopa je le okrog $1\,\mathrm{nm} \gg \lambda$, ker zajame elektromagnetna leča le ozek curek elektronov.

Poglejmo sedaj, kakšna je kotna porazdelitev sipane svetlobe ali delcev. Proces sipanja deluje kot nekak analogni računski stroj za Fourierovo transformacijo (Sl. 3). Z $A(x)$ je označena amplituda valovanja, ki izhaja iz merjenca v točki x. Z $f(\vartheta)$ pa je označena amplituda valovanja, ki ga zajamemo

v smeri ϑ. Pri seštevanju prispevkov iz raznih točk x pazimo na interferenco; upoštevamo, da se poti žarkov razlikujejo za $\Delta l = x \sin \vartheta$, torej se faze razlikujejo za $k\,x \sin \vartheta$. Pripravno je vpeljati novo spremenljivko $u = -k \sin \vartheta$, z vijugo bomo pa označevali Fourierovo transformiranko dane funkcije:

$$f(\vartheta) = \int A(x)\, e^{-ikx\sin\vartheta}\, dx = \int A(x)\, e^{iux}\, dx = \tilde{A}(u)$$



Sl. 3. Interference pri sipanju. Razlika poti žarkov je $\Delta l = x \sin \vartheta$

Če želimo dobiti sliko predmeta, moramo napraviti inverzno Fourierovo transformacijo $f(\vartheta) = A(u) \rightarrow \tilde{A}(x)$. Poglejmo najprej, kako napravimo inverzno Fourierovo transformacijo z lečo (Abbejeva teorija mikroskopa) [1].

Valovanje, ki izhaja iz točke $x = 0$ v ravnini merjenca, pride v točko x' v ravnini leče s fazno zamudo $k(a^2 + x'^2)^{1/2}$ (1×4). Valovanje, ki izhaja iz točke $x > 0$ v ravnini merjenca, opravi krajšo pot in pride tja s fazno zamudo $k[(a^2 + x'^2)^{1/2} + \Delta l]$, če je $\Delta l = -x \sin \vartheta \approx x\,x'/a$. Seštejemo prispevke s celega merjenca, ki pridejo v točko x', in dobimo:

$$C_{brez\,leče}(x') \propto \int A(x)\, e^{ik[(a^2+x'^2)^{1/2} - x\sin\vartheta]}\, dx \approx e^{ik(a^2+x'^2)^{1/2}} \int A(x)\, e^{-i(kx'/a)x}\, dx$$

Faktor $e^{ik(a^2+x'^2)^{1/2}}$ moti, da ne dobimo zares Fourierove transformacije. Tu nam priskoči na pomoč leča. Ob optični osi je leča debela in podaljša optično pot žarkom, ki bi imeli najkrajšo pot. Stran od osi je leča tem tanjša, čim daljšo pot imajo žarki, tako da imajo vsi žarki, ki izhajajo iz izhodišča $x = 0$, enako optično pot do ravnine leče. Z lečo dobimo pravo Fourierovo transformacijo:

$$C(x') \propto \int A(x)\, e^{-i(kx'/a)x}\, dx = \tilde{A}(-k\,x'/a)$$

Iz tabele 2 razberemo, da je inverzna Fourierova transformacija spet Fourierova transformacija. Torej nam bo še ena preslikava (iz ravnine leče v ravnino zasolna) ravno rekonstruirala sliko predmeta:

Tabela 2. Nekaj lastnosti Fourierove transformacije

1. Definicija: $\tilde{f}(x) = \int f(u)\, e^{iux}\, du$
2. Inverzna transformacija: $f(u) = (2\pi)^{-1} \int \tilde{f}(x)\, e^{-iux}\, dx = (2\pi)^{-1}\, \tilde{\tilde{f}}(-u)$
3. Če je $g(x) = f(a\,x)$, je $\tilde{g}(u) = \tilde{f}(u/a)/a$
4. Če je $f(x) = \int f_1(y)\, f_2(x - y)\, dy$, je $\tilde{f}(u) = \tilde{f}_1(u)\, \tilde{f}_2(u)$

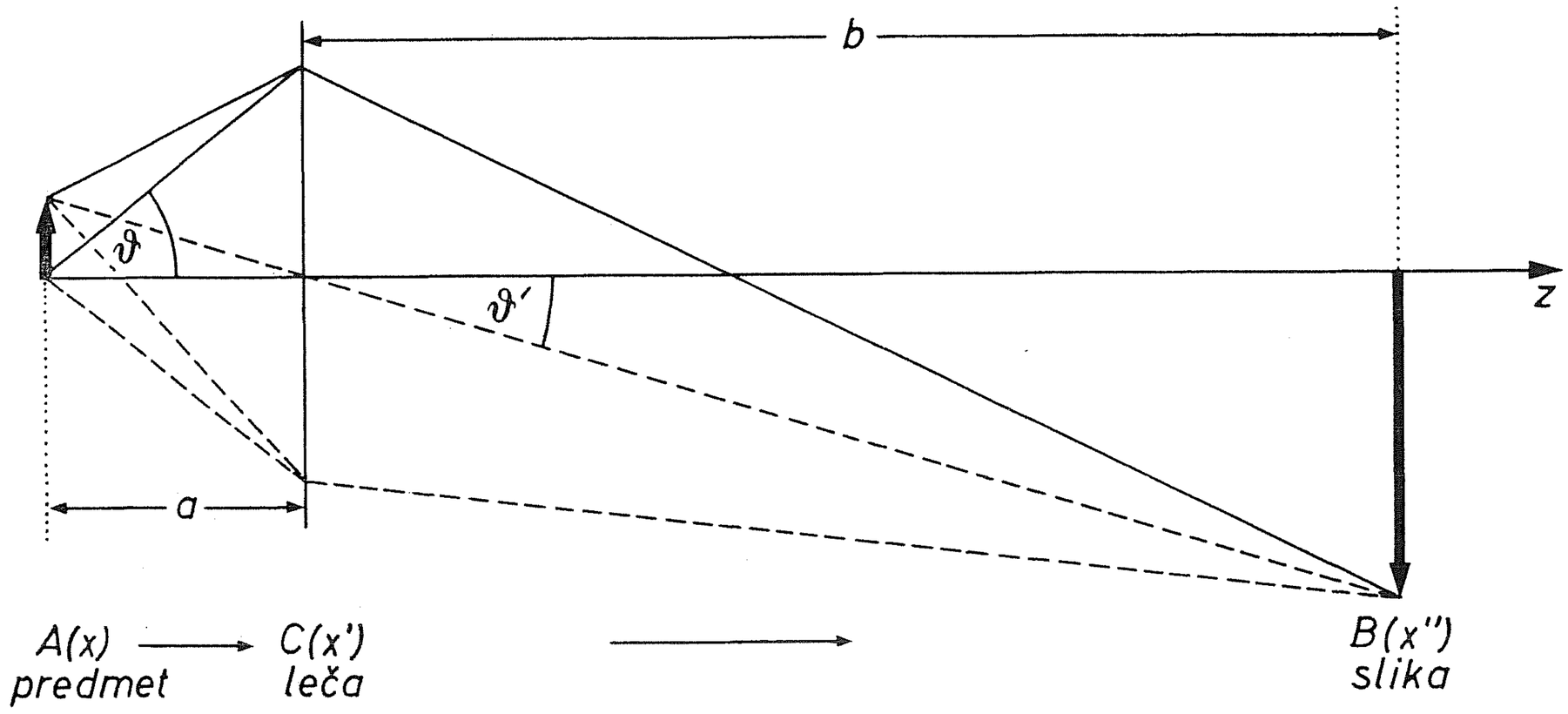
Analogne zveze veljajo tudi za trodimenzionalno Fourierovo transformacijo.

$$B(x'') \propto e^{ik(a^2+x''^2)^{1/2}} C(x')\, e^{-i(kx''/b)x'}\, dx'$$

Tu nas fazni faktor pred integralom ne moti, ker na zaslonu opazujemo le intenziteto svetlobe.

$$|B(x'')| \propto |\tilde{C}(-k\,x''/b)| \propto |A(-(a/k)\,(k/b)\,x'')| \propto |A(-a\,x''/b)|$$

Dobimo natančno sliko predmeta, povečano za faktor b/a in obrnjeno (predznak —). Opomba: Izpeljava je bila približna, saj smo predpostavili $\sin\vartheta = x'/a$, $\sin\vartheta' = x''/b$; odstopanje od majhnih kotov vodi do napak leče.



Sl. 4. Abbejeva teorija mikroskopa

Analogno kot potovanje svetlobe lahko obravnavamo sipanje elektronov. Privoščili si bomo trodimenzionalno izpeljavo. Računali bomo z Bornovim približkom za sipanje, ki je po obliki zelo podoben Huygensovemu principu. Elektron pride od izvora $\mathbf{r} = 0$ do točke $\mathbf{r}$ v tarči s fazo $e^{i\mathbf{kr}}$. Nato se elektron siplje na elektrostatskem potencialu $U(\mathbf{r})$, tako da izhaja iz vsakega koščka tarče sipani krogelni val z amplitudo $(k/2\,\pi\,\hbar\,v)\,U(\mathbf{r})\,d^3\,r$. Pri tem je v hitrost elektrona, $d^3\,r$ pa volumen posameznega koščka tarče. Od točke $\mathbf{r}$ v tarči do detektorja $\mathbf{R}$ pa se elektron zamudi v fazi še za $e^{i\mathbf{k}'(\mathbf{R}-\mathbf{r})}$ (Sl. 5). Sešteti moramo vse prispevke:

$$f(\vartheta) = \int e^{i\mathbf{kr}}\,(k/2\,\pi\,\hbar\,v)\,U(\mathbf{r})\,d^3\,r\,e^{i\mathbf{k}'(\mathbf{R}-\mathbf{r})} = e^{i\mathbf{kR}} \int (k/2\,\pi\,\hbar\,v)\,U(\mathbf{r})\,e^{i\mathbf{qr}}\,d^3\,r =$$
$$= e^{i\mathbf{kR}}\,(k/2\,\pi\,\hbar\,v)\,\tilde{U}(\mathbf{q})$$

Nas pa ne zanima potencial, temveč porazdelitev naboja $e_0\,\varrho_e(\mathbf{r})$ v merjencu (nukleonu). Mislimo si, da je naboj razrezan na koščke, in seštejemo coulombske potenciale, ki jih prispevajo posamezni točkasti koščki:

$$U(\mathbf{r}) = \int (e_0^2/4\,\pi\,\varepsilon_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)\,\varrho_e(\mathbf{r}')\,d^3\,r'$$

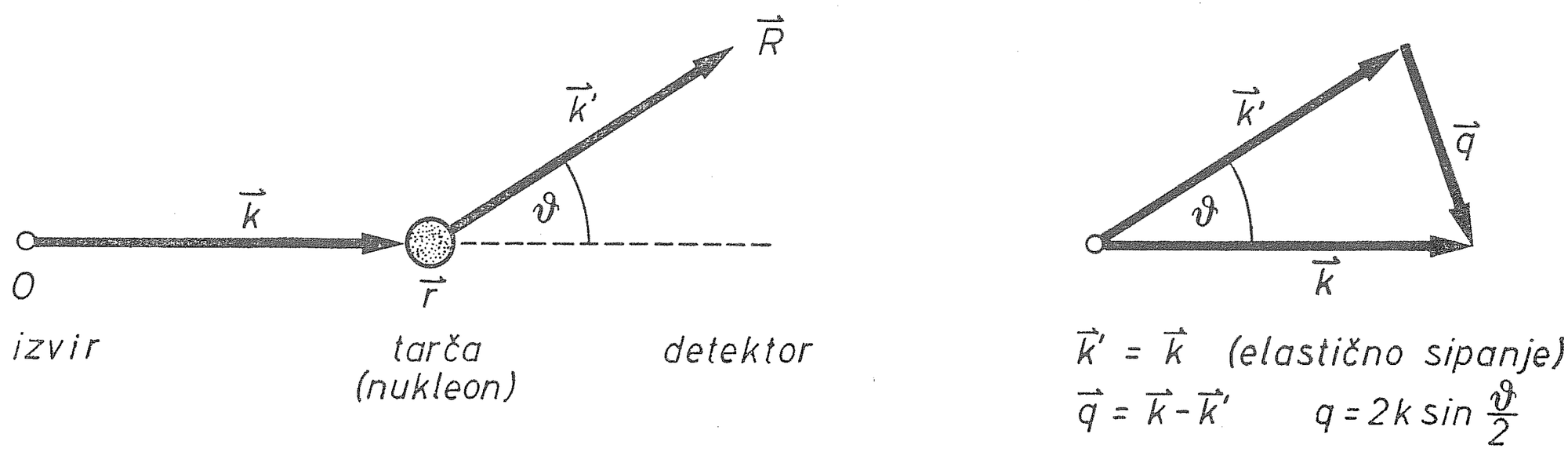
Fourierova transformiranka $1/r$ je $4\,\pi/q^2$. Upoštevajmo še pravilo za konvolucijo (tabela 2, lastnost 4):

$$\tilde{U}(\mathbf{q}) = \frac{e_0^2}{4\,\pi\,\varepsilon_0}\,\frac{4\,\pi}{q^2}\,\tilde{\varrho}_e(\mathbf{q}) \qquad \tilde{U}(\mathbf{q}) = (e_0^2/4\,\pi\,\varepsilon_0)\,(4\,\pi/q^2)\,\tilde{\varrho}_e(\mathbf{q})$$

pa dobimo diferencialni presek

$$d\sigma/d\Omega = |f(\vartheta)|^2 = \{[(k/2\,\pi\,\hbar\,v)\,(e_0^2/4\,\pi\,\varepsilon_0)^2\,(4\,\pi)^2/q^2\}|\tilde{\varrho}_e(\mathbf{q})|^2$$

Člen v zavitem oklepaju je znana formula za Rutherfordovo sipanje na točkastem naboju. Ima značilno kotno porazdelitev, sorazmerno s $q^{-4} \propto (\sin \vartheta)^{-4}$. Člen $|\tilde{\varrho}_e(\mathbf{q})|^2$ pa nam pove odstopanje od točkastega naboja — pove nam Fourierovo transformacijo gostote naboja. Nič nas ne moti, da diferencialni presek sam po sebi ni Fourierova transformiranka naboja; le deliti ga moramo z znanim Rutherfordovim presekom, pa dobimo $\tilde{\varrho}_e(\mathbf{q})$. To je dosti laže, kot če bi morali delati »dekonvolucijo« in iz integralne zveze za $U(\mathbf{r})$ razvozlati $\varrho_e(\mathbf{r})$.



Sl. 5. Sipanje elektronov

Ker je porazdelitev naboja v nukleonu krogelno simetrična, je tudi $\tilde{\varrho}_e(\mathbf{q})$ odvisen le od velikosti q. Zato lahko spreminjamo q pri eksperimentu bodisi s spreminjanjem kota ϑ (merimo kotno porazdelitev) bodisi s spreminjanjem energije elektronov (oz. k) (glej zvezo pod Sl. 5). Običajno delamo oboje. Teorija Fourierove transformacije nas uči, da moramo poznati funkcijo $\tilde{\varrho}_e(q)$ vsaj do $q \leqslant 1/r_0$, če želimo določiti podrobnosti porazdelitve $\varrho_e(r)$, ki so drobnejše od r_0. Nič nam ne pomaga večanje kota, saj $\sin \vartheta$ ne more biti večji od 1. Zato moramo iti z energijo elektronov do več GeV, če želimo razločiti porazdeiltev naboja v nukleonu. Pravilo, da je ločljivost mikroskopa kvečjemu enaka valovni dolžini sonde, velja tudi pri analizi sipanja elektronov. Za tako visoke energije nimamo leče in moramo napraviti drugo Fourierovo transformacijo numerično. Na srečo lahko uganemo faze: Bornov približek, ki dokaj dobro velja, nam da $\tilde{\varrho}_e(\mathbf{q})$ realen, kar pomeni isto fazo za vse $\mathbf{q}$.

Doslej smo računali nerelativistično. Pri tako visokih energijah elektronov, kot jih potrebujemo za mikroskopiranje nukleonov (več GeV), pa imamo skrajno relativistične pogoje. Analiza sipanja ni dosti drugačna. Izpeljava je sicer zamudna, toda rezultati so pregledni in jih kar citiram. Bistveni razliki v primerjavi s prejšnjim računom sta dve:

a) Rezultati morajo biti neodvisni od izbire inercialnega sistema. Fourierova transformiranka porazdelitve naboja ni funkcija $\mathbf{q}^2$, temveč je funkcija Lorentzove invariante $Q^2 = \mathbf{q}^2 - \nu^2$. Pri tem je $\hbar\,\mathbf{q}$ gibalna količina, ki jo podeli elektron nukleonu (podobno kot pri nerelativističnem opisu, Sl. 5), $\hbar\, c\, \nu$ pa je energija, ki jo podeli elektron nukleonu. Pišimo z $E \approx \hbar\, c\, k$ energijo elektrona pred trkom, z $E' \approx \hbar\, c\, k'$ pa po trku; pri tem smo zanemarili lastno energijo elektrona $m_e\, c_0^2$ v primerjavi z energjo E in E'.

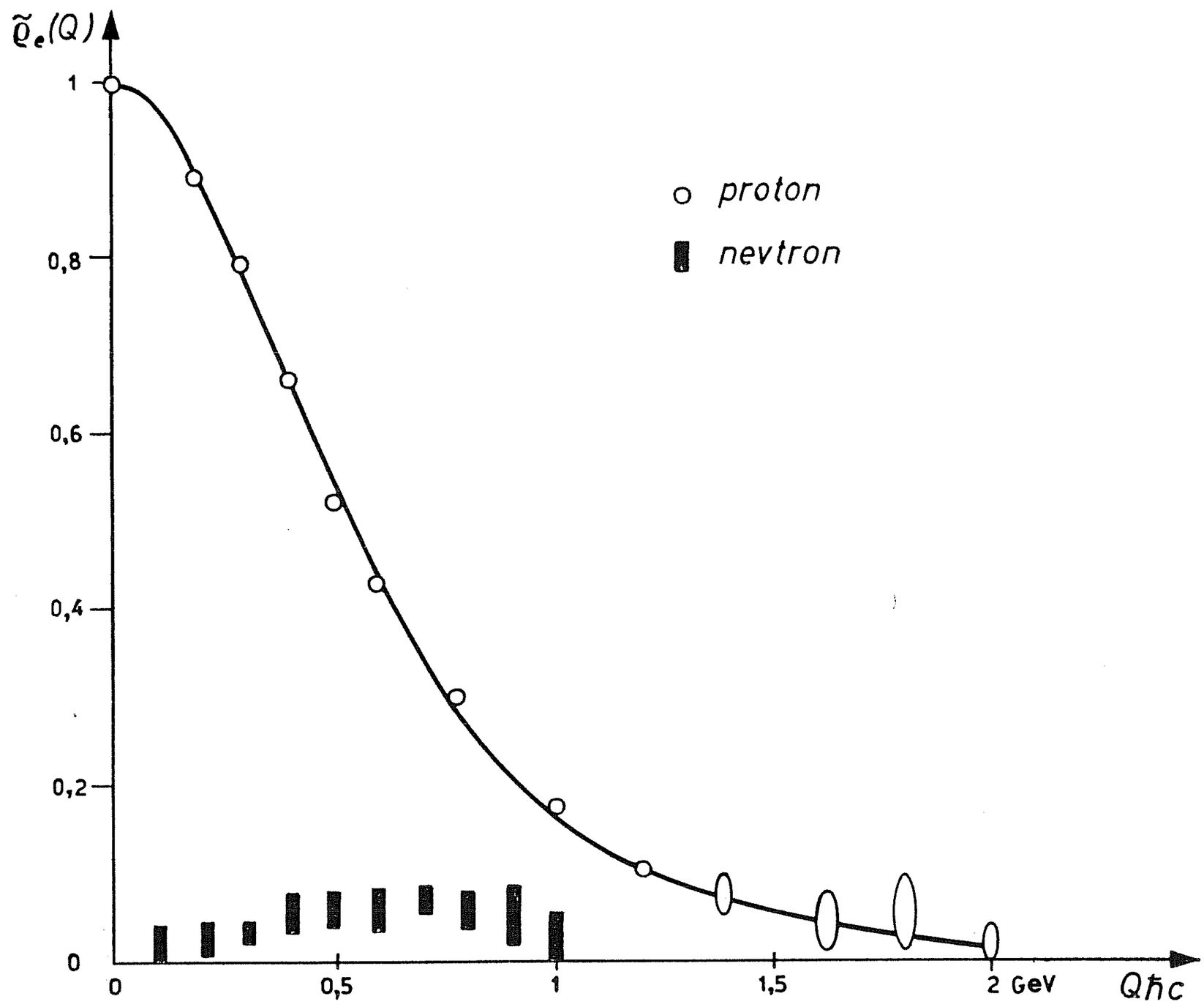
$$Q^2 = (\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 - (E - E')^2/\hbar\, c = \mathbf{k}^2 - 2\,\mathbf{k}\,\mathbf{k}' + \mathbf{k}'^2 - (E^2 - 2\,E\,E' + E'^2)/\hbar\, c \approx$$
$$\approx 2\,k\,k'(1 - \cos\vartheta) = 4\,k\,k' \sin^2 \tfrac{1}{2}\vartheta$$

b) Elektroni se ne sipljejo le na električnem polju, temveč tudi na magnetnem polju, kar nam da še informacijo o porazdelitvi magnetizacije

$(e_0\,\hbar/2\,m_{nukl})\,\varrho_m(\mathbf{r})$ v nukleonu. V relativističnem Bornovem približku dobimo v laboratorijskem sistemu naslednji rezultat:

$$d\sigma/d\Omega \approx (k'/2\,\pi\,\hbar\,c)^2\,(e_0^2/4\,\pi\,\varepsilon_0)^2\,[(4\,\pi)^2/Q^4]\,(k/k')^2\,[\tilde{\varrho}_e(Q)\cos^2\tfrac{1}{2}\vartheta + \\ + \tfrac{1}{2}\,(\hbar\,Q/m_{nukl}\,c)^2\,\tilde{\varrho}_m(Q)\sin^2\tfrac{1}{2}\vartheta]$$

Porazdelitev naboja in porazdelitev magnetizacije razlikujemo eksperimentalno zaradi različne kotne porazdelitve (primerjaj faktor $\cos^2\frac{1}{2}\vartheta$ ter $\sin^2\frac{1}{2}\vartheta$). Za obe porazdelitvi moramo napraviti numerično Fourierovo transformacijo, da dobimo porazdelitvi v prostoru.



Sl. 6. Električni oblikovni faktor $\varrho_e(Q)$ protona in nevtrona

3. Porazdelitev naboja in magnetizacije v protonu in nevtronu

Nukleone so mikroskopirali z elastičnim sipanjem elektronov največ v obdobju 1955—1975 [2], [3], [4]. Pozneje so novi pospeševalniki premaknili težišče raziskav k višjim energijam, kjer prevladuje neelastično sipanje — ter priložnost za opazovanje kvarkov. Kljub temu je ostalo za v bodoče še dosti dela za natančnejše meritve elastičnega sipanja, da bi zanesljiveje videli podrobnosti v nukleonu in v jedrih.

Dosežena ločljivost je kakih 0,2 fm. Dosti boljše ločljivosti ni mogoče doseči, ker pri višjih energijah (pri $Q\,\hbar\,c$ nad 5 GeV) pade elastični sipalni presek za več velikostnih stopenj in ga popolnoma zakrije neelastično sipanje.

Izmerjeni oblikovni faktor $\varrho_e(Q)$ protona (Sl. 6) se zelo dobro ujema s polno krivuljo

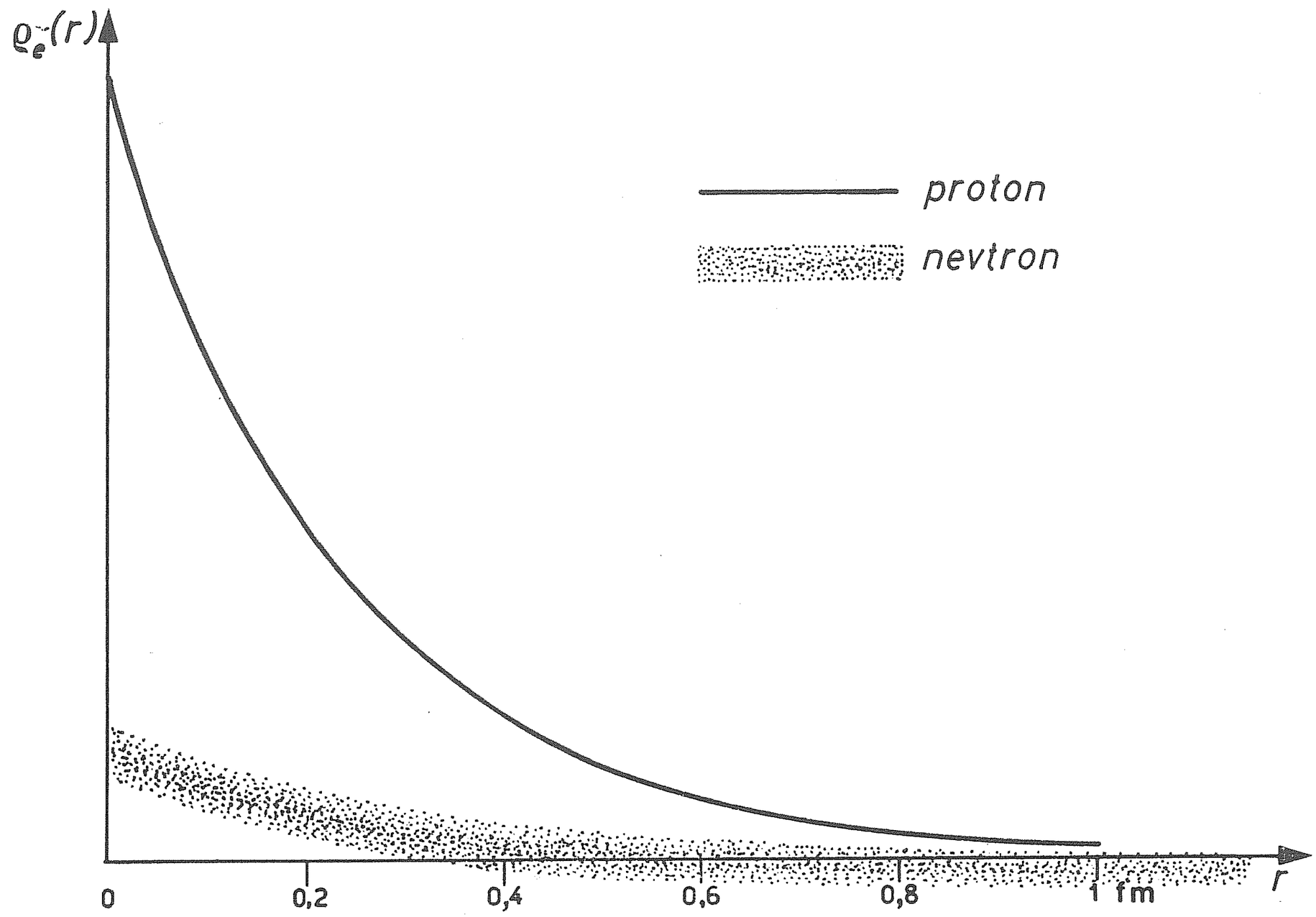
$$\tilde{\varrho}^p{}_e(Q) \approx (1 + Q^2/Q_0^2)^{-2} \qquad Q_0\,\hbar\,c = 0{,}84\ \mathrm{GeV}$$

Fourierova transformiranka te krivulje je eksponentna porazdelitev (Sl. 7)

$$\varrho^p{}_e(r) \approx e^{-Q_0 r} \qquad 1/Q_0 = 0{,}23 \text{ fm}$$

Naboj je vseskozi pozitiven in ima efektivni radij

$$\overline{r_p{}^2} = \int r^2 \, \varrho^p{}_e(r) \, d^3 r = 0{,}70 \text{ fm}^2$$



Sl. 7. Porazdelitev električnega naboja $\varrho_e(r)$ v protonu in nevtronu

Dosti slabše je izmerjena porazdelitev naboja v nevtronu (Sl. 6 in 7). Težava je v tem, da nimamo tarče iz prostih nevtronov. Elektrone sipljejo na devteronu in odštejejo presek za nevtron, kot bi bil devtron mešanica prostih protonov in nevtronov. Popravek zaradi vezave upoštevajo le približno, pa še pri odštevanju se napake povečajo. Podatke za zelo nizke energije pa so dobili s sipanjem termičnih nevtronov na elektronih težkih atomov. Nevtron je v sredi rahlo pozitiven, na površini pa rahlo negativen in ima

$$\overline{r_n{}^2} = \int r^2 \, \varrho^n{}_e(r) \, d^3 r = -0{,}12 \text{ fm}^2$$

Ne smemo se začuditi, da je povprečni r^2 negativen, saj pri povprečenju nismo obtežili z gostoto snovi, temveč z gostoto naboja. Negativni predznak pove, da je pozitivni naboj bolj v sredi, negativni naboj pa pri večjih radijih.

Zakaj pa je $\tilde{\varrho}_e(Q)$ v izhodišču enak 1 za proton in 0 za nevtron? Iz tabele 2 se vidi, da je $\tilde{\varrho}(0) = \int \varrho_e(r) \, d^3 r$ enak celotnemu naboju tarče.

Magnetni oblikovni faktor je izmerjen natančneje in do višjih Q kot električni oblikovni faktor, tako za proton kot za nevtron. Tudi $\tilde{\varrho}_m(Q)$ protona *in nevtrona* je približno enak polni krivulji na sl. 8:

$$\tilde{\varrho}^p{}_m(Q)/\mu_p \approx \tilde{\varrho}^n{}_m(Q)/\mu_n \approx (1 + Q^2/Q_0{}^2)^{-2} \qquad Q \hbar c = 0{,}84 \text{ GeV}$$

Torej imata oba približno enako eksponentno porazdelitev magnetizacije, kot je porazdelitev naboja v protonu na sl. 7.

4. Mezonski oblak okrog nukleona

Elektronsko mikroskopiranje nukleonov pove porazdelitev naboja in magnetizacije, ne pove pa, kateri in kakšni so gradniki nukleonov. Zamisliti si moramo kak model in eksperimentalni podatki nam pomagajo tak model graditi naprej. V tem poglavju bom pokazal, da se da opisati porazdelitev naboja z mezonskim oblakom, v naslednjem poglavju pa z enako široko porazdelitvijo kvarkov. Iz česa je potem nukleon »zares«? Obe sliki se ne izključujeta, saj je mezon tudi iz para kvark-antikvark, ki se rada vežeta v gručo. Opis z mezonskim oblakom je preprostejši, ker nadomesti gručo kvark-antikvark z enim samim delcem. Opis s kvarki je pa fundamentalnejši. Pri ločljivosti od 0,2 do 0,5 fm razlika ni zelo velika. Šele pri zelo visokih energijah (neelastično sipanje) razločimo posamezne kvarke in mezonskih gruč ne opazimo več.

Glavna značilnost, ki jo vidimo pri porazdelitvi naboja v protonu, je približno eksponentna oblika $\varrho_e(r) \approx e^{-Q_0 r}$. Ta nakazuje oblak mezonov z maso $m\,c^2 \approx Q_0\,\hbar\,c = 0{,}84$ GeV. Ta značilni oblak v protonu je bil velikega zgodovinskega pomena, napovedali so obstoj težkih mezonov z maso okrog 0,8 GeV/c², dotlej pa so poznali le pione z maso 0,14 GeV/c². Napovedali so še več: Obstajati morata vsaj dva takšna mezona, da lahko razložimo še majhno vrednost $\varrho_e(r)$ pri nevtronu. Nevtron je zelo podoben protonu (izobarna simetrija). Zato bi dal mezon z izospinom 0 (ω^0) enak oblak, mezon z izospinom 1 ($\varrho^0, \varrho^\pm$) pa oblak z nasprotnimi naboji — pa se oblaka skoraj uničita in je nevtron le šibko naelektren. Velik uspeh teh napovedi je bilo eksperimentalno odkritje mezonov s pravilnimi izobarnimi spini in z maso zelo blizu napovedani: $m_\varrho = 0{,}77$ GeV/c² in $m_\omega = 0{,}78$ GeV/c².

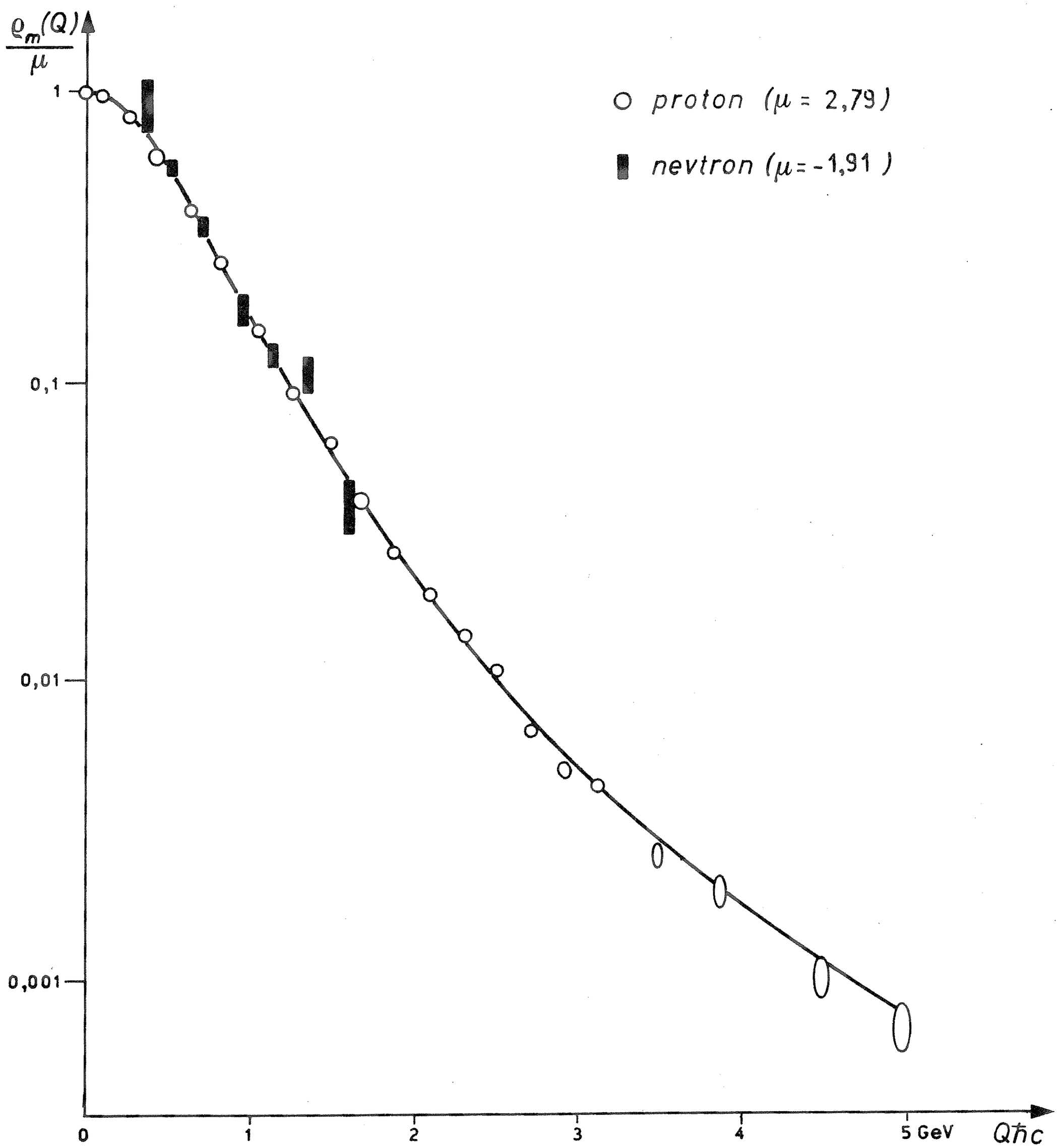
Tudi spin 1 in negativno parnost teh mezonov so predvideli z naslednjim razmislekom. Preseneča nas, zakaj bi prispevala k porazdelitvi naboja *nevtralna* mezona ω^0 in ϱ^2. Toda če imata spin in parnost 1−, ju je zelo lahko dielektrično polarizirati. Delujeta kot dober dielektrik. V protonu se zaradi močne interakcije s sredico oba polarizirata tako, da gredo pozitivni »vezani naboji« proti površini, negativni pa oslabijo pozitivno sredico »golega protona«. V nevtronu pa ju močna interakcija polarizira vsakega drugače in je učinek majhen.

Razočarati vas pa moram, da se pionski oblak pri današnji natančnosti ne vidi. Gostoto pionskega oblaka od 1 fm navzven poznamo zelo natančno iz trkov nukleona z nukleonom. To je pač sonda, ki čuti pione z močno silo. Elektromagnetna sonda (elektroni) pa čuti pione dosti šibkeje, zlasti ker je njihova porazdelitev blaga in široka več fm. V zunanji plasti protona (zunaj 1 fm) je po teoretičnih ocenah presežek π^+ nad π^- komaj od 0,03 do 0,06 osnovnega naboja, kar da lahko zaznaven prispevek k $\overline{r^2}$, pri porazdelitvi pa tega ni lahko zaznati. Nevtron, ki je šibko naelektren in je zato občutljivejša tarča, morda z negativnim perifernim nabojem namiguje na oblak π^-.

5. Kvarkovski model nukleona

V enostavnem kvarkovskem modelu je nukleon zgrajen iz treh »valenčnih« kvarkov: proton = uud, nevtron = udd. Kvarki imajo naboje $e_u = +\frac{2}{3}\,e_0$, $e_d = -\frac{1}{3}\,e_0$. Ker sile med kvarki še ne poznamo dobro, vzamemo v modelu

nekaj prostih parametrov, ki jih prilagodimo tako, da dobimo pravilno maso in $\overline{r^2}$ protona. Porazdelitve naboja protona (Sl. 7) ne napovemo, temveč jo uporabimo kot vhodni podatek za izdelavo modela. Z mikroskopiranjem protona smo v nekem smislu izmerili valovno funkcijo kvarkov.



Sl. 8. Magnetni oblikovni faktor $\varrho_m(Q)$ protona in nevtrona

Prvo kritiko nam da nevtron. Ker zasedajo u in d kvarki ista prostorska stanja, se pokaže v preprostem modelu nevtron vseskozi kot nevtralen. Naboj kvarka u se pri vsaki razdalji r uniči z nabojem dveh kvarkov d. To pa ni v skladu z eksperimentalnimi dejstvi, da je nevtron v sredi rahlo pozitiven, zunaj pa rahlo negativen. Model je treba izpopolniti. Lahko bi dodali še pare kvark-antikvark, tako da bi bilo celotno število kvarkov minus število anti-

kvarkov še vedno tri. Vendar so nekateri učinki podobni, če to imitiramo z mezonskim oblakom, pa še laže je računati. Vpeljava mezona ϱ in ω ni priljubljena, ker so marsikateri njuni učinki enakovredni kar boljši prilagoditvi valovne funkcije valenčnih kvarkov. Tudi teoretično je težko zagovarjati koeksistenco težkih mezonov z valenčnimi kvarki v istem prostorskem območju. Priljubljen pa je hibridni model, ki uporablja tri valenčne kvarke in pionski oblak. Pri pionskem oblaku je prejšnji pomislek dosti manj hud, ker so pioni pretežno na periferiji. Zaradi svoje perifernosti so zelo učinkoviti (imajo veliko »ročico«) pri prispevku k $\overline{r^2}$, magnetnemu momentu itd.

Druga kritika enostavnega kvarkovskega modela je ta, da se ne posreči dobiti hkrati dobrih vrednosti za vse statične lastnosti nukleona (še za porazdelitve magnetizacije ter tistega naboja, ki ga čuti šibka sila). Pri tem precej pomaga, če dodamo pionski oblak. Modeliranje in analize so v živahnem teku, na trgu je več alternativnih modelov. Manjka arbiter — kritični eksperimenti.

LITERATURA

[1] F. Zernike—I. Kuščer, *Fazni mikroskop*, Obzornik mat. fiz. **1** (1951) 8; 49; 89.

[2] R. Hofstadter, *Electron scattering and nuclear structure*, Benjamin, New York 1963.

[3] M. Gourdin, *Weak and electromagnetic form factors of hadrons*, Phys. Reports **11c** (1974) 29.

[4] J. Strnad, *Elektromagnetna struktura nukleonov*, Obzornik mat. fiz. **8** (1961) 120.

NOVE KNJIGE

SHAPIRA, P. Microdifferential Systems in the Complex Domain, Springer Verlag, Berlin — Heidelberg — New York — Tokyo 1985, str. 214.

Po avtorjevih besedah je cilj knjige predstaviti analitiku algebraične metode pri študiju singularnosti diferencialnih enačb in algebraiku nekaj dejstev iz teorije parcialnih diferencialnih enačb s poudarkom na njihovi geometrijski vsebini.

Prvo poglavje obravnava osnovne lastnosti mikrodiferencialnih operatorjev. V njem je konstruiran snop $\mathcal{E}_x$ mikrodiferencialnih operatorjev na kotangentnem svežnju T*X kompleksne mnogoterosti X in dokazana mikrodiferencialna verzija Cauchy-Kowalevskega izreka, ki je potem osnovno orodje za obravnavo v tretjem poglavju.

Drugo poglavje razišče algebrajsko strukturo $\mathcal{E}_x$. Snop $\mathcal{E}_x$ je na primer koherenten, Noetherski, ploščat nad snopom kolobarjev $\mathcal{D}_x$ diferencialnih operatorjev, njegova homološka dimenzija je enaka dimenziji mnogoterosti X.

Tretje poglavje obravnava Cauchijev problem, problem razširitve in konstruktivnosti.

Za branje knjige je potrebno poznati osnove realne in kompleksne analize ter algebre. Tekst je popestren s primeri in velikim številom nalog, ki bravcu med drugim omogočijo preveriti razumevanje snovi.

Emil Beloglavec

ASIMETRIJA V NARAVI

JANEZ STRNAD

A12.10.En
A 98.80.Bp

Članek obravnava asimetrijo med desnosučnimi in levosučnimi molekulami v živem svetu in asimetrijo med snovjo in antisnovjo v vesolju. Kaže, da je mogoče obe asimetriji pojasniti z zakoni narave za delce v okviru enotnih teorij šibke in elektromagnetne ter šibke, elektromagnetne in močne interakcije. Nazadnje na kratko opiše scenarij napihnjenega vesolja in scenarij novega napihnjenega vesolja, ki na osnovi enotne teorije dopolnita in razširita standardni model vesolja.

ASYMMETRY IN NATURE

In the article the asymmetry between right-handed and left-handed molecules in the living world and the asymmetry between matter and antimatter in the universe are considered. Apparently both asymmetries can be explained by laws of nature for particles in the framework of the electro-weak theory and grand unified theories. Finally, the scenario of the inflatory universe and the scenario of the new inflatory universe are briefly described improving and extending the standard model of the universe.

Uvod

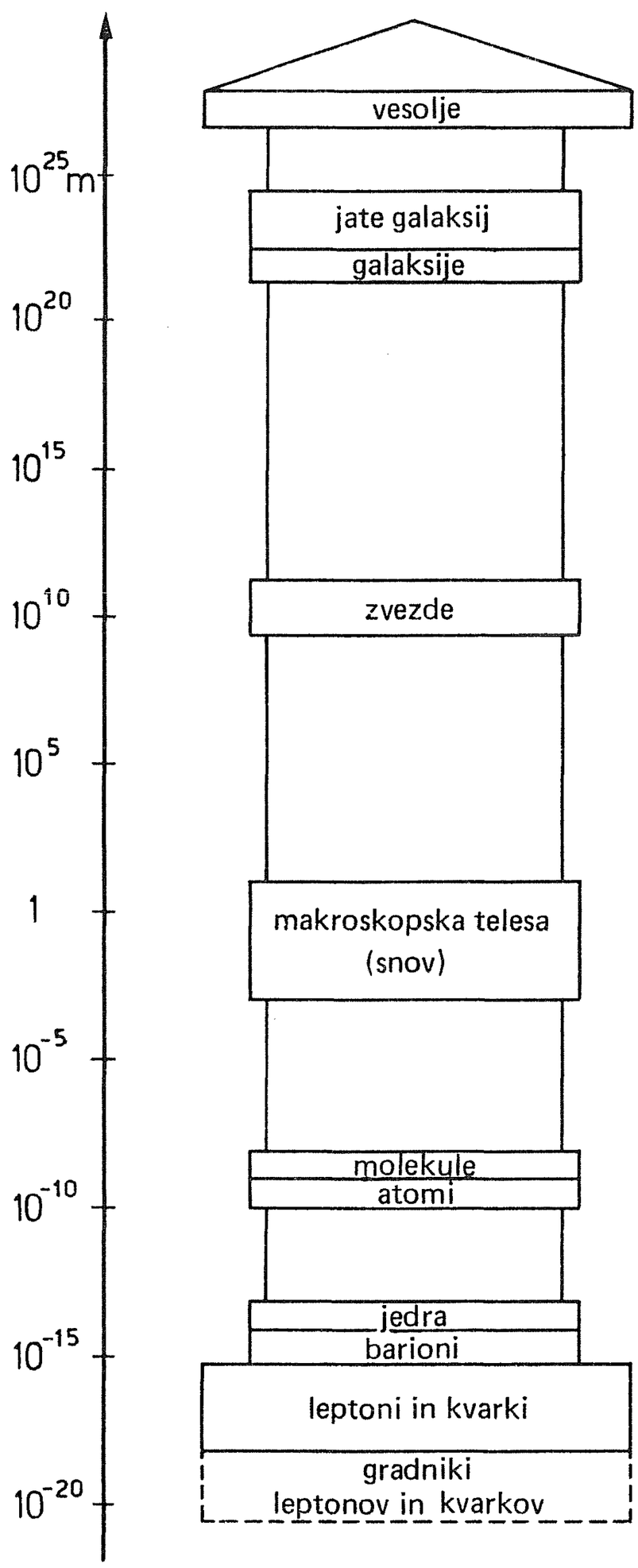
Kot je znano, je narava zgrajena v nadstropjih (Sl. 1). Navadno se ni treba ozirati na sosede, ko pospravljamo v katerem od nadstropij. Po inventuri v najnižjih nadstropjih pa se je vseeno vredno vprašati, ali lahko spoznanja v njiju izkoristimo v višjih nadstropjih.

Pri tem spraševanju si izberemo za rdečo nit *asimetrijo* v naravi. V Neiku kažejo vrata, ki veljajo za najlepša na Japonskem. Umetelno izrezljana imajo dve sicer popolnoma simetrični krili, le na enem od njiju je droben vzorec postavljen na glavo. Menda je umetnik to naredil zanalašč, da bogovi ne bi postali ljubosumni na človeško popolnost. Ali niso bogovi naredili narave skoraj simetrične, da jim ljudje ne bi zavidali njihove popolnosti [1]?

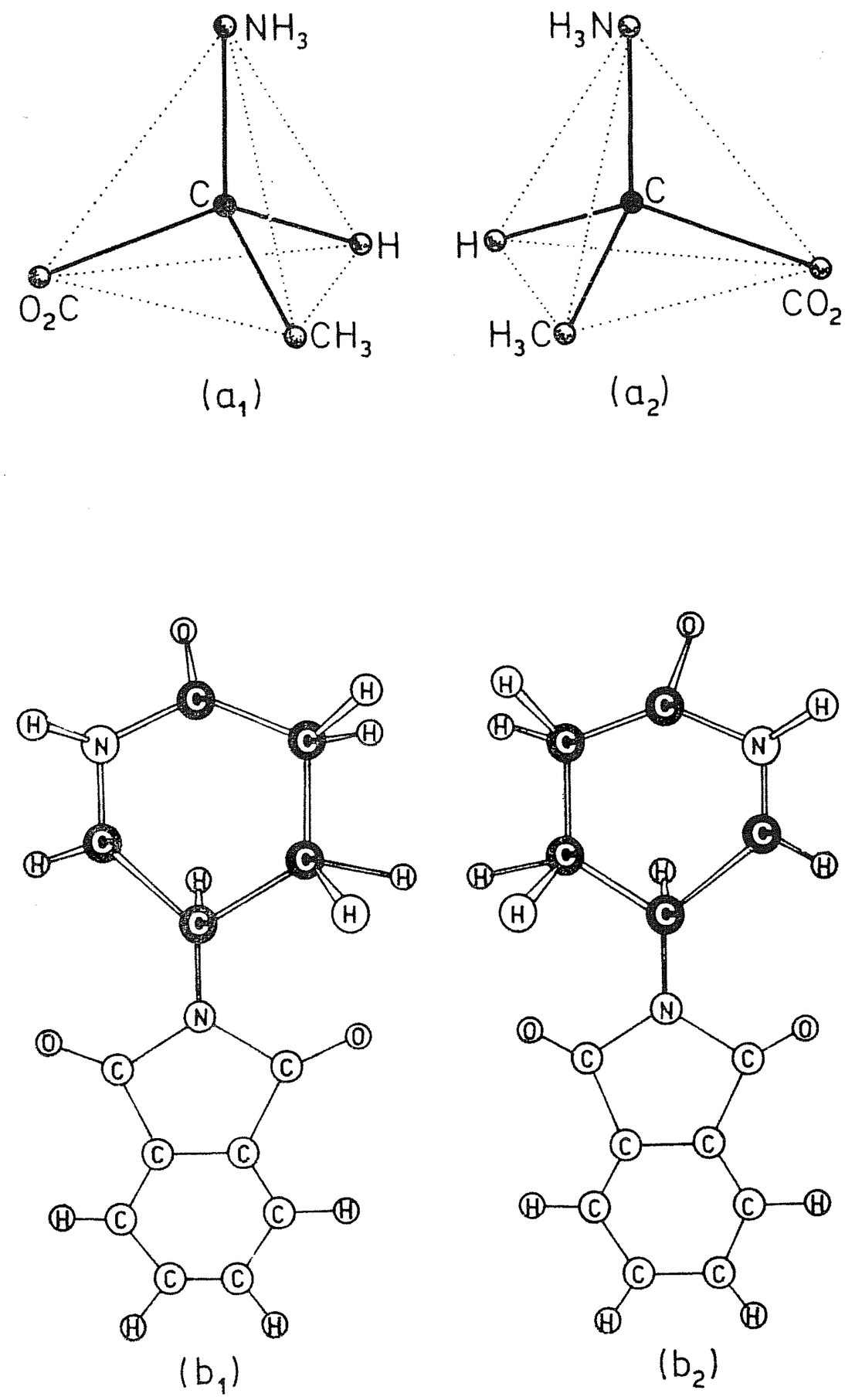
Simetrija je v fiziki, posebno v fiziki delcev, eno izmed najplodovitejših vodil. Čeprav je tako, pa je narava veliko bolj asimetrična kot vrata v Neiku. Sestavek obravnava dve različni asimetriji. Prva, *asimetrija molekul v živem svetu,* sodi v nadstropje živih bitij in gradi na teoriji elektromagnetne in šibke interakcije. Druga, *asimetrija snovi in antisnovi,* pa zadeva vse vesolje in njegov razvoj v vrhnjem nadstropju in se odpira na enotno teorijo, kakor imenujemo na kratko teorijo elektromagnetne, šibke in močne interakcije. Obe asimetriji utegneta izhajati od posebnosti šibke interakcije. Če je tako, je ta šibka interakcija odločilna za podobo sveta, v katerem živimo.

Do nedavnega so obravnavali štiri interakcije — močno, elektromagnetno, šibko in gravitacijsko — popolnoma ločeno. Ta ločenost je začela fizike motiti, tako da so si prizadevali kolikor mogoče poenotiti pogled na svet. V tem so se ravnali po I. Newtonu, ki je poenotil teorijo mehaničnih pojavov v Osončju in na Zemlji, in J. C. Maxwellu, ki je poenotil teorijo električnih, magnetnih in optičnih pojavov. Steven Weinberg (1967) in Abdus Salam (1968) sta neodvisno drug od drugega po poti, ki so jo pripravili drugi fiziki, postavila *teorijo elektromagnetne in šibke interakcije.* Po podobnem kopitu poskušajo zdaj poenotiti to teorijo in teorijo močne interakcije, kvantno kromo-

dinamiko, v *enotno teorijo* (GUT-grand unified theory). Čeprav je ta teorija dosegla nekatere delne uspehe, še zdaleč ni dokončana. Ker niti še ne vemo, katera njena inačica bo obveljala, je bolje, da mislimo na teorije, ki so še v delu. Daljni cilj pa je obravnavanje vseh štirih interakcij na enotni osnovi v okviru *supersimetrije*.



Sl. 1. Glavna nadstropja v naravi; na navpično os je nanesena tipična razsežnost. Za to, da so sosednja nadstropja razmeroma dobro ločena, poskrbi različna tipična energija



Sl. 2. Molekuli levosučnega (a_1) in desnosučnega (a_2) alanina. Molekul ne moremo prevesti druge v drugo z vrtenjem, ampak le z zrcaljenjem. Molekuli levosučnega (b_1) in desnosučnega (b_2) kontergana (talidomida). Zdravilo s tem imenom, ki je povzročilo, da so se rodili otroci z iznakaženimi rokami, je vsebovalo enako obojih molekul. Poskusi s podganami so pokazali, da desnosučna oblika ne povzroča poškodb. Tudi kinolin, zdravilo proti malariji, je v desnosučni obliki manj škodljivo in učinkovitejše kot v levosučni. Zdravila te vrste so se razvila iz barvil in molekule vsebujejo večinoma vsaj po en asimetrični ogljikov atom (398 od 486 v ameriškem seznamu zdravil za leto 1980). Kljub temu jih večinoma uporabljajo v obliki neaktivne mešanice [2]

Asimetrija molekul živega sveta

Na začetku naredimo preprost poskus. Curek enobarvne svetlobe usmerimo na polarizator in analizator. Ko damo mednju posodico z raztopino sladkorja, prepustita prekrižana polarizator in analizator nekaj svetlobe. Analizator moramo zasukati kot desni vijak, ki leze v smeri curka, da zadrži vso svetlobo. Sladkor je *optično aktiven* — zasuče *polarizacijsko ravnino*, in sicer je *desnosučen*. Aminokisline so tudi optično aktivne, a so *levosučne*, ker zasučejo polarizacijsko ravnino v nasprotni smeri. Levosučne aminokisline sestavljajo molekule beljakovin, brez katerih ni življenja. Z nekaj izjemami v preprostih organizmih, na primer v celičnih opnah nekaterih bakterij, sestavljajo vse beljakovine v naravi levosučne aminokisline.

Kako so ugotovili in pojasnili to asimetrijo? Že na začetku prejšnjega stoletja je Jean Baptiste Biot opazil, da so kristali kremena optično aktivni. Danes vemo, da velja to za vse kristale, ki nimajo centra simetrije in ki nastopajo v dveh različkih, prirejenih drug drugemu kot leva roka desni. Biotu se je zdelo umljivo, da raztopina kremena ni bila optično aktivna. Začudil pa se je, ko je opazil, da so optično aktivne raztopine sladkorja, soli vinske kisline in nekaterih drugih organskih snovi, ki so jih izdelala živa bitja.

Raziskovanja optične aktivnosti raztopin se je lotil mladi kemik Louis Pasteur, ki je postal pozneje znan kot lovec na mikrobe. Proučeval je optično aktivno sol vinske kisline, ki se je nabrala v sodih, in optično neaktivno v laboratoriju izdelano sol z enako kemijsko sestavo. Leta 1853 je ugotovil, da obstajata dve vrsti kristalčkov, ki so si prirejeni kot leva roka desni. V neaktivni soli sta obe enako zastopani, aktivno sol pa sestavljajo samo kristalčki ene vrste. V neaktivni soli je pod mikroskopom ločil obe vrsti kristalčkov in je z njima dobil levosučni in desnosučni različek raztopine.

Pojav sta pojasnila neodvisno drug od drugega leta 1874 Joseph Achile Le Bel in Jacobus Henricus van't Hoff. Vse molekule optično aktivnih spojin vsebujejo *asimetrični ogljikov atom*. To je atom ogljika, na katerega so vezani štirje različni atomi ali skupine atomov, ki so razporejeni kot oglišča tetraedra okoli središča. Pri tem je mogoče razporediti atome ali atomske skupine okoli ogljikovega atoma na dva različna načina, ki ju ni mogoče prevesti drugega v drugega z vrtenjem, ampak le z zrcaljenjem na ogljikovem atomu (Sl. 2) [2], [3].

Ko tako razumemo optično aktivnost raztopin, se vsili vprašanje, odkod izvira na začetku omenjena asimetrija v naravi. Nekoliko poenostavljeno se ponujata dva odgovora: asimetrija odraža asimetrijo zakonov narave ali vsaj robnih pogojev ali pa je zgolj posledica naključja. Večina fizikov, ki so se ukvarjali s tem vprašanjem, se je nagibala k prvemu odgovoru vsaj kot k delovni domnevi: Iščimo asimetrijo v zakonih ali v robnih pogojih in šele če je ne bomo našli, se sprijaznimo z odločilno vlogo naključja.

Ob tem se bo marsikdo vprašal, kako naj bo naključje krivo za to, da so po vsem svetu beljakovine sestavljene iz levosučnih aminokislin. To je mogoče, če se je življenje na Zemlji razvilo iz enotne osnove. Pri presnavljanju se beljakovine cepijo na manjše enote in zopet polimerizirajo. V takih okoliščinah zadostuje, da je na začetku ene optično aktivne oblike samo malo več kot druge. Po doglednem času prevlada ta in druga izgine. Reakcije čistih oblik potekajo namreč mnogo hitreje kot reakcije mešanic. Levosučna (ali

desnosučna) aminokislina se polimerizira kakih dvajsetkrat hitreje kot mešanica iz enakih delov obeh. Gre torej le za to, ali je malenkostni začetni presežek ene optično aktivne oblike nastal zaradi asimetrije zakonov narave in robnih pogojev ali po naključju.

Spočetka so fiziki, ki so zagovarjali prvi odgovor, iskali predvsem asimetrične robne pogoje. Že leta 1849 je Michael Faraday odkril, da postane palica iz neaktivnega stekla v magnetnem polju optično aktivna. Zato so L. Pasteur in drugi najprej pomislili na zemeljsko magnetno polje, pa tudi na električno in gravitacijsko polje ter na vrtenje Zemlje. Vsi poskusi v tej smeri pa so se izjalovili. Kazali so, da je asimetrija neločljivo povezana z življenjem. Optično aktivno sol vinske kisline je dobil L. Pasteur le v proizvodu kvasovk ali potem ko je cepil neaktivno mešanico z neko plesnijo ali sam izbral kristalčke pod mikroskopom.

Pierre Curie je leta 1894 spoznal, da nobeno izmed teh polj sámo ne more sprožiti nastanka optično aktivne snovi, mislil pa je, da sta tega zmožni dve polji. Poznejše razglabljanje je pokazalo, da tudi to ni mogoče. N. Kuhn je leta 1929 ugotovil, da krožno polarizirana svetloba iz neaktivne snovi naredi aktivno, ker se pač bolj absorbira v eni vrsti molekul in jih zato več razkroji. Sončna svetloba je sicer ob vzhodu in ob zahodu delno (do 0,1 %) krožno polarizirana, vendar je ob vzhodu natanko toliko polarizirana v eno smer kot ob zahodu v drugo. Tudi drugi podobni učinki se izravnajo.

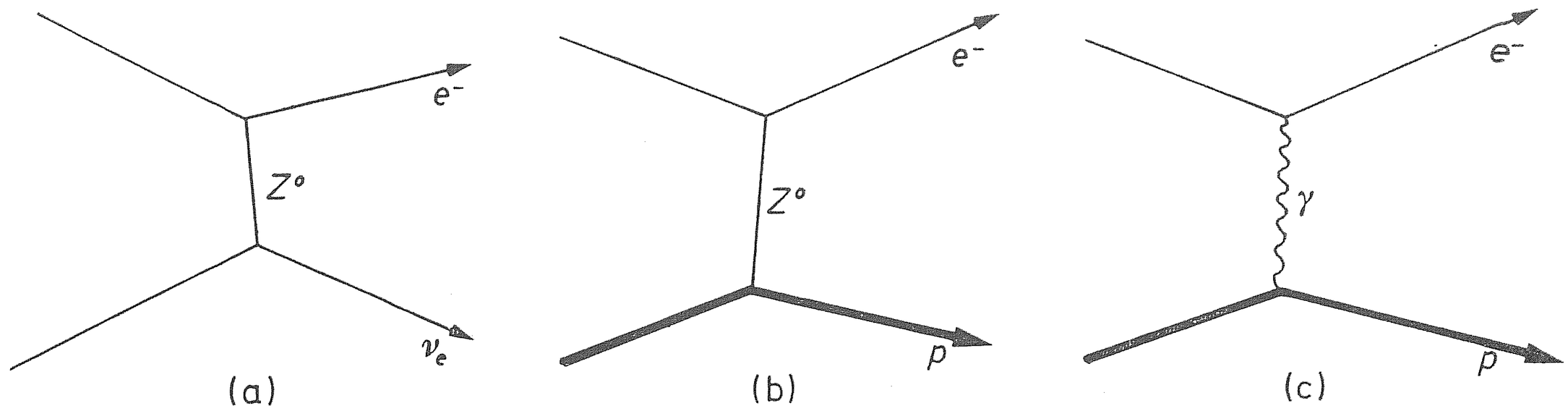
Skoraj sto let trajajoči neuspešni poskusi, da bi našli vzrok za asimetrijo molekul živega sveta v robnih pogojih, so postavili v ospredje vlogo naključja. Razmere pa so se spremenile, ko sta leta 1956 T. D. Lee in C. N. Yang opozorila na možnost, da se pri šibki interakciji ne ohrani *parnost*, in ko so to možnost potrdili s poskusi [4]. Že naslednje leto sta F. Vester in C. Sagan neodvisno drug od drugega opozorila, da bi šibka interakcija utegnila biti kriva za asimetrijo molekul živega sveta. Prvi je s svojimi sodelavci poskusil dokazati, da povzročajo elektroni iz naravnih radioaktivnih izotopov ^{32}P, ^{30}S in drugih nastanek aktivnih snovi iz neaktivnih mešanic. Ti elektroni imajo namreč spin postavljen v nasprotni smeri gibanja — stopnjo polarizacije določa razmerje njihove hitrosti in hitrosti svetlobe. Pozneje so pomislili, da lahko posreduje v tem primeru krožno polarizirano zavorno sevanje, ki ga prožijo polarizirani elektroni. Toda ne eni ne drugi eksperimentatorji niso mogli ugotoviti nobene optične aktivnosti neaktivnih raztopin, ki so jih obstreljevali z elektroni iz naravnih radioaktivnih izotopov [5]. Tudi poskusi s polariziranimi elektroni iz pospeševalnika niso dali pričakovanih izidov.

Odkritje neohranitve parnosti je premaknilo razmišljanje od asimetričnih robnih pogojev k asimetričnim zakonom narave. Novo pot je nakazal že leta 1966 Y. Yamagata. Predlagal je, da imata zaradi neohranitve parnosti pri šibki interakciji med jedri in elektroni obe obliki asimetrične molekule v osnovnem stanju malo različni energiji. To je ostalo le ugibanje, dokler niso napovedali *nevtralnega šibkega toka* in ga potrdili s poskusi v CERN (1974) [6]. Ta del šibke interakcije ima namreč vodilno vlogo v atomih in molekulah, v katerih se naboj ne seli z delca na delec.

Zaradi nevtralnega šibkega toka, ki ga posreduje nevtralni šibki bozon Z^0 (Sl. 3), so vse snovi neznatno optično aktivne. Ta pojav se je posrečilo potrditi s poskusi. Teorija šibke in elektromagnetne interakcije napoveduje v najboljšem primeru pri poskusu dosegljivi zasuk polarizacijske ravnine za

10^{-5} stopinje. Pod tolikšnim kotom vidimo premer igle v razdalji 8 kilometrov. Več skupin je merilo s paro bizmuta, a dolgo niso dobili pričakovanega rezultata. V letih od 1978 do 1980 pa so prišle iz Oxforda in Seattla ter iz Moskve in Novosibirska vesti o uspehu. Vsi rezultati se po velikosti še ne skladajo popolnoma, a o pojavu samem ni več nobenega dvoma [7]. Medtem so z merjenjem prepričali tudi o neohranitvi parnosti pri sipanju polariziranih protonov na jedrih v vodi [8].

Vsi ti poskusi nedvoumno kažejo, da je svet asimetričen, če ga pogledamo dovolj podrobno. Slikovito bi lahko rekli, da je vesolje »šibki levoroki velikan«.



Sl. 3. Nevtralni šibki bozon Z^0 posreduje šibko interakcijo, ki ustreza nevtralnemu šibkemu toku: pri sipanju nevtrina na elektronu (a) in med elektronom in protonom (b). Šibka interakcija (b) prispeva pri sobni temperaturi po grobi oceni okoli 10^{19}-krat manj k vezavni energiji kot elektromagnetna interakcija (c)

Iz zadnjega časa izvira več računov, ki kažejo, da je energija molekule levosučne aminokisline na primer alanina v osnovnem stanju za okoli

$$\Delta W = 10^{-17}\, kT$$

nižja kot energija molekule desnosučnega različka. V ravnovesnem stanju je tedaj v mešanici $N_1 = N_0\, e^{-(W-\Delta W)/kT}$ prvih molekul in $N_2 = N_0\, e^{-W/kT}$ drugih. Presežek prvih molekul nad drugimi je potemtakem

$$(N_1 - N_2)/(N_1 + N_2) = \tfrac{1}{2}\, \Delta W/kT = 0{,}5 \,.\, 10^{-17}$$

V molu mešanice s $6 \,.\, 10^{23}$ molekulami je prvih pri sobni temperaturi nekaj milijonov več kot drugih [2].

V sistemu, v katerem teče avtokatalitična reakcija — pri taki reakciji reakcijski proizvod spodbuja potek — lahko v času od 500 do 1000 let popolnoma prevlada levosučna oblika [9]. Računi so dokaj nepregledni in polni privzetkov. Vendar prvič kažejo kvantitativno utemeljeno pot, po kateri lahko pojasnimo asimetrijo molekul v živem svetu z asimetrijo zakonov narave. Pretiran optimizem pa naj zaduši ugotovitev, da tega ne bo mogoče zanesljivo trditi, dokler ne bodo do kraja pojasnili razvoja življenja.

Asimetrija snovi v vesolju

Asimetrija med delci in antidelci je za fizika še zanimivejša. *Antisnov* iz antiatomov, v katerih se pozitroni gibljejo okoli antijeder iz antiprotonov in antinevtronov, ima sama zase enake lastnosti kot *snov* iz atomov, v katerih se gibljejo elektroni okoli jeder iz protonov in nevtronov. Vendar so na Zemlji sami atomi, a nobenega antiatoma. Po meteoritih sklepamo, da je tako

tudi v Osončju, in po kozmičnih delcih, da je tako v Galaksiji. Oddaljeni predeli vesolja bi sicer lahko skrivali antigalaksije iz antisnovi. Po elektromagnetnem valovanju namreč ne bi mogli naravnost razločiti antigalaksij od galaksij, saj so fotoni sami sebi antidelci. Fotoni, ki nastanejo ob anihilaciji delcev in antidelcev, bi poskrbeli, da bi se razbežale galaksije in antigalaksije, ki bi nastale na zgodnji razvojni stopnji vesolja zaradi naključnega presežka delcev nad antidelci in antidelcev nad delci. Fotonski plin bi imel pri tem podobno vlogo kot vodna para v plasti med vodno kapljo in vročo ploščo na štedilniku, po kateri se kaplja giblje sem in tja. Za tako simetrično vesolje sta se zavzemala na primer Oskar Klein in v zadnjem času Hannes Alfvén [10].

Vendar govori proti tej zamisli merjenje polarizacije radijskih valov z različnimi valovnimi dolžinami z zelo oddaljenih vesoljskih radijskih izvirov — kvazarjev. Podatki o zasuku polarizacijske ravnine podpirajo domnevo, da izpolnjuje vesolje zelo razredčena plazma in zelo šibko, a enotno magnetno polje. V antiplazmi v magnetnem polju bi se namreč polarizacijska ravnina sukala v nasprotni smeri. Če bi radijski valovi iz zelo oddaljenega izvira na poti do nas šli skozi predele plazme okoli galaksij in skozi predele antiplazme okoli antigalaksij, bi se morali v povprečju zasuki izravnati in bi pričakovali le zelo majhne naključne zasuke za radijske valove, ne glede na valovno dolžino [11]. Vendar to ni edini razlog, zaradi katerega dandanes mislimo, da je vesolje glede delcev in antidelcev asimetrično.

Tudi to asimetrijo lahko izvajamo iz asimetrije osnovnih zakonov ali dolžimo zanjo naključje. Pred časom so stavili bolj na drugo možnost, zdaj pa je mogoče videti kvantitativno podprto pot, po kateri naj bi asimetrijo pojasnil zakon narave. To pot si je vredno ogledati tudi zato, da spoznamo, kako se dandanes fizika delcev in astrofizika vse tesneje povezujeta. Težkih bozonov X z lastno energijo okoli 10^{18} MeV, ki jih prinese enotna teorija, ne bo uspelo pridobiti v laboratoriju. Na zgodnjih razvojnih stopnjah pa jih je bilo obilo v vesolju. Vesolje je bilo tedaj nekakšen visokoenergijski laboratorij brez primere. Tako je mogoče enotno teorijo preskusiti pri proučevanju razvoja vesolja in hkrati prispevati k temu, da bi razvozlali uganko o razvoju vesolja.

»Vstopili smo že v obdobje popospeševalniške fizike, v katerem preskušamo osnove fizike na celotni zgodovini vesolja.«

M. M. Waldrop, *Supersymmetry and supergravity,*
Science **220** (1983) 491.

Osnova za razmišljanje o razvoju vesolja je še vedno **standardni model,** katerega glavne poteze bomo na kratko ponovili v naslednjem razdelku [12]. Na tem mestu samo povejmo, da se je po tem modelu vesolje začelo pred kakimi 12 milijardami let ali več z *velikim pokom.* Odtlej se vesolje razteza in snov v njem redči in hladi. Povprečno kinetično energijo delcev v njem ocenimo z enačbo

$$kT = a/t^{1/2} \qquad a = 1\ \mathrm{MeV}\ .\ \mathrm{s}^{1/2} \tag{1}$$

ki jo bomo utemeljili v naslednjem razdelku. V njej je t čas, k Boltzmannova konstanta in T absolutna temperatura. Dokler je energija kT večja od lastne energije danega delca mc^2, ti delci in njihovi antidelci na veliko nastajajo pri trkih. Ko pa energija kT pade pod mejo mc^2, neobstojni delci kmalu razpadejo in se delci in antidelci anihilirajo.

Pribijmo, da velja enačba (1) približno, če je čas t dovolj velik. Pri zelo majhnem času, torej pri zelo veliki gostoti snovi in visoki temperaturi, pridejo do zraza že kvantni pojavi v gravitacijskem polju. Tedaj bi morali uporabiti *kvantno teorijo gravitacijskega polja,* ki pa je za zdaj še ne poznamo. Mejo časa ocenimo tako, da poiščemo najpreprostejšo kombinacijo gravitacijske konstante $G = 6{,}67 \,.\, 10^{-11}$ Nm²/kg², Planckove konstante, deljene z 2π, to je $\hbar$, in svetlobne histrosti c z enoto časa. Tako dobljeni *Planckov čas*

$$t_P = (G\,\hbar/c^5)^{1/2} = 5{,}39 \,.\, 10^{-44}\ \mathrm{s}$$

je spodnja meja zaradi kvantnih pojavov v gravitacijskem polju.

Energiji 10^{18} MeV ustreza po enačbi (1) čas 10^{-36} s. Od Planckovega časa do tega časa so pri trkih nastajali težki bozoni X. Pri tolikšni energiji so bile sklopitvene konstante šibke, elektromagnetne in močne interakcije enake in te interakcije popolnoma enakopravne. V snovi so bili tedaj enakopravni kvarki in leptoni in njihovi antidelci. Na začetku tega časa je vesolje hitro doseglo toplotno ravnovesje, četudi je bilo ob velikem poku morda v neravnovesnem stanju. Ker se je število kvarkov z barionskim številom po $\frac{1}{3}$ ujemalo s številom antikvarkov z barionskim številom po $-\frac{1}{3}$, je bilo barionsko število vesolja enako nič.

Po času 10^{-36} s je temperatura tako padla, da so težki bozoni in njihovi antidelci kmalu razpadli, pri trkih pa niso več nastajali novi. Zdaj je prišlo v vesoljski snovi do *fazne spremembe* iz simetričnega stanja v asimetrično, v katerem vse tri interakcije niso bile več enakopravne in so se kvarki začeli obnašati drugače kot leptoni. Težki bozoni so med fazno spremembo in po njej razpadli na pare kvark-antikvark ali na kvarke in leptone, njihovi antidelci pa na pare kvark-antikvark ali na antikvarke in antileptone. Pri tem je bil v obeh primerih razpad na lepton ali antilepton okoli tisočkrat manj pogost kot razpad na kvarkovski par. Razpadov na lepton ali antilepton je bilo tedaj okoli $r = 10^{-3}$-krat toliko kot razpadov na kvarkovski par.

Zaradi posebnosti šibke interakcije, ki povzroča te razpade, je bil delež razpadov težkih bozonov na kvark in lepton r_{q1} malo večji od deleža razpadov antidelcev težkih bozonov na antikvark in antilepton $r_{\overline{q1}}$. Relativno razliko obeh deležev ocenimo z

$$a = (r_{q1} - r_{\overline{q1}})/(r_{q1} + r_{\overline{q1}}) = 10^{-3}$$

Enotna teorija namreč napoveduje, da se ne ohrani ne skupno število barionov ne skupno število leptonov.

Tako je bilo v snovi po fazni spremembi nekaj več kvarkov kot antikvarkov in nekaj več leptonov kot antileptonov. Zaradi tega je bilo barionsko število vesolja tedaj od nič različno. Tega števila B ni težko ugotoviti. Vzemimo, da je bilo na začetku N_X težkih bozonov in prav toliko njihovih antidelcev. Od tega jih je $r\,N_X$ razpadlo na leptone in kvarke ali antileptone in antikvarke. Zaradi asimetrije pri teh razpadih je nastalo $a\,r\,N_X$ več kvarkov kot antikvarkov. Po trije kvarki so se spojili v barion in po trije antikvarki v antibarion. Barioni so se anihilirali z antibarioni in preostal je samo presežek barionov [13]

$$B = \tfrac{1}{3}\,a\,r\,N_X$$

nad antibarioni.

Pred fazno spremembo so vsi delci nastopali enakopravno. Tedaj je bilo razmerje med številom težkih bozonov N_X in številom vseh delcev N_0 enako razmerju števila vseh mogočih težkih bozonov in števila vseh mogočih drugih delcev, približno 3/1000. S tem dobimo

$$B = \tfrac{1}{3} \,.\, 10^{-3} \,.\, 10^{-3} \,.\, 3 \,.\, 10^{-3} N_0 = 10^{-9} N_0$$

Rezultat lahko vsaj glede velikostne stopnje preverimo. Število barionov B se po fazni spremembi do danes ni znatno spremenilo. Število vseh delcev pred fazno spremembo pa postavimo enako današnjemu številu fotonov $N_0 = N_\gamma$. Potem pride dandanes v vesolju en barion na okoli milijardo fotonov. To ne nasprotuje znanim podatkom. Današnja povprečna gostota snovi ustreza nekako trem barionom v kubnem metru. Pri tem smo pač vzeli neko srednjo vrednost povprečne gostote snovi. (Pojasnili jo bomo v naslednjem razdelku.) V prasevanju s temperaturo okoli 3 K je v povprečju v kubnem metru okoli 10^9 fotonov. Tako se »eksperimentalno« določeno razmerje B/N_γ ne razlikuje znatno od »izračunanega« razmerja $B/N_0 = 10^{-9}$.

Trditve, da je število vseh delcev pred fazno spremembo enako številu fotonov po njej, nismo utemeljili. Tudi asimetrije a in deleža r nismo izpeljali iz enotne teorije, ampak smo ju le ocenili. Kljub temu smemo reči, da smo nakazali mogočo pot, po kateri bi utegnili pojasniti današnjo asimetrijo med delci in antidelci v vesolju. Prvo trditev je mogoče utemeljiti s termodinamičnimi razlogi (širjenje je adiabatično in entropija se ohrani). Koeficienta r in a lahko izračunamo z enotno teorijo, a rezultat je odvisen od tega, za katero inačico torije se odločimo [14].

Standardni model

Enotna teorija je spremenila naš pogled na razvoj vesolja. Za začetek ponovimo glavne poteze standardnega modela [12]. Izhajamo od spoznanja, da je vesolje na velikih razdaljah homogeno in izotropno. Za osnovne gradnike vzamemo jate galaksij, ki jih obravnavamo kot enakomerno porazdeljena točkasta telesa. Le-ta se tem hitreje oddaljujejo drugo od drugega, čim bolj so oddaljena. Po *Hubblovem zakonu*, ki ga v povprečju potrjujejo merjenja rdečega premika spektralnih črt v svetlobi oddaljenih galaksij, je hitrost oddaljevanja sorazmerna z oddaljenostjo:

$$v = H R \tag{2}$$

$H^{-1} = 18$ milijard let je Hubblov čas, pred katerim bi se začelo vesolje širiti, če bi se širilo ves čas tako kot danes. Ker se je nekdaj širilo hitreje, se je začelo širiti pred krajšim časom, pred nekako $\frac{2}{3} H^{-1} = 12$ milijardami let.

V preprostem modelu v Newtonovi mehaniki opišemo vesolje z razširjajočim se kroglastim oblakom točkastih teles. Energijo točkastega telesa z maso m v razdalji R od središča sestavljata kinetična in potencialna energija:

$$W = \tfrac{1}{2} m v^2 - G m M/R \tag{3}$$

Masa M vseh teles v krogli z radijem R se ohrani, tako da je povprečna gostota snovi $\varrho = M/(4 \pi R^3/3)$ obratno sorazmerna z R^3. Dandanes prevladuje v vesolju — po energiji ne po številu delcev — snov nad sevanjem in smemo

vzeti za povprečno gostoto snovi in energije v vesolju kar gostoto snovi. Pri energiji $W = 0$ vstavimo v enačbo (3) Hubblov zakon (2) in izrazimo maso M z gostoto, pa lahko iz enačbe $m\, r^2(\frac{1}{2} H^2 - 4\, \pi\, G\, \varrho_k/3) = 0$ izračunamo *kritično gostoto:*

$$\varrho_k = 3\, H^2/8\, \pi\, G = 5\, .\, 10^{-27}\ \mathrm{kg/m^3} \tag{4}$$

Temu ustrezajo približno 3 vodikovi atomi v kubnem metru. Če je povprečna gostota snovi in energije v vesolju ϱ večja kot kritična gostota ϱ_k, prevlada potencialna energija nad kinetično in širjenju vesolja bo sledilo krčenje. Če je manjša, pa prevlada kinetična energija nad potencialno in se bo vesolje širilo v nedogled. V mejnem primeru, ko sta gostoti enaki, sta enaki tudi obe energiji in se bo vesolje sicer širilo v nedogled, a bo doseglo asimptotično hitrost nič. Po sedanjih podatkih se ni mogoče zanesljivo odločiti med naštetimi tremi možnostmi. Vse pa kaže, da leži povprečna gostota na intervalu med $0{,}02\, \varrho_k$ in $10\, \varrho_k$, čeprav najdemo v literaturi tudi precej ožji interval. V ocenah zato pogosto računamo kar s kritično gostoto ali postavimo $W = 0$ — z enakim učinkom.

Na zgodnji razvojni stopnji vesolja prevladuje energija sevanja nad energijo snovi. Zato v oceni izenačimo povprečno gostoto snovi in energije z gostoto snovi, ki ustreza sevanju:

$$\varrho_s = \overline{w}/c^2 = 4\, \sigma\, T^4/c^3 \tag{5}$$

Upoštevali smo, da velja za gostoto energijskega toka v sevanju Stefanov zakon $j = \sigma\, T^4$ s Stefanovo konstanto $\sigma = 5{,}67\, .\, 10^{-8}\ \mathrm{W/m^2K^4}$ in da to gostoto povezuje s povprečno gostoto energije $\overline{w}$ enačba $j = \frac{1}{4}\, \overline{w}\, c$. V enačbo (3) z $W = 0$ postavimo $v = dR/dt$ in enačbo $R^{1/2}\, dR = (2\, G\, M)^{1/2}\, dt$ integriramo 0 do R oziroma t:

$$R^3 = \tfrac{9}{2}\, G\, M\, t^2$$

Gostoto snovi $\varrho = M/(4\, \pi\, R^3/3) = 1/6\, \pi\, G\, t^2$ izenačimo z gostoto sevanja (5), pa sledi enačba (1) z

$$\alpha = k(c^3/24\, \pi\, G\, \sigma)^{1/4} = 1{,}5\ \mathrm{MeV\ s^{1/2}}$$

Zgornjemu računu je treba dodati še nekaj besed. V njem smo upoštevali samo elektromagnetno sevanje. Tega pa vsaj na zgodnji razvojni stopnji vesolja ne bi smeli narediti. Tedaj so namreč vsi delci enakopravni in smemo vzeti, da so imeli vsi lastno maso nič. Tako so veljale za vse delce s celim spinom enake enačbe kot za elektromagnetno sevanje. Zato bi morali upoštevati energijo vseh ustreznih sevanj. Ker pa različnih sevanj ni veliko, njihovo število, ki nastopa tako kot Stefanova konstanta σ v imenovalcu pod četrtim korenom, izenačimo z 1. Zadovoljimo pa se tudi z oceno $\alpha = 1\ \mathrm{MeV\ s^{1/2}}$.

Preprosti model vesolja v Newtonovi mehaniki se ne sklada z zahtevo po homogenosti in izotropnosti, saj ima kroglasti oblak središče. To pomanjkljivost odpravi *splošna teorija relativnosti.* Presenetljivo ostanejo v tej teoriji v veljavi zapisane enačbe, če ne poskušamo zajeti zgodnje razvojne stopnje vesolja, na kateri bi morali upoštevati tlak [12]. Le nekaterim količinam moramo dati drugačen pomen. Iz razdalje od središča postane $R(t)$ *funkcija širjenja,* s katero izrazimo oddaljenost katere koli dvojice jat. Primeru $\varrho > \varrho_k$ ustreza *zaprto vesolje* s pozitivno *ukrivljenostjo,* ki ni omejeno, a ima končno prostornino — po tem ga lahko primerjamo s površjem krogle. Primeru

$\varrho < \varrho_k$ ustreza *odprto vesolje* z negativno ukrivljenostjo, ki ni omejeno in nima končne prostornine — primerjamo ga s sedlasto ploskvijo. Primeru $\varrho = \varrho_k$ pa ustreza *ravno vesolje* z ukrivljenostjo 0, ki tudi ni omejeno in nima končne prostornine — primerjamo ga z ravnino.

Standardni model stoji na treh eksperimentalnih temeljih: na Hubblovem zakonu, na prasevanju in na sestavi vesoljske snovi. Prasevanje z današnjo temperaturo okoli 3 K izvira iz časa okoli $3 \cdot 10^5$ let, ki mu po enačbi (1) ustreza temperatura okoli 4000 K. Dotlej je bila snov tako gosta, da se je sevanje v njej izdatno sipalo in sta bila snov in sevanje v toplotnem ravnovesju. Odtlej pa sta se razvijala ločeno, ker je bila snov že tako razredčena, da je postala za sevanje prozorna in to z njo ni več izdatno sodelovalo. Lahki izotopi in elementi ^{2}H, ^{3}He, ^{4}He, Li, Be, B so nastali pri reakcijah med protoni in nevtroni v času med 1 sekundo in 15 minutami, ko je bila temperatura dovolj nizka, da se jedra pri trkih niso več razletela, a nevtroni še niso razpadli. Izmerjene deleže teh izotopov — delež helija doseže po masi 25 % — neprisiljeno pojasni standardni model.

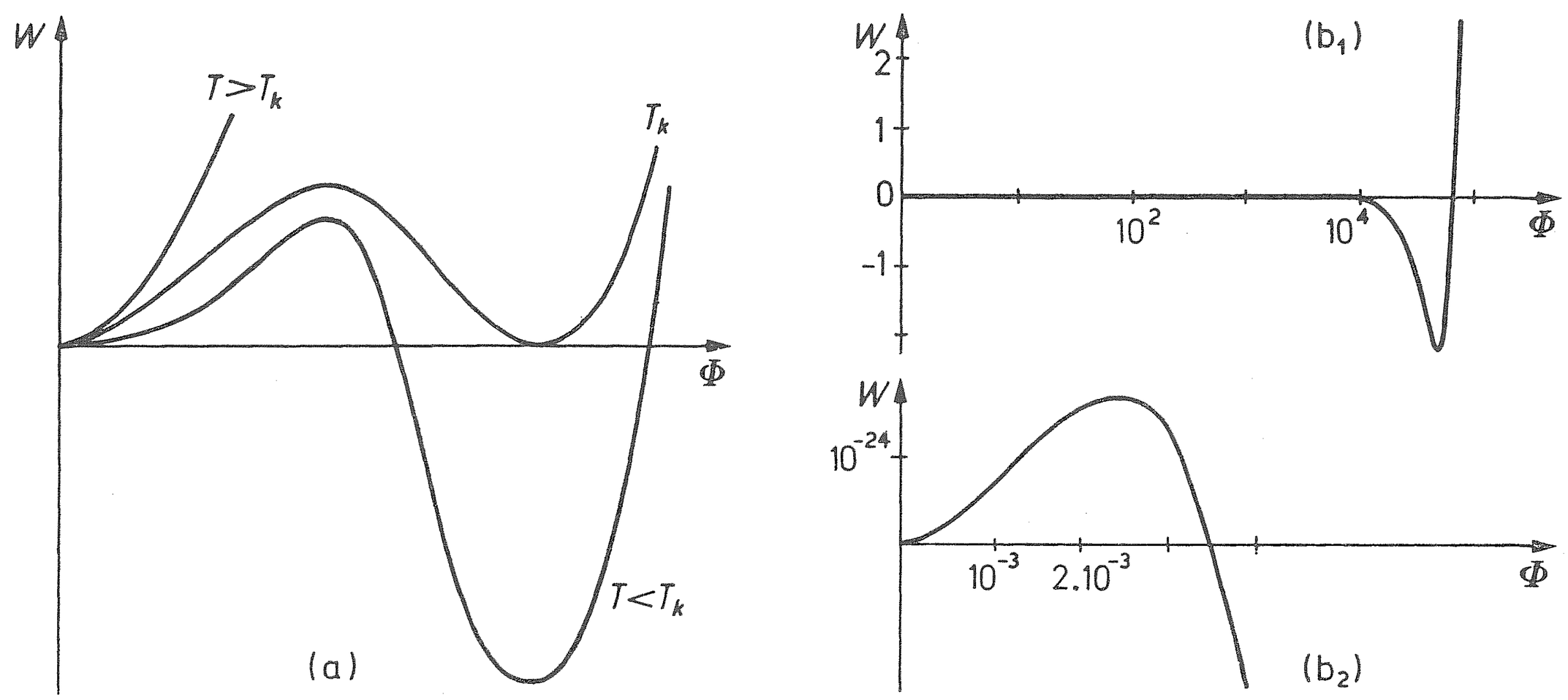
Napihnjeno vesolje

Enotna teorija je ponudila možnost, da nadaljujemo standardni model v času nazaj skoraj do Planckovega časa. Pri tem ima ključno vlogo fazna sprememba iz simetrične v asimetrično obliko snovi, če merimo s simetrijo in asimetrijo na enakopravnost ali neenakopravnost treh interakcij. Uporabna prispodoba za to fazno spremembo je strjevanje vode: voda ustreza simetrični fazi, saj so v kapljevini vse smeri enakopravne, led pa asimetrični fazi, saj v kristalu vse smeri niso enakopravne. Pri fazni spremembi ima pomembno vlogo *Higgsovo polje,* ki ga uvede teorija šibke in elektromagnetne interakcije. Ta teorija začne s štirimi vektorskimi polji z delci z lastno energijo nič in vpelje štiri Higgsova polja. Tri od teh poskrbijo za to, da dobijo šibki bozoni W^+, W^- in Z^0 od nič različno lastno energijo in kakega drugega učinka teh polj ni mogoče opaziti [15]. Četrtemu Higgsovemu polju ni namenjena taka vloga, saj obdrži foton lastno energijo nič. To polje in njegov delec, *Higgsov bozon,* bi se morala pokazati tudi z opaznimi učinki. Odkritje šibkih bozonov je potrdilo napoved male enotne teorije. Zato ne vidimo možnosti, da bi se izognili Higgsovemu postopku v zvezi z lastno energijo težkih bozonov X. Čeprav je mogoče slišati ugovore na račun tega postopka, za zdaj ni boljšega predloga.

Opisani postopek pripisuje vsakemu Higgsovemu polju nenavadno lastnost, da je gostota energije v vakuumu, ko ni polja, večja kot v stanju s poljem. Vakuumu brez polja pravijo zato *lažni vakuum.* To lastnost Higgsovega polja je treba upoštevati tudi v zelo gosti in vroči snovi v vesolju. Dokler je povprečna energija kT večja kot 10^{18} MeV, so fluktuacije tako izrazite, da ustreza lažni vakuum ravnovesnemu stanju. Potem ko pade povprečna energija znatno pod 10^{18} MeV, pa se pojavi globlji minimum (Sl. 4a). Zdaj zaradi tunelskega pojava lahko preide lažni vakuum v stanje z nižjo energijo, v katerem se pojavijo Higgsovi bozoni. Tako nastanejo v močno podhlajeni simetrični fazi mehurčki asimetrične faze. Imena ni treba razumeti dobesedno, upravičeno je zgolj zaradi pričakovane krogelno simetrične oblike predelov asimetrične faze.

Tukaj naletimo na prvo težavo. Skupaj z mehurčki naj bi nastali *magnetni monopoli*, delci z lastno energijo okoli 10^{19} MeV, ki nosijo osamljen severni ali osamljen južni magnetni pol. Monopole napoveduje teorija kot nekakšne točkaste kristalne napake, in sicer bi se morali monopoli javljati kar pogosto, čeprav doslej sploh še ni uspelo zanesljivo potrditi njihov obstoj [16].

Težavo je razvozlal ameriški fizik Alan Guth leta 1981 hkrati s še dvema drugima težavama, ki so ju očitali standardnemu modelu. Prva od njiju je *problem obzorja*. Prasevanje prihaja enako iz vseh delov vesolja, čeprav ti predeli že dolgo ne morejo biti več povezani s signali, ki ne potujejo hitreje kot svetloba. Izotropnost prasevanja bi moral standardni model zagotoviti s posebnim začetnim privzetkom. Druga težava je *problem ravnosti*. Če je dandanes v vesolju povprečna gostota snovi in energije le malo manjša ali malo večja od kritične gostote (4), se je ob Planckovem času moralo razmerje obeh gostot na 55 ali več mest ujemati z 1. Tudi za to je v standardnem modelu potreben poseben začetni privzetek.



Sl. 4. Gostota energije w Higgsovega skalarnega polja v odvisnosti od jakosti polja Φ pri različnih temperaturah po scenariju napihnjenega vesolja (a) in po scenariju novega napihnjenega vesolja (b_1). Povečani izsek (b_2) kaže v spremenjenem merilu zelo plitev vrh. T_k je temperatura, ki ustreza prehodu iz simetrične v asimetrično fazo [18]

Guthovo zdravilo za vse tri težave se je imenovalo *napihnjeno (inflacijsko) vesolje* [17]. Guth je opozoril na to, da rastejo mehurčki asimetrične faze s hitrostjo, ki doseže skoraj svetlobno hitrost. Tudi kristalne kali, ki bi jih vsadili v močno podhlajeno vodo, bi zelo hitro rasle. Razmere v mehurčku opišemo z negativnim tlakom in ustrezno efektivno odbojno gravitacijo. Tako mehurček raste eksponentno, v 10^{-34} s se mu podvoji premer, v času 10^{-32} s pa naraste na 10^{50}-kratno začetno vrednost. Med napihovanjem se v vseh delih mehurčka ohranijo značilnosti začetnega toplotnega ravnovesja, tako da odpade težava z obzorjem. Med napihovanjem se tudi povprečna gostota snovi in energije v mehurčku hitro približa kritični gostoti, ne glede na začetno vrednost. V vsakem mehurčku naj bi nastalo malo monopolov, ki bi bili po naraščanju tako redki, da ne bi povzročali posebnih težav.

Vendar pa je Guthovo napihnjeno vesolje skrivalo na prvi pogled nepremagljivo težavo. Mehurčki bi se med naraščanjem razmikali in bi jih ločevala simetrična faza, ki bi se obdržala do današnjih dni. Tako vesolje bi bilo močno nehomogeno, torej v izrazitem nasprotju z zamislijo o njegovi homogenosti. Težavo so odstranili neodvisno drugi od drugih sovjetski fizik A. D. Linde in ameriška fizika Andreas Albrecht in Paul J. Steinhardt z *novim napihnjenim vesoljem* že naslednje leto [20], [21]. S posebno izbiro parametrov Higgsovega polja so dosegli zelo plitev minimum lažnega vakuuma (Sl. 4b). Iz tega minimuma prehaja snov v asimetrično fazo postopno in drugače kot pri Guthu. Namesto ločenih kroglastih mehurčkov nastanejo dotikajoče se domene asimetrične snovi, znotraj katerih ima Higgsovo polje določeno vrednost. Domene se dotikajo in jih ne ločujejo predeli simetrične snovi. Vsaka domena se razvije iz predela, ki ustreza obzorju: na začetku ima premer okoli 10^{-26} m in po napihovanju premer 10^{24} m. Vesolje, ki ima ob koncu napihovanja premer kakih 0,1 m, ostane v celoti znotraj ene domene, tako da ni težav s homogenostjo.

Novo napihnjeno vesolje ponuja možnost, da naše vesolje ni edino in da obstaja več drugih vesolij, pa jih zaradi oddaljenosti ne moremo opaziti. S tem pogreva misel, ki jo je že na koncu 16. stoletja zagovarjal Giordano Bruno.

Med napihovanjem se delci, ki so obstajali v vesolju pred napihovanjem, tako razredčijo, da postane ustrezna povprečna gostota snovi zanemarljiva. Tedaj je vsa energija nakopičena v Higgsovem polju, se pravi v Higgsovih bozonih. Ti razpadejo na druge delce in nastane plin delcev, ki trkajo med seboj in so v toplotnem ravnovesju. Med fazno spremembo se sprosti utajena toplota, tako da se temperatura zopet dvigne na 1/10 do 1/2 temperature fazne spremembe. Odtlej, torej od nekako 10^{-32} s, opišemo vesolje s starim standardnim modelom (Sl. 5).

Do asimetrije med snovjo in antisnovjo pride na opisani način kmalu po fazni spremembi, ko se snov ponovno segreje. Maloštevilni magnetni monopoli, ki nastanejo v stenah domen, so po napihovanju tako razredčeni, da v današnjem vesolju opazimo morda le tu in tam katerega.

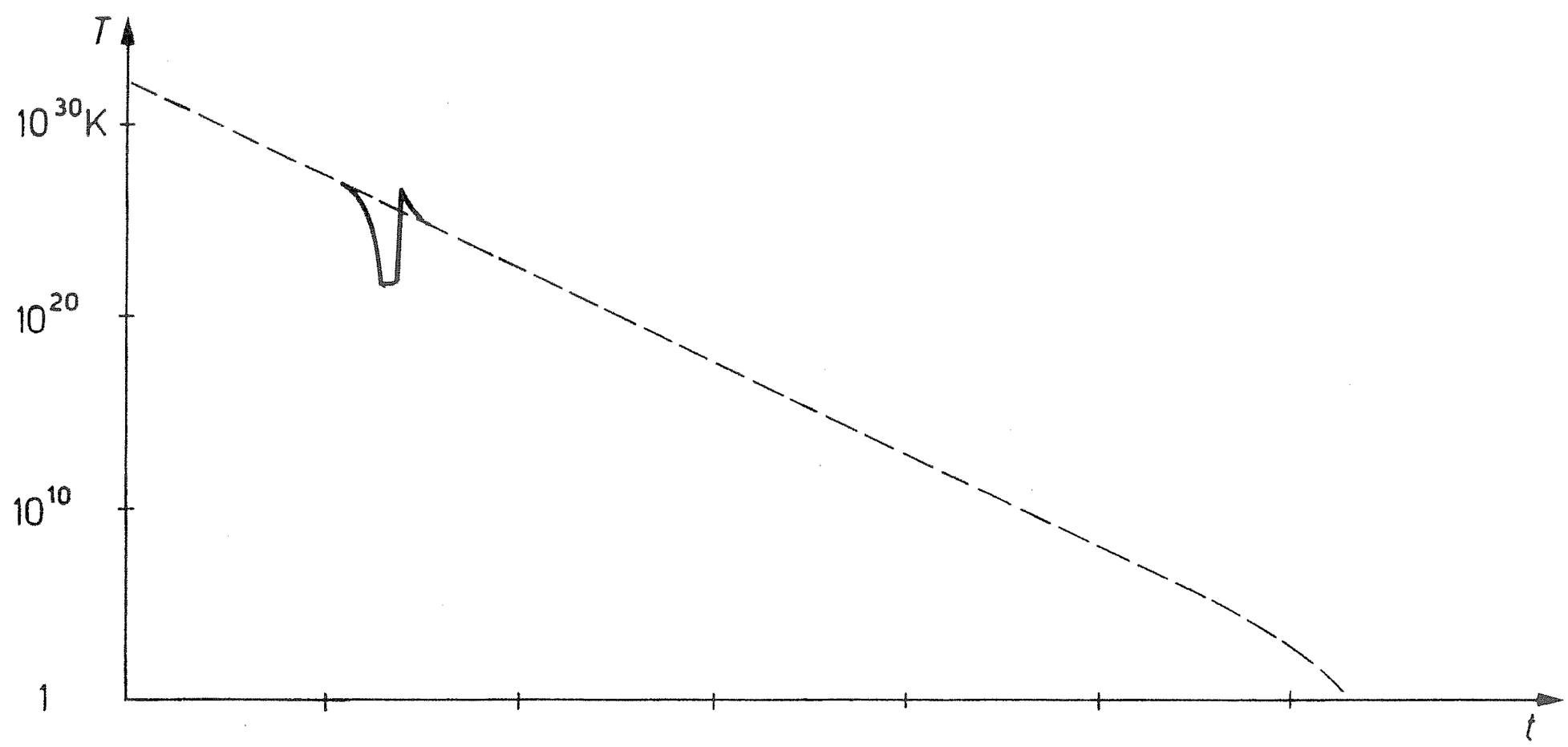
Novo napihnjeno vesolje je tesno povezano z enotno teorijo, ki je še v delu. Zato govorimo v tej zvezi raje o *scenariju* kot o modelu. Scenarij preloži pač posebne začetne pogoje standardnega modela na posebno izbiro Higgsovega polja. Zdaj raziskujejo možnost, da bi se temu izognili. Scenarij spremlja še pomanjkljivost, ki je pestila že standardni model: kako pojasniti nastanek galaksij. Med napihovanjem se namreč začetne termične fluktuacije v plinu razvijejo v preveč izrazite nehomogenosti. Ni še jasno, ali bo zaradi tega treba prilagoditi scenarij ali pa poseči po bolj zapletenih oblikah enotne teorije in se ne zadovoljiti z najpreprostejšo obliko teorije.

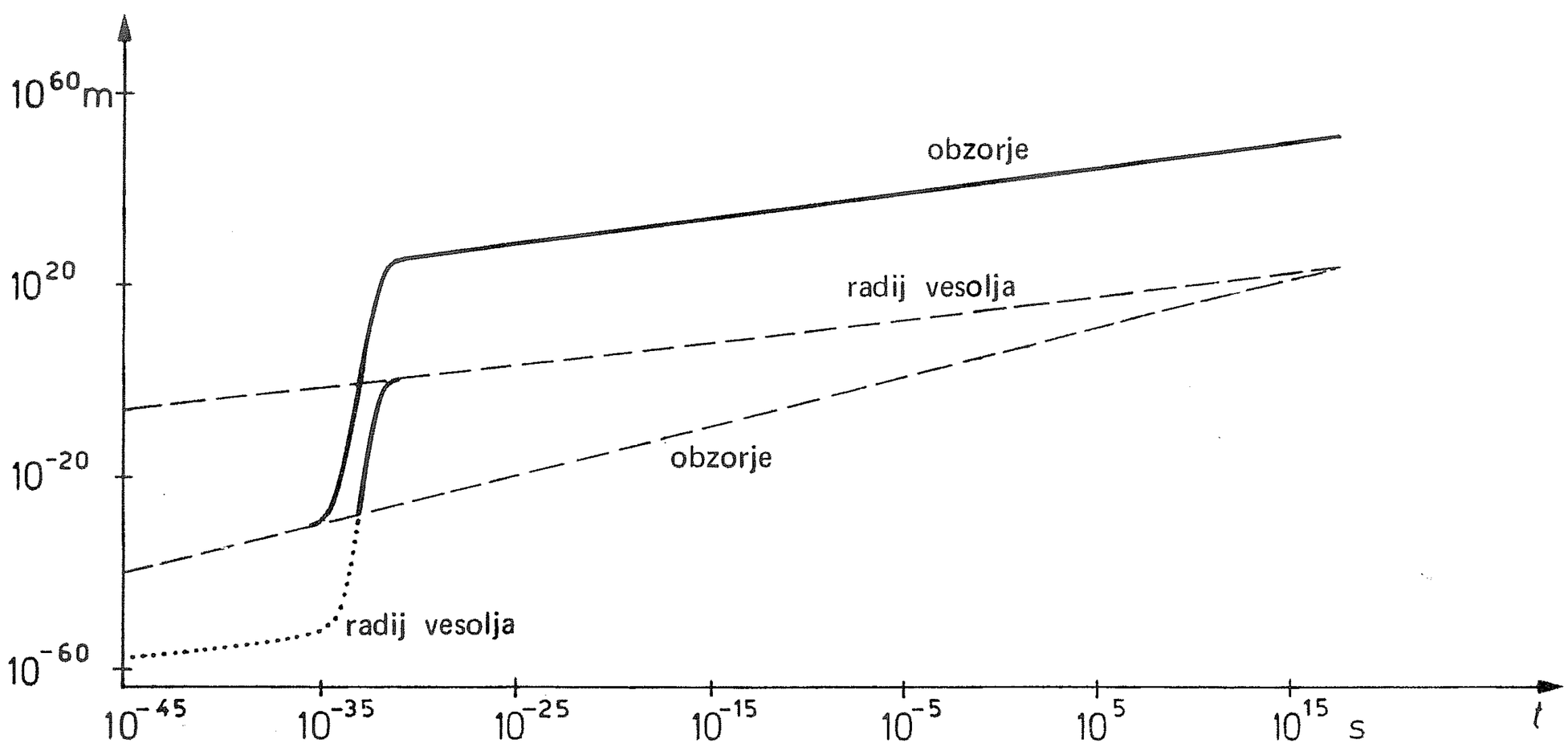
V scenariju postanejo lastnosti današnjega vesolja neodvisne od razmer pred napihovanjem, kar pomeni, da teh razmer sploh ni mogoče podrobneje spoznati. Bistveno je tudi, da je enotna teorija odpravila zakon o ohranitvi števila barionov. Ker skupna vrtilna količina vesolja in njegov skupni naboj nista različna od nič in ker je gibalna količina odvisna od izbire opazovalnega sistema, je potemtakem treba posebej upoštevati samo zakon o ohranitvi energije. Pri tem je smiselno razdeliti energijo vesolja na gravitacijski in

na negravitacijski del. Vse kaže, da negativni gravitacijski del izravna pozitivni negravitacijski del. Tako je mogoče razviti na prvi pogled presenetljivo zamisel, da je nastalo vesolje iz niča kot kvantna fluktuacija. To možnost so predlagali že prej [22], a je niso mogli uskladiti z asimetričnim vesoljem, dokler so stavili na zakon o ohranitvi števila barionov.

Medtem ko se napihovanje nadaljuje, počasi zginevajoče Higgsovo polje spreminja svojo anomalno energijo v vročo in gosto plazmo osnovnih delcev, podobno kot zmrzujoča voda oddaja izparilno toploto. »Oddana toplota in entropija sta ogromni,« pravi Guth, »in zlahka prekosita snov, ki jo je vesolje vsebovalo prej.« Tako imamo filozofsko privlačno možnost — čeprav jo je težko dokazati — da je Higgsov prehod izvir vse energije in snovi. »Vesolje,« ugotavlja Guth, »bi bilo lahko zadnje brezplačno kosilo.«

M. M. Waldrop, *The new inflatory universe*, Science **219** (1983) 377.





Sl. 5. Časovna odvisnost temperature ter razdalje do obzorja in radija opazljivega vesolja po standardnem modelu (črtkano) in po scenariju novega napihnjenega vesolja (sklenjeno) [19]. Naletimo tudi na diagrame, posebno za temperaturo, v katerih se prispevek napihovanja izraziteje razlikuje od standardnega modela [24]

NOVO NAPIHNJENO VESOLJE

Scenarij za igro v sedmih dejanjih s prologom [24]

Igrajo: kvarki, leptoni, delci polja,
antidelci,
pari, trojčki, ...

Prolog: 0 do $5 \cdot 10^{-44}$ s, *kvantna gravitacija,* poteka za odrom.

1. dejanje: od $5 \cdot 10^{-44}$ do 10^{-38} s, *velika enotnost,* obdobje težkih mezonov X.

2. dejanje: od 10^{-38} do 10^{-12} s, *veliko napihovanje,* izginejo težki bozoni X, fazna sprememba, ločitev kvarkov in leptonov.

3. dejanje: od 10^{-12} do 10^{-6} s, *demaskiranje naboja,* izginejo šibki bozoni, naboj se ne seli več z delca na delec.

4. dejanje: od 10^{-6} do 1 s, *ujetje kvarkov,* po trije kvarki se združijo v barion, izginejo prosti kvarki.

5. dejanje: od 1 s do 3 minut, *jedrsko obdobje,* antibarioni se anihilirajo z barioni, preostane presežek nevtronov in protonov, nastanejo jedra najlažjih izotopov in elementov.

6. dejanje: 3 minute do 300 000 let, *prevlada sevanja,* anihilirajo se antileptoni in leptoni, preostane presežek elektronov.

7. dejanje: od 300 000 let do danes, *zvezdno obdobje,* jedra in elektroni se združijo v atome, ki jih gravitacija združuje v galaksije in zvezde.

V standardnem modelu ni bilo 1., 2. in 3. dejanja [12]. G. Marx opiše odprto vesolje, v katerem barioni razpadejo in se naposled leptoni anihilirajo z antileptoni, tako da preostane samo sevanje in so barioni in leptoni samo prehoden pojav. Nazadnje pravi, da je žaloigra z majhnim številom dejanj bolj vzvišena kot televizijska nadaljevanka, ki se vleče v nedogled in že dolgočasi [13].

Na kratko se ozrimo še v prihodnost. Če se bo vesolje širilo v nedogled, bodo po dovolj dolgem času razpadli vsi barioni. Najpreprostejša oblika enotne teorije napoveduje na primer za protonski razpad

$$p \rightarrow e^+ + \pi^0 \rightarrow e^+ + \gamma + \gamma$$

razpadni čas okoli $4{,}5 \cdot 10^{29}$ let. Dosedanja merjenja kažejo, da je razpadni čas daljši kot $2 \cdot 10^{32}$ let in da bo treba uporabiti bolj zapleteno obliko teorije [23]. Če so barioni zares neobstojni, jih vsekakor po nekaj razpadnih časih v vesolju ne bo več. Naposled se bodo po dovolj dolgem času pozitroni in elektroni in drugi pari lepton-antilepton anihilirali in bo preostalo v vesolju le še sevanje [13]. Scenarij novega napihnjenega vesolja ne ponuja samo možnosti, da je naše vesolje le eno od mnogih vesolij, ampak v odprti inačici namiguje še na nekaj drugega. Gledano z očmi enotne teorije čez zelo dolga časovna razdobja je raznoličnost vesolja, osnovana na barionih in leptonih, samo prehoden pojav.

Na koncu se ne moremo izogniti opombi. Ponujeni razlagi asimetrije molekul živega sveta in asimetrije snovi in antisnovi v vesolju kaže pospremiti s svarilom, da »sta vsaj zanimivi, če že nista pravi«. Bralec naj nikakor ne dobi vtisa, da so ju sprejeli vsi. Nasprotno, slišati je precej ugovorov in predlogov za drugačne razlage, posebno pri prvi.

LITERATURA

[1] R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands, *The Feynman Lectures in Physics,* Vol. 3, *Quantum Mechanics,* Addison-Wesley, Reading, Mass. 1965.

[2] S. Mason, *The Left Hand of Nature,* New Scientist **101** (1984) 10; *Origins of Biomolecular Handedness,* Nature **311** (1984) 19.

[3] M. Gardner, *Das gespiegelte Universum,* Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1975.

[4] L. Pičman, *Neohranitev parnosti,* Obzornik mat. fiz. **5** (1957) 157.
[5] W. Thiemann, *The Origin of Optical Activity,* Naturwissenschaften **61** (1974) 476.
[6] J. Strnad, *Nevtrinske oscilacije?* Obzornik mat. fiz. **27** (1980) 176.
[7] M.-A. Bouchiat, L. Pottier, *The Atomic Preference between Left and Right,* Scientific American **250** (1984) 76 (6).
[8] N. Lockyer et al., *Parity Nonconservation in Proton-Nucleus Scattering at 6 GeV/c,* Phys. Rev. D **30** (1984) 860.
[9] D. K. Kondepudi, G. W. Nelson, *Chiral Symmetry Breaking in Nonequilibrium Chemical Systems: Time Scales for Chiral Selection,* Phys. Lett. **106 A** (1984) 203.
[10] H. Alfvén, *Antimatter and Cosmology,* Scientific American **216** (1967) 106 (4).
[11] M. Reinhardt, *The Primeval Magnetic Field and Antimatter,* Astrophys. Lett. **8** (1971) 181.
[12] J. Strnad, *Vesolje,* Obzornik mat. fiz. **24** (1977) 123.
[13] G. Marx, *The Thermodynamical History of the Universe,* Fortschr. Phys. **32** (1984) 185.
[14] D. Chang, R. N. Mohapatra, G. Senjanović, *Connection between Cosmological Matter-Antimatter Asymmetry and CP Nonconservation in K Decays,* Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1419.
[15] J. Strnad, *Šibki bozon,* Obzornik mat. fiz. **30** (1983) 3.
[16] J. Strnad, *Ali so odkrili delec z magnetnim nabojem?* Obzornik mat. fiz. **22** (1975) 203.
[17] A. H. Guth, *Inflatory Universe: A Possible Solution to the Horizon and Flatness Problems,* Phys. Rev. D **23** (1981) 347; *The New Inflatory Universe,* Phys. Today **38** (1985) S-6 (1).
[18] B. G. Lubkin, *New Inflatory Universe,* Phys. Today **36** (1983) 17 (5).
[19] A. H. Guth, P. J. Steinhardt, *The Inflatory Universe,* Scientific American **250** (1984) 90 (5).
[20] A. D. Linde, *A New Inflatory Universe Scenario: A Possible Solution of the Horizon, Flatness, Homogeneity, Isotropy, and Primordial Monopole Problems,* Phys. Lett. **108 B** (1982) 389.
[21] A. Albrecht, P. J. Steinhardt, *Cosmology for Grand Unified Theories with Radiatively Induced Symmetry Breaking,* Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1220.
[22] R. Brout, F. Englert, E. Gunzig, *The Causal Universe,* General Relativity and Gravitation **10** (1979) 1; *The Creation of the Universe as a Quantum Phenomenon,* Annals of Physics **115** (1978) 78.
[23] P. F. Schewe, *The Search for Proton Decay,* Phys. Today **83** (1985) S-35 (1).
[24] H. J. Fahr, *Das aufgeblassene Universum,* Bild der Wissenschaft **7** (1984) 79.

NOVE KNJIGE

GÉCSEG, F., STEINBY M., Tree Automata, Akadémiai Kiadó, Budapest 1984, str. 235.

Knjiga obravnava novo področje matematične lingvistike. Pisana je v obliki učbenika z vajami na koncu poglavja in z napotki za nadaljnje branje. V njej avtorja na strog, matematičen način razvijata teorijo drevesnih avtomatov, razpoznavnih gozdov in drevesnih transformacij. Pri tem uporabljata orodje univerzalne algebre. Prvo poglavje daje bralcu potrebno osnovo za študij tematike. Pomaga mu osvežiti znanje o nekaterih pomembnih matematičnih pojmih. Obravnava na primer univerzalne algebre, mreže, jezike, končne avtomate in gramatike. Drugo poglavje je posvečeno drevesnim razpoznavnikom in razpoznavnim gozdovom. Tretje obravnava zvezo s kontekstno neodvisnimi jeziki. Zadnje poglavje vpelje bralca v teorijo drevesnih transformacij in drevesnih prevajalnikov. Na koncu je izčrpna bibliografija — v njej je omenjen tudi Jugoslovan S. Alagić — ter stvarno kazalo.

Knjiga obravnava precej ozko tematiko in bo zanimiva predvsem za tiste bralce, ki se ukvarjajo z matematično lingvistiko in teorijo jezikov.

Tomaž Pisanski

NOVI POSPEŠEVALNIKI ZA VISOKE ENERGIJE

DARKO JAMNIK

B 74.10

Članek obravnava problematiko pospeševalnikov zelo velikih energij, ki jih uporabljajo za eksperimente v fiziki osnovnih delcev. Po opisu odlik pospeševalnikov, ki delajo s trki elektronov in pozitronov, predstavi dve napravi tega tipa v izgradnji: shranjevalni obroč LEP iz Ženeve in projekt SLC iz Stanforda.

NEW ACCELERATORS FOR HIGH ENERGIES

Some topics connected with very high energy accelerators in use in elementary particle physics experiments are discussed. Following the description of the virtues of electron — positron colliders, two accelerators of this type, presently in construction, are presented: the storage ring LEP from Geneva and the project SLC from Stanford.

1. Uvod

Za pospeševalnike, ki jih danes gradijo ali načrtujejo za energije nad 10 GeV, je značilno, da skoraj niso več namenjeni eksperimentom z mirujočo tarčo. Od šestih projektov v gradnji gre le pri enem za tak primer. Pri teh energijah je relativistična masa vpadnih delcev dosti večja od mirovne mase delcev tarče in večino energije vpadnih delcev pobere kinetična energija gibanja težišča. Za reakcije pri trku med dvema delcema ostane tako le manjši del vpadne energije: v primeru vpadnega elektrona 10 GeV na mirujoči proton je to samo 4,5 GeV in narašča le s korenom vpadne energije.

Pri novih pospeševalnikih gre zato večinoma za trke med delci v medsebojnem naletu, kjer težišče navadno miruje v laboratorijskem sistemu in je lahko vsa vpadna energija obeh delcev izkoriščena. Tak pospeševalnik, za katerega se je udomačilo ime »collider« — »trkalnik«, mora dajati dva snopa nasprotno se gibajočih delcev, ki se srečata na izbranem mestu, kjer pride do trkov. Ugodno je imeti v enem snopu delce, v drugem pa njihove antidelce: zaradi enake mase in nasprotnega naboja je mogoče izrabiti za pospeševanje in vodenje delcev isti sistem pospeševalnih resonatorjev in magnetov za oba snopa. Glede izbire vrste delcev imajo določeno prednost elektroni in pozitroni: mehanizem trka poteka vsaj v primerih, ki nas običajno zanimajo, preko procesa anihilacije, kjer nastane — pri elektronih in pozitronih — v glavnem le en virtualni foton s primesjo šibkega bozona Z^0. Takšno enostavno stanje kot prva etapa v časovnem razvoju trka omogoča uspešnejšo teorijsko analizo in zaradi manjše kompleksnosti glede načinov razpada tudi enostavnejšo eksperimentalno identifikacijo izbranega procesa, kot pa to dopuščajo trki med težkimi delci. Le-ti sodelujejo med seboj tudi z močno silo, ki je povezana s kompliciranimi stanji in razpadi. Pri odločitvi za gradnjo elektronsko-pozitronskih »trkalnikov« je imelo to dejstvo nedvomno odločilno vlogo.

Vendar pa se ne odločajo povsod za to vrsto pospeševalnikov. Če je zahteva po čimvečji dosegljivi energiji, pade izbira na protone in antiprotone: zaradi izgube energije s sinhotronskim sevanjem, ki je obratno sorazmerna s tretjo potenco mase delca, lahki delci v cikličnih pospeševalnikih ne morejo konkurirati težkim. Za elektrone in pozitrone je danes zgornja meja 100 GeV, podrobno pa že načrtujejo pospeševalnik za protone in antiprotone z energijo 20 TeV + 20 TeV (1 teraelektronvolt = 1 TeV = 10^3 GeV = 10^{12} eV) v okviru

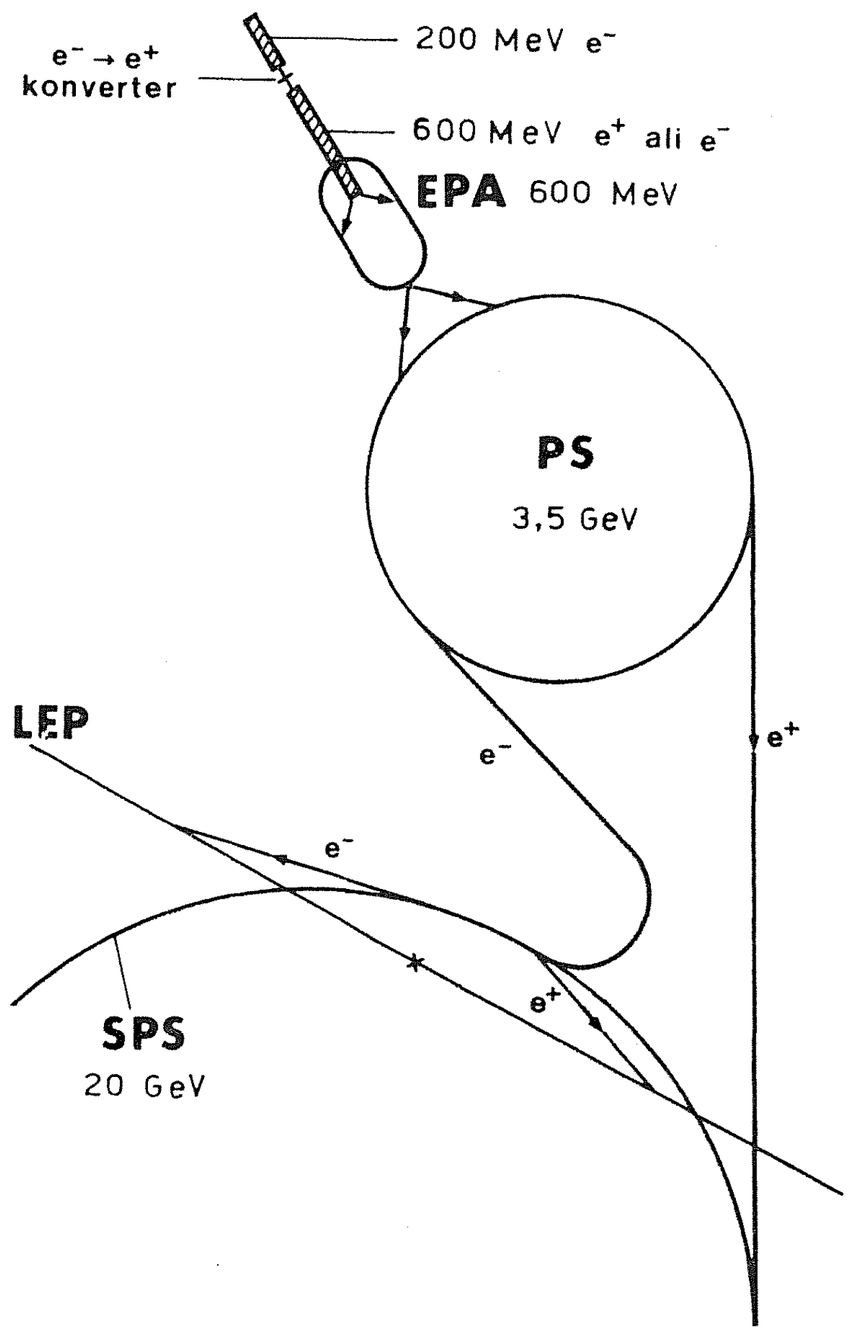
projekta SSC v ZDA. Zanimiv je tudi pospeševalnik, pri katerem gre za trke 30 GeV elektronov z 820 GeV protoni in kjer težišče elektrona in protona ne miruje (projekt HERA, Hamburg). Omogoča izmenjavo velikih gibalnih količin med delcema pri trku in s tem raziskovanje razmer pri majhnih dimenzijah ob hkrati še vedno lažje razumljivem sodelovanju elektrona s protonom, kot pa je to pri trkih med težjimi delci. V zvezi z zadnjimi velja pripomniti še naslednje. Navadno prevladujejo pri teh energijah procesi, kjer gre za trke sestavnih delov nukleona, npr. kvarkov. Vsak kvark pa nosi le del energije in gibalne količine nukleona in zato je energija, ki je pri takšnem trku dejansko na razpolago, v splošnem drugačna od one, ki bi jo dobili s kompaktnim nukleonom.

V naslednjem si bomo ogledali dva projekta za elektrone in pozitrone z energijo 50 GeV oziroma 100 GeV na delec, ki sta v izgradnji. Nižja vrednost energije zadošča za tvorbo nevtralnega posrednika šibke sile Z^0 z maso 93 GeV, višja pa tudi za nastanek parov nabitih šibkih bozonov W^+ in W^- z masama po 81 GeV. Načrtovana sta bila že pred odkritjem teh delcev in je bil njun namen usmerjen prvotno tudi k temu cilju. Producirala pa naj bi omenjene delce z zadostno pogostostjo za podrobnejše raziskovanje njihove fizike. Jakost šibke sile naj bi se namreč pri teh energijah približala ali izenačila z jakostjo elektromagnetne sile. Pomemben napredek pri tem bi predstavljalo odkritje Higgsovega bozona, ki naj bi imel osnovno vlogo pri medsebojni povezanosti teh dveh sil in ki je morda v dosegu omenjenih pospeševalnikov — če obstaja.

2. **Projekt LEP** (Large Electron-Positron Collider)

Ta projekt je v izgradnji v Evropskem laboratoriju za jedrske raziskave (CERN) v Ženevi. Konec leta 1988 naj bi delal z energijo 51,5 GeV + 51,5 GeV, v letu 1989 pa naj bi bila dokončana končna faza projekta z energijo 95 GeV + + 95 GeV. Gre za napravo cikličnega tipa, kakršnih je z manjšimi energijami že nekaj v pogonu. Delci, zbrani v gručah, se s skoraj svetlobno hitrostjo gibljejo po krogu, elektroni v eni in pozitroni v drugi smeri. Na določenih mestih pride do srečanj gruče elektronov z gručo pozitronov. Pri LEP se štiri gruče enih in štiri gruče drugih delcev srečujejo na osmih mestih. Na njih namestimo drage detektorje, zato je število teh mest — s tem pa tudi število gruč — močno omejeno. Premer kroga je 10 km, obhodni čas 10^{-4} s in število srečanj na posameznem mestu $f = 4 \,.\, 10^4$/s. Z $N = 2 \,.\, 10^{11}$ delci v gruči, prečnim presekom gruče $S = 1{,}6 \,.\, 10^{-4}$ cm² in presekom za trk $\sigma = 10^{-32}$ cm² dobimo za število trkov v sekundi $\sigma \,.\, N^2 f/S = 0{,}1$ s^{-1}. Količino $L = N^2 f/S$, ki je osnovnega pomena za kvaliteto naprave in ima v našem primeru vrednost 10^{31} cm^{-2} s^{-1}, imenujemo svetilnost. Pri posameznem srečanju le zelo majhen del delcev iz gruče doživi trk in je izgubljen, zato večina nadaljuje gibanje po krogu do nekaj ur. Gruča doživi veliko srečanj in so delci v taki napravi dolgo »shranjeni«. Odtod izvira tudi prvotno ime zanjo: storage ring — shranjevalni obroč. Pravzaprav je to že dvojni shranjevalni obroč — eden za elektrone in drugi za pozitrone.

V primerjavi s klasičnimi tipi pospeševalnikov je obroč LEP sinhrotron, kjer je treba dovajati delcem energijo za pospeševanje le prvi dve minuti po vbrizgu, večino časa — 1 do 3 ure — pa za kritje sevalnih izgub. Velik premer 10 km narekujejo ravno te izgube, ker je moč sinhrotronskega sevanja



Sl. 1. Shema predstopenj LEP in njihova povezava. Pri posameznih stopnjah je označena energija izstopajočih delcev. Obsegi naprav so: akumulator 126 m, PS 630 m, SPS 7 km, LEP 27 km. PS in SPS nista narisana v pravem razmerju. Akumulator z oznako EPA ima obliko dirkalne steze. Na sliki je le del sinhrotrona SPS, od obroča LEP pa le eden od njegovih ravnih delov z mestom srečanja, ki je označeno z x. Gruče delcev spravijo na nominalni tir in jih tudi odstranijo z magneti, ki delajo v kratkih sunkih in ki učinkujejo tako le na izbrano gručo, drugih pa ne motijo

obratno sorazmerna kvadratu polmera. Vzdolž obroča, 250 m na vsako stran mesta, kjer se gruče srečajo, so odseki poti delcev ravni. Na teh odsekih so postavljeni pospeševalni resonatorji za dovajanje energije delcem in posebni sistem magnetnih leč, ki tik pred srečanjem zmanjša prečno dimenzijo gruče, da dosežejo večjo svetilnost. Samo mesto srečanja gruč je obdano s sistemom detektorjev z nalogo zaznati in identificirati skoraj vse delce, ki nastanejo pri trkih elektronov in pozitronov. To je izredno kompleksen in drag detekcijski sistem velikih dimenzij in zato je za zdaj predvidena izgradnja samo štirih detekcijskih postaj. Ravne odseke obroča povezujejo 2800 m dolgi krožni odseki; na njih so odklonski magneti za krivljenje poti delcev in magnetne leče, ki skrbijo za to, da se gruče med kroženjem ne razlezejo. Obroč LEP bo v rovu premera 9 m skupaj s prostori za eksperimente 50 do 170 m globoko pod zemljo na obeh straneh francosko-švicarske meje. Pomen takšne izvedbe je tudi v dejstvu, da bo videz krajine z njo čim manj prizadet.

V naslednjem si bomo ogledali nekatere sestavine LEP in njihovo vlogo.

Magnetni sistem in prečna razsežnost gruč

Odklonski magneti dolžine 5,8 m, ki jih je skupaj 3400, so pri velikem polmeru poti razmeroma šibki: povprečno polje v njih je le nekaj 10^{-2} T. Zato so zgrajeni iz železnih plošč, med katerimi je razmak zapolnjen z betonom. Če je polje v železu premajhno, moti namreč remanenca. Tuljavo magneta predstavlja en ovoj iz aluminijastega traku, ki ima za izolacijo nekaj μm debelo plast oksida. Širina reže je 10 cm in jo izpolnjuje vakuumska komora, po kateri se gibljejo delci. V posebnem delu komore so getrske črpalke, ki izkoriščajo za pogon kar odklonske magnete. Stene komore so iz aluminija in obdane z nekaj mm svinca, ki absorbira sinhrotronsko sevanje. Nastalo toploto odvajajo z vodo, ki se pretaka po luknjah v stenah. Visok vakuum v komori 10^{-9} mbar pa je potreben, ker se gruče zaradi trkov z molekulami preostalih plinov ne smejo preveč poškodovati.

Za prečno omejitev gruč delcev skrbi sistem 760 štiripolnih leč, ki si sledijo v zaporedju zbiralna — razpršilna leča vzdolž poti delcev. Posamezna štiripolna leča, ki jo tvorijo štirje alternirajoči magnetni poli, postavljeni azimu-

talno vsakih 90^0 okoli optične osi, zbira trajektorije delcev v eni in jih razpršuje v drugi prečni smeri. Njena odlika je učinkovitost: že razmeroma šibka polja dajo velike dioptrije. Zaporedje dveh enako močnih leč, katerih ena je za dano prečno smer zbiralna, druga pa razpršilna ali obratno, pa daje vedno zbiranje. Zgoraj navedeni sistem zbira trajektorije delcev v obeh prečnih smereh, to pa omogoča, da je njihovo gibanje v horizontalni in vertikalni prečni smeri med kroženjem po obroču kar nihanje okoli optične osi. V času enega obhoda zanihajo med 60 in 90-krat. Amplitude nihanj so različne za posamezne delce in največja med njimi določa prečno razsežnost gruče v ustrezni smeri. Frekvenci nihanj za obe prečni smeri, ki sta sicer med seboj različni, pa sta tem večji, čim močneje v povprečju sistem leč zbira. Ker določa pri danem največjem nagibu trajektorije glede na optično os amplitudo nihanja ravno frekvenca, povzroči določena smerna nehomogenost delcev tem manjšo prečno dimenzijo gruče, čim močnejša je zbiralna sposobnost lečja.

Kakor bomo videli v nadaljnjem, sinhrotronsko sevanje navadno zmanjšuje smerno nehomogenost delcev. Vendar se pozna to bolj za vertikalno smer, kjer se gruče v LEP skrčijo na 1 mm. V horizontalni smeri pa se dimenzija gruč zmanjša le do 5 mm; nanjo vpliva energijska nehomogenost delcev preko povezanosti med energijo delca in krivino njegove poti v odklonskih magnetih.

Poseben sistem močnih štiripolnih leč zmanjša prečni dimenziji gruč tik pred srečanjem na $25 \cdot 10^{-3}$ mm v vertikalni in 0,62 mm v horizontalni smeri. Vzdolžna dimenzija gruč okoli 7 cm tudi omejuje stopnjo zmanjšanja. Močno zmanjšanje zahteva veliko kotno divergenco trajektorij delcev. Ta divergenca pa je lahko kvečjemu reda velikosti razmerja zmanjšane prečne dimenzije glede na vzdolžno dimenzijo. V nasprotnem primeru bi dosegli učinkovito zmanjšanje le za določen del gruče v vzdolžni smeri. Ko gruča zapusti območje srečanja, se njene prečne dimenzije povečajo na prvotne vrednosti.

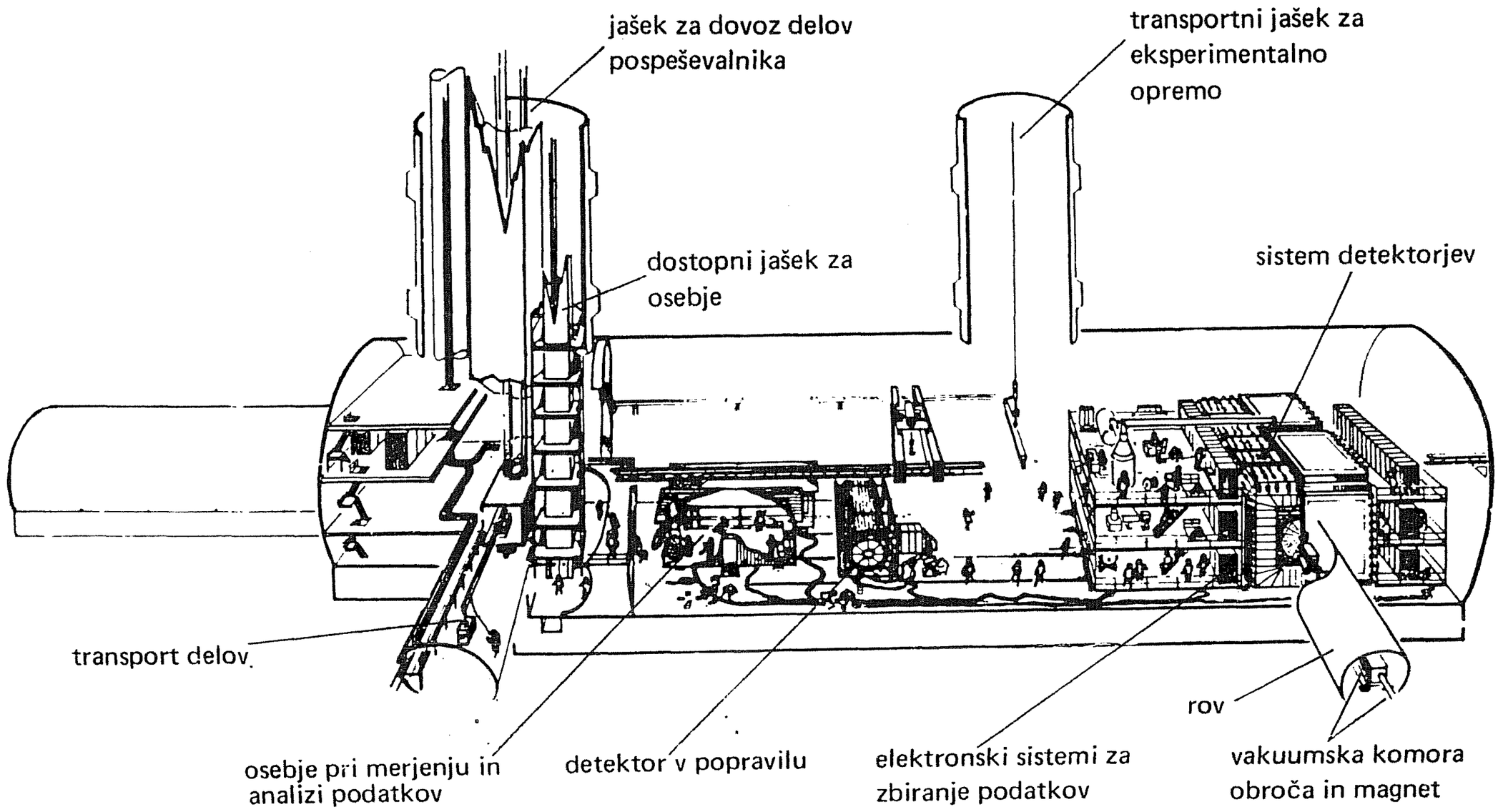
Dioptrija štiripolne leče je pri danem magnetnem polju odvisna od energije delcev. Energijska nehomogenost 10^{-3} bi povzročala nesprejemljive barvne napake in zato so vsa štiripolna lečja barvno korigirana s 512 šestpolnimi magneti.

Magnetno polje v vseh magnetih na krožnih odsekih mora slediti energiji delcev, ki se v začetnih 2 minutah spreminja od 20 GeV do polne energije.

Pospeševalni resonatorji in vzdolžna razsežnost gruč

Pri energiji 50 GeV na delec, $4 \cdot 10^{11}$ delcih v gruči in 2×4 gručah je moč sinhrotonskega sevanja 1,3 MW. V končni fazi projekta bo ta moč ustrezno večja, ker narašča s četrto potenco energije. Izgubo energije dobijo delci povrnjeno med preletom pospeševalnih resonatorjev. To so v določenem pogledu kratki linearni pospeševalniki, v katerih je električno polje frekvence 350 MHz. Frekvenca in valovna dolžina električnega polja je takšna, da je delec vedno v polju, ki ga pospešuje. V LEP je 16 pospeševalnih postaj s skupno dolžino resonatorjev skoraj 2 km. V prvi fazi LEP bodo resonatorji iz bakra, v končni fazi pa iz supraprevodnega niobija. Izgube v resonatorjih zaradi končnega električnega upora bakra zmanjšajo za 40 % s pomožnimi resonatorji z isto lastno frekvenco, ki so sklopljeni s pospeševalnimi resonatorji. Frekvenca 40 kHz in faza utripanja sta izbrani tako, da je največ energije

v pospeševalnem resonatorju ob preletu gruče, ostale pol periode utripanja pa je energija shranjena v pomožnem resonatorju, ki ima 3,7-krat manjše izgube od pospeševalnega. Tako bodo izgube v bakru v prvi fazi LEP 13 MW. Zaradi naraščanja izgub te vrste z energijo delcev — gre za visokofrekvenčne izgube, ki niso poceni — bodo resonatorji v končni fazi LEP supraprevodni. Tukaj so izgube zaradi upora manjše in zato razmere kljub tehnologiji nizkih temperatur ugodnejše.



Sl. 2. Detekcijska postaja LEP. Podzemna dvorana je votlina valjaste oblike s premerom 20 m in dolžine 70 m. Os valja je pravokotna na smer gibanja delcev v obroču, katerega del vidimo na desni. Mesto trkov obdaja velik detekcijski sistem. Za občutek dimenzij so na risbi tudi ljudje. Podroben opis je neposredno na skici

Značilnost delovanja sinhrotrona je dejstvo, da sistem resonatorjev in odklonskih magnetov določa omejitev gruč v vzdolžni smeri, podobno kakor sistem kvadrupolov v prečni smeri. Posamezna gruča je ujeta v določen fazni interval visokofrekvenčnega pospeševalnega polja, ki mu v danem trenutku ustreza določen dolžinski interval vzdolž obroča v smeri gibanja gruče. To dejstvo avtomatično skrbi za precizno sinhronizacijo srečanj pozitronov z elektroni. Z omenjenim faznim intervalom je povezana energijska nehomogenost delcev v gruči. K tej prispeva kvantna narava sinhrotronskega sevanja — fluktuacije izgube energije s fotoni — ki bi pri šibkejših tokovih v obroču tudi določala vzdolžno dimenzijo gruč na 3 cm pri 50 GeV. Pri načrtovanih tokovih v LEP od 3 do 5 mA v časovnem povprečju za posamezno vrsto delcev pa bodo to dimenzijo v glavnem določali kolektivni efekti, ki so posledica elektromagnetnega sodelovanja gruče s stenami resonatorjev in vakuumske komore. Ti efekti, ki jih sicer duši sinhrotronsko sevanje, s tokom strmo naraščajo. V LEP pa so zaradi porazdelitve delcev v gručah trenutne vrednosti tokov velike. Pričakovana dolžina gruč pri omenjeni energiji je tako okrog 7 cm.

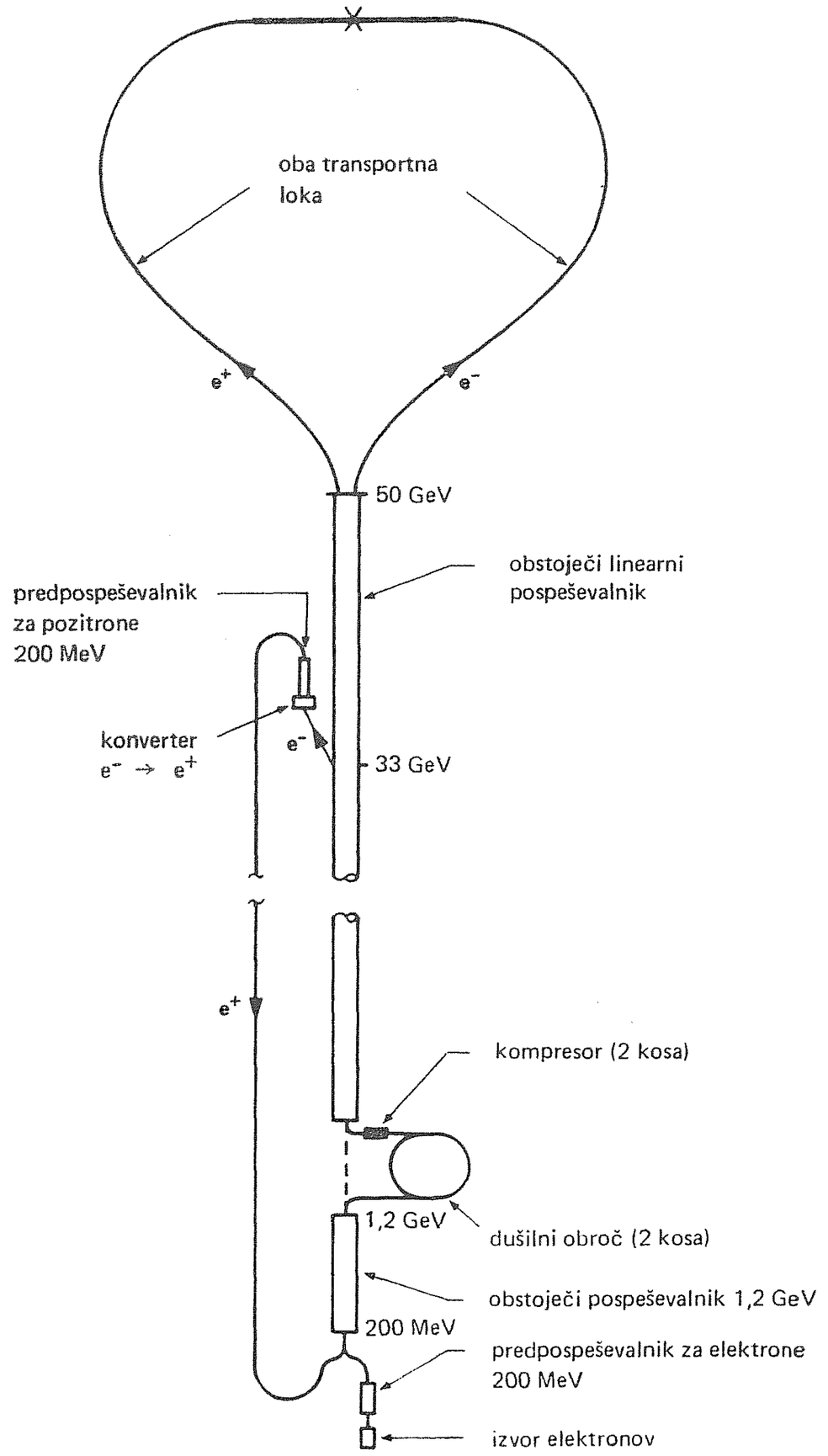
Predstopnje LEP

Elektrone in pozitrone pospešijo in pripravijo za vbrizganje v LEP v kaskadni verigi: linearni pospeševalnik do 600 MeV, akumulator, sinhrotron

z oznako PS (Proton-Synchrotron, ki je in bo še služil za pospeševanje protonov) do 3,5 GeV in sinhrotron SPS (Super-Proton-Synchrotron, zanj velja isto kot za PS) do 20 GeV. Pri PS in SPS gre za obstoječa pospeševalnika, ki ju bo treba za pospeševanje lahkih delcev le nekoliko prirediti.

Pozitrone dobijo preko tvorbe parov iz kovinske plošče — konverterja, v katero udarjajo elektroni energije 200 MeV iz prve stopnje linearnega pospeševalnika. Pozitrone nekaj MeV zberejo z magneti in jih pospešijo z drugo stopnjo linearnega pospeševalnika na 600 MeV. V povprečju pride približno en pozitron na sto elektronov, ki padejo na konverter. V akumulatorju zbirajo in kopičijo 11 sekund pozitrone z energijo 600 MeV. Pozitroni pridejo iz linearnega pospeševalnika v kratkih sunkih 100-krat v sekundi v 8 gručah po $2{,}5 \cdot 10^{11}$ delcev, preden jih posredujejo v PS in SPS. Isto počnejo s 600 MeV elektroni, ki jih prvotno dobijo iz običajnega izvora; čas zbiranja pa traja zanje le 2,3 s, ker so sunki elektronov iz linearnega pospeševalnika ustrezno močnejši. Po tem se zopet začne zbiranje pozitronov v akumulatorju, tako da je dolžina periode — od enega začetka zbiranja pozitronov do naslednjega — 15 s. Omenimo naj, da je posredovanje delcev iz ene stopnje v drugo v splošnem povezano z izgubami. Sinhrotrona potrebujeta za pospeševanje elektronov in nato pozitronov skupaj 5 s, preostali čas 10 s pa imata na voljo za pospeševanje protonov za eksperimente z mirujočo tarčo. Uporaba SPS kot shranjevalnega obroča za protone in antiprotone istočasno z uporabo v LEP ni mogoča. Ker traja zadnje le po 12 minut vsake 2 do 3 ure, pa to ni velika izguba in tako bo SPS v dobi LEP obratoval tudi kot pospeševalnik za protone 450 GeV ali kot shranjevalni obroč za protone in antiprotone, kar počne sedaj.

Pri tvorbi parov nastali pozitroni imajo veliko nehomogenost glede energije in smeri gibanja, kar se v linearnem pospeševalniku sicer izboljša, vendar premalo. Tukaj spet pomaga akumulator, ki je majhen shranjevalni obroč — obsega 126 m. Poleg resonatorjev in štiripolnih magnetov vsebuje 16 moč-



Sl. 3. Shema SLC. Glavni linearni pospeševalnik ni prikazan v vsej dolžini 3,5 km. Narisani niso magneti. Vzdolž glavnega pospeševalnika so postavljene štiripolne magnetne leče, ki skrbijo za prečno omejitev gruč. Na obeh lokih so odklonski magneti z gradientom polja, kar jim daje hkrati funkcijo štiripolnih leč. Zbiranje na lokih z najmanjšim radijem 300 m mora biti močno, da zmanjša vpliv sinrotronskega sevanja na kvaliteto gruč. Narisane tudi niso močne leče na obeh straneh mesta srečanja, označenega z x

nih (1,4 T) in kratkih (0,56 m) odklonskih magnetov, ki povzročijo sinhrotronsko sevanje delcev. Tega izkoriščamo za zmanjšanje začetnih nehomogenosti gruč do meje, ki jo določajo kvantne fluktuacije sinhrotronsko izsevanih fotonov. V povprečju je izsevana moč sorazmerna četrti potenci energije in pri nominalni energiji izgubi delec toliko energije, kolikor je prejme od resonatorja; za akumulator je to 8 keV na obhod. Če je odmik od nominalne energije majhen, se zato energija delca eksponentno približuje nominalni energiji s karakterističnim časom, ki je približno enak razmerju med energijo delca in močjo sevanja. Karakteristični čas, ki je za akumulator 60 ms, pa določa v grobem tudi število izsevanih fotonov in s tem velikost fluktuacij. Za oceno lahko vzamemo, da seva delec v časovnem intervalu dolžine karakterističnega časa, in to le fotone s povprečno frekvenco sinhrotronskega spektra. Akumulator bo zmanjšal relativno energijsko nehomogenost pozitronov iz linearnega pospeševalnika od 1 % na 0,6 promila. Slične razmere so tudi glede nehomogenosti smeri gibanja delcev. Sinhrotronsko sevanje je močno usmerjeno v smer gibanja delcev in zato kaže izguba gibalne količine zaradi sevanja pretežno tudi v isto smer. Prispevek gibalni količini v pospeševalnem resonatorju pa je vedno v smeri osi resonatorja. Posledica je dušenje gibanja delcev v prečni smeri in s tem tudi dimenzije gruče za to smer. Kakor smo omenili že prej, je nehomogenost za horizontalno smer dodatno povezana z energijsko nehomogenostjo.

V prvi fazi izgradnje bo imel obroč LEP skupno 70 MW moči pri $4{,}2 \cdot 10^{11}$ delcih v gruči s svetilnostjo 10^{31} cm^{-2} s^{-1}. Končna faza bo potrebovala 150 MW, svetilnost pa bo dvakrat večja. Projekt je ocenjen na $1{,}2 \cdot 10^{9}$ švicarskih frankov.

3. **Projekt SLC** (SLAC Linear Collider)

Kakšne so perspektive elektronsko-pozitronskih »trkalnikov« glede doseganja višjih energij? Za shranjevalne obroče je vprašanje pomembno: tipični stroški — začetna naložba skupaj z desetletnim pogonom — naraščajo predvsem zaradi sevalnih izgub s kvadratom energije in napredek v tej smeri postane tako kmalu predrag.

Projekt SLC, ki je v izgradnji v laboratoriju Stanford Linear Accelerator Center v ZDA, se izogne sevalnim izgubam in zato nakazuje linearno odvisnost stroškov od energije. V okviru tega projekta bodo pospeševali elektrone in pozitrone v obstoječem 3,5 km dolgem linearnem pospeševalniku, kateremu bodo povečali energijo od 30 na 50 GeV. Na koncu pospeševanja bodo elektrone in pozitrone z magnetom ločili in jih preko dveh lokov polmera 300 m usmerili druge proti drugim. Načrtovana prečna dimenzija gruč na mestu srečanja je 1,2 μm, kar predstavlja širino privzete normalne porazdelitve za gostoto delcev. Pri teh dimenzijah je medsebojni elektromagnetni vpliv gruč tako velik, da se pri srečanju preveč poškodujeta in ju je treba potem zavreči. Posamezna gruča doživi tako le eno srečanje in je treba med obratovanjem naprave nenehno ustvarjati in pospeševati nove gruče. Zaradi zanemarljivih sevalnih izgub — skozi lok gre gruča le enkrat — predstavlja pospeševanje pri tej napravi glavno porabo energije in s tem tudi določa linearno zvezo med stroški in energijo delcev. Pri $5 \cdot 10^{10}$ delcih v gruči in 180 srečanjih v sekundi računajo na svetilnost $6 \cdot 10^{30}$ cm^{-2} s^{-1}. K tej vrednosti prispeva tudi vpliv ene gruče na drugo, kar vidimo iz naslednjega.

S stališča mirujočega opazovalca predstavlja posamezna gruča tok, ki ustvarja okoli sebe magnetno polje, v katerem se pri srečanju znajdejo nasprotno se gibajoči delci druge gruče. Gre za polje z gostoto do 100 T, ki zbere trajektorije delcev. Posledica je dodatno zmanjšanje prečnih dimenzij gruč in povečanje svetilnosti tudi za dvakrat.

Zmanjšanje prečnih dimenzij gruč pred srečanjem dosežejo tudi tukaj z dvema sistemoma močnih magnetnih leč na vsaki strani mesta srečanja. Zaradi ekstremno majhnih končnih dimenzij gruč mora biti lečje zelo dobro korigirano, pa tudi vstopne gruče imajo prečno dimenzijo samo 30 μm, ker je pomanjšava lečja omejena. Zato sta bistvena elementa projekta pred glavnim pospeševanjem dušilni obroč, kjer sinhrotronsko sevanje zmanjša prečno gibanje pozitronom za faktor 1000, kvalitetnejšim elektronom pa znatno manj, in kompresor, ki zmanjša vzdolžno dimenzijo gruč. Kratke gruče so potrebne tudi zato, da preprečijo znatno energijsko nehomogenost, ki bi sicer nastala v linearnem pospeševalniku z valovno dolžino električnega polja 10 cm.

Vsako stoosemdesetinko sekunde se gibljejo skozi glavni pospeševalnik v medsebojnem razmiku 15 m ena gruča pozitronov in dve gruči elektronov. Pri 33 GeV zadnjo od obeh gruč elektronov s sunkom magnetnega polja iz ustreznega magneta odklonijo na konverter, kjer ustvari pozitrone. Le-te zberejo in pospešijo v kratkem linearnem pospeševalniku na 200 MeV, jih preusmerijo in vbrizgajo v glavni linearni pospeševalnik. Elektronski gruči pa dobijo iz običajnega vira na vstopu glavnega pospeševalnika. Pri 1,2 GeV pospeševanje prekinejo in elektroni in pozitroni počakajo vsak v svojem dušilnem obroču, ki sta majhna shranjevalna obroča obsega 35 m. Pozitroni, ki so bolj nehomogeni, se zadržijo v dušilnem obroču za dva časovna razmika med sunki linearnega pospeševalnika, za elektrone pa za dušenje nehomogenosti zadostuje le en razmik. Transport iz dušilnih obročev nazaj v glavni pospeševalnik z odklonskimi magneti in majhnih pospeševalnih resonatorjev služi za kompresijo vzdolžne dimenzije gruč na 1 mm. Vir pozitronov ima zaradi velike energije vpadnih elektronov izkoristek nekaj procentov. Gruča elektronov, ki je namenjena tvorbi pozitronov, pa mora biti ustrezno večja, da je v obeh končnih gručah, za kateri se pospeševanje nadaljuje do 50 GeV, enako mnogo delcev.

Projekt je ocenjen na nekaj nad 10^8 dolarjev in naj bi bil končan do oktobra 1986. Na dan naj bi dajal SLC nekaj tisoč razpadov bozonov Z^0 in tako v najbližji prihodnosti omogočil začetne intenzivnejše raziskave teh delcev. Namen projekta pa je tudi raziskovanje perspektive te vrste tehnologije za doseganje visokih energij z elektronskopozitronskimi »trkalniki«. Po mnenju nekaterih naj bi postal linearni »trkalnik« konkurenčen shranjevalnim obročem pri energijah nad 150 GeV na delec, zanesljivo oceno pa bo dala šele izkušnja.

LITERATURA

[1] LEP Study Group *Design Study of a 22 to 130 GeV e+ e− Colliding Beam Machine (LEP)*, CERN (ISR-LEP) **79—33** (1979).

[2] G. Plass, *The LEP Project — Status and Plans*, IEEE Trans. Nucl. Sci., **30** (1983) 1978.

[3] LEP Injector Study Group, *The Chain of LEP Injectors*, ibid. **30** (1983) 2022.

[4] R. Stiening, *The Status of the SLAC Linear Collider Project*, ibid. **30** (1983), 1976.

[5] *SLAC Linear Collider Conceptual Design Report*, SLAC-Report **229**, (1980).

ZEMLJA Z IONOSFERO KOT LUPINSKI KROGELNI RESONATOR

SAŠA BAJT

UDK 537.86
51:53

Članek obravnava elektromagnetno valovanje v lupinskem krogelnem resonatorju in podaja splošno rešitev za transverzalno magnetno in transverzalno električno valovanje. Za transverzalno magnetno valovanje so izračunane tudi vse lastne frekvence.

THE EARTH WITH IONOSPHERE AS A HOLLOW SPHERICAL RESONATOR

The article deals with the electromagnetic waves in a hollow spherical resonator and gives the complete solution of the problem in terms of transversal electric and transversal magnetic waves. Frequences of transversal magnetic waves are computed explicitly.

Zemljo z ionosfero si lahko predstavljamo kot lupinski krogelni resonator. O takem modelu je razmišljal že Nikola Tesla, ki je tudi pravilno napovedal njegove najnižje lastne frekvence. Te so približno *10* Hz. Njegov življenjski sen, brezžični prenos energije, je temeljil ravno na izkoriščanju najnižjih lastnih nihanj resonatorja Zemlja-ionosfera. V naravi vzbujajo lastna nihanja tega resonatorja najrazličnejše motnje: najizrazitejše med njimi so bliski. Nikola Tesla pa je hotel vzbujati nihanja umetno — z izredno dolgimi antenami.

Leta 1952 je izšel članek, v katerem je Schumann izračunal lastne frekvence transverzalnega magnetnega valovanja v lupinskem krogelnem resonatorju (Sl. 1) [6]. Pri tem je privzel, da je Zemlja idealno prevodna, plazma pa ima končno prevodnost. Končno je Schumann izračunal lastne frekvence tudi za primer, ko ima plazma neskončno prevodnost. V nasprotju s Schumannom bomo že spočetka privzeli, da sta Zemlja in ionosfera idealno prevodni.

Če hočemo izračunati lastne frekvence takega resonatorja, moramo rešiti vektorsko valovno enačbo oblike

$$\nabla^2 \mathbf{C} = c_0^{-2}\, \partial^2 \mathbf{C}/\partial t^2$$

v krogelnih koordinatah. Pri tem je **C** za zdaj še poljuben vektor, ki nam bo kasneje opisoval električno ali magnetno polje. Nastavek

$$\mathbf{C}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{C}(\mathbf{r})\, e^{-i\omega t}$$

nas privede do enačbe

$$\nabla^2 \mathbf{C} + k^2 \mathbf{C} = 0 \tag{1}$$

v kateri je $k^2 = \omega^2/c_0^2$

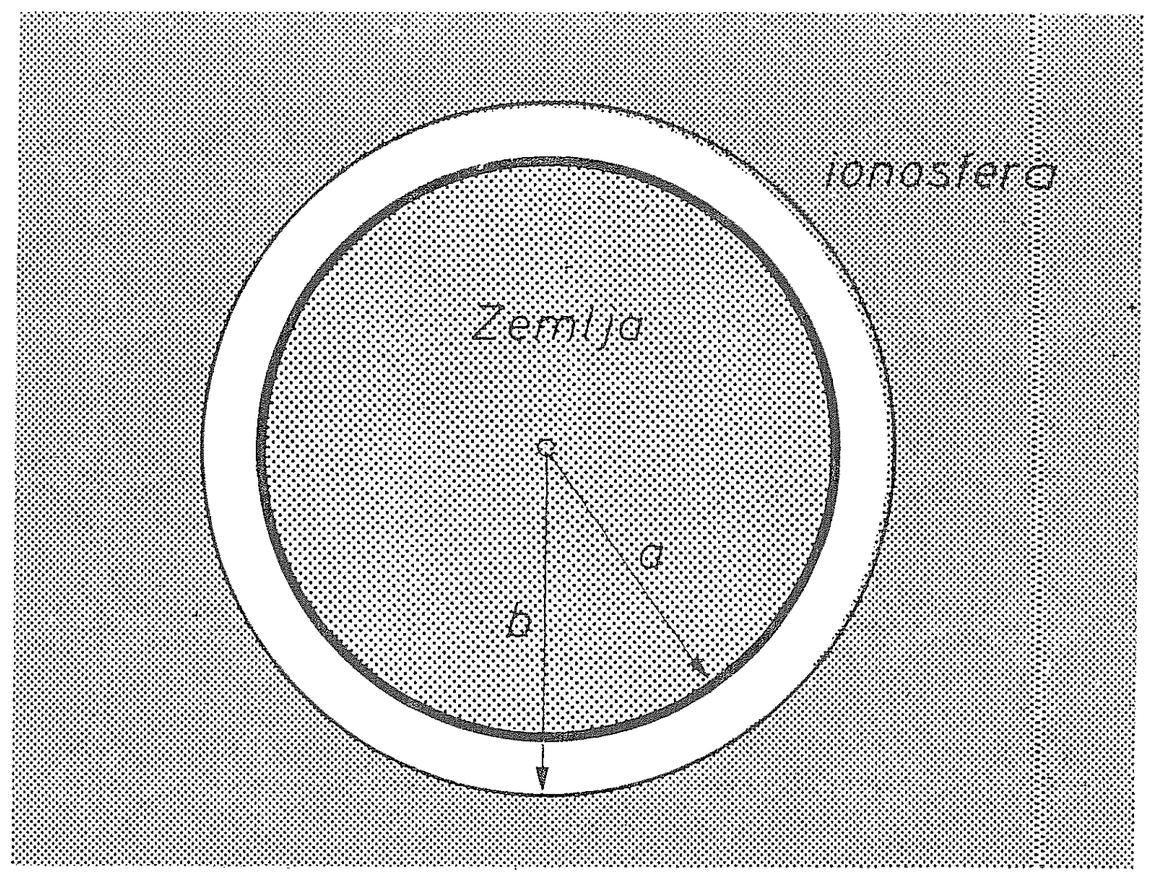
Enačbo lahko zapišemo tudi v obliki

$$\nabla \nabla \,.\, \mathbf{C} - \nabla \times \nabla \times \mathbf{C} + k^2 \mathbf{C} = 0 \tag{2}$$

Rešitev te enačbe bomo poskusili izraziti z rešitvijo ustrezne enačbe v eni dimenziji

$$\nabla^2 \psi + k^2 \psi = 0 \tag{3}$$

Sl. 1. Zemlja z ionosfero kot lupinski krogelni resonator



ki je znana in se glasi

$$\psi = \begin{Bmatrix} j_n(k\,r) \\ n_n(k\,r) \end{Bmatrix} P_{n,m}(\cos\vartheta) \begin{Bmatrix} \cos m\,\varphi \\ \sin m\,\varphi \end{Bmatrix}$$

Pri tem je j_n sferna Besselova funkcija, n_n sferna Neumannova funkcija, $P_{n,m}$ pa prirejeni Legendrovi polinomi. Iz te rešitve hočemo dobiti tri med seboj linearno neodvisne vektorje **L**, **M** in **N**, s katerimi bi lahko izrazili vsako krogelno valovanje [7]. Ker operatorja ∇^2 in ∇ komutirata, je jasno, da lahko vzamemo $\mathbf{L} = \nabla\,\psi$ za eno izmed neodvisnih rešitev. Drugo iščemo v obliki $\mathbf{M} = \nabla \times (\mathbf{e}_r\,u(r)\,\psi)$. Funkcijo $u(r)$ bomo izbrali tako, da bo ψ še vedno ustrezala enačbi (3). Če je $U(r) = \int u(r)\,d\,r$ nedoločeni integral funkcije $u(r)$, je $\mathbf{e}_r\,u(r) = \nabla\,U(r)$ in

$$\nabla \times (\mathbf{e}_r\,u(r)\,\psi) = \mathbf{L} \times u(r)\,\mathbf{e}_r$$

kar pokaže, da sta vektorja **L** in **M** pravokotna, torej linearno neodvisna. Upoštevamo gradient funkcije ψ v krogelnih koordinatah in izračunamo:

$$\begin{aligned} M_r &= 0 \\ M_\varphi &= 1/(r\sin\vartheta)\,.\,\partial(u\,\psi)/\partial\varphi \\ M_\vartheta &= -\,r^{-1}\,.\,\partial(u\,\psi)/\partial\vartheta \end{aligned} \tag{3 a}$$

Divergenca vektorja **M** je enaka 0, ker je $\mathbf{M} = \nabla \times (\mathbf{e}_r\,u(r)\,\psi)$, zato zadošča **M** enačbi

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{M} - k^2\,\mathbf{M} = 0 \tag{4}$$

Če jo zapišemo v krogelnih koordinatah, mora biti radialna komponenta identično enaka nič, drugi dve komponenti pa izračunamo:

$$\begin{aligned} (\nabla \times \nabla \times \mathbf{M})_\vartheta = (r\sin\vartheta)^{-1}\,\mathbf{e}_\vartheta\,\{&[\partial^2/\partial r^2\,.\,\partial(u\,\psi)/\partial\varphi] - \\ &- \partial/\partial\varphi(r^2\sin\vartheta)^{-1}\,[-\,\partial\sin\vartheta/\partial\vartheta\,.\,\partial(u\,\psi)/\partial\vartheta - \partial\sin\vartheta/\partial\varphi\,.\,\partial(u\,\psi)/\partial\varphi]\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (\nabla \times \nabla \times \mathbf{M})_\varphi = r^{-1}\,\mathbf{e}_\varphi\,\{&\partial(\sin\vartheta)^{-1}/\partial r\,[\partial\sin\vartheta/\partial r\,.\,\partial(u\,\psi)/\partial\vartheta] - \\ &- \partial(r^2\sin\vartheta)^{-1}/\partial\vartheta\,[-\,\partial\sin\vartheta/\partial\vartheta\,.\,\partial(u\,\psi)/\partial\vartheta - \partial(\sin\vartheta)^{-1}/\partial\varphi\,.\,\partial(u\,\psi)/\partial\varphi]\} \end{aligned}$$

Za komponento v smeri naraščajočega kota ϑ da enačba (4)

$$\begin{aligned} (r\sin\vartheta)^{-1}\,\partial/\partial\varphi\,[&\partial^2(u\,\psi)/\partial r^2 + (r^2\sin\vartheta)^{-1}\,.\,\partial/\partial\vartheta(\sin\vartheta\,.\,\partial(u\,\psi)/\partial\vartheta) + \\ &+ (r^2\sin^2\vartheta)^{-1}\,.\partial^2(u\,\psi)/\partial\varphi^2] + k^2\,u\,\psi = 0 \end{aligned}$$

za komponento v smeri naraščajočega kota φ pa

$$r^{-1}\,\partial/\partial\vartheta\,[\partial^2(u\,\psi)/\partial r^2 + (r^2 \sin\vartheta)^{-1}\,.\,\partial/\partial\vartheta(\sin\vartheta\,\partial(u\,\psi)/\partial\vartheta) + \\ + (r^2 \sin^2\vartheta\,.\,\partial^2(u\,\psi)/\partial\varphi^2] + k^2\,u\,\psi = 0$$

Pogoja (3a) za obe komponenti sta izpolnjena, če je funkcija $u(r)$ taka, da je

$$\partial^2(u\,\psi)/\partial r^2 + (r^2 \sin\vartheta)^{-1}\,\partial/\partial\vartheta\,[\sin\vartheta\,\partial(u\,\psi)/\partial\vartheta + \\ + (r^2 \sin^2\vartheta)^{-1}\,.\,\partial^2(u\,\psi)/\partial\varphi^2] + k^2\,u\,\psi = 0$$

Če izberemo $u(r) = r$, ostane za ψ enakost (3). Zato je $\mathbf{M} = \mathbf{L} \times \mathbf{r}$. Vektor $\mathbf{L}$ v splošnem ni solenoidalen, se pravi, da njegova divergenca ni enaka nič, zato ne more opisovati niti polja $\mathbf{E}$ niti $\mathbf{H}$. Eno izmed polj ali kako njuno kombinacijo pa lahko opiše vektor $\mathbf{M}$. To nam pomaga uganiti še vektor $\mathbf{N}$. Ker lahko privzamemo, da je časovna odvisnost vektorjev $\mathbf{E}$ in $\mathbf{H}$ podana s faktorjem $e^{-i\omega t}$, sta ta vektorja povezana z enačbama

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\,\omega\,\mu_0\,\mathbf{H} \qquad \text{in} \qquad \nabla \times \mathbf{H} = k^2/(i\,\omega\,\mu_0)\,\mathbf{E}$$

Da bi imela vektorja $\mathbf{M}$ in $\mathbf{N}$ še enake enote, nastavimo $\mathbf{N}$ v obliki

$$\mathbf{N} = k^{-1}\,\nabla \times \mathbf{M}$$

in iz enačbe (4) zares takoj dobimo še

$$\nabla \times \mathbf{N} = k^{-1}\,\nabla \times \nabla \times \mathbf{M} = k\,\mathbf{M}$$

Za komponente vektorja $\mathbf{N}$ izračunamo

$$k\,N_r = \partial^2(r\,\psi)/\partial r^2 + k^2\,r\,\psi$$
$$N_\vartheta = (k\,r)^{-1}\,\partial^2(r\,\psi)/\partial r\,\partial\vartheta$$
$$N_\varphi = (k\,r \sin\vartheta)^{-1}\,.\,\partial^2(r\,\psi)/\partial r\,\partial\varphi$$

Če upoštevamo, da je $\psi = R(r)\,Y_{n,m}(\vartheta, \varphi)$, kjer je $Y_{n,m}$ krogelna funkcija, se izraz za N poenostavi v

$$N_r = n(n+1)/(k\,r)\,\psi$$

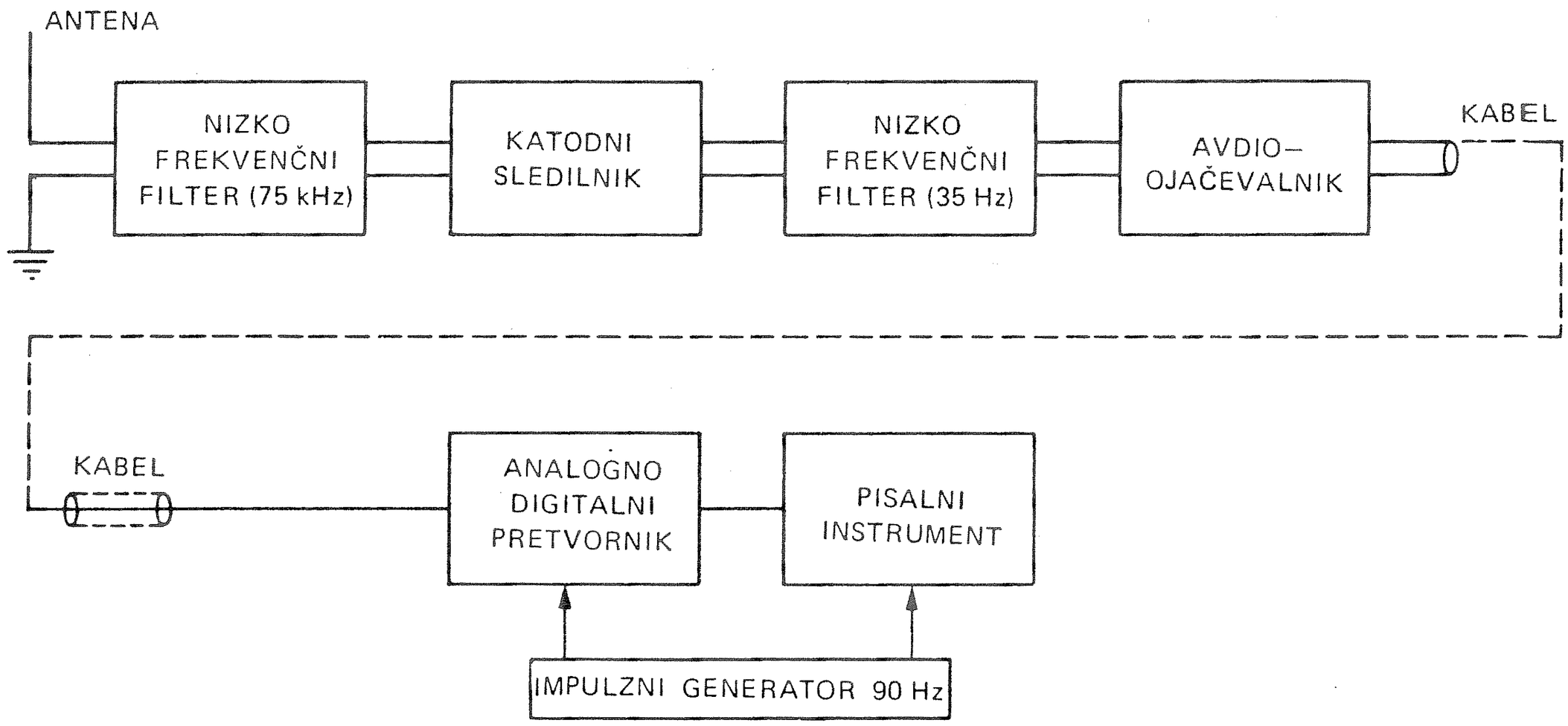
Iz povedanega sledi, da lahko vektorja $\mathbf{M}$ in $\mathbf{N}$ napišemo kot

$$\mathbf{M} = \mathbf{m}\,e^{-i\omega t} \qquad \mathbf{N} = \mathbf{n}\,e^{-i\omega t}$$

pri tem imata rešitvi $\mathbf{m}$ in $\mathbf{n}$ obliko

$$\mathbf{m}_{n,m} = \pm m(\sin\vartheta)^{-1} \begin{Bmatrix} \sin m\,\varphi \\ \cos m\,\varphi \end{Bmatrix} P_{n,m}(\cos\vartheta) \begin{Bmatrix} j_n(k\,r) \\ n_n(k\,r) \end{Bmatrix} \mathbf{e}_\vartheta - \\ - \begin{Bmatrix} j_n(k\,r) \\ n_n(k\,r) \end{Bmatrix} \partial P_{n,m}(\cos\vartheta)/\partial\vartheta \begin{Bmatrix} \cos m\,\varphi \\ \sin m\,\varphi \end{Bmatrix} \mathbf{e}_\varphi$$

$$\mathbf{n}_{n,m} = n(n+1)/(k\,r) \begin{Bmatrix} j_n(k\,r) \\ n_n(k\,r) \end{Bmatrix} P_{n,m}(\cos\vartheta) \begin{Bmatrix} \cos m\,\varphi \\ \sin m\,\varphi \end{Bmatrix} \mathbf{e}_r + \\ + (k\,r)^{-1}\,\partial/\partial r \begin{Bmatrix} j_n(k\,r) \\ n_n(k\,r) \end{Bmatrix} \partial P_{n,m}(\cos\vartheta)/\partial\vartheta \begin{Bmatrix} \cos m\,\varphi \\ \sin m\,\varphi \end{Bmatrix} \mathbf{e}_\vartheta \mp \\ \mp m(k\,r \sin\vartheta)^{-1}\,\partial/\partial r \begin{Bmatrix} r\,j_n(k\,r) \\ r\,n_n(k\,r) \end{Bmatrix} P_{n,m}(\cos\vartheta) \begin{Bmatrix} \sin m\,\varphi \\ \cos m\,\varphi \end{Bmatrix} \mathbf{e}_\varphi$$



Sl. 2. Naprava, s katero so določili lastne frekvence [3]

Ker ima vektor **m** radialno komponento enako nič, vektor **n** pa različno od nič, sta **m** in **n** linearno neodvisna. Polji **E** in **H** zdaj lahko zapišemo takole

$$\mathbf{E} = -\sum_n (a_n \mathbf{M}_n + b_n \mathbf{N}_n) \qquad \mathbf{H} = -k/(i\,\omega\,\mu_0) \sum_n (a_n \mathbf{N}_n + b_n \mathbf{M}_n)$$

Če so vsi $a_n = 0$, ima električno polje **E** radialno komponento, magnetno polje **H** pa je nima. Takemu valovanju pravimo transverzalno magnetno valovanje. Če pa so vse konstante $b_n = 0$, **E** nima radialne komponente, **H** pa jo ima, in dobimo transverzalno električno valovanje.

Oglejmo si najprej transverzalno električno valovanje. V tem primeru so komponente vektorja **E**

$$E_r = 0$$

$$E_\vartheta = -(\sin\vartheta)^{-1}\,\partial Y_{n,m}/\partial\varphi \begin{Bmatrix} j_n(k\,r) \\ n_n(k\,r) \end{Bmatrix} e^{-i\omega t}$$

$$E_\varphi = \partial Y_{n,m}/\partial\,\vartheta \begin{Bmatrix} j_n(k\,r) \\ n_n(k\,r) \end{Bmatrix} e^{-i\omega t}$$

Komponente vektorja **H** so

$$H_r = -n(n+1)/(i\,\omega\,\mu_0)\,Y_{n,m}\,r^{-1} \begin{Bmatrix} j_n(k\,r) \\ n_n(k\,r) \end{Bmatrix} e^{-i\omega t}$$

$$H_\vartheta = -(i\,\omega\,\mu_0)^{-1}\,\partial Y_{n,m}/\partial\vartheta\; r^{-1}\,\partial/\partial(k\,r) \begin{Bmatrix} k\,r\,j_n(k\,r) \\ k\,r\,n_n(k\,r) \end{Bmatrix} e^{-i\omega t}$$

$$H_\varphi = -(i\,\omega\,\mu_0 \sin\vartheta)^{-1}\,\partial Y_{n,m}/\partial\varphi\,.\,\partial/\partial(k\,r) \begin{Bmatrix} k\,r\,j_n(k\,r) \\ k\,r\,n_n(k\,r) \end{Bmatrix} e^{-i\omega t}$$

Sedaj si oglejmo še transverzalno magnetno valovanje. Komponente vektorja **H** so

$$H_r = 0$$

$$H_\vartheta = -k/(i\,\omega\,\mu_0 \sin\vartheta)\,.\,\partial Y_{n,m}/\partial\varphi \begin{Bmatrix} j_n(k\,r) \\ n_n(k\,r) \end{Bmatrix} e^{-i\omega t}$$

$$H_\varphi = -k/(i\,\omega\,\mu_0)\,.\,\partial Y_{n,m}/\partial\vartheta \begin{Bmatrix} j_n(k\,r) \\ n_n(k\,r) \end{Bmatrix} . \begin{Bmatrix} \cos m\,\varphi \\ \sin m\,\varphi \end{Bmatrix} e^{-i\omega t}$$

komponente vektorja **E** pa

$$E_r = -n(n+1)/(k\,r) \begin{Bmatrix} j_n(k\,r) \\ n_n(k\,r) \end{Bmatrix} Y_{n,m}\, e^{-i\omega t}$$

$$E_\vartheta = -k^{-1} \,.\, \partial Y_{n,m}/\partial\vartheta\; r^{-1} \,.\, \partial/\partial(k\,r) \begin{Bmatrix} k\,r\,j_n(k\,r) \\ k\,r\,n_n(k\,r) \end{Bmatrix} e^{-i\omega t}$$

$$E_\varphi = -(k \sin\vartheta)^{-1} \,.\, \partial Y_{n,m}/\partial\varphi\; r^{-1} \,.\, \partial/\partial(k\,r) \begin{Bmatrix} k\,r\,j_n(k\,r) \\ k\,r\,n_n(k\,r) \end{Bmatrix} e^{-i\omega t}$$

V obeh primerih veljajo robni pogoji: tangentna komponenta električnega polja in normalna komponenta magnetnega polja sta na robovih enaki nič.

$$(E_t)|_{r=a,b} = 0 \qquad (H_n)|_{r=a,b} = 0$$

Pri transverzalnem električnem valovanju sledita iz robnih pogojev enačbi

$$A\, j_n(k\,r)|_{r=a,b} + B\, n_n(k\,r)|_{r=a,b} = 0$$

pri transverzalnem magnetnem valovanju pa enačbi

$$A\, \partial/\partial(k\,r)[k\,r\,j_n(k\,r)]|_{r=a,b} + B\, \partial/\partial(k\,r)[k\,r\,n_n(k\,r)]|_{r=a,b} = 0$$

Netrivialno rešitev dobimo v obeh primerih natanko takrat, ko sta ustrezni determinanti koeficientov enaki nič. Od tod za transverzalno električno valovanje sledi

$$j_n(k\,a)\, n_n(k\,b) - n_n(k\,a)\, j_n(k\,b) = 0$$

in za transverzalno magnetno valovanje

$$\{\partial/\partial(k\,r)[k\,r\,j_n(k\,r)]|_{r=a} \,.\, \partial/\partial(k\,r)[k\,r\,n_n(k\,r)]|_{r=b} - \\ - \partial/\partial(k\,r)[k\,r\,n_n(k\,r)]|_{r=a} \,.\, \partial/\partial(k\,r)[k\,r\,j_n(k\,r)]|_{r=b}\} = 0$$

Izračunajmo približne lastne frekvence transverzalnega magnetnega valovanja. Ker je plast zraka tanka v primeri s polmerom Zemlje, lahko pri razvoju funkcije $\partial/\partial(k\,r)(k\,r\,z_n(k\,r))|_{r=b}$ v Taylorjevo vrsto obdržimo le prvi člen:

$$\partial/\partial(k\,r)[k\,r\,z_n(k\,r)]|_{r=b} = \partial/\partial(k\,r)[k\,r\,z_n(k\,r)]|_{r=a} + \\ + \partial^2/\partial(k\,r)^2[k\,r\,z_n(k\,r)]|_{r=a} \,.\, (b-a)$$

(z_n zaznamuje j_n ali n_n). Z enačbama [1]

$$\partial/\partial(k\,r)[k\,r\,z_n(k\,r] = -n\,z_n(k\,r) + k\,r\,z_{n-1}(k\,r)$$
$$\partial^2/\partial(k\,r)^2[k\,r\,z_n(k\,r)] = (n(n+1)\,(k\,r)^{-1} - k\,r)\, z_n(k\,r)$$

dobimo rešitev

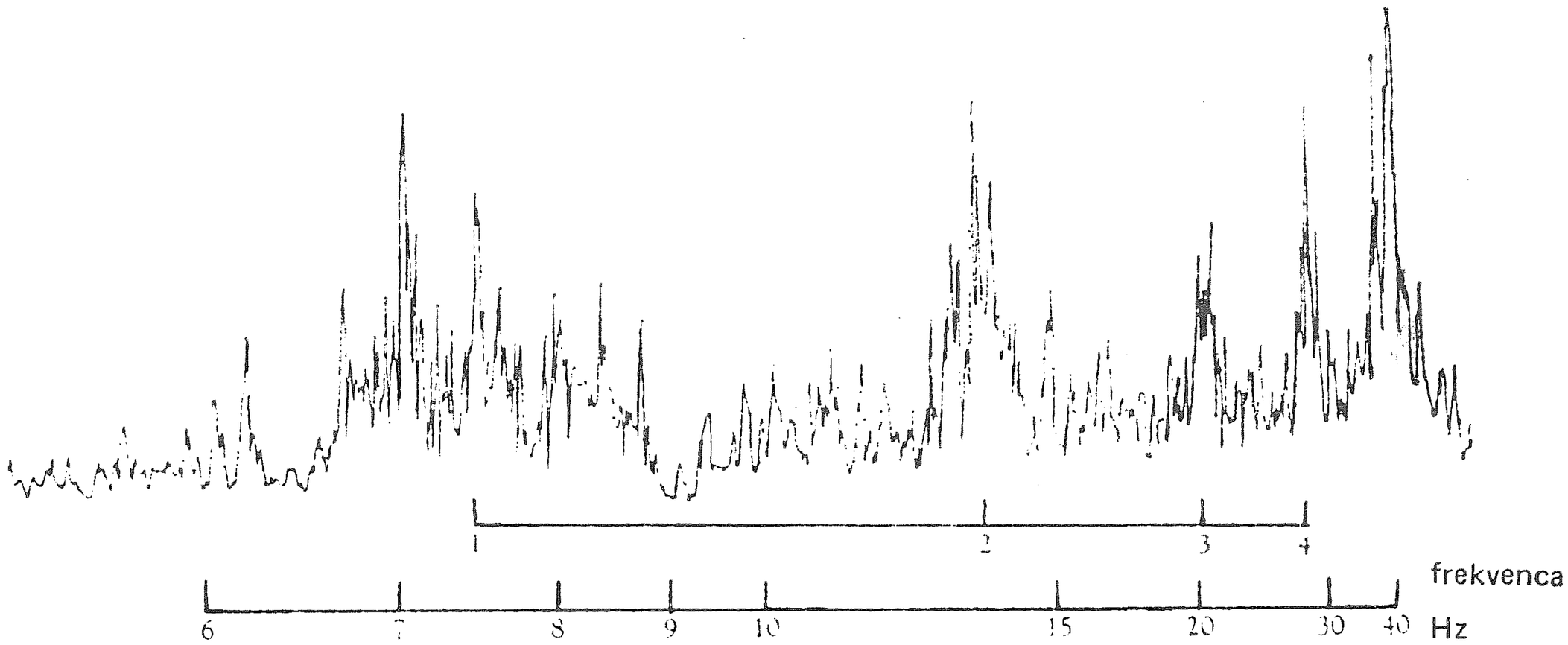
$$k\,a = [n(n+1)]^{1/2}$$

ki se ujema s Schumannovim rezultatom [6].

Prva sta poskušala izmeriti Schumannove resonance M. Baker in C. A. Wagner. Kasneje se je s tem problemom spoprijelo še več raziskovalcev. Pri poskusu junija 1960 so uporabljali za zaznavanje lastnih frekvenc napravo, ki si jo lahko ogledamo na sliki 2 [3], [4].

Za sprejemno anteno so uporabili 30 m visok kovinski stolp. Spremembe električnega polja, ki jih je antena zaznavala kot signale, so šle skozi filter.

Ta je porezal vse frekvence, višje kot 75 kHz. Izhod detektorja so prilagodili nižji impedanci s katodnim sledilnikom. Sledil je filter, ki je prepuščal le signale pod 35 Hz. Narejen je bil tako, da je imel minimum pri 60 Hz in se je s tem izognil interferenci z daljnovodi. Filtrirane signale so nato ojačili in jih po izoliranem in zaščitenem kablu speljali v stavbo, kjer so imeli drugo opremo. Impulzni generator je 90-krat v sekundi prožil analogno digitalni pretvornik, hkrati pa tudi instrument, ki je dobljene podatke beležil na magnetni trak. Z računalnikom so nato te podatke obdelali in naredili spektralno analizo s kanalom, širokim 1 Hz, na območju frekvenc od 5 do 34 Hz. Izmerjeni spekter kaže slika 3.



Sl. 3. Izmerjeni spekter. Zgornja skala kaže prvo, drugo, tretjo, četrto lastno frekvenco, spodnja pa določa njihovo vrednost [2]

Tabela kaže še primerjavo med izračunanimi in izmerjenimi frekvencami.

n	izračunane frekvence	izmerjene frekvence
1	10,6 Hz	8,0 Hz
2	18,8	14,1
3	25,9	20,0
4	33,3	26,0

Tabela 1: Pri računanju smo vzeli za vrednost $a = 6400$ km (polmer Zemlje), izmerjene frekvence v tabeli pa so povprečne vrednosti večjega števila meritev.

Opazimo razliko med izmerjenimi in izračunanimi lastnimi frekvencami. Vendar to ni nič čudnega, saj je naš model le idealizirana podoba resničnega stanja. V natančnejšem računu bi morali upoštevati še absorpcijo valovanja v Zemlji in ionosferi, nehomogenost zračnih plasti in drugo.

LITERATURA

[1] M. Abramowitz, I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover Publications, New York 1972.

[2] F. W. Chapman, D. L. Jones, *Earth-Ionosphere Resonances and the Propagation of Extremely Low Frequency Radio Waves*, Nature **202** (1964) 654—657.

[3] M. Balser, C. A. Wagner, *Observations of Earth-Ionosphere Cavity Resonances,* Nature, **188** (1960) 638—641.
[4] D. L. Jones, *Extremely Low Frequency Ionosphere Radio Propagation Studies Using Natural Sources,* IEEE Transactions on Communications, COM-**22** (1974) 477—484.
[5] I. Kuščar, *Matematične naloge iz fizike,* DMFA, Ljubljana 1979.
[6] W. O. Schumann, *Über die strahlungslosen Eigenschwingungen einer leitenden Kugel, die von einer Luftschicht und einer Ionosphärenhülle umgeben ist,* Z. Naturforschg. **7a** (1952) 149—154.
[7] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory,* McGraw-Hill, New York 1941.

NOVE KNJIGE

THIRRING W., A course in mathematical physics, vols 1—4, New York, Springer Verlag 1978—1980.

Ta obsežni tečaj matematične fizike v štirih delih na skoraj 1100 straneh je nastal iz štirih semestrskih predavanj avtorja na Inštitutu za teoretično fiziko dunajske univerze, ki so bila namenjena tako matematikom kot fizikom. Snov prvega semestra je zajeta v prvi knjigi, ki nosi naslov Klasični dinamični sistemi in je razdeljena na šest poglavij: Uvod, Mnogoterosti, Hamiltonski sistemi, Nerelativistično gibanje, Relativistično gibanje, Struktura prostora in časa. Snov drugega semestra je v drugi knjigi z naslovom Klasična teorija polja s poglavji: Uvod, Elektromagnetno polje znane porazdelitve nabojev, Polje ob prisotnosti kovin, Gravitacija. Sledi Kvantna mehanika atomov in molekul s poglavji: Uvod, Matematična formulacija kvantne mehanike, Kvantna dinamika, Atomski spektri. Za konec pa še zadnja knjiga Kvantna mehanika velikih sistemov s poglavji: Sistemi z mnogimi delci, Termostatika, Termodinamika, Fizikalni sistemi.

Zbirka teh štirih knjig predstavlja veliko in originalno delo. Podpisani recenzent ni sposoben napisati delu ustrezno recenzijo in samo obžaluje, da ni več mlad. Predvsem mladim je to delo namenjeno. Citirajmo nekaj principov in misli avtorja samega. Ti bodo delo tudi najbolje predstavili. Avtor pravi, da se je ravnal po maksimi Gustava Mahlerja »Tradition = Schlamperei« in se ni oziral na tradicijo. Omejil se je na snov, ki sledi iz osnovnih fizikalnih zakonov z vso matematično strogostjo, pri čemer je seveda uporabljal »najboljša in najnovejša« matematična sredstva. Vendar ne sledi aksiomatičnemu pristopu s »prefinjenimi aksiomi, ki osvobajajo fiziko vse zemeljske navlake in preprostega premisleka«. Po drugi strani pa se tudi ne ukvarja z »nekontroliranimi aproksimacijami« z neznano napako. Te je zamenjal z računi, ki dajo oceno napake, da bi »povzdignil grobe manire teoretične fizike na bolj kultiviran nivo eksperimentalne fizike«.

Za naše razmere pa ima to veliko delo tole »napako«: namenjeno je bralcu, ki naj bi bil dober fizik in dober matematik. Za konec pa še recenzentova osebna pripomba, da občudovanje še ni nujno tudi strinjanje.

Sergej Pahor

MATKOVIĆ V., SINKOVIĆV., Teorija informacije. — Zagreb, Školska knjiga 1984, str. 221.

Ta učbenik obsega devet poglavij: Informacija in informacijske mreže, Diskretni informacijski sistemi, Viri informacij, Informacijske lastnosti jezika, Komunikacijski kanali, Karakteristike signalov in šumov, Analogno-digitalno prevajanje, Zvezni informacijski sistemi ter Informacijske mreže. Obsega 224 strani, dodanih pa ima 58 rešenih nalog in 18 citiranih naslovov, predvsem učbenikov s področja teorije informacije v angleškem jeziku.

Knjiga je namenjena predvsem elektrotehnikom tako po izboru primerov, kot po načinu obdelave snovi. Formule, ki jih tu najdemo, niso izpeljane, kot smo matematiki navajeni, so pa videti pravilne in tudi intuitivno so dokaj jasno razložene.

Matjaž Omladič

ZEMELJSKO MAGNETNO POLJE V PRETEKLOSTI

MAJA FERLE

A 91.25. Ng

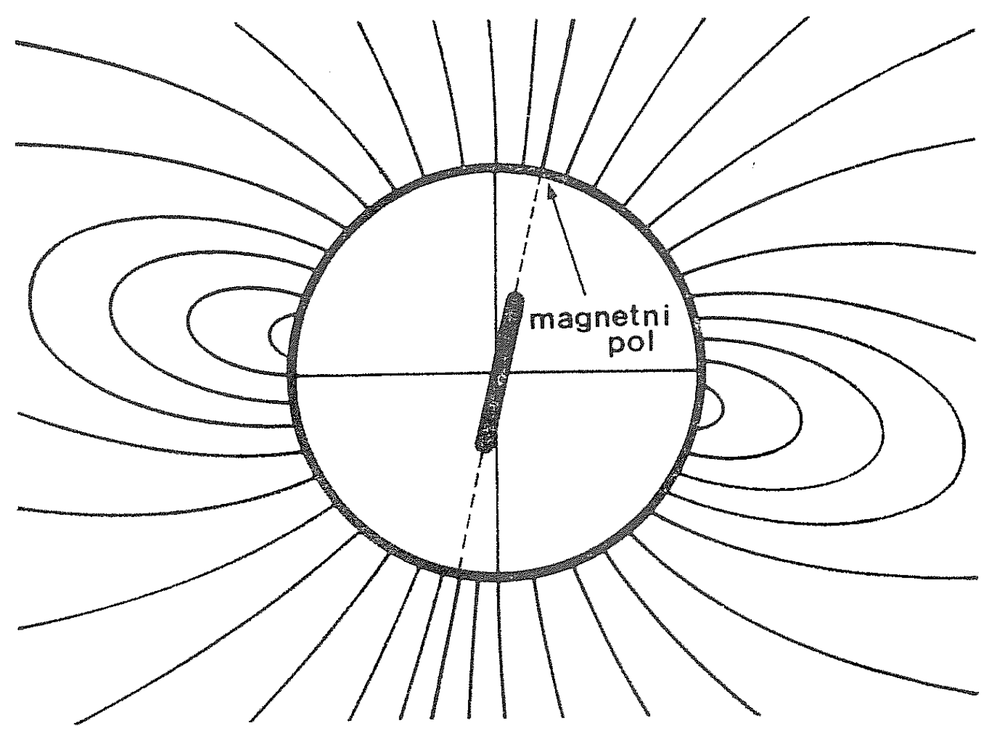
Zemeljsko magnetno polje se je v geološki preteklosti močno spreminjalo. Nekaj podatkov o tem dobimo iz meritev termoremanentne magnetizacije kamnin. Članek obravnava nastanek te magnetizacije in zaključke, do katerih so prišli z meritvami.

THE CHANGING MAGNETIC FIELD OF THE EARTH

The Earth's magnetic field varied greatly during the geologic past. Some data about this field are obtained by measuring the thermoremanent magnetization of rocks. The formation of thermoremanent magnetization and conclusions drawn from its measurements are discussed.

Značilnosti zemeljskega magnetnega polja

Razne meritve kažejo, da je zemeljsko magnetno polje približno takšno, kot da bi v sredino Zemlje postavili paličasti magnet in ga nagnili za 11° proti vrtilni osi (Sl. 1). V resnici je okrog 90 % polja dipolarnega, ostanek pa izrazimo kot vsoto višjih multipolov.



Sl. 1. Zemeljsko magnetno polje

Velikost in smer magnetnega polja na površini Zemlje izračunamo z enačbami za polje magnetnega dipola [7]. Navpična in vodoravna komponenta jakosti polja na površini Zemlje sta

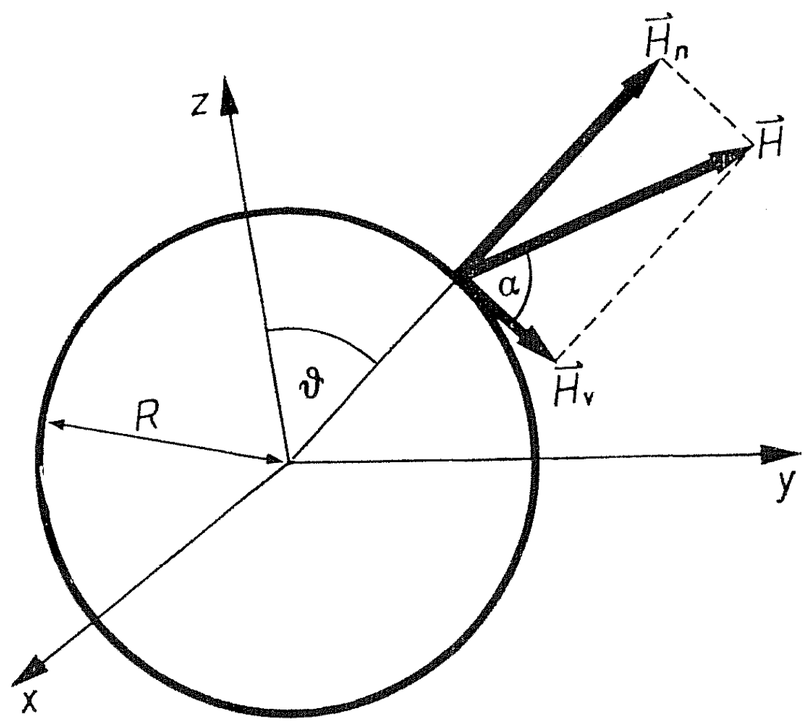
$$H_n = (2\,M/R^3)\cos\vartheta \qquad H_v = (M/R^3)\sin\vartheta \tag{1}$$

Pri tem je M magnetni dipolni moment, R polmer Zemlje in ϑ kot z magnetno osjo (Sl. 2). Za magnetni dipolni moment Zemlje so namerili okrog $8\,.\,10^{21}$ Am². Če vzamemo za polmer Zemlje 6400 km, meri jakost magnetnega polja na površini od približno 30 A/m na polu do 60 A/m na ekvatorju.

Jakost magnetnega polja je naklonjena proti vodoravni smeri za kot α (Sl. 2), ki ga izračunamo iz enačbe

$$\mathrm{tg}\,\alpha = H_n/H_v = 2\,\mathrm{ctg}\,\vartheta \tag{2}$$

Če v vzorcih kamnin izmerimo naklonski kot magnetizacije α in vodoravno komponento H_v, lahko iz teh dveh podatkov sklepamo na lego magnetnih polov ob času nastanka kamnine.



Sl. 2. Komponente zemeljskega magnetnega polja

Postavili so več teorij o tem, kako nastane zemeljsko magnetno polje. Danes je najbolj razširjena teorija dinama, po kateri polje izvira iz tekoče zemeljske sredice. Sredica, v glavnem iz železa, se giblje v magnetnem polju, ki po njej požene inducirane tokove in ti se obdajo z magnetnim poljem.

Ugotovili so, da Zemlja ustvarja svoje polje na enak način že vsaj 2,5 milijarde let, verjetno pa celo 3,5 milijarde let. Če bi konvekcija iz kakršnihkoli razlogov zamrla, bi polje dokončno izginilo po približno 10 000 letih.

Magnetne snovi v kamninah

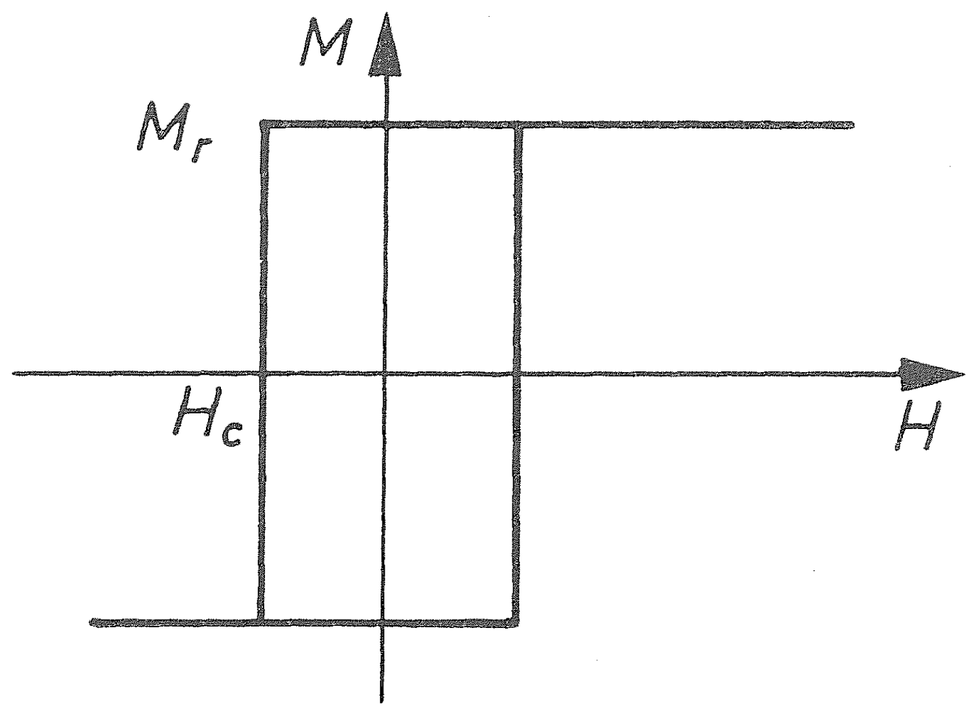
Značilnosti zemeljskega magnetnega polja v preteklosti ugotavljamo z merjenjem magnetizacije kamnin, katerih starost poznamo. Večina kamnin vsebuje primes feromagnetne snovi, npr. magnetita Fe_3O_4. Take snovi si lahko zapomnijo magnetno polje. Njihova pomembna lastnost je, da imajo pod Curiejevo temperaturo T_C permanentni spontani magnetni moment. Če tako snov segrejemo nad T_C in jo potem ohlajamo v magnetnem polju, postane termoremanentno magnetizirana. Oglejmo si pojav podrobneje.

Feromagnetni kristal se v magnetnem polju magnetizira. Magnetizacijo definiramo kot magnetni moment na enoto prostornine. V šibkem zunanjem polju je magnetiziranje reverzibilen pojav, v močnejšem polju pa postane ireverzibilen. Ko jakost zunanjega polja še povečujemo, magnetizacija narašča, ampak samo dokler ne doseže nasičene vrednosti.

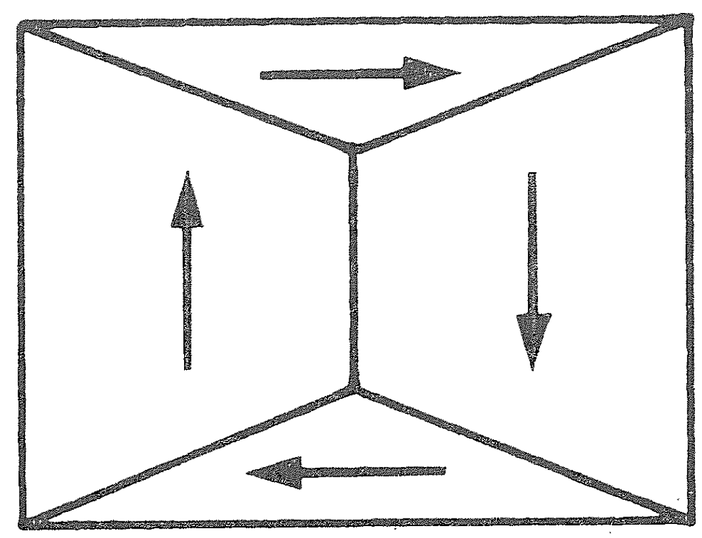
Kristal razmagnetimo tako, da zmanjšujemo jakost zunanjega magnetnega polja. Ko ima jakost polja vrednost nič, ima magnetizacija od nič različno vrednost — *remanentno magnetizacijo.* Jakost polja moramo obrniti in jo povečevati v nasprotno smer, da magnetizacija pade na nič. Takrat ima jakost polja v obratni smeri vrednost *koercitivne jakosti.* Če narišemo graf za magnetizacijo v odvisnosti od zunanje jakosti polja, dobimo znano histerezno zanko. Zapomniti si moramo, da je magnetizacija odvisna od temperature. Če ni zunanjega magnetnega polja, je magnetizacija pri dani temperaturi T sorazmerna s $(T_C - T)^{1/2}$ [1].

Feromagneti so v stanju z najnižjo magnetno energijo razdeljeni v domene, majhna območja, v katerih ima magnetizacija različne smeri (Sl. 3). Smeri

niso poljubne, ampak so določene z anizotropijami in simetrijami kristala. V železu so domene velikosti približno 10 μm, magnetna zrna v najobičajnejših kamninah pa so velika od 1 do 100 μm [5]. Iz tega lahko sklepamo, da so zrna v kamninah večinoma enodomenska. Louis Neél [5] je pokazal, da se zrna, ki so sestavljena iz majhnega števila domen, obnašajo zelo podobno kot zrna iz ene same domene. Zato se smemo omejiti na enodomenska zrna.



Sl. 3. Domene z različnimi smermi magnetizacije v magnetnem kristalu



Sl. 4. Histerezna zanka za enodomensko zrno

Izberimo enodomenska zrna s tako anizotropijo, da ima magnetizacija samo dve možni smeri, vzporedni z osjo zrna. Histerezna zanka za tako zrno je zelo preprosta (Sl. 4). Magnetizacija ima lahko le eno pozitivno ali eno negativno vrednost in remanentna magnetizacija je kar enaka nasičeni.

Zrnu, ki je bilo namagneteno v eno smer, se lahko spontano obrne magnetizacija zaradi termičnih nihanj. To pa je možno le, če ima energijski prag med tema stanjema velikostno stopnjo kT; k je Boltzmannova konstanta.

Približek za energijski prag je kar sorazmeren s ploščino histerezne zanke:

$$W = \mu_0 M_n H_c V \tag{3}$$

μ_0 je indukcijska konstanta, M_n nasičena magnetizacija, H_c koercitivna jakost polja in V prostornina zrna. Lahko si mislimo, da pri konstantni zunanji temperaturi poiščemo prostornino zrna, pri kateri je termično nihanje ravno še dovolj močno, da lahko obrne magnetizacijo. Kamninam, ki vsebujejo tako velika zrna, se magnetizacija zmanjšuje eksponentno s časom:

$$M = M_0 \exp(-t/\tau) \tag{4}$$

τ je relaksacijski čas zrna.

Po drugi interpretaciji enačbe (3) pa za zrno z določeno prostornino poiščemo temperaturo, pri kateri se magnetizacija ravno še lahko spontano obrne. Tej temperaturi pravimo *mejna temperatura.* V tem primeru dosežejo kamnine mejno temperaturo pri ohlajevanju v relaksacijskem času.

Verjetnost dP, da se kamnini obrne smer magnetizacije v času dt, je torej

$$dP = C \exp(-W/kT)\, dT \tag{5}$$

C je konstanta termičnega nihanja z velikostno stopnjo $10^{10}\ s^{-1}$. Nazorno si predstavljamo, da magnetizacija v zrnu 10^{10}-krat v sekundi zaniha in takrat je najverjetneje, da se obrne. Enačbo (5) integriramo na levi od 0 do $P(\tau)$ in na desni od 0 do τ:

$$\tau = (P(\tau)/C) \exp (W/kT) \approx (1/C) \exp (W/kT) \tag{6}$$

Faktor $P(\tau)$ ima vrednost med 0 in 1, a ga postavimo kar enakega 1.

Naredimo nekaj računov, da dobimo občutek za velikostne stopnje količin. V železu je $M_n = 0{,}18$ A/m, $H_c = 190$ A/m in $V = 8 \,.\, 10^{-15}$ m^3. Iz teh podatkov in enačbe (3) sledi, da je energijski prag okrog $3{,}4 \,.\, 10^{-19}$ J. Mejna temperatura železa je okrog 800 K. Iz enačbe (6) izhaja, da je relaksacijski čas približno 1000 sekund ali 17 minut. Ta rezultat se dobro ujema z opazovanji, saj lava, ki privre na površje Zemlje, zares potrebuje toliko časa, da se ohladi do mejne temperature.

Če kamnine ohlajamo od mejne temperature do sobne temperature 300 K, se faktor $1/T$ v eksponentu enačbe (6) poveča za kvocient obeh temperatur, v našem primeru za 800/300. Zaradi tega se relaksacijski čas močno poveča in meri 10^{25} sekund $\approx 10^{17}$ let. Takoj uvidimo, da ostane termoremanentna magnetizacija nespremenjena tudi v geoloških obdobjih okrog 10^9 let.

Termoremanentna magnetizacija

Ocenimo še termoremanentno magnetizacijo kamnine, ki vsebuje enodomenska zrna magnetne snovi. Kamnino postavimo v šibko magnetno polje. S tem mislimo, da je jakost polja majhna v primerjavi s koercitivno jakostjo polja. Kot prej tudi tokrat izberemo zrna s tako anizotropijo, da kaže magnetizacija samo v smeri zunanjega polja ali v nasprotni smeri. Pri mejni temperaturi T_m se lahko smer magnetizacije obrne. Verjetnost, da je magnetizacija v smeri zunanjega polja ali v nasprotni smeri, podaja Boltzmannova porazdelitev:

$$P_p = \exp (W_m/kT_m)/[\exp (W_m/kT_m) + \exp (-W_m/kT_m)]$$

$$P_a = \exp (-W_m/kT_m)/[\exp (W_m/kT_m) + \exp (-W_m/kT_m)] \tag{7}$$

Izraz v imenovalcu je normalizacijski faktor. W_m je magnetna energija zrna:

$$W_m = -\mu_0 \, p_m \, H \tag{8}$$

H je jakost magnetnega polja in p_m magnetni moment zrna pri mejni temperaturi. Magnetni moment je odvisen od temperature tako kot magnetizacija.

V kamnini naj bo n zrn na enoto prostornine. Potem je magnetizacija pri mejni temperaturi

$$M_m = n \, \mu_0 \, p_m (P_p - P_a) = M_{nm} \operatorname{th} (W_m/kT_m) \tag{9}$$

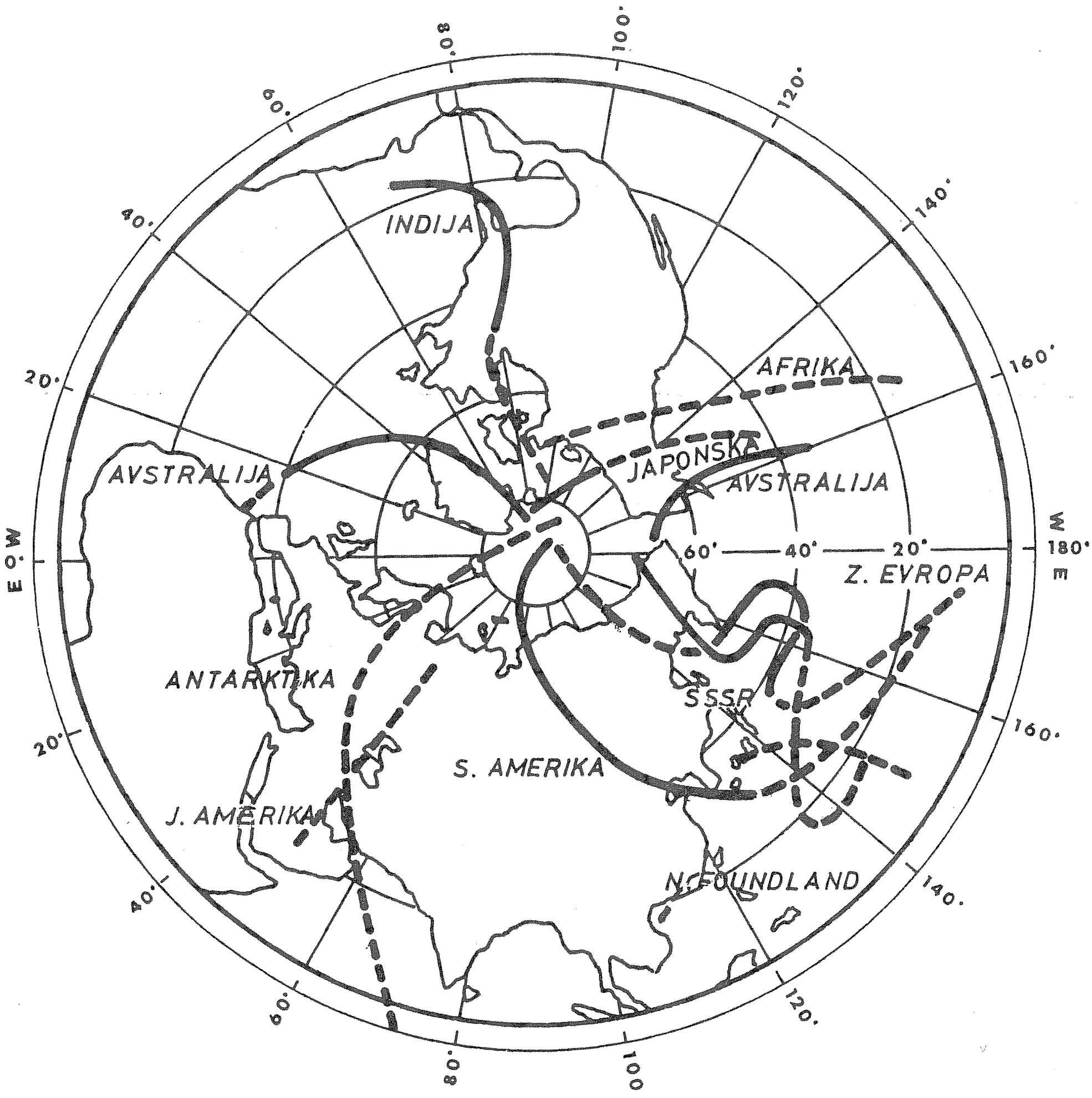
Faktor $n(P_p - P_a)$ podaja razliko med številom zrn na enoto prostornine, ki so obrnjena v smer polja, in številom tistih, ki imajo nasprotno smer. Potrebna je le razlika, saj se preostali magnetni momenti med seboj izravnajo in ne prispevajo k magnetizaciji kamnine. $M_{nm} = n \, \mu_0 \, p_m$ je nasičena magnetizacija kamnine pri mejni temperaturi.

Pri ohlajanju kamnin do sobne temperature ostanejo magnetni momenti orientirani kot pri mejni temperaturi, magnetizacija pa se poveča za faktor M_n/M_{nm}, če je M_n nasičena magnetizacija pri sobni temperaturi. Termoremanentna magnetizacija pri sobni temperaturi meri torej

$$M_{TRM} = M_n \operatorname{th} (W_m/kT_m) \tag{10}$$

Jakosti magnetnega polja, s katerimi imamo navadno opravka, so relativno šibke, na primer pod 100 A/m. Potem je W_m tako majhna, da smemo uporabiti v (10) linearni približek:

$$M_{TRM} = M_n W_m/kT_m \tag{11}$$



Sl. 5. Pot magnetnega pola na severni polobli od prekambrija do danes. Pot je odvisna od kontinenta, s katerega opazujemo

Magnetna energija W_m je sorazmerna z jakostjo zunanjega polja, torej je tudi termoremanentna magnetizacija sorazmerna z jakostjo, če je ta dovolj majhna.

Rekonstrukcija zgodovine zemeljskega magnetnega polja

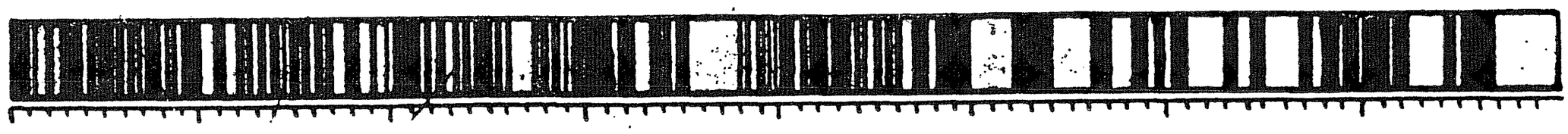
Ena od metod, s katerimi ugotavljamo, kakšno je bilo zemeljsko magnetno polje v preteklosti, je merjenje termoremanentne magnetizacije kamnin. Dru-

ga precej znana metoda pa je proučevanje magnetizacije sedimentnih kamnin. Ob času nastajanja usedlin se namreč drobci magnetnih snovi orientirajo v smeri zemeljskega magnetnega polja. Ko iz usedlin nastanejo kamnine, v sebi obdržijo te drobce, ki se kasneje ne morejo več obračati in torej obdržijo smer polja, kakršna je bila ob nastanku kamnine.

Z meritvami mnogih vzorcev kamnin različnih starosti z vseh kontinentov so ugotovili, da magnetni severni pol ni bil vedno na današnjem mestu. V resnici se je v geološki preteklosti njegova lega močno spreminjala. Izdelali so zemljevide, na katerih je vrisana pot magnetnega pola od predkambrija do danes (Sl. 5).

Večina raziskovalcev misli, da se magnetni pol v resnici ni premaknil za toliko, kot kaže slika 5. Bolj verjetno se jim zdi, da je bil pol približno na enem mestu, premaknili pa so se kontinenti. To teorijo močno podpirajo tudi rezultati drugih meritev.

Presenetljivo je bilo odkritje, da smer magnetnega polja ni bila vedno enaka. Več stokrat ali pa celo več tisočkrat v zemeljski zgodovini se je smer polja obrnila (Sl. 6). Do danes še ni nobene teorije o tem. Možno je, da se



0 10 20 30 40 50 60 70

polje obrne brez zunanjih vplivov. Vendar je znano, da sta obe smeri polja enako verjetni in da obrat ni preprosto izumiranje in ponovno nastajanje polja, ampak je precej bolj zamotan pojav.

Zelo težko je slediti podrobnostim magnetnega obrata, saj ima tedaj jakost polja le desetino normalne vrednosti ali manj. Ni znano, ali je polje med obratom še vedno dipolarno ali pa so takrat odločilni višji multipoli.

Pred nedavnim so odkrili, da spremembe v zemeljskem magnetnem polju vplivajo na biološko evolucijo. Nekateri organizmi imajo magnetne sestavine in zato močno čutijo obrat magnetnega polja.

Obrati polja so jasno vidni na dnu oceanov. Trakovi magnetiziranih kamnin v nasprotnih smereh ležijo na obeh straneh razpok na sredi oceanov. To so odkrili zaradi magnetnih anomalij, kakor pravimo lokalnim magnetnim motnjam. Kamnine, ki so močno magnetizirane v smeri polja, kažejo pozitivno anomalijo, tiste, ki so močno magnetizirane v nasprotni smeri, pa negativno. Trakovi so nastali, ko je lava privrela skozi razpoke, se ohlajala in postala termoremanentno magnetizirana. Nova lava, ki je privrela kasneje, je staro potisnila dalje od razpoke, sama pa je tudi postala termoremanentno magnetizirana. Ugotovili so, da ležijo trakovi na obeh straneh razpok simetrično, kar je še en dokaz za teorijo, da se oceansko dno širi. Prav tako so kamnine enako magnetizirane v različnih oceanih, na primer v Atlantskem, Tihem in Antarktičnem [6].

Narisali so zemljevide zemeljskega površja v raznih obdobjih geološke preteklosti. Podatke so dobili skoraj izključno iz termoremanentne magnetizacije meritev [3].

Magnetizacijo kamnin lahko merimo v laboratorijih. Najstarejša metoda je Gaussova, pri kateri določimo nihajni čas majhnega magneta v bližini

vzorca. Med merilnike magnetizacije sodijo razni magnetometri, kot so indukcijski, protonsko-precesijski in superprevodni. Včasih ni mogoče prinesti vzorcev v laboratorij in je treba meriti na terenu, na primer merjenje magnetne anomalije.

Ves čas je bil govor o zemeljskem magnetnem polju v preteklosti. To pa ne pomeni, da podobnih meritev ne bi mogli narediti drugje v našem osončju ali celo v vesolju. Nekaj meritev so že naredili na kamnih, ki so jih prinesli z Lune. Zanimivo odkritje je bilo, da so kamni magnetizirani, čeprav Luna danes nima magnetnega polja. Sklepajo, da je Luna nekoč imela polje in s tem tudi tekočo sredico. Do danes pa se je že popolnoma ohladila, sredica se je strdila in ne more več ustvariti polja. Seveda pa so premerili premalo vzorcev, da bi lahko iz tega izvedeli kaj natančnejšega o Luninem magnetnem polju.

LITERATURA

[1] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin, *Solid State Physics*, Holt Rinehart & Winston, New York 1976.

[2] G. D. Garland, *Introduction to Geophysics*, Saunders, Philadelphia 1971.

[3] R. Jeanloz, *The Earth's Core*, Scientific American **249** (1983) 40 (3).

[4] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, Wiley, New York 1956.

[5] L. Neél, *Some Theoretical Aspects of Rock Magnetism*, Advances in Physics 4 (1955) 191.

[6] F. Press, R. Siever, *Earth*, Freeman, San Francisco 1974.

[7] F. D. Stacey, *Physics of the Earth*, Wiley, New York 1969.

NOVE KNJIGE

KUŠČER S., ŠTRBAC Z., Ukročeni računalnik, Tehniška založba Slovenije, Ljubljana 1985.

Knjiga spada med najboljše na našem tržišču dostopne poljudne uvode v zgodovinski razvoj, zgradbo, delovanje in uporabo računalnika ter njegovo mesto in vpliv v sodobni družbi. Razdeljena je na trinajst poglavij: razvoj, digitalni računalnik, kodiranje, delovanje procesorja, čip, zunanje enote, programiranje, monitor in operacijski sistem, mikroračunalnik, uporaba računalnika, umetna inteligenca, računalnik in družba, prihodnost.

Namen knjige je prikazati bralcu, da računalnik ni nič drugega kot stroj — sicer zapleten — ki ga lahko koristno uporabimo na najrazličnejših področjih in ki z dneva v dan bolj postaja del naše vsakdanjosti. Zato ga je treba spoznati. Pisana je prijetno in dostopno, a vseeno strokovno dovolj natančno. Osnovno snov dopolnjujejo številne ilustracije, slike in podrobnejše razlage »v okvirih«.

Delo ponovno dokazuje, da je mogoče tudi o računalništvu pisati v lepi slovenščini. Pri tem je bilo seveda treba kako besedo nanovo skovati; za nekaj še neustaljenih besed pa avtorja dajeta nove predloge. Ne glede na to, ali so: programirni jezik, prestavnik, hlapljivi pomnilnik, medpomnilnik, strokovni sistem, lokacija, kontrola, gonilnik, kazalec, celoštevilčna spremenljivka, besedni procesor, brezpogojna vejitev, **medtemko**... res najbolj posrečeno izbrane, sem prepričan, da je edina možna pot, če želimo čez nekaj let imeti primerno računalniško izrazje, vztrajati pri slovenjenju (čeprav neenotnem) in prepustimo času, piscem in bralcem, da izberejo najustreznejše besede. Morda bi se pri slovenjenju, namesto da se oklepamo dobesednih prevodov, bilo treba vprašati: kako bi pa rekel tejle stvari, če bi si jo sam izmislil?

Ali je cena knjige nekoliko previsoka? No, čez pol leta bo že dostopnejša.

Knjiga je primerna za širok krog bralcev. Priporočam jo kot dopolnilno branje k uvodom v računalništvo v srednji šoli pa tudi na univerzi.

Vladimir Batagelj

NOVE KNJIGE

SZMIELEW Wanda, From Affine to Euclidean Geometry. An Axiomatic Approach, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht 1983, PWN-Warszawa 1981, str. 194 + XIII.

To delo pokojne znanstvenice — učenke geometra Karola Borsuka in logika Alfreda Tarskega — je pripravila za objavo njena sodelavka Maria Moszyńska.

K. Borsuk in W. Szmielew sta l. 1955 objavila delo Podstawy Geometrii (Osnove geometrije), v katerem sta v sodobni obliki podala to področje, kot ga je ob prelomu stoletja l. 1900 predlagal D. Hilbert. Znano je, da je ta videl v osnovah geometrije troje vrst reči — točke, premice, ravnine (in med njimi več osnovnih relacij). V aksiomskem sistemu pa je uporabljal tudi že izpeljane pojme in sestavljene relacije. K. B. in W. Sz. sta Hilbertovo gledanje geometrije dodelala v podrobnosti predvsem s stališča topologije in logike. A. Tarski pa je našel sistem aksiomov, ki ima en sam osnovni pojem — točko — in dve osnovni relaciji M in E (med in ekvidistantno). Sistem aksiomov je pri njegovem obravnavanju postavljen na začetek, saj nastopajo v aksiomih samo osnovni pojmi in osnovne relacije — vse v obliki logičnih izrazov. Velik del teorije je prvega reda. Raziskava njegovega pristopa je aktualna tudi danes. Eden od prispevkov je tudi pričujoča (žal nedokončana) monografija.

V prvem delu predstavi W. Sz. izčrpno afino geometrijo, ki je zasnovana na podlagi pojma vzporednosti (in ne kolinearnosti). Sistem aksiomov, ki uvajajo teorijo, ima $\forall\exists$-lastnost (vsi univerzalni kvantifikatorji so v posameznih aksiomih pred eksistencialnimi kvantifikatorji (seveda, če oboji nastopijo)). Tak sistem dopušča razred modelov z izjemno lepimi lastnostmi. Avtorica pokaže: če izberemo namesto paralelnosti za osnovo kolinearnost, dobimo sicer definicijsko ekvivalentno teorijo, ki je pa ni mogoče aksiomatizirati z $\forall\exists$-sistemov aksiomov.

Drugi del je posvetila translacijskim ravninam; razred teh ravnin karakterizira z »algebro središč« (midpoint algebra). Del teorije je tu neelementaren (zaradi uporabe Arhimedovega aksioma in aksioma o zveznosti). V tretjem delu poda razred Evklidovih ravnin nad 2-formalno realnimi obsegi in razvije teorijo do obravnave urejenih Evklidovih ravnin.

Delo je zanimivo za matematike, ki študirajo osnove geometrije v zvezi z logiko in algebro.

Ivan Pucelj

SMULLYAN R., Alica v deželi ugank, Državna založba Slovenije, Ljubljana 1984, str. 151, 750 ND. Delo je iz angleščine prevedla Gitica Jakopin, spremno besedo pa je napisal Izidor Hafner. (Angleška izdaja je izšla leta 1982.)

Delo je zbirka na zanimiv način predstavljenih nalog iz logike, ki so namenjene, kot pravi sam avtor, otrokom pod osemdeset. Naloge so zastavljene v obliki zgodb, v katerih nastopajo liki iz del Lewisa Carrolla *Alica v čudežni deželi* in *Alica v ogledalu*. Razen logičnih vsebuje knjiga tudi nekaj aritmetičnih nalog. Le-te so namenjene predvsem mlajšim, ki še ne poznajo enačb. Med problemi iz logike zahtevajo nekateri precej potrpežljive analize tudi od veščega bralca. Nobena naloga pa ne zahteva kakega predznanja logike ali matematike. Vse naloge so v knjigi tudi rešene.

Spretnost v logičnem razmišljanju je bistveni pogoj za razumevanje matematike. Reševanje ugank, ki jih prinaša Smullyanovo delo, lahko prispeva k razvijanju te spretnosti več kot pa učenje formalnih logičnih pravil. Zato bo knjiga koristna predvsem za mlajše, prijetna pa za vse bralce.

Navedimo še primer naloge, ki je med najkrajšimi, toda ne najlažjimi v knjigi. Eden od na pogled enakih dvojčkov vedno laže, drugi pa vedno govori resnico. Enemu od dvojčkov je ime Janez. Ugotoviti je treba, kateri je Janez. Pri tem pa smemo samo enemu od bratov postaviti vprašanje, ki ni daljše od treh besed in na katero je mogoče odgovoriti samo *da* ali *ne*.

Bojan Magajna

PASCUAL, P., TARRACH, R., QCD : Renormalization for the Practitioner, Lecture Notes in Physics 194, Springer Verlag, Berlin 1984, str. V + 277.

Ta zvezek iz zbirke Lecture Notes in Physics prinaša zapis predavanj, ki sta jih avtorja imela v okviru tečaja Grupo Interuniversitario de Física Teórica na Univerzi v Barceloni jeseni leta 1983.

Osnovni predmet knjige je perturbativna renormalizacija kvantne kromodinamike: izpeljava algoritmov, ki omogočajo matematično neoporečno nadomestiti »vrednosti fizikalno merljivih količin« z »vsotami neskončnih vrst asimptotičnega razvoja po parametru sklopitve polj kvarkov s polji gluonov«.

Renormalizibilnost teorije polja je potrelna, če hočemo razumeti strukturo polj pri poljubno majhnih razdaljah. Vendar renormalizibilnost ni konec poti. Ne želimo le, da bi obvladali račun, ki napoveduje obnašanje polj pri poljubno majhnih razdaljah; želimo ga obvladati tako dobro, da se napake, ki jih zagrešimo na nivoju Lagrangeve gostote, ne povečujejo z redom perturbacije. Želimo neke vrste asimptotično stabilnost, tako da struktura polj na majhnih razdaljah tudi natančno določa, kaj se dogaja s polji na velikih razdaljah.

Kvantna kromodinamika ni le renormalizibilna teorija polja, temveč ima tudi lastnost asimptotične svobode: efektivna jakost sklopitve polj pada s padajočo razdaljo. Ali so zato vsote vrst perturbativnega razvoja dobro definirane in enolične? Tako daleč, da bi poskusila odgovoriti na to vprašanje, se avtorja ne spustita. Omejita se le na tisto, kar spada v železni repertoar teorije renormalizacije.

V 1. poglavju najprej definirata Lagrangevo gostoto kromodinamike in naštejeta vse njene klasične simetrije. Teorijo kvantizirata s Feynmanovim integralom, potem ko Lagrangevi gostoti dodasta člen, ki fiksira umeritev Lorentz-kovariantno. Nazadnje izpeljeta Fnynmanova pravila za to umeritev.

V 2. poglavju obravnavata simetrije nove Lagrangeve gostote: od invariantnosti na umeritvene transformacije je ostala le invariantnost na Becchi-Rouet-Stora transformacije. Z njimi izpeljeta identitete Slavnova-Taylorja za dvo- in tri-točkaste Greenove funkcije.

V 3. poglavju predstavita dimenzijsko regularizacijo integralov, ki nastopajo v perturbativni vrsti za Greenove funkcije. Pokažeta, da je divergentne dele teh integralov mogoče eliminirati tako, da Lagrangevi gostoti dodamo protičlene, ki imajo sicer enako obliko kot že obstoječi členi, v njih pa so polja in parametri sklopitve ter mase pomnoženi s primernimi renormalizacijskimi konstantami. Dokažeta, sicer s pogostim sklicevanjem na originalno literaturo, da so multiplikativne renormalizacijske konstante, definirane kot vrste po potencah parametra sklopitve, vse, kar je potrebno za odpravo divergenc iz Greenovih funkcij v poljubnem redu teorije motenj, tj. dokažeta renormalizibilnost kvantne kromodinamike.

Izbira protičlenov, tj. izbira sheme renormalizacije ni enolična. Fizikalno merljive količine pa morajo biti neodvisne od izbire renormalizacijske sheme, ki jo uporabimo pri računu teh količin. Avtorja obravnavata diferencialno formo te renormalizacijske invariantnosti v obliki enačb renormalizacijske grupe, ki dajejo detajlni vpogled v obnašanje Greenovih funkcij pri majhnih razdaljah. Poglavje končata z dokazom asimptotične svobode kvantne kromodinamike.

V 4. poglavju se lotita renormalizacije sestavljenih operatorjev. Pokažeta, da je za to bolj kot Lorentz-kovariantna umeritev prikladna umeritev s klasičnim poljem v ozadju. V renormalizacijski shemi minimalne subtrakcije pokažeta, da kromodinamike ni mogoče kvantizirati, ne da bi enačbe, ki v klasični kromodinamiki govorijo o ohranitvi simetrijskih tokov, pridruženih kiralni in dilatacijski simetriji, dobile anomalne člene. Dokažeta še, da so ti anomalni členi neobčutljivi za renormalizacijo.

V zadnjem poglavju avtorja presežeta okvir teorije motenj z obravnavo vsotnih pravil kvantne kromodinamike. Polarizacijski operator polja kvarkov izrazita na dva načina. Enkrat ga kot produkt operatorjev razvijeta v neskončno vrsto nesingularnih operatorjev s koeficientnimi funkcijami, singularnimi na svetlobnem stožcu. Alternativna oblika je podana z merljivimi preseki za različne procese preko disperzijskih relacij. Metodo ilustrirata na primeru računa mase mezona ϱ. To je edina kvantitativna napoved kvantne kromodinamike v tej knjigi.

Renormalizacija kvantnih teorij polja je priznano zapleten program, še posebej če gre za umeritvena polja. Tudi pričujoča knjiga renormalizaciji ni odvzela tega slovesa, vseeno pa utegne biti zelo koristna za praktično računanje renormalizacijskih popravkov.

Matjaž Poljšak

DOMAČE VESTI

NOVI ČLANI DMFA SRS

1356. Arslanagić Šefket
1357. Devide Zvonimir
1358. Družina Branko
1359. Gajšt Marija
1360. Gaborovič Svitan
1361. Golob Pavel
1362. Igrišnik Terezija
1363. Jelen Andreja
1364. Jesih Adolf
1365. Kaferle Alenka
1366. Kralj Samo
1367. Lukman Benjamin
1368. Oberdank Kazimir
1369. Padovan Milena
1370. Parzer Iztok
1371. Pavšek-Guzelj Dragica
1372. Požlep Borislava
1373. Pregelj Andrej
1374. Ravnik Marija
1375. Ravnjak Miran
1376. Rihtaršič Borut
1377. Stiplovšek Milenko
1378. Stopar Lučka
1379. Suhač Meta
1380. Šinigoj Sonja
1381. Trunk-Širca Nada
1382. Valič Marko
1383. Vogrin Vanja
1384. Veronik Ivo
1385. Žumer Jože
1386. Debenjak Slavica
1387. Kovač Olga
1388. Sešlar Tatjana
1389. Slokan Nevenka
1390. Hočevar Olga
1391. Ažman Marija

Lani smo vpisali 37 novih članov društva in naročnikov Obzornika za matematiko in fiziko. Med njimi pa je le malo novih diplomiranih matematikov in fizikov ljubljanske univerze in obeh pedagoških akademij. Profesorje na vseh treh visokošolskih organizacijah prosimo, naj študente vzpodbujajo k branju Obzornika za matematiko in fiziko in jim priporočajo, da se nanj naročijo ter postanejo člani društva. To je pomembno še posebej zato, ker je letos prenehalo dobivati revijo 40 dolgoletnih naročnikov; večina med njimi kljub večkratnim opominom ni poravnala naročnine za dve leti. Nekateri so revijo odpovedali, peč članov pa je umrlo. V telošnjem letu se obeta še večji osip, saj več kot sto naročnikov ni poravnalo obveznosti za leto 1984. Ali je temu kriva povečana naročnina? Kljub poteku zadnjega roka smo jim še enkrat poslali opomin.

Ciril Velkovrh

OBVESTILO

Naročnike Obzornika za matematiko in fiziko vljudno prosimo, da čimprej poravnajo naročnino za društveno revijo za leto 1985. Znesek 650 din nakažite na naslov DMFA SRS — Ljubljana, številka ŽR 50101-678-47233.

Ciril Velkovrh

OBČNI ZBOR — DNEVNI RED

1. Otvoritev
2. Imenovanje častnih članov
3. Društvena priznanja
4. Poročilo o mednarodni fizikalni olimpiadi
5. Poročila o delu Društva
6. Razprava o poročilih
7. Poročilo nadzornega odbora
8. Volitve novega odbora
9. Pregled sklepov in razno

Prosimo, da prijavite udeležbo na občnem zboru do 5. 10. 1985

Predsednik DMFA SRS
Janez Strnad

Odreži

HOTEL TRANSTURIST

Titov trg 4 c

64220 ŠKOFJA LOKA

Upravni odbor Društva matematikov, fizikov in astronomov SRS
vabi na

37. OBČNI ZBOR DRUŠTVA

Vabimo tudi učitelje matematike in fizike na osnovnih in srednjih šolah ter tehnične fizike in tehnične matematike, ki še niso člani društva.

SPORED:

Petek, 18. 10. 1985

12.00 in dalje prijave v recepciji hotela Transturist. Razstava društvenih publikacij
16.00 Matjaž Omladič, Načrtovanje z računalnikom
17.00 Tomo Pisanski, Naključnost na računalniku
18.00 Naloge in poskusi s fizikalne olimpiade
19.30 Večerja in družabni večer

Sobota, 19. 10. 1985

9.00 Občni zbor
12.30 Kosilo

Odreži

PRIJAVA

Prijavljam se na 37. občni zbor DMFA SRS, ki bo 18. in 19. oktobra 1985 v Škofji Loki v hotelu Transturist, Titov trg 4 c., tel. št. (064) 61-261.

Priimek in ime (tiskano) .....

Točen naslov .....

Rezervirajte mi prenočišče skupaj z .....

v enoposteljni sobi z zajtrkom (2.200 din), v dvoposteljni sobi z zajtrkom (1.750 din), penzion v enoposteljni sobi (3.350 din), penzion v dvoposteljni sobi (2.900 din).

(Zaželeno obkrožite.)