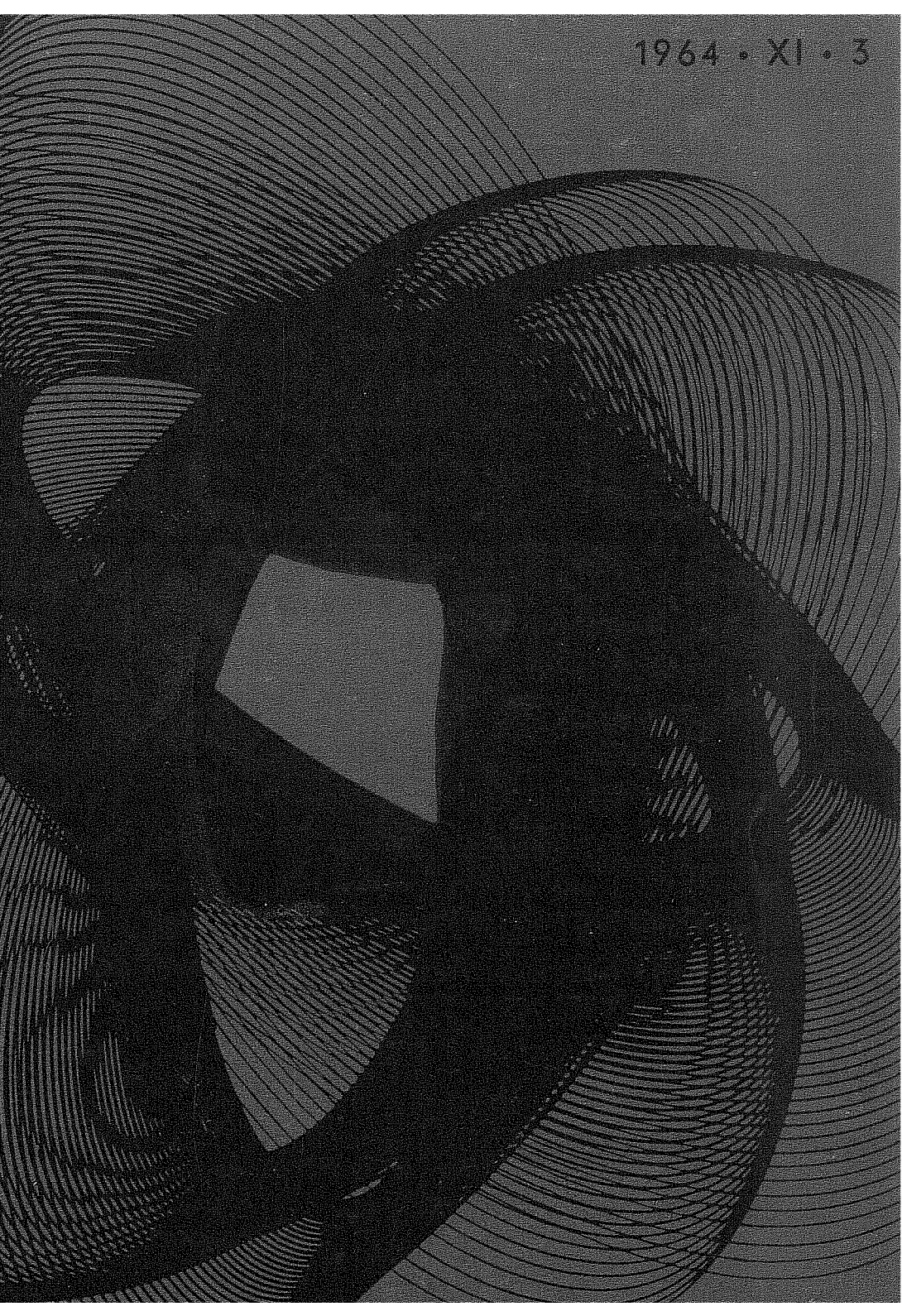




OBZORNIK ZA MATEMATIKO IN FIZIKO

XI. LETNIK — 3. ŠTEVILKA

IZDAJA DRUŠTVO MATEMATIKOV, FIZIKOV IN ASTRONOMOV SRS
LJUBLJANA, OKTOBER 1964

VSEBINA

Članki

Stran

Mooreove družine (N. Prijatelj)	97
Fizika fotonov in elektronov pri visokih energijah — zdaj in v prihodnje (W. Panofsky — prev. J. Strnad)	105
Plazma (S. Poberaj)	113
Števci Čerenkova (G. Lahajnar)	121
Udarni valovi v trdnem sredstvu — nova pot do kontroliranega zlivanja jeder? (J. Strnad)	128

Novice

Nekaj novic iz fizike visokih energij (J. S.)	134
---	-----

Domače vesti

Plenum Zveze društev matematikov, fizikov in astronomov SFRJ (J. Povšič)	140
Naš pohod v Cerkno in Idrijo (F. Šušteršič)	141

Utrinka	144
-------------------	-----

Za mlade matematike in fizike	144
---	-----

CONTENTS

Articles

Page

Moore's Families (N. Prijatelj)	97
Photon and Electron High Energy Physics: Present and Future (W. Panofsky — transl. by J. Strnad)	105
Plasma (S. Poberaj)	113
Čerenkov Counters (G. Lahajnar)	121
Shock Waves in Solids — a New Way towards Controlled Fusion? (J. Strnad)	128

News

Some News from High Energy Physics (J. S.)	134
--	-----

Home News	87
---------------------	----

MOOREOVE DRUŽINE

NIKO PRIJATELJ

1

Osrednji pojem moderne algebre je pojem operacije, ki izhaja iz posplošitve klasičnih aritmetičnih operacij med števili. To posplošitev je treba razumeti v dvojnem smislu: operandi nasploh niso več števila, temveč elementi ene ali več abstraktnih množic, in definirane operacije morejo imeti manj ali več značilnih lastnosti. Prav to je tudi osnova za razlikovanje med posameznimi algebrskimi strukturami.

Naj bodo najprej dane tri abstraktne množice A , B , C , torej množice elementov, katerih narava ni z ničemer določena. Potem imenujemo operacijo vsak predpis, ki priredi vsakemu urejenemu paru (a, b) , pri čemer je a poljuben element množice A in b poljuben element množice B , določen element množice C . Ker je vsak tak urejen par (a, b) element kartezičnega produkta množic A in B , torej element množice $A \times B$, lahko tudi rečemo, da je ustrezna operacija funkcija ali preslikava, ki preslika množico $A \times B$ v množico C .

Če je $A \neq B = C$, govorimo o eksterne operaciji. V takem primeru imamo opraviti s preslikavo množice $A \times B$ v množico B . Pri vsakem fiksnem $a \in A$ dobimo torej, če spreminjamo le element b iz množice B , neko preslikavo množice B samo vase. Vsakemu elementu $a \in A$ ustreza tedaj neka transformacija v množici B . Zato imenujemo množico A množico operatorjev dane eksterne operacije, ki deluje jo v množici B .

Če pa je $A = B = C$, to pomeni, da priredi ustrezna operacija vsakemu urejenemu paru elementov dane množice A določen element te množice. Zdaj pa pravimo, da je v množici A definirana neka interna operacija.

Omejimo se v nadaljnjem le na interne operacije. Naj bo torej dana kakšna množica A z elementi $a, b, c, \dots$ itd., in naj bo v njej definirana neka operacija O , ki priredi vsakemu urejenemu paru (a, b) elementov iz A določen element množice A , katerega bomo pisali kar ab in imenovali kompozitum elementa a z elementom b . Naj tedaj velja

$$O : (a, b) \in A \times A \rightarrow ab \in A$$

Če ne postavimo v zvezi z operacijo O nobenih nadaljnjih zahtev, potem smo tako definirali najsplošnejšo interno algebrsko strukturo, ki jo imenujemo *grupoid*.

Do manj splošnih internih algebrskih struktur pridemo zdaj tako, da postavljamo v zvezi z operacijo O še dodatne zahteve. Na primer:

Če zahtevamo, da je operacija $\mathcal{O}$ asociativna, da velja torej za poljubne tri elemente a, b, c iz množice A vedno

$$(ab)c = a(bc)$$

potem ima množica A strukturo semigrupe. Če je poleg tega operacija $\mathcal{O}$ tudi komutativna, če velja tedaj za poljuben par elementov (a, b) iz množice A tudi

$$ab = ba$$

pravimo, da ima množica A strukturo Abelove semigrupe.

Če je množica A semigrupa, pa zahtevamo še naprej, da eksistira v tej množici neki element e tak, da je za vsak element a množice A

$$ae = ea = a$$

potem reprezentira množica A strukturo semigrupe z enoto. Pri tem imenujemo element e , ki more biti le en sam, nevtralni element ali element enota ali tudi identiteta za operacijo $\mathcal{O}$.

Če je množica A semigrupa z enoto, se lahko zgodi, da eksistira h kakemu elementu a kak tak element b te množice, da je

$$ab = ba = e$$

V tem primeru pravimo, da je b inverzni element k elementu a , glede na operacijo $\mathcal{O}$. Če pa zahtevamo, da ima vsak element a semigrupe z enoto inverzni element, ki more biti le en sam, potem ima množica A strukturo grupe. Če je poleg tega operacija $\mathcal{O}$ še komutativna, govorimo o Abelovi grupi.

Da bi prišli do struktur kolobarja in obsega, ki sta poleg grupe pač najbolj poznani strukturi v klasični algebri, moramo vpeljati v dano množico A dve operaciji. Označimo kompozitum dveh elementov a, b množice A , ki je rezultat prve operacije $\mathcal{O}_1$, kar z $a + b$ in kompozitum teh dveh elementov glede na drugo operacijo $\mathcal{O}_2$ z ab . Potem velja:

Množica A , v kateri sta definirani operaciji $\mathcal{O}_1$ in $\mathcal{O}_2$, ima strukturo kolobarja ali ringa, če je A Abelova grupa za operacijo $\mathcal{O}_1$, semigrupa za operacijo $\mathcal{O}_2$ in če velja distributivnostni zakon za operacijo $\mathcal{O}_2$ glede na operacijo $\mathcal{O}_1$, če je torej za poljubne elemente a, b, c množice A

$$a(b + c) = ab + ac \quad \text{in} \quad (b + c)a = ba + ca$$

Če je poleg tega še druga operacija $\mathcal{O}_2$ komutativna, je ustrezeni kolobar komutativen. Če pa eksistira nevtralni element tudi za drugo operacijo $\mathcal{O}_2$, če je torej množica A glede na drugo operacijo $\mathcal{O}_2$ semigrupa z enoto, potem rečemo, da ima množica A strukturo kolobarja z enoto in imenujemo ta nevtralni element za operacijo $\mathcal{O}_2$ enoto kolobarja.

In: množica A ima strukturo obsega, če je A kolobar z enoto, v katerem ima vsak element, ki je različen od nevtralnega elementa za operacijo $\mathcal{O}_1$, inverzni element glede na operacijo $\mathcal{O}_2$.

Pa vzemimo, da je v dani množici A definirana neka interna operacija O , katere rezultat bomo pisali ab , če sta a in b elementa, ki smo ju komponirali. To nam omogoča, da vpeljemo tudi v potenčno množico $\mathcal{P}A$ množice A neko operacijo O_1 , in sicer takole:

Če sta E in F dve poljubni neprazni podmnožici množice A , torej elementa potenčne množice $\mathcal{P}A$, definirajmo njun kompozitum, ki ga bomo označili z $E \circ F$, takole:

$$(1) \quad E \circ F = \{ab ; a \in E \text{ \& } b \in F\}$$

tedaj kot množico slik, ki nam jih da operacija O od vseh urejenih parov (a, b) , pri čemer je a poljuben element množice E in b poljuben element množice F .

Če pa je E poljuben element potenčne množice $\mathcal{P}A$ in $\emptyset$ prazna množica, naj bo

$$(2) \quad E \circ \emptyset = \emptyset \circ E = \emptyset$$

Ker ima potenčna množica vsake dane množice za elemente vse podmnožice te množice, vključno prazno množico, je tako definirani kompozitum zanesljivo vedno zopet element potenčne množice. Seveda pa to ne velja več, brž ko bi vzeli namesto potenčne množice kakšno poljubno družino podmnožic dane množice A . V tem primeru se prav lahko zgodi, da v zgornjem smislu definirani kompozitum dveh elementov družine ni spet element te družine. Ali je mogoče, pod določenimi pogoji, tudi v taki družini podmnožic na kakšen način definirati kompozicijo, ki bi bila inducirana z operacijo O v osnovni množici A ? Poskusimo odgovoriti na to vprašanje!

Zahtevajmo v ta namen, da ima ustrezna družina $\mathcal{M}$ podmnožic dane množice A naslednji lastnosti:

(a) množica A je element družine $\mathcal{M}$, torej

$$A \in \mathcal{M}$$

(b) če je $\mathcal{N}$ poljubna neprazna poddružina družine $\mathcal{M}$, potem je tudi presek te poddružine $\mathcal{N}$ element družine $\mathcal{M}$, torej

$$\mathcal{N} \subseteq \mathcal{M} \Rightarrow \cap \mathcal{N} \in \mathcal{M}$$

Vsako družino $\mathcal{M}$ podmnožic dane množice A , ki ima ti dve lastnosti, imenujemo Mooreovo družino podmnožic množice A . Očitno sta potenčna množica $\mathcal{P}A$ in družina, ki ima za element le množico A , torej $\{A\}$ Mooreovi družini.

Iz te definicije je prav tako razvidno, da je presek poljubno mnogih Mooreovih družin dane množice A spet Mooreova družina te množice. Mimo tega pa prav lahko spoznamo še naslednje temeljno dejstvo:

Če je E poljubna podmnožica množice A , potem eksistira v dani Mooreovi družini $\mathcal{M}$ podmnožic množice A neki najmanjši element $\bar{E}$, ki vsebuje množico E .

Dokaz: Naj bo $\mathcal{N}$ tista poddružina dane Mooreove družine $\mathcal{M}$, ki ima za elemente natanko tiste elemente družine $\mathcal{M}$, ki vsebujejo množico E . Poddružina $\mathcal{N}$ gotovo ni prazna, saj ima zaradi (a) množico A gotovo za element.

Zaradi (b) pa je tudi presek te poddružine $\mathcal{A}$ element družine $\mathcal{M}$. No, in očitno je ta presek $\cap \mathcal{A}$ prav iskani element $\bar{E}$.

Potemtakem moremo vedno potenčno množico $\mathcal{P}A$ kake dane množice A surjektivno preslikati na poljubno Mooreovo družino $\mathcal{M}$ množice A s tem, da vsakemu elementu E potenčne množice $\mathcal{P}A$ priredimo najmanjši element $\bar{E}$ družine $\mathcal{M}$, ki vsebuje E . Če je E iz $\mathcal{P}A$ hkrati tudi element družine $\mathcal{M}$, potem je seveda kar $E = \bar{E}$. To preslikavo označimo z μ , torej

$$\mu : E \in \mathcal{P}A \rightarrow \bar{E} \in \mathcal{M}$$

in jo imenujemo Mooreovo zaprtje, ki je prirejeno dani Mooreovi družini $\mathcal{M}$.

To nam zdaj omogoča, da definiramo tudi v vsaki Mooreovi družini $\mathcal{M}$ dane množice A neko operacijo $\bar{O}_1$, ki je inducirana z operacijo O v osnovni množici A . In sicer takole:

Če sta E in F poljubna elementa družine $\mathcal{M}$, poiščemo najprej kompozitum $E \circ F$ v smislu (1) in (2), ki je element potenčne množice $\mathcal{P}A$. Potem pa preslikamo z ustreznim Mooreovim zaprtjem μ podmnožico $E \circ F$ v $\bar{E \circ F}$, ki je po definiciji te preslikave tisti najmanjši element družine $\mathcal{M}$, ki vsebuje podmnožico $E \circ F$. Tako smo tedaj res priredili dvema poljubnima elementoma družine $\mathcal{M}$ spet en element te družine, ali z drugimi besedami, v družino $\mathcal{M}$ smo vpeljali neko operacijo. Če jo reprezentiramo z operacijskim znakom $\bar{o}$, lahko potemtakem zapišemo

$$(3) \quad E \bar{o} F = \overline{E \circ F}$$

pri čemer je operacija $\bar{o}$ definirana v potenčni množici $\mathcal{P}A$ z (1) in (2), prečna črta nad $E \circ F$ pa simbolizira prirejeno Mooreovo preslikavo μ .

Mooreovo zaprtje μ , ki preslika surjektivno potenčno množico $\mathcal{P}A$ množice A na dano Mooreovo družino $\mathcal{M}$ te množice, ima očitno naslednje tri lastnosti:

(a) za vsak element E iz $\mathcal{P}A$ velja

$$E \subseteq \bar{E}$$

kar sledi neposredno iz definicije te preslikave.

(β) če sta E in F poljubna elementa potenčne množice $\mathcal{P}A$ in velja $E \subseteq F$, potem je tudi $\bar{E} \subseteq \bar{F}$, torej

$$E \subseteq F \Rightarrow \bar{E} \subseteq \bar{F}$$

Zaradi (a) je namreč $E \subseteq F \subseteq \bar{F}$. Ker pa je $\bar{E}$ najmanjša množica v družini $\mathcal{M}$, ki vsebuje E , mora biti res tudi $\bar{E} \subseteq \bar{F}$.

(γ) za vsak element E iz $\mathcal{P}A$ velja

$$\bar{\bar{E}} = E$$

saj je $\bar{E}$ že element družine $\mathcal{M}$ in se zato preslika sam vase.

Toda te tri lastnosti so za Mooreovo zaprtje μ tudi karakteristične. To pomeni:

Če eksistira v potenčni množici $\mathcal{P}A$ kakšne dane množice A neka preslikava $\mu: E \rightarrow \bar{E}$, ki ima lastnosti (α) , (β) , (γ) , potem je s tem določena neka Mooreova družina $\mathcal{M}$ množice A , in sicer tako, da je preslikava μ prav Mooreovo zaprtje te družine.

Da se o tem prepričamo, ravnajmo takole:

Naj bo $\mathcal{M}$ zaloga vrednosti preslikave μ , torej

$$\mathcal{M} = \{\bar{E}; E \in \mathcal{P}A\}$$

ki je očitno neka družina podmnožic množice A . Pokažimo zdaj, da je to res Mooreova družina, ki ima za prirejeno Mooreovo zaprtje prav preslikavo μ .

(a) Zaradi lastnosti (α) mora biti $A \subseteq \bar{A}$, iz česar takoj sklepamo, da je $A = \bar{A}$, torej

$$A \in \mathcal{M}$$

(b) Če je $\mathcal{C}$ poljubna neprazna poddružina družine $\mathcal{M}$, označimo s P presek te poddružine

$$P = \bigcap_{F \in \mathcal{C}} F$$

Zaradi lastnosti (α) mora biti

$$(4) \quad P \subseteq \bar{P}.$$

Ker pa je seveda $P \subseteq F$ za vsak element F družine $\mathcal{C}$, je zaradi lastnosti (β) tudi $\bar{P} \subseteq \bar{F}$ za vsak element F družine $\mathcal{C}$. Zato je $\bar{P}$ vsebovan tudi v preseku vseh $\bar{F}$ poddružine $\mathcal{C}$, torej

$$(5) \quad \bar{P} \subseteq \bigcap_{F \in \mathcal{C}} \bar{F}$$

Toda elementi F poddružine $\mathcal{C}$ so seveda tudi elementi družine $\mathcal{M}$ in se zaradi lastnosti (γ) zato preslikajo sami vase. Zato je

$$\bar{F} = F$$

za vsak F iz $\mathcal{C}$. Potemtakem moremo (5) pisati kar

$$(6) \quad \bar{P} \subseteq \bigcap_{F \in \mathcal{C}} F = P$$

Iz (4) in (6) pa vidimo, da je

$$P = \bar{P}$$

torej res

$$P \in \mathcal{M}$$

Družina $\mathcal{M}$ ima tedaj zares obe karakteristični lastnosti Mooreovih družin.

Uverimo se še o tem, da je izhodna preslikava $\mu: E \rightarrow \bar{E}$ ravno Mooreovo zaprtje, ki pripada družini $\mathcal{M}$. Pokazati je torej treba, da je slika $\bar{E}$ vsakega elementa E iz potenčne množice $\mathcal{P}A$ najmanjša množica družine $\mathcal{M}$, ki vsebuje množico E .

Zaradi lastnosti (α) je gotovo

$$E \subseteq \bar{E}$$

In če je F kak tak element družine $\mathcal{M}$, da velja

$$E \subseteq F$$

potem je zaradi lastnosti (β) tudi

$$\bar{E} \subseteq \bar{F}$$

Ker pa je F element družine $\mathcal{M}$, je zaradi (γ) seveda $\bar{F} = F$ in zato tudi

$$\bar{E} \subseteq F$$

kar je bilo treba dokazati.

3

Pojma Mooreove družine in Mooreovega zaprtja, ki smo ju vpeljali v drugem razdelku, sta povsem neodvisna od pojma algebrske operacije in spadata po svoji naravi v abstraktno teorijo množic. Vendar bi že na osnovi tega, kar smo povedali o obeh prav v zvezi z algebrsko operacijo, lahko domnevali, da opravljata tudi v moderni algebri pomembno nalogo. Taka domneva se res izkaže za povsem upravičeno. Mooreove družine in zaprtja se spet in spet pojavljajo v različnih algebrskih strukturah in pri skoraj vseh družinah množic, ki so zanimive za algebro. Poskusimo to pokazati vsaj na nekaterih posebno enostavnih zgledih!

(A) Naj bo v množici A definirana neka interna operacija $\mathcal{O}$. Če je kakšna podmnožica F množice A taka, da je kompozitum dveh poljubnih njenih elementov spet njen element, potem pravimo, da je množica F stabilna ali trdna glede na operacijo $\mathcal{O}$. Pa napravimo družino $\mathcal{M}$ vseh podmnožic množice A , ki so stabilne glede na operacijo $\mathcal{O}$! Brž se lahko prepričamo, da je družina $\mathcal{M}$ Mooreova družina. Kajti:

(a) množica A sama je prav gotovo stabilna, saj je operacija $\mathcal{O}$ v njej definirana, torej je res

$$A \in \mathcal{M}$$

(b) naj bo $\mathcal{N}$ poljubna neprazna družina stabilnih množic, torej poddružina družine $\mathcal{M}$

$$\mathcal{N} \subseteq \mathcal{M}$$

Zdaj se je treba prepričati, da je tudi presek te poddružine stabilna množica, torej element družine $\mathcal{M}$. Vzemimo v ta namen dva poljubna elementa x in y iz preseka $\cap \mathcal{N}$ poddružine $\mathcal{N}$. Potem sta seveda x in y tudi v vsaki množici poddružine $\mathcal{N}$. Ker pa so vse te množice stabilne, je tedaj tudi kompozitum teh dveh elementov v vsaki od teh množic. Zato pa je seveda ta kompozitum tudi v preseku teh množic, torej v $\cap \mathcal{N}$. Zato je $\cap \mathcal{N}$ res tudi stabilna množica in je

$$\cap \mathcal{N} \in \mathcal{M}$$

Kaj pa nam da Mooreovo zaprtje μ , ki je prirejeno Mooreovi družini vseh stabilnih množic? Če je E poljubna podmnožica množice A , potem jo Mooreovo zaprtje μ očitno preslika v najmanjšo stabilno množico $\bar{E}$, ki vsebuje množico E . V algebri je navada v takem primeru, da rečemo, da je stabilna množica $\bar{E}$ nastala iz množice E .

(B) Pišimo kompozitum dveh elementov a, b dane množice A , v kateri je definirana neka interna operacija $\mathcal{O}$, kar ab . Če je kakšna podmnožica F množice A taka, da je kompozitum ax , pri čemer je a poljuben element iz F , x pa poljuben element iz A , spet element podmnožice F , pravimo, da podmnožica F dovoljuje kompozicijo z desne. Napravimo družino $\mathcal{M}$ vseh podmnožic množice A , ki dovoljujejo kompozicijo z desne. Kakor pri (A) se je tudi tukaj lahko prepričati, da je družina $\mathcal{M}$ Mooreova družina. Kajti očitno vsa množica A dovoljuje kompozicijo z desne in seveda je tudi presek poljubne družine množic, ki dovoljujejo kompozicijo z desne, spet taka množica.

In če je E poljubna podmnožica množice A , potem nam jo Mooreovo zaprtje, ki pripada družini $\mathcal{M}$, preslika v najmanjšo podmnožico $\bar{E}$ množice A , ki dovoljuje kompozicijo z desne in vsebuje množico E .

Analogno lahko definiramo podmnožico, ki dovoljuje kompozicijo z leve. Če pa neka podmnožica F dovoljuje kompozicijo z desne in z leve, pravimo kratko, da dovoljuje kompozicijo. Seveda sta tudi družini vseh podmnožic množice A , ki dovoljujejo kompozicijo z leve, oziroma, ki dovoljujejo kompozicijo, Mooreovi družini. Prirejeni Mooreovi zaprtji pa preslikata poljubno podmnožico E množice A v najmanjšo podmnožico $\bar{E}$, ki vsebuje podmnožico E , in ki dovoljuje kompozicijo z leve, oziroma, dovoljuje kompozicijo.

(C) Naj bo množica A glede na interno operacijo $\mathcal{O}$, ki je v njej definirana, semigrupa. V semigrupi lahko definiramo m -to potenco katerega elementa a kot kompozitum m elementov a , ki ga izvršimo v kakršnemkoli vrstnem redu

$$a^m = \underbrace{a a a \dots a}_m$$

Očitno velja tudi pravilo, da je

$$a^m a^n = a^{m+n}$$

Podmnožico F semigrupe A imenujemo izolirano, če velja naslednja lastnost: brž ko pripada kakšna potenca a^m katerega elementa a podmnožici F , potem pripada tudi element a tej podmnožici. Napravimo zdaj družino $\mathcal{M}$ vseh izoliranih podmnožic semigrupe A . Takoj se lahko prepričamo, da je družina $\mathcal{M}$ Mooreova družina. Kajti očitno je vsa množica A izolirana in res je tudi presek poljubno mnogih izoliranih podmnožic spet izolirana podmnožica. Družini $\mathcal{M}$ prirejeno Mooreovo zaprtje μ pa preslika poljubno podmnožico E semigrupe A v najmanjšo izolirano podmnožico $\bar{E}$, ki vsebuje podmnožico E . Tudi tukaj pravimo, da je izolirana podmnožica $\bar{E}$ nastala iz dane podmnožice E , ali, da je $\bar{E}$ radikal podmnožice E .

(D) Vzemimo zdaj, da je množica A glede na operacijo $\mathcal{O}$, ki je v njej definirana, grupa. Potem imenujemo podgrupo grupe A vsako neprazno podmnožico F množice A , ki ima naslednji lastnosti: (a) podmnožica F je stabilna glede na operacijo $\mathcal{O}$ in (b) če spada element x v podmnožico F ,

potem spada tudi njemu inverzni element, označimo ga kar x^{-1} , v podmnožico F . Iz tega lahko takoj zaključimo: (c) nevtralni element e grupe A spada v vsako podgrupo F in (d) vsaka podgrupa F ima glede na operacijo $\mathcal{O}$, ki je definirana v množici A , strukturo grupe.

Tvorimo družino $\mathcal{M}$ vseh podgrup dane grupe A ! Pa smo spet pri Mooreovi družini. Kajti:

(a) grupa A je gotovo podgrupa same sebe, torej

$$A \in \mathcal{M}$$

(b) če je $\mathcal{N}$ poljubna neprazna poddružina družine $\mathcal{M}$, torej

$$\mathcal{N} \subseteq \mathcal{M}$$

naj bo P presek te poddružine, torej

$$P = \bigcap_{F \in \mathcal{N}} F$$

Treba se je prepričati, da je tudi presek P podgrupa, torej element družine $\mathcal{M}$. Ker je P presek samih stabilnih množic, je, to smo že pokazali, gotovo tudi stabilna množica. In če je element x v preseku P , potem je tudi v vsaki podmnožici F družine $\mathcal{N}$. Zato je tudi x^{-1} v vsakem F iz $\mathcal{N}$, saj so podmnožice F podgrupe. To pa pomeni, da je x^{-1} tudi v preseku P . Torej je presek P res podgrupa in zato je

$$P = \bigcap \mathcal{N} \in \mathcal{M}$$

Prerejeno Mooreovo zaprtje μ pa preslika vsako podmnožico E grupe A v najmanjšo podgrupo $\bar{E}$, ki vsebuje podmnožico E . Tudi tu pravimo, da je podgrupa $\bar{E}$ nastala iz podmnožice E .

Podgrupo F grupe A imenujemo podgrupo edinko ali invariantno podgrupo grupe A , če je za vsak element x grupe A množica $xF = \{xy; y \in F\}$ enaka množici $Fx = \{yx; y \in F\}$. Ni se težko prepričati, da je tudi družina $\mathcal{M}$ vseh podgrup edink dane grupe A Mooreova družina.

(E) Podobne situacije se ponavljajo tudi pri kolobarjih in obsegih. Tudi tukaj so posebno pomembne tiste podmnožice, ki so definirane kot podkolobarji oziroma podobsegi, in ki imajo, glede na obe operaciji $\mathcal{O}_1$ in $\mathcal{O}_2$, definirani v danem kolobarju oziroma obsegu, tudi strukturo kolobarja oziroma obsega. Zopet se izkaže, da sta družini vseh podkolobarjev danega kolobarja oziroma vseh podobsegov danega obsega Mooreovi družini. In prirejene Mooreovi zaprtji preslikata poljubno podmnožico E danega kolobarja oziroma obsega v najmanjši podkolobar oziroma podobseg $\bar{E}$, ki vsebuje podmnožico E .

Literatura:

P. Dubreil — M. L. Dubreil-Jacotin, Leçons d'algèbre moderne, Dunod, Paris, 1961.

FIZIKA FOTONOV IN ELEKTRONOV PRI VISOKIH ENERGIJAH — ZDAJ IN V PRIHODNJE

W. K. H. PANOFSKY* — prevedel J. Strnad

Fizike visokih energij ne moremo razdeliti na del, ki se ukvarja s fotoni in elektroni, in na del, ki se ukvarja z drugimi delci. Naslov naj pove samo, da bo govora o tistem delu fizike visokih energij, katerega razvoj in napredek sta povezana s curki fotonov in elektronov iz pospeševalnikov.

Najprej omenimo trke fotonov in elektronov pri visokih energijah! Pri trku fotona ali elektrona s kakim drugim delcem se od prvega delca na drugega prenese energija ΔW in gibalna količina Δp . Opis trka naj bo neodvisen od izbire koordinatnega sistema, v katerem opazujemo trk. Zato sme v rezultatih nastopiti le kovariantna kombinacija $q^2 = (\Delta W)^2 - (c\Delta p)^2$. To je kvadrat četrtega vektorja prenosa gibalne količine. Pravimo, da je četverni vektor q časoven (angl. »time-like«), če je $q^2 > 0$, in krajeven (angl. »space-like«), če je $q^2 < 0$. Poimenovanje je izbrano po analogiji z relativistično razdaljo τ v času in prostoru: $\tau^2 = (c\Delta t)^2 - (\Delta x)^2$, kjer je Δt časovna in Δx krajevna razdalja med dvema dogodkoma. Za $\tau^2 > 0$ obstoji koordinatni sistem, v katerem se oba dogodka izvršita v isti točki, a v različnih časih, medtem ko obstoji za $\tau^2 < 0$ koordinatni sistem, v katerem sta dogodka sočasna, a v različnih točkah.

Tabela 1

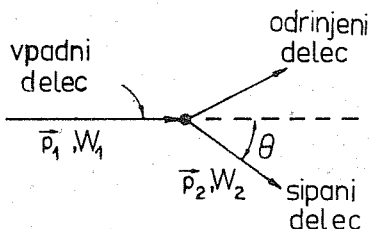
	Krajevno	Časovno
Razdalja v prostoru in času	$c\Delta t < \Delta x $	$c\Delta t > \Delta x $
Prenos četrte gibalne količine	$\Delta W < c \Delta p $	$\Delta W > c \Delta p $

Elektroni sodelujejo z drugimi delci samo z elektromagnetno interakcijo in z 10^{10} -krat šibkejšo šibko interakcijo. Merski rezultati se v tem pogledu, kolikor je bilo možno preveriti, natančno ujemajo s teorijo. V tem je ravno pomen fizike fotonov in elektronov pri visokih energijah. V nasprotju s protoni, pioni in nekaterimi drugimi delci elektroni niso naravnost podvrženi močni (jedrski) interakciji. Po tem lahko razvrstimo poskuse s fotoni in elektroni pri visokih energijah v tri skupine: 1. poskusi, pri katerih preiskujejo neznan ali slabo poznan delec, npr. nukleon ali kak nestabilen delec, z znano elektromagnetno interakcijo (pojav opišejo v okviru kvantne elektrodinamike), 2. poskusi, pri katerih fotoni in elektroni rodijo nestabilne delce (pri uporabi delcev z močno interakcijo, npr. nukleonov ali pionov, v isti namen je analiza

* Originalni članek, posnet po predavanju pred Ameriškim društvom učiteljev fizike v januarju 1963, »Photon and Electron High Energy Physics: Present and Future« je izšel v American Journal of Physics. 31, 409 (1963). Profesorju Panofskemu in uredništvu revije se za ljubeznivo dovoljenje za objavo prevoda lepo zahvaljujemo.

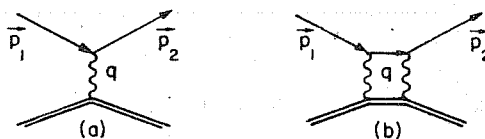
dosti bolj zapletena), 3. poskusi, s katerimi skušajo razširiti območje veljavnosti kvantne elektrodinamike ali pa ugotoviti morebitna odstopanja od kvantne elektrodinamike.

Iz prve skupine so najbolj znani poskusi s sipanjem elektronov, pri katerih so z merjenjem kotne in energijske odvisnosti presekov za prožno in neprožno sipanje raziskali zgradbo nukleonov in jeder (sl. 1). V tem primeru je preiskani delec resničen, se pravi, da obstaja že dolgo pred trkom. Podoben postopek je namreč v načelu uporaben tudi pri virtualnem delcu, ki nastane v kratkem časovnem razmaku, v katerem v skladu s kvantno mehaniko ni treba misliti na ohranitev energije.



Sl. 1. Sipanje vpadnega delca z energijo W_1 in gibalno količino $\vec{p}_1$ na mirujočem delcu. Po sipanju odleti delec z energijo W_2 in gibalno količino $\vec{p}_2$ pod sipalnim kotom θ in odrine delec, ki je sprva miroval

Prožno sipanje elektronov radi primerjajo s sipanjem valovanja z valovno dolžino λ na oviri z linearno razsežnostjo D v klasični fiziki. Sipano valovanje je izrazito le v stožcu s polovičnim kotom λ/D ob vrhu. Določeneje je sipalna amplituda $A(\theta, \lambda)$ v odvisnosti od sipalnega kota θ Fourierova transformacija gostote $\rho(\mathbf{x})$ sipalnih centrov v oviri: $A(\theta, \lambda) = \int \rho(\mathbf{x}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{x}) d^3x$. Vektor $\mathbf{k}$ je razlika med začetnim in končnim valovnim vektorjem (valovni vektor ima velikost $2\pi/\lambda$ in smer razširjanja valovanja), tako da je njegova velikost $k = (2\pi/\lambda) 2 \sin \frac{1}{2} \theta$. Čeprav relativistična posplošitev tega rezultata ni preprosta, se izkaže, da je sipalna amplituda elektronov neposredno v zvezi

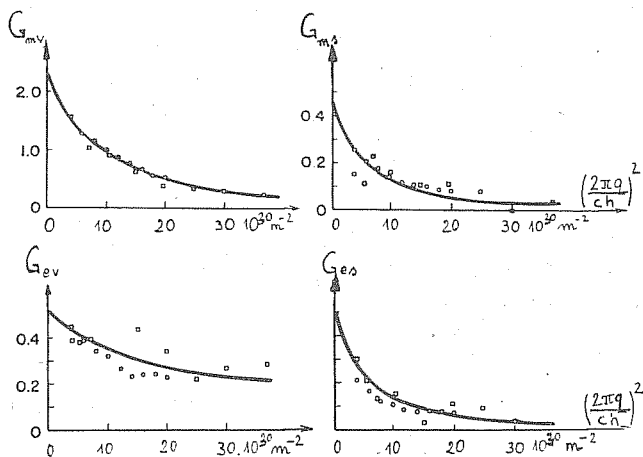


Sl. 2. Diagrama za sipanje elektrona na nukleonu z izmenjavo enega samega (a) in dveh (b) virtualnih fotonov. (Diagrama nista mišljena zgolj formalno v smislu Feynmanovih diagramov)

s Fourierovo analizo prostorske porazdelitve sipalnih centrov v oviri, le da stopi na mesto k^2 količina q^2/c^2 . Ni težko ugotoviti, da je najmanjša podrobnost, ki jo lahko še ugotovijo pri sipanju, tem manjša, čim večji je kvadrat prenosa četverne gibalne količine q^2 . Za podrobno preiskavo delcev so torej potrebne zelo visoke energije elektronov.

V kvantni mehaniki lahko opišemo trk elektrona s prvotno mirujočim delcem ob predpostavki, da si delca izmenjata en foton ali več fotonov, ki preneso

četverno gibalno količino q (sl. 2). Elektron (enojna črta) se približa protonu (dvojna črta), pri čemer vplivata delca drug na drugega z elektromagnetnim poljem. Pravimo, da elektron virtualno izseva foton (valovita črta), ki ga proton absorbira. Virtualni foton prenese četverno gibalno količino q . Pri tem ustreza sipalni amplitudi $A(\theta, \lambda)$ oblikovni faktor $G(q^2)$. Pri sipanju elektrona na delcu s spinom, pri čemer se lahko spremeni spinsko stanje, ali na delcu, ki ga je možno vzbuditi ali razcepiti, pri čemer se spremeni energijsko stanje, je treba vpeljati več oblikovnih faktorjev. Pri prožnem sipanju se energijsko stanje delca ne spremeni in zadostujeta dva oblikovna faktorja $G_e(q^2)$ in $G_m(q^2)$, če shajamo s predpostavko o izmenjavi enega samega virtualnega

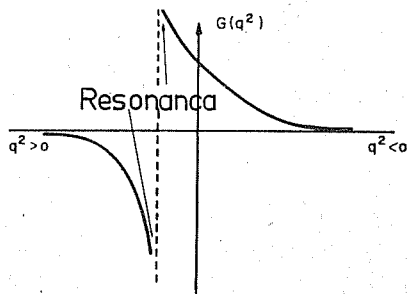


Sl. 3. Oblikovna faktorja za proton in nevtron po podatkih od sipanja elektronov z univerz v Stanfordu (krogi) in Cornellu (kvadrati). Iz razlogov, ki niso navedeni, sta nanesen razliki (izovektorska oblikovna faktorja, levi sliki) in vsoti (izoskalarna oblikovna faktorja, desni sliki) oblikovnih faktorjev za proton in nevtron, npr. $G_{ms} = G_{mv} + G_{mn}$

fotona. G_e ustreza primeru, ko se spinsko stanje ne spremeni, G_m pa primeru, pri katerem se izmenja spin 1 v smeri prenosa gibalne količine.

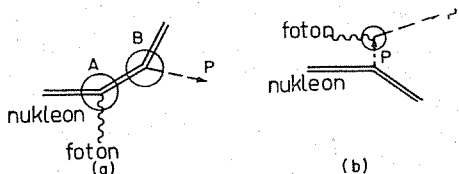
Sprva so te podatke obravnavali podobno kot pri sipanju pri nizkih energijah. Porazdelitev naboja in magnetnega momenta so opisali z modelom in tako prišli do neke slike o notranji zgradbi nukleonov. Nova razlaga, ki za staro ne zaostaja, pa se poslužuje dinamičnih modelov. Ti slonijo na vzbujenih (resonantnih) stanjih nukleona. Poskusi pri visokih energijah so namreč pokazali, da lahko nukleon absorbira določene obroke energije in ima niz energijskih stanj podobno kot atom. Zaradi izbirnih pravil pa lahko z elektromagnetno interakcijo vzbudimo samo nekatera izmed teh stanj. Najvažnejše je stanje, pri katerem okoli nukleona niha mezon ρ (spin 1, mirovna energija 750 MeV). Zaradi tega se pokaže resonančna krivulja v odvisnosti od q^2 , z maksimumom v časovni točki ($q^2 > 0$), kjer je q^2 po velikosti enak kvadratu mirovne energije mezona ρ . Po drugi strani pa ugotovimo, da je pri sipanju elektronov na prvotno mirujočih delcih zmeraj $W < c|\mathbf{p}|$ in je v tem primeru q^2 zmeraj krajeven ($q^2 < 0$). Prožno sipanje da torej samo rep resonančne krivulje, resonanca sama tu ni dosegljiva. Če upoštevajo samo navedeno

resonantno stanje nukleona, ujemanje z merskimi rezultati (primerjaj sl. 3!) ni čisto zadovoljivo. Morda je treba upoštevati še kaka resonantna stanja z višjo energijo ali pa je treba privzeti, da se pri interakciji ne izmenja samo en virtualni foton (sl. 2 a). Odgovor na zadnji del vprašanja bo dalo sipanje pozitronov. Preseka za prožno sipanje elektronov in pozitronov bi se morala namreč pri zelo visokih energijah razlikovati, če bi bilo treba upoštevati tudi izmenjavo dveh fotonov (sl. 2 b). Poskusi, ki jih je začel J. Pine s sodelavci, so v teku in kažejo, da se pri velikih vrednostih q^2 preseka zares razlikujeta.



Sl. 4. Tipični potek oblikovnega faktorja v odvisnosti od kvadrata prenosa četverne gibalne količine (razširjeno tudi na pozitivne vrednosti q^2). Diagram je le shematičen. Primerjaj njegov desni del z diagrami na sl. 3! $q^2 > 0$ je dosegljivo pri trkih elektronov in pozitronov v poskusih z nakopičevalnimi obroči. $q^2 < 0$ je dosegljivo pri sipanju elektronov na nukleonih

Prožno sipanje elektronov je osvetlilo zgradbo nukleonov in dalo povezavo z nekaterimi resonancami delcev v močni interakciji. Treba pa bo še nadaljevati poskuse: zgradbo nevtrona poznajo še zelo slabo, ker morajo namesto nevtronskih tarč uporabljati devteronske tarče. Notranja zgradba devterona pa omejuje zanesljivost, s katero določijo oblikovni faktor nevtrona. Težave so tem večje, čim večja postaja velikost q^2 v krajevni smeri



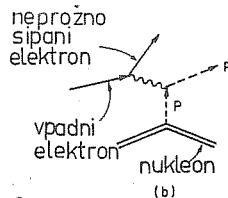
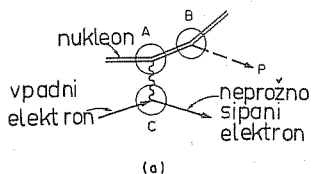
Sl. 5. Fotoprodukcija nestabilnih delcev P. Foton se absorbira na nukleonu (a); foton se absorbira na virtualnem delcu P (pikčasta črta), ki postane resničen (črtkano) (b)

($q^2 < 0$). Najprej je treba namreč upoštevati prispevke bolj zapletenih pojavov (kot npr. na sl. 2 b). Nadalje pa dajo merjenja pri visokih energijah malo koristnih podatkov, saj bo padal sipalni presek z naraščajočo energijo tudi pri energijah, ki danes še niso dosegljive (če se ne bodo pojavile danes še neugotovljene resonance, ki bi prispevale k sipanju). Prejšnjim težavam se pridruži še dejstvo, da pri zelo velikih q^2 še ni dognana veljavnost kvantne elektrodinamike. Končno pa časovne vrednosti q^2 ($q^2 > 0$) pri prožnem sipanju elektronov niso dostopne in je treba na obstoj resonance sklepati po merjenjih daleč na negativi osi q^2 .

Poglejmo, kako so nekateri pojavi, pri katerih nastopajo fotoni in elektroni, v zvezi z zgradbo nestabilnih delcev! Fotoprodukcija pionov, to je tvorba pionov, ki jo sprožijo fotoni, je bila med prvimi pojavi, ki so jih raziskali s pospeševalniki elektronov. Preseki za fotoprodukcijo pionov so dali prve podatke o interakciji med nukleoni in pioni.

Fotoni rodijo delce na dva načina. Fotonovo elektromagnetno polje lahko sodeluje z nabojem ali z magnetnim momentom nukleona (v točki A na sl. 5 a). Nastane vzbujeni nukleon, ki razpade (v točki B) v nukleon in nestabilni delec (P). Število naštelih delcev P je odvisno od sil med delci P in nukleoni (v točki B). Podatek, ki ga izluščijo od tod, je enakovreden podatku, ki ga dobijo pri sipanju curka delcev P npr. na vodikovi tarči izven pospeševalnika.

Pri absorpciji fotona se prenese četverna gibalna količina $q^2 = 0$. Zato absorpcija (v točki A) ne da več podatkov o zgradbi nukleona kot statično mer-



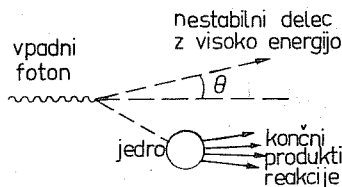
Sl. 6. Tako rodi elektron nestabilne delce. Diagrama se razlikujeta od diagramov na sl. 5 po tem, da nastopata namesto resničnih fotonov pri neprožnem sipanju elektrona virtualna fotona

jenje. Toda vsaki absorpciji fotona ustreza neko neprožno sipanje elektrona: pri tem se energija ne absorbira iz polja fotona, ampak iz polja gibajočega se elektrona (sl. 6 a). Tu pa je $q^2 \neq 0$. Pojav (v točkah A in C na sl. 6 a) delno spominja na prožno sipanje elektronov. Tako lahko tudi neprožno sipanje elektronov da nekatere podatke o zgradbi nukleonov.

Pri drugem pojavu, pri katerem foton ravno tako rodi nov delec, se absorbira foton na virtualnem nestabilnem delcu (pikčasta črta na sl. 5 b), tako da je odločilna elektromagnetna interakcija med nestabilnim delcem in fotonom. Zopet pa lahko polje neprožno sipanega elektrona nadomesti polje fotona (sl. 6 b). Zato je tudi amplituda za neprožno sipanje odvisna od zgradbe nestabilnega delca. V tem primeru torej nastane »virtualna tarča« nestabilnih delcev, na katerih se sipajo elektroni. Uspeh takih poskusov je močno odvisen od izločitve vseh drugih reakcij. To se bo morda posrečilo v prihodnosti.

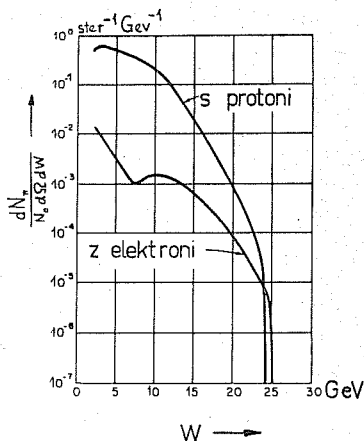
Od pojavov, pri katerih se rodi več delcev, omenimo elektromagnetno tvorbo parov in periferno tvorbo! Pri prvi foton z energijo nad 1 MeV tvori elektron in pozitron. To je najvažnejši način absorpcije elektromagnetnega valovanja z visoko energijo. Zaradi ohranitve energije in gibalne količine tvorba parov ni možna v praznem prostoru. Sodelovati mora še tretji delec, ki prevzame gibalno količino. Običajno je to jedro v snovi, ki jo obsevajo žarki γ . Jedro prevzame gibalno količino preko svojega elektromagnetnega polja, zato se da pojav razložiti z elektromagnetnimi silami. Zanj je uporabna ista teorija kot za fotoprodukcijo delcev, upoštevati je treba le vsakokratno maso, naboj in magnetni moment nastopajočih delcev. To so potrdili za elektrone in mione. Na ta način je možno sistematično iskati še neugotovljene delce, kajti pričakovani presek za tvorbo parov lahko napovedo z gotovostjo. Pred kratkim so

v Stanfordu iskali delce z maso med elektronom in mionom. V skladu s pričakovanji takih delcev niso našli. V prihodnosti bodo iskanje lahko ponovili še pri višjih energijah, kolikor bo to dopuščala merilna tehnika. Praktično pomembno pa je pridobivanje visokoenergijskih curkov mionov s tvorbo parov. Tako dobljeni curki vsebujejo dosti manj nezaželenih pionov kot tisti, ki jih dobijo z razpadom pionov v letu.



Sl. 7. Periferna tvorba nestabilnih delcev v smeri naprej

Nekoliko drugače je pri perifernem trku: pri zelo visokih energijah fotonov se tvori par skoraj v praznem prostoru — gibalna količina, ki jo mora prevzeti jedro, je tedaj zelo majhna. Zato je možen pojav, pri katerem samo en delec od para odleti, drugi pa sodeluje z jedrom (sl. 7). Presek za ta pojav je v smeri naprej zelo velik in more preseči presek za tvorbo istih delcev s protoni, če je energija izhajajočih delcev skoraj enaka energiji vpadlih delcev



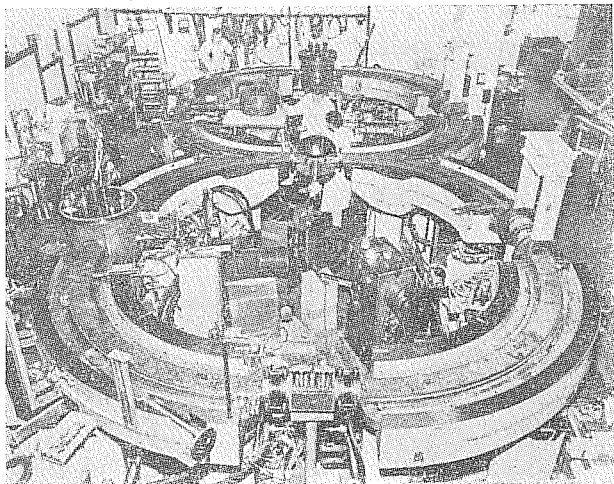
Sl. 8. Pridelek nabitih pionov z elektroni po periferni tvorbi in s protoni pri energiji vpadnih delcev 25 GeV. Na ordinatno os je naneseo število nastalih pionov preračunano na en vpadni delec na enoto prostorskega kota in na interval energije, na abscisno os pa je naneseo energija nastalih pionov

(sl. 8). Zaradi tega pojava postanejo pospeševalniki elektronov pri visokih energijah zelo uporabni za proizvodnjo pionov, kaonov, nevtrinov itd. Nasprotno pa so pri nizkih energijah pospeševalniki protonov v tem pogledu mnogo boljši.

Na koncu še o poskusih, ki naj razširijo področje veljavnosti kvantne elektrodinamike. Za zdaj je njena veljavnost potrjena od zelo velikih interakcijskih razdalj do nekaj 10^{-16} m. Za poskuse, pri katerih morajo biti po načelu

nedoločnosti za opazovanje majhnih razdalj prenosi četverne gibalne količine veliki, naj bi uporabili fotone, elektrone in mione, ki niso v močni interakciji. Močna interakcija namreč presega elektromagnetno in lahko prekrije morebitno odstopanje od zakonov elektromagnetne interakcije. Zares bi si lahko razložili rezultate nekaterih poskusov s protoni s trditvijo, da ima kvantna elektrodinamika svoje meje. Vendar bi morali primerjati rezultate poskusov, pri katerih je vloga protonov sicer enaka, a so vpleteni različni elektromagnetni pojavi.

Meje kvantne elektrodinamike lahko ugotovijo, če ne štejemo poskusov s protoni, na tele načine: a) s primerjavo lastnosti prostega elektrona ali miona in napovedi kvantne elektrodinamike, b) s preučevanjem trkov elektronov ali



Sl. 9. Nakopičevalna obroča za elektrone z energijo 500 MeV univerze v Stanfordu. Elektrone bodo iz pospeševalnika Mark III na desni strani (ni viden na sliki) s pomočjo magnetnega odklonskega sistema vbrizgavali v sunkih izmenoma v oba obroča. Opazovali bodo interakcijo obeh nasprotnih curkov v skupnem ravnem delu obročev. Dosegljiva energija v težiščnem sistemu je pri tem približno enaka kot pri trku elektrona z energijo 1000 GeV z mirujočim elektronom

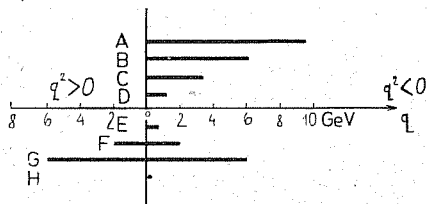
mionov s prvotno mirujočimi elektroni, c) s poskusi z dvema nasprotnima curkoma elektronov. V prvi skupini je vredno omeniti poskus, pri katerem so v CERNu izmerili razmerje med magnetnim momentom in spinom miona in niso opazili nobenega odstopanja. Pri poskusih druge skupine je neugodno, da so dosegljive vrednosti q^2 zelo majhne tudi pri visokih energijah. Kvadrat prenosa četverne gibalne količine ima kvečjemu vrednost $q^2 = -2 m_0 c^2 W_0$, če se delec z zelo visoko energijo W_0 zaleti v mirujoč delec z maso m_0 . Pri elektronu z energijo 10 GeV je $q^2 = -(100 \text{ MeV})^2$. Ti poskusi bi lahko služili za preverjanje kvantne elektrodinamike samo pri zelo visokih energijah.

Dosti več pa si obetajo od poskusov z nasprotnima curkoma elektronov. Take poskuse pripravljajo v Stanfordu (sl. 9) in v Orsayu, kjer skupina italijanskih fizikov uporablja nakopičevalna obroča iz Frascatija pri francoskem linearnem pospeševalniku za elektrone. Največja pozornost velja poskusom, ki jih nameravajo napraviti z enim samim nakopičevalnim obročem, v katerem

bi se na določenem mestu zadevala v nasprotni smeri krožeča curka elektronov in pozitronov. Pri trkih pozitronov in elektronov je kvadrat prenosa četverne gibalne količine lahko časoven ali krajeven, tako da je možno preveriti veljavnost kvantne elektrodinamike v obeh smereh. Elektron in pozitron se namreč lahko anihilirata, pri čemer se lahko sprosti večja energija od prenosa gibalne količine pomnoženega s c . Pri dovolj visokih energijah pride pri časovnih prenosih četverne gibalne količine ($q^2 > 0$) lahko do reakcij

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma \text{ ali } \mu^- + \mu^+ \text{ ali } \pi^- + \pi^+ \text{ ali } p + \bar{p} \text{ ali } K^+ + K^- \dots$$

in do reakcij, pri katerih nastanejo trije delci ali več delcev. Nakopičevalni obroči so torej laboratoriji za proizvodnjo parov nestabilnih delcev in za preučevanje interakcije med temi delci. Neposredno so dostopna tudi resonantna stanja nukleona (sl. 4).



Sl. 10. Velikost prenosa četverne gibalne količine, ki ga bodo dosegli s posameznimi napravami, v časovni in krajevni smeri. Za zdaj so te naprave v gradnji ali pa jih načrtujejo. A — stanfordski linearni pospeševalnik za elektrone (SLAC) v drugi fazi izgradnje (energija 45 GeV), B — isti pospeševalnik v prvi fazi izgradnje (20 GeV), C — pospeševalnik za elektrone CEA (6 GeV), D — sedanje stanje linearnega pospeševalnika v Stanfordu (Mark III, 1 GeV), E — stanfordska nakopičevalna obroča za elektrone pri sipanju pod kotom 90° (500 MeV), F — nakopičevalna obroča za elektrone in pozitrone v Frascatiju (1 GeV ?), G — nakopičevalni obroč za elektrone in pozitrone pri SLACu (36 GeV), H — sipanje elektronov na mirujočih elektronih (SLAC v prvi fazi izgradnje, 20 GeV). Nad vodoravno osjo so poskusi s sipanjem elektronov na nukleonih, pod njo pa poskusi s sipanjem elektronov na elektronih ali pozitronih

Ta površni pregled naj priča, da je fizika fotonov in elektronov pri visokih energijah veliko in še nepopolno raziskano področje. Uspeh na tem področju je odvisen od naprav za doseganje visokih energij, to je od novih pospeševalnikov in nakopičevalnih obročev (sl. 10). Ti dve vrsti naprav se dopolnjujeta pri odpiranju novih raziskovalnih možnosti.

PLAZMA

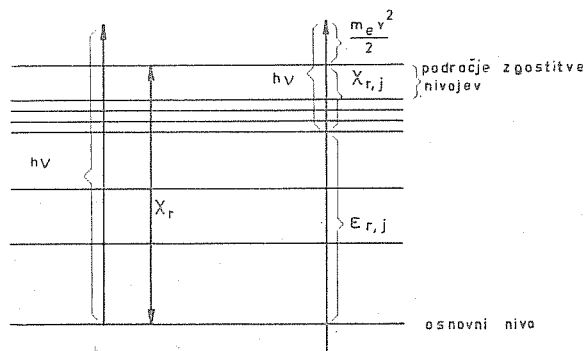
SAVO POBERAJ

I. DEL

Pod plazmo razumemo fiziki tako mešanico prostih elektronov in pozitivnih ionov, v kateri je prostorski naboj vsaj približno enak nič. Če z n_+ označimo koncentracijo pozitivnih ionov, z n_- pa koncentracijo elektronov, moremo pogoj za tako kvazinevtranost napisati v tej-le obliki:

$$n_+ - n_- \ll n_- . \quad (1)$$

Z nekoliko drugačno definicijo plazme se bomo seznanili pozneje.



Sl. 1. Lestvica energijskih nivojev atoma

Fizika plazme ni tako nova veja fizike, toda šele v zadnjih nekaj letih je doživela izredno hiter razvoj. Temu je v glavnem vzrok možnost kontrolirane termonuklearne fuzije.

V tem sestavku si bomo na elementaren način ogledali nekaj najosnovnejših lastnosti in pojavov v plazmi, v kateri so hitrosti delcev mnogo manjše od svetlobne, temperature dovolj visoke in gostote dovolj nizke, da smemo relativistične in kvantne efekte zanemariti.

Ionizacija

Najvažnejša načina ionizacije atomov sta fotoionizacija, to je ionizacija s sevanjem, in ionizacija zaradi trkov z elektroni in drugimi delci.

Na sl. 1 je shematično narisana lestvica energijskih nivojev atoma oziroma iona. Energije j -tega nivoja r -krat ioniziranega atoma je označena z $\epsilon_{r,j}$. Energija, ki še ravno zadošča za odtrganje elektrona od atoma iz osnovnega nivoja (kinetična energija elektrona je po odtrganju enaka nič), se imenuje ionizacijska energija ali ionizacijski potencial in je na sl. 1 za r -krat ioniziran atom

označena z χ_r . Za nevtralni atom je $r = 0$, za enkrat ionizirani $r = 1$ itd. Za vodik je lahko r enak nič ali pa 1. Energiji $\chi_{r,j}$, ki je potrebna za ionizacijo r -krat ioniziranega atoma z nekega višjega nivoja j , pravimo vezalna energija. Očitno velja zveza

$$\chi_r = \chi_{r,j} + \varepsilon_{r,j} \quad (2)$$

Agregatno stanje snovi zavisi od relativnih velikosti povprečne kinetične energije in potencialne energije atomov. Snov more obstojati v obliki plazme, ali kot tudi pravimo v četrtem agregatnem stanju, če je kinetična energija delcev večja od ionizacijskega potenciala atomov. Ionizacijski potenciali so velikostnega reda nekaj eV.

Rekombinacija

Rekombinacija je nasproten proces od ionizacije, nastopa pa v dveh oblikah.

1. Rekombinacija iona in elektrona, ki jo spremlja emisija kvanta $h\nu$. Energijska bilanca procesa je podana z relacijo $h\nu = mv_e^2/2 + \chi_{r,j}$. Procesu te vrste pravimo fotorekombinacija.

2. Rekombinacija iona in elektrona brez emisije kvanta, tako da tretji delec odnese energijo $E = mv_e^2/2 + \chi_{r,j}$. Takih rekombinacij pravimo trojni trk druge vrste.

Hitrost rekombinacije je podana s formulo

$$dn_+/dt = -\beta n_+ n_-,$$

kjer je β rekombinacijski koeficient.

Stopnja ionizacije

Stopnja ionizacije plina je definirana z izrazom

$$\alpha = n_+/(n_+ + n_0), \quad (3)$$

kjer je n_0 koncentracija nevtralnih delcev. Stopnja r -kratne ionizacije plina pa je definirana s formulo

$$\alpha_r = n_r / \sum_{r=0}^m n_r, \quad (4)$$

kjer je n_r koncentracija r -krat ioniziranih atomov, m pa najvišje število od enega atoma odtrganih elektronov. Za vodik je npr. $m = 1$.

Za plazmo s stopnjo ionizacije $\alpha < 1\%$ pravimo, da je šibko ionizirana, za tako z $\alpha > 1\%$ pa, da je močno ionizirana. Meja seveda ni ostra, pa tudi ni tako samovoljno izbrana, kot se morda na prvi pogled zdi. V plazmi z $\alpha < 1\%$ so važni samo trki med nabitimi in nevtralnimi delci. Pri ionizacijskih stopnjah večjih od 1% pa moramo zaradi coulombskim sil z velikim dosegom upoštevati tudi trke med nabitimi delci. Opisana delitev je nastala zato, ker se za teoretično obravnavanje pojavov v plazmi v obeh navedenih primerih uporabljajo različni matematični prijem.

Za plazmo v termodinamskem ravnovesju s temperaturo T moremo koncentracijo ioniziranih atomov izračunati s formulo Sahe:

$$(n_{r+1}/n_r) p_e = (Z_{r+1}/Z_r) 2 (2 \pi m_e)^{3/2} (kT)^{3/2} h^{-3} \exp(-\chi_r/kT), \quad (5)$$

Tu je $n_{r+1} = \sum_j n_{r+1,j}$ in $n_r = \sum_j n_{r,j}$. Seštevajo se po vseh energijskih nivojih.

Za parcialni tlak elektronskega plina velja $p_e = n_e kT$, m_e je masa elektrona, h pa Planckova konstanta. Z_{r+1} in Z_r sta statistični vsoti za $r+1$ in r -krat ionizirani atom. Funkcija Z_r se npr. zapiše v obliki

$$Z_r = \sum_{j=1}^{\infty} g_{r,j} \exp(-\varepsilon_{r,j}/kT) \quad (6)$$

kjer je $g_{r,j}$ statistična utež nivoja j , r -krat ioniziranega atoma.

Enačba Sahe sledi iz zakona o delovanju mas.*

Gibanje električnih nabojev v magnetnem polju

Zelo zamotanih pojavov v plazmi v večini primerov ne moremo razložiti, če poznamo samo gibanje posameznega delca v plazmi. Vendar pa nam znanje o gibanju posameznih delcev večkrat omogoči, da dobimo globlji vpogled v dogajanja v plazmi. V plazmi v magnetnem polju nastopa lahko zelo dosti pojavov. Zaradi izredne važnosti plazme v magnetnem polju pri raziskavah v zvezi s kontrolirano termionuklearno fuzijo, si bomo ogledali nekaj najpreprostejših primerov za gibanje v magnetnem polju.

Gibanje delca z maso m in nabojem e , na katerega deluje zunanja sila $\mathbf{F}$, v magnetnem polju z gostoto $\mathbf{B}$ opisuje enačba

$$m d\mathbf{v}/dt = \mathbf{F} + e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (7)$$

Zaradi preglednosti razstavimo hitrost delca na dve komponenti: $\mathbf{v}_{\parallel}$ vzporedno z magnetnim poljem in $\mathbf{v}_{\perp}$ pravokotno na polje. Seveda je $\mathbf{v} = \mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{v}_{\perp}$.

Omejimo se na primer, ko je $\mathbf{F} = 0$. Znano je, da tedaj enačba (7) opisuje kroženje nabojev v magnetnem polju s ciklotronsko frekvenco $\omega_c = |e|B/m$ ali v vektorski obliki

$$\omega_c = -(e/m) \mathbf{B} \quad (8)$$

Hitrost kroženja $\mathbf{v}_{\perp}$ je $\mathbf{v}_{\perp} = \alpha_c \times \mathbf{e}_L$. $\mathbf{e}_L$ je Larmorjev radij od delca k središču kroženja (glej sl. 2):

$$\mathbf{e}_L = (m/eB^2) \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (9)$$

Kadar je $\mathbf{v} \neq 0$, se delec giblje po vijačnici in se Larmorjev radij razlikuje od krivinskega radija na tiru delca.

* Tabele ionizacijskih potencialov za različne elemente in različne stopnje ionizacije, kakor tudi monograme za uporabo formule Sahe najdeš npr. v: A. Unsöld, Physik der Sternatmosphären, Berlin (Springer), 1955.

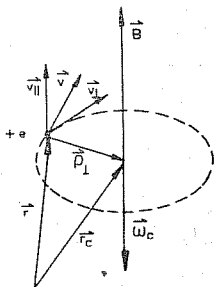
Zelo uporaben je pojem vodečega središča (angl. guiding center). To je središče kroženja delca pravokotno na magnetno polje. Na sl.2 je krajevni vektor $\mathbf{r}_c$ vodečega središča enak

$$\mathbf{r}_c = \mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}_L = \mathbf{r} + (m/e B^2) \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (10)$$

Oglejmo si sedaj primer, ko je sila $\vec{F}$ v (7) od nič različna.

Naj bo u hitrost vodečega središča. Pri privzetku, da se $\mathbf{B}$ ne spreminja, dobimo iz (10)

$$\mathbf{u} = \mathbf{v} + (m/e B^2) (d\mathbf{v}/dt) \times \mathbf{B} \quad (11)$$



Sl. 2. Gibanje pozitivnega naboja v magnetnem polju

Izraz $m (dv/dt)$ v tej enačbi zamenjamo s (7) pa dobimo

$$\mathbf{u} = \mathbf{v} + (e B^2)^{-1} \mathbf{F} \times \mathbf{B} + B^{-2} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \times \mathbf{B}$$

Ker je $\mathbf{v} \times \mathbf{B} \times \mathbf{B}/B^2 = -\mathbf{v}_\perp$ moremo zgornjo enačbo napisati tako-le:

$$\mathbf{u}_{\parallel} + \mathbf{u}_{\perp} = \mathbf{v}_{\parallel} + (e B^2)^{-1} \mathbf{F} \times \mathbf{B} \quad (12)$$

To lahko zapišemo tudi v obliki $u_{II} = v_{II}$ in

$$\mathbf{u}_\perp = (e B^2)^{-1} \mathbf{F} \times \mathbf{B} \quad (13)$$

Gibanje vodečega središča pravokotno na magnetno polje imenujemo drift, hitrost $u_{\perp}$ pa hitrost drifta. Iz (13) vidimo, da je hitrost drifta pravokotna tudi na silo $\mathbf{F}$.

V električnem polju je $\mathbf{F} = e\mathbf{E}$. Za hitrost drifta dobimo v tem primeru iz (13) formulo

$$\mathbf{u}_\perp = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2 \quad (14)$$

Samo v tem primeru je hitrost drifta neodvisna od predznaka naboja in njegove mase. Za $\mathbf{E}_{\text{II}} = 0$ se vsi delci gibljejo enako.

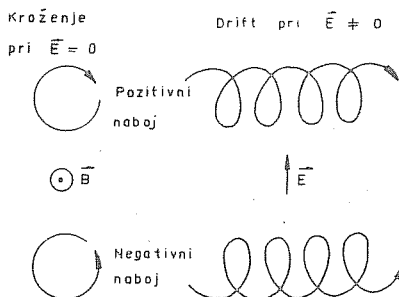
Naj omenimo, da v koordinantnem sistemu, ki se s hitrostjo $\mathbf{u}_\perp$ giblje relativno na drugi koordinatni sistem s poljema $\mathbf{E}$ in $\mathbf{B}$, ni električnega polja. Za nerelativistične hitrosti je namreč jakost električnega polja v gibajočem se koordinatnem sistemu

$$\mathbf{E}^I = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (15)$$

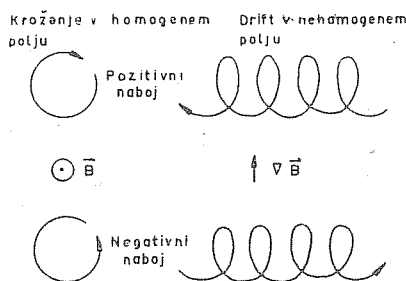
Če za v vstavimo vrednost za $u_{\perp}$ iz (14) dobimo $E^I = 0$. V takem koordinatnem sistemu delec samo kroži.

Gibanje nabojev v magnetnem polju s superponiranim električnim poljem in brez njega je narisano na sl. 3.

Drift nabojev pa nastopa tudi v nehomogenem magnetnem polju in sicer tudi v primeru, ko zunanjih sil ni. Gibanje nabojev v nehomogenem magnetnem



Sl. 3. Drift, ki ga povzroča električno polje



Sl. 4. Drift v nehomogenem magnetnem polju

polju je narisano na sl. 4. Ker je izpeljava formul za hitrost drifta v tem primeru bolj dolgovozna, navajamo samo rezultat:

$$u_{\perp} = (m/2 e B^3) (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2) \mathbf{B} \times \nabla B \quad (16)$$

Ta formula velja za gibanje tistih delcev, ki nikjer ne sečejo električnih tokov ($\nabla \times \mathbf{B} = 0$).

Magnetni moment krožečega naboja

Kroženje električnega naboja predstavlja zanko z električnim tokom. Taka zanka s tokom I in ploščino S je ekvivalentna magnetnemu dipolu z momentom $p_m = I \cdot S$. Tok I je

$$I = e \omega_c / 2 \pi \quad (17)$$

ploščina pa je $S = \pi \varrho L^2$. Z upoštevanjem izrazov za ω_c in ϱL dobimo

$$p_m = m c_{\perp}^2 / 2 B = W_{\perp} / B \quad (18)$$

kjer je $W_{\perp}$ kinetična energija delca zaradi gibanja pravokotno na magnetno polje. Ni težko ugotoviti, da je magnetni moment krožečega naboja v magnetnem polju orientiran v nasprotni smeri kot polje. V vektorski obliki ima enačba (18) obliko:

$$\mathbf{p}_m = - (W_{\perp}/B) \mathbf{B}/B \quad (19)$$

Krožeči naboj se torej obnaša kot diamagnet.

Magnetni moment p_m ima zanimivo lastnost, da ostane praktično konstanten, če se le magnetno polje ne spreminja prehitro s časom in krajem. Oglejmo si dva primera!

1. *Magnetno polje je homogeno, se pa s časom počasi spreminja.* V zanki z dolžino $2\pi \varrho_L$ se zaradi časovnega spreminjanja magnetnega polja inducira napetost

$$U = - \int \mathbf{E} \, ds = \int (\partial B / \partial t) \, dS$$

Zaradi inducirane električnega polja se pri enem obhodu spremeni energija naboja za $\Delta W_{\perp} = eU$. Hitrost spreminjanja energije delca pa je

$$dW_{\perp}/dt = e (\omega_c/2\pi) \int (\partial B / \partial t) \, dS \quad (20)$$

Ker je polje homogeno, je integral enak $(dB/dt) \pi \varrho_L^2$. Če upoštevamo to in vstavimo znana izraza za ω_c in ϱ_L , dobimo iz (20)

$$dW_{\perp}/dt = p_m dB/dt \quad (21)$$

Toda iz (18) sledi

$$dW_{\perp}/dt = B dp_m/dt + p_m dB/dt \quad (22)$$

S primerjanjem relacij (21) in (22) dobimo

$$dp_m/dt = 0 \quad (23)$$

ali $p_m = \text{konst.}$

Očitno je izpeljava relacije (23) napačna, če se celotna sprememba polja izvrši v času, ko delec opiše samo del kroga. V tem primeru sprememba energije delca prav gotovo ni enaka eU . Bolj stroga analiza pokaže, da smemo magnetni moment p_m imeti za konstanten, če je izpolnjen pogoj

$$B^{-1} (\partial B / \partial t) \ll \omega_c \quad (24)$$

2. *Magnetno polje se s časom ne spreminja, je pa nehomogeno.* Zaradi preprostosti vzemimo, da je polje osnosimetrično, os simetrije pa naj bo z . Gradient polja naj bo usmerjen po osi z (glej sl. 5).

V nehomogenem magnetnem polju deluje na magnetni dipol sila $F_z = - p_m \partial B / \partial z$. Negativni znak je posledica diamagnetnosti krožečega naboja.

Zaradi sile F_z se spremeni energija delca v 1 sekundi za

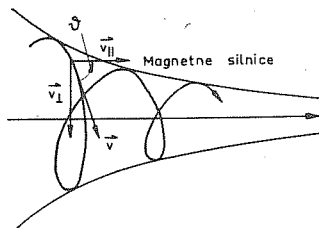
$$dW_{II}/dt = F_z v_{II} = - p_m v_{II} \partial B / \partial z = - p_m dB/dt \quad (25)$$

V časovno stalnem magnetnem polju se energija nabojev ohranja, zato je $d(W_{\perp} + W_{II})/dt = 0$, ali $dW_{\perp}/dt = - dW_{II}/dt$. Torej je kot v (21) $dW_{\perp}/dt =$

$= p_m dB/dt$. Z enako primerjavo kot prej dobimo, da je p_m konstanten. Tudi v tem primeru bi stroga analiza pokazala, da smemo p_m imeti za konstanten, če je izpolnjen pogoj

$$\varrho_L |(\text{grad } B)_\perp| \ll B \quad (26)$$

Zaradi lastnosti, da pri dovolj počasnih časovnih spremembah in pri dovolj majhnih krajevnih spremembah magnetnega polja ostane magnetni moment p_m skoraj konstanten, imenujemo p_m adiabatna invarianta.*



Sl. 5. Gibanje električnega naboja v konvergentnem magnetnem polju

Magnetno zrcalo

Konstantnost magnetnega momenta ima prav zanimivo posledico. Oglejmo si gibanje naboja na sl. 5! Kot med hitrostjo delca in simetrijsko osjo polja naj bo ϑ . Zaradi konstantnosti magnetnega momenta velja za poljubni legi 1 in 2 naboja relacija

$$(W_\perp/B)_1 = (W_\perp/B)_2 \quad (27)$$

Ker je $W_\perp = mv_\perp^2/2 = (mv^2 \cdot \sin^2 \vartheta)/2$, moremo zgornjo enačbo zapisati tudi v obliki

$$\sin^2 \vartheta_1 = \sin^2 \vartheta_2 B_1/B_2 \quad (28)$$

Delec naj prihaja iz šibkejšega polja B_2 , s katerim njegova hitrost oklepa kot ϑ_2 , v področje z močnejšim poljem. Ko zaide v dovolj močno polje, bi moralo veljati po formuli $\sin^2 \vartheta_1 > 1$, kar nima smisla. Ko delec prihaja v gostejše magnetno polje, po (18) narašča energija $W_\perp$ delca. Zaradi konstantnosti kinetične energije delca v časovno stalnem magnetnem polju, pa se zmanjšuje energija $W_\parallel$. Ko pride naboj v magnetno polje z gostoto B_1 , ki zadošča relaciji $1 = \sin^2 \vartheta_2 (B_1/B_2)$, gre hitrost delca $v_\parallel$ skozi nič in spremeni znak. Naboj se torej odbije od magnetne zgoščine, ki v tem primeru deluje kot zrcalo.

Fermijev pospeševalni mehanizem

Na sl. 6 je shematično prikazano posebno oblikovano magnetno polje. To je magnetna steklenica, ki jo uporabljajo v tako imenovanih zrcalnih strojih pri poskusih v zvezi s kontrolirano termonuklearno fuzijo. Magnetno polje je osnosimetrično in je na dveh mestih močno zgoščeno. Na naboje, ki se gibljejo

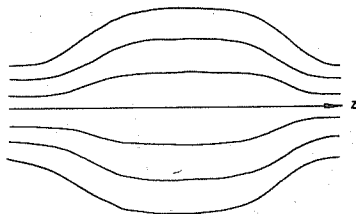
* O adiabatnih invariantah glej npr. L. D. Landau, E. M. Lifšič: *Mehanika*, Beograd (Gradjevinska knjiga), 1961, str. 171.

v takem polju, delujeta zgoščini kot magnetni zrcali. Iz (28) sledi, da iz tako oblikovanega polja ne morejo uiti delci, za katere je izpolnjen pogoj

$$1 < \sin^2 \vartheta_2 (B_1/B_2) \quad (29)$$

kjer je B_1 polje v zgoščinah, B_2 pa v srednjem delu magnetne steklenice. Kot ϑ_2 torej ne sme biti premajhen. Enako kot pravkar opisana magnetna steklenica deluje tudi magnetno polje dipola. Znani Van Allenovi pasovi so posledica magnetnega ujetja nabitih delcev v magnetnem polju Zemlje.

Poglejmo, kaj se dogaja z ujetim delcem, če se magnetni zrcali gibljeta drugo proti drugemu! Mislimo si lahko dve na os z pravokotni steni z idealno odbojnostjo. Presečišči sten z osjo z naj bosta v točkah $z = \pm 1/2$ ter naj se



Sl. 6. Magnetna steklenica

gibljeta s hitrostjo $\mp w$ ($\ll v_{II}$). Pri vsakem trku s steno se gibalna količina delca $p_{II} = mv_{II}$ spremeni za $\Delta p_{II} = 2mw$. Čas med dvema zaporednima trkoma je $\Delta t = l/v_{II}$. Za hitrost spreminjanja gibalne količine delca dobimo

$$dp_{II}/dt = \Delta p_{II}/\Delta t = 2mwv_{II}/l. \quad (30)$$

Ker je $dl/dt = -2w$, sledi iz (30) $dp_{II}/p_{II} + dl/l = 0$ ali

$$p_{II} \cdot l = \text{kost.} \quad (31)$$

To se pravi, da z zmanjševanjem razdalje med magnetnima zrcaloma narašča hitrost v_{II} ujetega delca.

Relacija (31) je poseben primer bolj splošnega izraza $J = \oint p_{II} ds$ za katerega iz klasične mehanike vemo, da se pri določenih pogojih obnaša kot adiabatsna invarianta. Količini J pravimo longitudinalna adiabatsna invarianta.

Opisanemu načinu naraščanja energije nabitih delcev pri odboju na magnetnih zrcalih pravimo Fermijev pospeševalni mehanizem. Ta mehanizem je osnova Fermijeve teorije o nastanku kozmičnih žarkov.

Literatura:

- ¹ Alfven, H., *Cosmical electrodynamics*, Oxford (Clarendon Press), 1963.
- ² Spitzer, L., Jr., *Physics of Fully Ionized Gases*, New York (Interscience) 1962.
- ³ Allis, W. P., *Motions of ions and Electrons*, Handbuch der Physik **21**, Berlin (Springer) 1956.

(Dalje prihodnjič)

ŠTEVCI ČERENKOVA

GOJMIR LAHAJNAR

Nuklearni inštitut Jožef Stefan

Z razvojem velikih pospeševalnikov se je v zadnjih desetih letih pojavila vrsta novih detektorjev za nabite delce z visoko energijo. Posebno mesto med temi detektorji zavzemajo števeci Čerenkova.^{1,2} Temeljijo na znanem pojavu Čerenkova,* da nabiti delec z visoko energijo v dielektriku seva vidno svetlobo. Števeci Čerenkova so pomembni zlasti na primer pri razločevanju delcev, ki imajo enake energije pa različne mase. Namen tega članka je opis nekaterih vrst števecv Čerenkova ter njihovega delovanja in uporabe. Še prej pa si na kratko oglejmo pojav Čerenkova!

1. Pojav Čerenkova

Pri gibanju po snovi izgublja nabiti delec energijo v glavnem z ionizacijo, z zavornim sevanjem v elektrostatičnem polju jeder ter z neprožnim sipanjem na jedrih. Delec pa lahko izgublja energijo tudi z vzbujanjem molekul, mimo katerih leti. Ta vrsta energijskih izgub, ki je pri majhnih hitrostih delcev majhna v primeri s prej omenjenimi, lahko postane znatna v posebnih primerih.

Oglejmo si pojave pri prehodu nabitega delca skozi prozoren, homogen dielektrik! Pri tem disperzije, to je odvisnosti lomnega kvocienta n snovi od valovne dolžine svetlobe, za zdaj ne upoštevamo! Na poti delec s svojim poljem zmoti molekule. Kadar je hitrost nabitega delca večja od hitrosti svetlobe v dielektriku ($v < c/n$, c je hitrost svetlobe v vakuumu), tvori ovojnica teh motenj stožčasto valovno čelo, ki ima vrh v trenutni legi delca (točka B na sl. 1 a), pri čemer sovpada os stožca s tirom delca. Električno polje je tedaj samo v prostoru za čelom. V času t napravi delec pot vt , valovno čelo pa pot $(c/n)t$. S tem je določen kot Θ med smerjo, v kateri se širi valovno čelo, in smerjo gibanja delca

$$\cos \Theta = 1/(\beta n), \quad (1)$$

pri čemer je $\beta = v/c$.

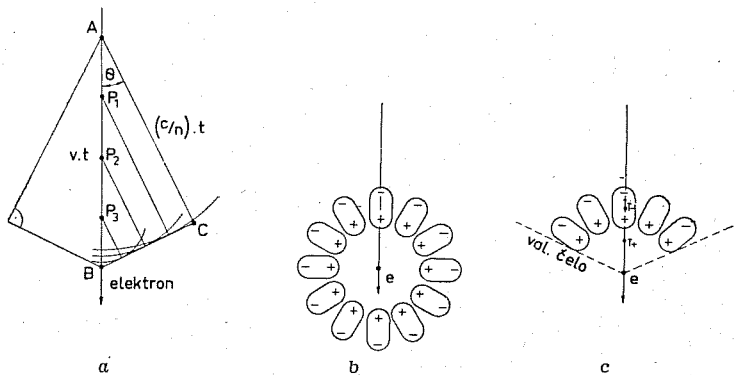
Nekaj podobnega poznamo iz mehanike. Za čolnom, ki ima hitrost večjo od hitrosti valovanja na vodni površini, se pojavi valovno čelo v obliki vodne brazde. Podobno je tudi z udarnimi valovi, ki spremljajo projekte in letala pri hitrostih večjih od hitrosti zvoka.

Nekoliko podrobneje je treba razmisliti, pa se prepričamo, da v prvem primeru ne gre samo za elektromagnetno valovno čelo, ampak za elektromagnetno valovanje, to je svetlobo, ki se širi pravokotno na čelo. Na poti namreč delec s svojim poljem vzbudi dipole v molekulah,** ki so v njegovi neposredni

* Sovjetski fiziki P. A. Čerenkov, I. M. Frank, in I. Tamm so za odkritje in razlago tega pojava dobili Nobelovo nagrado leta 1958.

** Ni nujno, da nabiti delec šele polarizira bližnje molekule. Lahko so molekule že polarne in se v polju delca samo orientirajo (kot npr. v vodi).

bližini. Tako se znajde vsak hip okoli delca gruča polariziranih molekul. Dipolni momenti so orientirani radialno k trenutni legi delca. Pri dovolj majhnih hitrostih delca je gruča polariziranih molekul krogelno simetrična. Zato v večjih razdaljah okoli nje ni nobenega električnega polja. Razmere pa so drugačne, če je hitrost delca večja od hitrosti svetlobe v snovi ($v > c/n$). Tedaj se polarizirajo le molekule v neposredni bližini znotraj stožčastega valovnega čela, ki ima svoj vrh v delcu (sl. 1 c). Skupni dipolni moment teh molekul je od nič različen. Ko se delec oddalji, se molekule vrnejo v prvotno nepolarizirano stanje in se pri tem seva svetloba.



Sl. 1. Širjenje valovnega čela skozi snov (a) in poenostavljena predstava za gručo polariziranih molekul okrog elektrona, če je hitrost elektrona v manjša od hitrosti svetlobe c/n v dielektriku (b) (težišči pozitivnega in negativnega naboja sovpadata) in če je hitrost elektrona v večja od hitrosti svetlobe c/n v dielektriku (c) (težišči pozitivnega in negativnega naboja T_+ in T_- ne sovpadata). Zelo shematizirano, zaradi enostavnosti, je med drugim v obeh primerih narisana okrog elektrona samo ena plast polariziranih molekul.

Iz enačbe (1) sledi, da je v sredstvu z danim lomnim kvocientom n kot θ tem večji, čim večja je hitrost delca. Pri mejni vrednosti $\beta_{\min} = 1/n$ se seva svetloba v smeri gibanja delca. Pri $\beta < \beta_{\min}$ sploh ni sevanja. Izevana svetloba ima večinoma valovne dolžine od 1000 Å do 6000 Å, leži torej v glavnem v vidnem in v bližnjem ultravijoličnem delu spektra. Seveda je potreben pogoj za nastop pojava Čerenkova, da je lomni kvocient $n > 1$. Zato sevanje v področju rentgenske svetlobe ni možno, ker je tu $n < 1$ in enačba (1) ne more biti izpolnjena.

Zaradi ionizacijskih izgub energije in zavornega sevanja hitrost nabitega delca pri prehodu skozi snov pojema. Zaradi tega pri prehodu hitrega delca skozi plast dielektrika kot θ ni popolnoma stalen, ampak se manjša in je izsevana svetloba v resnici porazdeljena v določenem kotnem intervalu $d\theta$ okoli smeri θ . Nadaljnji vzrok, zaradi katerega smer izsevane svetlobe ni popolnoma stalna, je odklanjanje delca zaradi odklanjanja v elektrostatičnem polju jeder. Odklon je tem večji, čim lažji je delec. Povprečni kvadrat kota odklona $\langle (\Delta\theta)^2 \rangle$ pa je še sorazmeren z maso dielektrika na ploskovno enoto (v g/cm²). Zato sta oba opisana motilna efekta za dano snov tem manjša čim manjša je debelina sevalca, to je dielektrika, skozi katerega potuje nabiti delec. Enačbo (1) smo izpeljali za primer, ko lomni kvocient n ni odvisen od valovne dolžine svetlobe. V resnici pa je zaradi disperzije za vsako frekvenco sevanje

svetlobe kot θ drugačen. To je še en razlog, zaradi katerega je prejšnja idealna slika nekoliko pokvarjena.

Izsevana svetlobna energija na enoto poti delca v frekvenčnem intervalu med ω in $\omega + d\omega$ je

$$dW/l = (Z^2 e_0^2 / 4 \pi \epsilon_0 c^2) (1 - \beta^{-2} n^{-2}) \omega d\omega \quad (2)$$

kjer je Ze_0 naboj vpadlega delca (3). Čim tanjši je torej sevalec in čim manjši je njegov lomni kvocient, tem manj svetlobe se izseva pri isti hitrosti delca.

2. Izvedba in opis delovanja števecv Čerenkova

Pri števcih Čerenkova izkoristimo za zaznavanje svetlobo, ki jo izsevajo hitri nabiti delci v sevalcu. Z merjenjem kota θ se da naravnost določiti hitrost delcev. Določiti se da tudi naboj vpadajočih delcev, saj je izsevana svetlobna energija sorazmerna s kvadratom naboja delca. Po drugi strani pa pri znanem naboju delcev lahko določimo gostoto toka vpadajočih delcev, saj je celotna izsevana svetlobna energija sorazmerna s številom delcev. Števci Čerenkova so hitri, zato so uporabni pri raznih zapletenih koincidenčnih merjenjih.

Kot merilnik svetlobe služi običajno fotopomnoževalka. Neugodna za detekcijo je majhna svetlobna energija, ki se izseva v sevalcu. Ta svetlobna energija je manjša od one, ki bi jo isti delec proizvedel v enako debelem scintilatorju. Povrh mora delec imeti še neko minimalno kinetično energijo, da je efekt Čerenkova sploh možen (saj mora veljati $\beta > \beta_{\min}$). Po drugi strani pa je sevalec dosti cenejši od scintilatorja, zlasti še, če gre za večje kristale. Zaradi vsega tega so števci Čerenkova v primerjavi s scintilacijskimi števci, proporcionalnimi števci in drugimi spektrometri razmeroma preprosta in uporabna vrsta detektorjev za delce z visoko energijo.

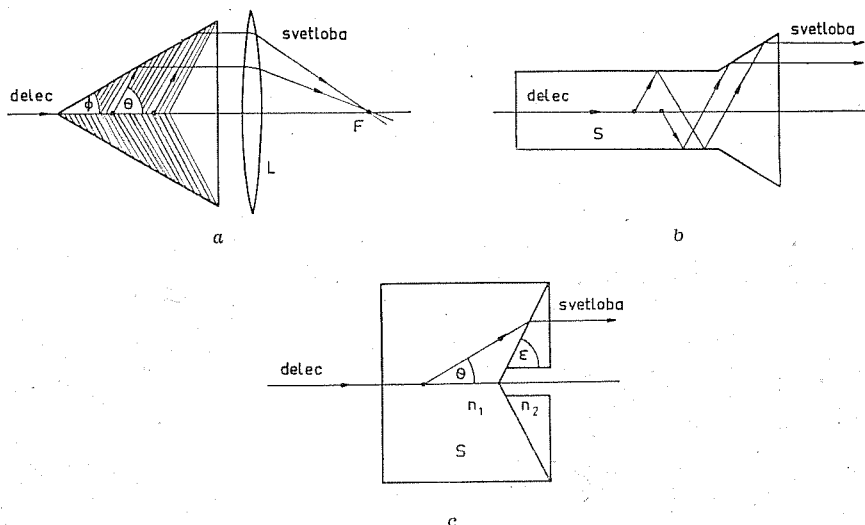
Števce Čerenkova delimo na števce z goriščem in števce brez njega. Pri prvi vrsti zbere optični sistem izsevano svetlobo na majhno ploskev, kjer je nameščen merilnik svetlobe. Pri drugi vrsti pa je celo zaželeno, da je svetloba čim bolj razpršena.

Idealna snov za sevalec v števcu Čerenkova mora imeti velik lomni kvocient, majhen absorpcijski koeficient v frekvenčnem območju izsevane svetlobe, majhno gostoto in nizko povprečno vrstno število. Dodatna zahteva za števce z goriščem je čim manjša odvisnost lomnega kvocienta od valovne dolžine svetlobe. Žal ne moremo ustreči vsem tem zahtevam hkrati in je pri izbiri snovi potreben kompromis. Snovi z velikim lomnim kvocientom imajo običajno velik absorpcijski koeficient in je lomni kvocient pri njih močno odvisen od valovne dolžine ($dn/d\lambda$ je velik). Po drugi strani pa želimo snovi z majhno gostoto in nizkim povprečnim vrstnim številom zato, da so energijske izgube delca zaradi sipanja čim manjše. Pri takih snoveh pa je lomni kvocient majhen. Vsekakor zahtevamo, da sevalec ne fluorescira.

Kot snov za sevalce se pri števcih z goriščem navadno uporablja plastični polimetilmetakrilat s komercialnimi imeni steklo pleksi, lucit, perspeks. Le-ta ima povprečni lomni kvocient 1,5, ki se v vsem vidnem področju prav malo spreminja z valovno dolžino (npr. v območju valovnih dolžin od 4861 Å do 6563 Å se lomni kvocient spremeni le za $8 \cdot 10^{-3}$). Za svetlobo je propusten v območju od 3400 Å do 20 000 Å. Ima tudi majhno gostoto in nizko povprečno vrsto število. Za mehansko obdelavo je zelo primeren ter ima zanemarljivo fluorescenco. Tudi razne vrste stekla so primerne kot snov za sevalce. Kadar

so zaželenne večje dimenzije sevalca, se uporabljajo namesto trdne snovi razne tekočine in raztopine kot npr. destilirana voda, tetraklorogljik, glicerin, benzen. Večji sevalci so potrebni za števec brez gorišča.

Sevana svetloba je cilindrično simetrično porazdeljena okrog poti delca, zato se običajno optična os v števcu ujema s smerjo gibanja delca. Goriščna razdalja sistema je stalna ali spremenljiva. Nekaj izvedb s stalnim goriščem kaže sl. 2. Delec leti v prvi izvedbi (sl. 2 a) po osi stožčastega sevalca S . Kot ob vrhu stožca 2φ je enak kotu θ . Sevana svetloba se na plašču stožca totalno odbije in izhaja pravokotno skozi čelno ploskev stožca (to je res samo za



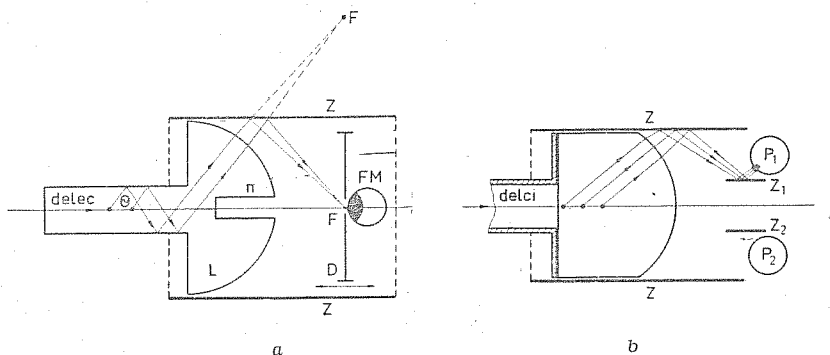
Sl. 2. Izvedbe števecv Čerenkova s stalnim goriščem. Opis posameznih izvedb je v besedilu.

izbrano vrednost θ). Leča L zbere to svetlobo v gorišču F , kamor postavimo fotopomnoževalko. Za lečo lahko namestimo še ravno zrcalo pod kotom 45° , tako da se svetloba zbere izven optične osi, s čimer dosežemo, da fotopomnoževalka ni več izpostavljena curku vpadajočih delcev. Če je l dolžina sevalca in r polmer čelne ploskve, sega koristni del sevalca od vrha do globine $l_{ef} = l - r \cot \theta$ (osenčeno na sl. 2 a). Svetloba, ki se izseva bolj blizu čelne ploskve, ne doseže več plašča stožca in je torej za detekcijo izgubljena. Sevalec ima lahko tudi valjasto obliko in je precej daljši, tako da se izseva v njem več svetlobe (sl. 2 b). Svetloba po večkratnem totalnem odboju na stenah valja prispe v stožčasto oblikovano glavo sevalca, od koder podobno kot v prejšnjem primeru izhaja paralelno z optično osjo in jo leča zbere v gorišču. Pri tem je važno, da je kot θ manjši od mejnega kota totalnega odboja. Če ni tako, je treba valjasto steno posrebriti.

Na sl. 2 c je narisana akromatični sistem. Celotni sevalec je sestavljen iz dveh delov, pri čemer je $n_2 > n_1$. Drugi kos je v sredini prevrten, da v njem ne pride do pojava Čerenkova. Pogoji, ki mora biti izpolnjen, da izstopi svetloba vzporedno z osjo, se glasi: $n_2/n_1 = \cos(\varepsilon - \theta)/\cos \varepsilon = \cos \theta + \sin \theta \tan \varepsilon$. Ker velja $\cos \theta = 1/\beta n_1$, lahko zapišemo to v obliki $\tan \varepsilon = (\beta n_2 - 1)/\tan \theta$. Od tod z odvajanjem po frekvenci ni težko priti do pogoja, pri katerem kot θ ni odvisen

od frekvence ν : $dn_2/d\nu = (\beta n_2 - 1) (\beta n_1 \sin^2 \Theta)^{-1} dn_1/d\nu = \beta n_1 (\beta_2 - 1) (\beta^2 n_1^2 - 1)^{-1} dn_1/d\nu$.

Sl. 3 kaže dve izvedbi števecv Čerenkova s spremenljivim goriščem. Sevalec je lahko valjast (sl. 3 a), glava pa je v obliki polkrogle in služi kot leča. Za perspektivni lomni kvocient 1,5 je goriščna razdalja enaka dvakratnemu krivinskemu radiju. Napaka pasov (sferična aberacija) je tu precejšnja. Napaka bo tem manjša, čim večje je razmerje polmerov leče in sevalca. Svetloba se po odboju na cilindričnem zrcalu Z zbere v gorišču za odprtino zaslonke D, kjer se nahaja fotopomnoževalka FM. S pomikanjem zaslonke vzdolž osi je možno izbirati poljubne kote Θ . Na sl. 3 b je sevalec hkrati tudi leča in je pritrjen na cevastem nastavku C. Z njim pomikamo lečo vzdolž osi in poiščemo pravo lego pri danem kotu Θ . Svetloba se najprej odbije na cilindričnem zrcalu Z. Del se je nato odbije od ravnega zrcala Z_1 in se zbere na fotopomnoževalki P_1 , en del pa se odbije od ravnega zrcala Z_2 in se zbere na fotopomnoževalki P_2 . Ker sta fotopomnoževalki še vedno blizu curka vpadaajočih delcev, sta vezani v koincidenca, s čimer je zmanjšan vpliv ozadja.



Sl. 3. Števca Čerenkova s spremenljivim goriščem.

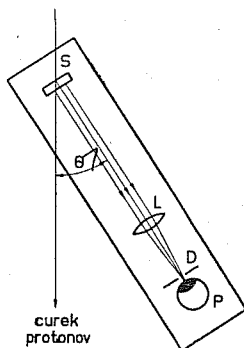
Zelo preprost in uporaben števec Čerenkova je narisana na sl. 4 in je namenjen za detekcijo protonov. Steklena ploščica S, ki služi kot sevalec, leča L, spremenljiva reža D in fotopomnoževalka P so nameščeni v ohišju, ki je za svetlobo nepropustno. Ohišje je vrtiljivo okrog osi, ki gre v navpični smeri skozi S. S tem imamo možnost za spreminjanje kota Θ . Ob prehodu protona se izseva v ploščici svetloba in majhen del svetlobnega stožca zbere leča na katodi fotopomnoževalke. Energijska ločljivost opisanega detektorja je osem procentov pri energiji protonov 435 MeV.

Na energijsko ločljivost števecv z goriščem vplivajo predvsem končna širina curka vpadaajočih delcev, coulombsko sipanje in zaviranje delcev v sevalcu ter disperzija (različnim frekvencam izsevane svetlobe pripadajo različni koti Θ).

Zaradi coulombskega sipanja je sevana svetloba v smeri Θ porazdeljena v kotnem intervalu $\Delta\Theta$, ki je tem večji, čim debelejši je sevalec ($\Delta\Theta$ je kar enak povprečnemu odkliku delca od prvotne smeri zaradi sipanja v sevalcu in ga lahko izračunamo). Poglejmo, za koliko se zaradi tega zmanjša energijska ločljivost. Z odvajanjem (1) dobimo $d\Theta = (\beta^2 n^2 - 1)^{-1/2} d\beta/\beta$. Če je W celotna energija delca, merjena v enotah njegove mirovne energije, potem lahko zapišemo $W = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Od tod sledi $dW/W = (W^2 - 1) d\beta/\beta$. Z upoštevanjem

(1) dobimo $dW/W = (W^2 - 1) \operatorname{tg} \theta d\theta$ in namesto $d\theta$ vstavimo povprečni odmik $\Delta\theta$. Na podoben način bi lahko izračunali tudi, kolikšna je ločljivost zaradi disperzije. Rezultat je $dW/W = \beta^2/(1 - \beta^2) dn/\bar{n}$, pri čemer je $\bar{n}$ povprečni lomni kvocient sevalca v spektralnem območju občutljivosti fotopomnoževalke. Barvno napako, to je napako zaradi disperzije, je možno odpraviti z akromatičnim sistemom (glej npr. sl. 2 c). Lahko si pomagamo tudi s filtrom, ki prepušča le določen frekvenčni pas seване svetlobe.

Vsi naštetí vzroki zmanjšajo energijsko ločljivost, tako da znaša ta pri števcih z goriščem okrog 10 0/0. S posebnim akromatiziranim sistemom, kjer je bil namesto fotopomnoževalke uporabljen zelo občutljiv film, so dosegli celo ločljivost 1 0/0, vendar je bilo potrebno za zadostno ekspozicijo filma več minut pri gostoti toka protonov $2 \cdot 10^{-11} \text{ A/cm}^2$. Kot sevalec so uporabili 0,7 mm debelo in 1 cm^2 veliko ploščico iz stekla z lomnim kvocientom 1,88.



Sl. 4. Preprost števec Čerenkova z goriščem.

Zanima nas, kolikšne napetostne sunke smemo pričakovati na izhodu števca Čerenkova. Zato moramo izračunati, koliko fotonov izseva delec na enoti poti v sevalcu. Vemo že za izsevano svetlobno energijo na enoto poti (2). Torej je število izsevanih fotonov v tem frekvenčnem intervalu enako

$$\Delta N = (Z^2 e_0^2 / 4 \pi \epsilon_0 \hbar c^2) (1 - \beta^{-2} n^{-2}) \Delta \omega = (Z^2 e_0^2 / 4 \pi \epsilon_0^2 \hbar c^2) \sin^2 \theta \Delta \omega.$$

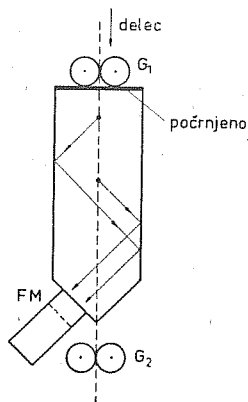
Frekvenčni interval vidnega dela spektra je približno $3 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$. Od tod sledi, da se v vidnem delu spektra izseva na 1 cm poti približno $450 Z^2 \sin^2 \theta$ fotonov. Vzemimo, da prehaja skozi 1 cm debelo plast destilirane vode z lomnim kvocientom 1,33 elektron z relativistično hitrostjo $\beta \approx 1$! Imamo $\cos \theta = 1/1,33 = 0,752$ in $\sin^2 \theta = 0,435$ in od tod $\Delta N = 196$ fotonov/cm. Če ima fotopomnoževalka 10-odstotni kvantni izkoristek, kar pomeni da pride 1 fotoelektron na 10 vpadlih fotonov, in če zberemo vso svetlobo na fotokatodi, bi dobili približno 20 fotoelektronov. Za perspeks z lomnim kvocientom 1,5 je to število približno 25. Za 10 cm dolg sevalec iz perspeksa in za fotopomnoževalko z milijonkratno ojačitvijo ter kapaciteto 20 pF na izhodu bi dobili napetostne sunke velikostne stopnje 0,1 V.

Kadar so hitrosti nabitih delcev prav blizu hitrosti svetlobe v vakuumu, lahko namesto trdnega ali tekočega uporabljamo plinski sevalec. V ta namen se

uporabljajo plini, ki se pri visokih tlakih pri sobni temperaturi ne utekočinjajo. Primerni so zrak, metan, dušik, helij in drugi.

Pri plinih velja, da je $n - 1$ sorazmerno z gostoto. S spreminjanjem tlaka plina v valjasti jekleni posodi moremo za različne hitrosti delcev doseči, da se svetloba zbere vedno v isti točki. Število izsevanih fotonov je majhno zaradi majhnega lomnega kvocienta plina. Namesto zbiralne leče se tu uporablja parabolično zrcalo. Kot sevanja θ je pri plinih majhen. Pri zraku, metanu in dušiku bi pri tlaku 40 atm dobili za delec s hitrostjo $v \approx c$ vrednosti okrog $1,5^\circ$, pri heliju pa pod 1° .

Oglejmo si še primer uporabe števca brez gorišča pri določevanju smeri zelo hitrih nabitih delcev. Tako je bil za ugotavljanje smeri kozmičnih žarkov



Sl. 5. Primer števec Čerenkova brez gorišča.

uporabljen števec na sl. 5. Kot sevalec služi prizma iz perspeksa. En konec prizme je prirezan in je v optičnem kontaktu s fotopomnoževalko FM, drugi konec pa je raven in počrtnjen. Na vsaki strani prizme je par Geigerjevih števecv G_1 in G_2 . Oba para sta med seboj v koincidenzi in služita le za določitev tira delca. Če leti delec v smeri, kot je naznačena na sliki, je izsevana svetloba usmerjena proti fotopomnoževalki in dobimo na izhodu napetostni sunek. Za delce v nasprotni smeri pa se svetloba absorbira na počrtnjeni vrhni ploskvi prizme.

Posebna izvedba števecv brez gorišča je bila uporabljena tudi za zaznavanje nevtronov visokih energij v območju 400 do 900 MeV. Kot sevalec je služil valj iz perspeksa. Nevtroni so dali v njem odrinjene protone.

Literatura:

¹ J. V. Jelley: Čerenkov radiation and its applications. London (Pergamon Press), 1958.

² CERN Symposium on high energy accelerators and pion physics, 2, 62 (1956).

³ L. D. Landau, E. M. Lifšic: Elektrodinamika splošnih sred. Moskva (Fizmatgiz), 1959, str. 448.

⁴ I. A. Getting: A Proposed Detector for High Energy Electrons and Mesons, Phys. Rev. 71, 123 (1947).

UDARNI VALOVI V TRDNEM SREDSTVU — NOVA POT DO KONTROLIRANEGA ZLIVANJA JEDER?

JANEZ STRNAD

Ukrotitev zlivanja lahkih jeder (termonuklearne reakcije) je ena izmed najtežjih nalog, kar so si jih postavili fiziki. Rešitev te naloge bi odpravila vse skrbi za izvore energije. Po ocenah naj bi znane zaloge zemeljskega plina, nafte in premoga pri sedanjem naraščanju potreb zadostovale komaj še za sto let in znane uporabne zaloge urana za okoli 25-krat dalj. Medtem pa bi samo devterij iz morij pri tisočkratni današnji potrebi zadostoval za več kot milijardo let.¹

Doslej so poskusi za ukrotitev zlivanja, kolikor so bili rezultati dostopni javnosti, potekali predvsem po eni poti.* Razredčen plinast devterij ali tritij ali njuno mešanico so poskušali segreti do zadostne temperature, pri čemer so magnetna polja raznih oblik preprečevala dotik nastale plazme (ioniziranega plina) s stenami posode.^{1,2} Tako so dosegli precej visoke temperature (največ 2.10^8 st K), ampak gostota delcev, to je število ionov in molekul v cm^3 , je bila sorazmerno majhna (okoli 10^{15} cm^{-3}). Tako razredčeno plazmo bi morali obdržati pri visoki temperaturi dovolj dolgo časa, da bi prišlo do opaznega zlivanja. Vendar je plazma pri visoki temperaturi zelo nestabilna in že po kratkem času razpade (najdaljši čas obstojnosti, ki so ga dosegli, meri nekaj 0,01 s). Za uspeh bi morali torej istočasno doseči dovolj visoko temperaturo (T), dovolj veliko gostoto ionov (n) in dovolj dolg čas obstojnosti (t). Slika 1 nazorno kaže, kako daleč je še do kontroliranega zlivanja (najnovejši ameriški dosežek ni vrisan).³ Opozorimo naj le na to, da je merjenje navedenih količin dokaj nezanesljivo in je rezultat dostikrat odvisen od uporabljenega merilnega načina.

Zaradi omenjenih težav je dobrodošla vsaka nova možnost za kontroliranje zlivanja, pa čeprav tudi ne obeta lahkega uspeha. Tako sta se pred kratkim pojavila predloga, da bi morda lahko dosegli pogoje za zlivanje z udarnimi valovi (valovnimi čeli) v trdnem sredstvu.^{4,5}

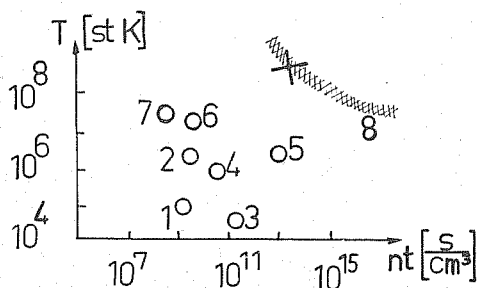
Udarni valovi

Na nekem mestu v telesu naj močno narasteta tlak in gostota. Telo je lahko plinasto, tekoče ali trdno, le dovolj veliko mora biti v primeri s povprečnim razmakom med molekulami ali atomi, da je dovoljeno hidrodinamično obravnavanje. Deli telesa v sosesčini motnje se začnejo premikati in povzročijo gibanje sosednjih delov. Na koncu se deli telesa ne vrnejo v prvotni položaj. V dovolj veliki razdalji od motnje se izoblikuje udarni val: tostran vala, ki se širi po sredstvu z nadzvočno hitrostjo, se deli telesa premikajo, onstran pa še mirujejo. Udarni val odnaša energijo, ki je bila na začetku nakopičena v motnji.

* »Obzornik« bo v eni naslednjih številkk prinesel nekoliko podrobnejši opis omenjenih naprav.

Potem ko se gostota energije dovolj zmanjša, postane hitrost vala enaka hitrosti zvoka in motnja se širi dalje kot zvok. Udarne valovi nastanejo npr. pri plosku z rokami, pri gromu, pri nadzvočnem letu, pri eksploziji. Medtem ko pride v prvih dveh primerih motnja do ušes kot zvok, pričajo razbita okna in porušene zgradbe, da je gostota energije v udarnih valovih zadnjih dveh primerov še zelo velika.

V primeru, da se širi raven udarni val s konstantno hitrostjo po neomejenem sredstvu, račun ni preveč zapleten. Mislimo si, da se skupaj z udarnim valom premikamo po sredstvu! Hitrost delov telesa glede na čelo udarnega vala v , gostoto snovi ρ , tlak p in specifično entalpijo h označimo z indeksom 1 onstran in z indeksom 2 tostran udarnega vala. Hitro ugotovimo, da se pri



Sl. 1. Dosežena temperatura (T) in doseženi produkt gostote delcev in časa obstojnosti (nt) pri nekaterih napravah za razredčeno plazmo: 1 stelarator (plazma v obliki svitka, dodatni navoji na svitku za stabilizacijo), 2 stiskanje plazme v multipolnih magnetnih poljih (»geometrija osti«, ker imajo silnice v takih poljih osti), 3 vbrizgavanje plazme v multipolna magnetna polja, 4 zeta (plazma v valjasti cevi, vzdolžni tok po steni posode za stabilizacijo), 5 tok theta (plazma v valjasti cevi, dodatno vzdolžno magnetno polje in prečni tok po steni posode za stabilizacijo), 6 magnetna zrcala (v nehomogeno polje vbizgajajo npr. molekulske ione, te disociirajo v manjše ione, ki ne morejo več iz polja), 7 novejši ruski dosežek (natančen opis naprave ni znan), 8 meja kontroliranega zlivanja.³ Križec kaže, do katerih vrednosti bi prišli s predloženim načinom.⁴ (Za opis naprav glej npr. S. Glasstone, R. H. Lovberg: Controlled Thermo-nuclear Reactions. Princeton (Van Nostrand), 1960

prehodu čez čelo udarnega vala ne more spremeniti masni tok (zakon o ohranitvi mase, (1)), vsota tlaka in toka gibalne količine (izrek o gibalni količini, (2)) in skupna specifična energija (energijski zakon, (3)).⁶

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2, \quad (1)$$

$$p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_2 + \rho_2 v_2^2, \quad (2)$$

$$h_1 + \frac{1}{2} v_1^2 = h_2 + \frac{1}{2} v_2^2. \quad (3)$$

V zadnji enačbi smo lahko zaradi velike hitrosti udarnega vala zanemarili toploto, ki je prešla v smeri širjenja vala. Zvezo med količinami onstran in tostran čela udarnega vala lahko razrešimo le, če poznamo $h = h(p, \rho)$. Tega ni

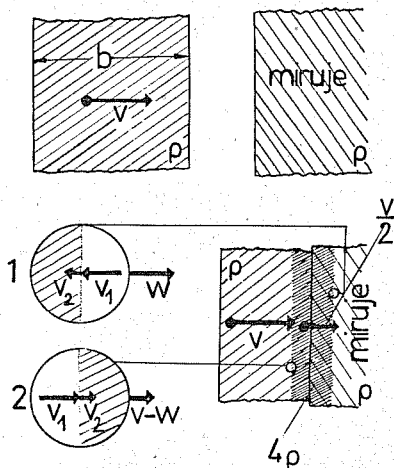
težko napraviti za idealni plin, pri katerem velja $h = c_p T = \kappa p/\varrho (\kappa - 1)$, kjer je $\kappa = c_p/c_v$ razmerje specifičnih toplot:

$$v_2/v_1 = \varrho_1/\varrho_2 = (\kappa + 1) + (2/\kappa + 1) (p_1/\varrho_1 v_1^2), \quad (1')$$

$$p_2/p_1 = (2/\kappa + 1) (\varrho_1 v_1^2/p_1) - (\kappa - 1)/(\kappa + 1), \quad (2')$$

$$T_2/T_1 = [2(\kappa - 1) (\varrho_1 v_1^2/p_1 - p_1/\varrho_1 v_1^2) - \kappa^2 + 6\kappa - 1]/(\kappa + 1)^2. \quad (3')$$

Zdaj vzemimo, da trdno telo (gostote $\varrho_1 = \varrho$) z ravno mejo z zelo veliko hitrostjo v trči v enako, mirujoče telo (sl. 2)! Ko se meji dotakneta se začeta širiti udarna vala, prvi v mirujoče, drugi v gibajoče se telo. Prvi val se širi s hitrostjo w , drugi s hitrostjo $v_1 - w$ (za mirujočega opazovalca) v isto smer. Če je temperatura med obema valoma zelo visoka, se tam snov stali, izpari,



Sl. 2. Udarne vala ob trku telesa, ki se giblje s hitrostjo v proti desni, in mirujočega telesa. Udarne val 1 se giblje s hitrostjo w proti desni, udarni val 2 pa s hitrostjo $v - w$ proti desni. V gosto osenčenem področju med obema valoma bi ob dovolj veliki hitrosti v morda lahko prišlo do zlivanja jeder.

disociira in se ionizira. Nastalo plazmo imamo lahko za idealen enoatomni plin, za katerega je $\kappa = \frac{5}{3}$. Račun za stacionarni primer (1') da ob zanemaritvi talilne, izparilne, disociacijske in ionizacijske entalpije pri zelo veliki hitrosti v rezultat $v_1/v_2 = \varrho_2/\varrho_1 = (\kappa + 1)/(\kappa - 1) = 4$. S tem sledi (glej sl. 2), da je $v_1 = w = \frac{2}{3} v$ in $v_2 = \frac{1}{6} v$. Za tlak in temperaturo med valoma dobimo po (2') in (3')

$$p_2 = 2 \varrho v_1^2/(\kappa + 1) = \frac{1}{3} \varrho v^2, \quad T_2 = 2(\kappa - 1) M v_1^2/R(\kappa + 1)^2 = M v^2/12 R.$$

Iz širine gibajočega se telesa b in iz hitrosti w izračunamo na koncu še čas trka $t_2 = b/w = 3 b/2 v$.

Po takem ali podobnem računu sta E. R. Harrison⁴ in F. Winterberg⁵ predlagala, da bi z obstreljevanjem mirujoče tarče z zelo hitrimi delci nastali

plazmi z gotosto ionov do kakih 10^{22} cm^{-3} prišlo do zlivanja jeder. Pri tem bi obšli nekatere težave, ki se pojavijo pri razredčeni plazmi. Predlog je načelno uresničljiv. Saj vžgejo (nekontrolirano) zlivanje v vodikovi bombi s podobnim udarnim valom, ki nastane pri eksploziji uranske bombe.

Zlivanje jeder

V podrobnostih pa je treba o uporabnosti predloga še razmisliti. — Verjetnost, da doživi jedro, ki prileti v ploščico snovi s presekom 1 cm^2 in debelino 1 cm , jedrsko reakcijo, je $n\sigma$. Pri tem je n gostota jeder (atomov, ionov) v snovi in σ reakcijski presek. Število reakcij v 1 cm^3 snovi na sekundo dobimo, če $n\sigma$ pomnožimo z gostoto toka jeder $n'v_r$, kjer je n' gostota jeder v toku in v_r relativna hitrost jeder. Vse to je treba pomnožiti še z energijo q , ki se sprosti pri eni reakciji, da dobimo povprečno gostoto moči s_1 pri termonuklearni reakciji:

$$s_1 = qn^2 \overline{\sigma v_r}. \quad (4)$$

Tu smo vzeli, da sta obe vrsti jeder, med katerima pride do reakcije, enako pogostni ($n = n'$). Vsa jedra (atomi) pa nimajo enake hitrosti, zato je treba pri tvorbi povprečja upoštevati odvisnost $\sigma = \sigma(v_r)$ in še porazdelitev jeder po hitrostih. Ta porazdelitev je odvisna od temperature, tako da je $\overline{\sigma v_r}$ še funkcija temperature.*

Najprej je treba ugotoviti, ali se zlivanje jeder sploh lahko samo vzdržuje, to se pravi: ali se pri zlivanju lahko sprosti večja energija, kot je dovedena kinetična energija telesa. Gostota dovedene moči je

$$s_0 = \frac{1}{2} \rho v^2 / t_2 = \rho v^3 / 3b. \quad (5)$$

Iz zahteve $s_1 > s_0$ sledi tedaj zahteva

$$12 \rho b (q/m^2) v^{-3} \rho v_r > 1. \quad (6)$$

Tu smo uporabili zvezo $n = \frac{1}{2} \rho_2 / m = 2 \rho / m$, kjer je m povprečna masa jedra.

Ugotovili smo, da je $\overline{\sigma v_r}$ funkcija temperature T_2 . Isto velja za hitrost $v = (12 RT_2 / M)^{1/2}$. Zato najprej določimo temperaturo T_2 , pri kateri ima izraz $\overline{\sigma v_r} T_2^{-1/2}$ svoj maksimum. Nato iz zahteve (6) izračunamo minimalni b . Potem pa ni težko oceniti minimalnih vrednosti za druge količine, če vzamemo za gostoto npr. vrednost $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$. Rezultati za reakciji $\text{H}^2 + \text{H}^2 \rightarrow \text{He}^3 + n$ (ali $\text{H}^3 + \text{H}^1$) in $\text{H}^2 + \text{H}^3 \rightarrow \text{He}^4 + n$ so zbrani v tabeli 1.⁴

Tabela 1.

reakcija	T_2	$\overline{\sigma v_r}$	v	b	t_2	q
$\text{H}^2 + \text{H}^2$	4.10^8 st K	$7.10^{-18} \text{ cm}^3/\text{s}$	7.10^6 m/s	1 cm	2.10^{-9} s	30 MeV
$\text{H}^2 + \text{H}^3$	2.10^8	8.10^{-17}	4.10^6	$0,03$	10^{-10}	26

* Primerjaj M. Kregar, B. Povh: Jedrske reakcije v zvezdah. Obz. mat. fiz. 8, 72. (1961)!

Za zlivanje devteronov z devteroni bi morali delce s premerom okoli 1 cm pospešiti do hitrosti preko 7.10^6 m/s, za zlivanje devteronov in tritonov pa bi zadostovalo, če bi delce s premerom okoli 0,3 mm pospešili do hitrosti preko 4.10^6 m/s. Obe zahtevi, posebno še prva, sta danes nedosegljivi.

Naknadno moramo ugotoviti, kolikšna moč se izgubi s sevanjem. Pri sevanju v plazmi s tako visoko temperaturo je važno samo zavorno sevanje elektronov v Coulombovem polju ionov (tako imenovani prosti-prosti prehodi). Gostoto izsevane moči dobimo, če v (4) postavimo $\sigma = \text{konst}$ in $v_r = \text{konst}$. $T_2^{1/2}$:

$$s_2 = k_2 n^2 T_2^{1/2}. \quad (7)$$

Pri zavornem sevanju elektronov v Coulombovem polju devteronov je koeficient $k_2 = 1,5 \cdot 10^{-38} \text{ W cm}^3 \text{ st}^{-1/2}$. Pri navedenih pogojih torej zares velja $s_2 \ll s_1$.

Naposled se je treba prepričati še o tem, da je bilo hidrodinamično obravnavanje upravičeno. Povprečna prosta pot ionov v plazmi je

$$\bar{l} = k T_2^2 / n,$$

pri čemer je za ione vodika koeficient $k = 1,2 \cdot 10^4 \text{ cm}^4 \text{ st}^{-2.5*}$. Pri navedenih pogojih ima povprečna prosta pot velikostno stopnjo 0,01 mm, kar je dosti manjše od b , in ni treba biti v skrbeh, da hidrodinamično obravnavanje ne bi bilo na mestu.

Računi pa imajo še nekatere pomanjkljivosti. Delec z zelo veliko hitrostjo je majhen, mirujoča tarča pa velika. Zato račun z ravnima udarnima valoma ni čisto upravičen. Tudi stacionarno obravnavanje navzlic kratkemu času t_2 ni čisto na mestu. Približno upoštevanje udarnih valov, ki se širijo v prečni smeri, in upoštevanje razpenjanja segretega predela s hitrostjo zvoka pokaže, da so ocene v resnici malo manj ugodne.

Na vprašanje po najprimernejši snovi za delce in tarčo še ni pravega odgovora. Tekoči devterij ali tritij najbrž ne bi ustrezala, pač pa bi veljalo poskusiti s hidridi, npr. LiBH_2^+ in LiBH_3^+ . Čeprav so dobili navedene ocene samo za vodikove izotope, ostanejo vsaj po velikostni stopnji v veljavi tudi za omenjena hidrida. Edino izgube zaradi zavornega sevanja bi utegnile postati bolj pereče, saj je v plazmi težjih elementov več elektronov.

Navedimo še možnost, pri kateri so pogoji za zlivanje ugodnejši! Namesto, da bi hitri delci zadevali mirujočo tarčo, bi se lahko zadevala dva gosta curka hitrih makroskopskih delcev z nasprotno enakima hitrostima.

Pospoševanje makroskopskih delcev

Edina možnost je pospeševanje makroskopskih delcev, ki so jih poprej nabili, v električnem polju. Zaradi izgubljanja negativnega naboja z emisijo

* Definicija za povprečno prosto pot je v plazmi bolj nerodna kot v nevtralnem plinu. Po dogovoru je enaka razdalji, na kateri se v povprečju smer hitrosti iona zasuče za 90° . Iz Rutherfordove formule za sipanje nabitih delcev v Coulombovem polju (npr. I. Supek: Teorijska fizika i struktura materije, Zagreb 1951, s. 176) dobimo sicer pravo odvisnost (T_2^2/n) , če vzamemo $\frac{1}{2} m v_r^2 = \frac{3}{2} k T_2$. Vrednost sama pa je za celo velikostno stopnjo prevelika. V resnici igrajo namreč veliko vlogo sipanja, pri katerih se hitrost delca samo malo odkloni. S seštevanjem takih sipanj se dobi gornji rezultat (glej npr. L. Spitzer: Physics of fully ionized Gases, New York 1956, s. 76 ali S. Poberaj: Plazma, II. del v prihodnji številki Obz. mat. fiz.!).

elektronov, je treba delce pozitivno nabiti. Na kateri način naj bi jih nabili, še ni znano. Delci z maso m_e , ki naj dosežejo hitrost v , morajo preteči napetost $U = \frac{1}{2} m_e v^2 / e$. Čim večji je specifični naboj, tem manjša napetost zadostuje. Masa delcev je dana z minimalnimi razsežnostmi (tabela 1). Naboj na delcu pa tudi ne more preseči neke meje. Tlak zaradi naboja na površini delca mora biti manjši od natezne trdnosti τ delca. Za delce, ki so prevodne kroglice z radijem $\frac{1}{2} b$, ni težko izpeljati omejitve $e < (2 \tau \epsilon_0)^{1/2} \pi b^2$. Potrebna napetost je tedaj približno sorazmerna z linearnimi razsežnostmi delcev.

Vsekakor so potrebne zelo visoke napetosti; pri delcih s premerom 0,3 mm bi za hitrosti okoli 10^6 m/s potrebovali napetost okoli milijarde voltov ali več. Pospeševalna cev bi morala biti dolga vsaj sto metrov. Nekoliko manjše hitrosti okoli 10^5 m/s so sicer že dosegli, a le pri delcih, ki so merili v premeru mikron ali manj. V tem primeru je zadoščal običajni elektrostatični pospeševalnik vrste van de Graaff ali Cockroft-Walton. Zahtevanih hitrosti mnogo večjih delcev pa danes še ne morejo doseči. Morda se bodo pri tem v prihodnosti izkazali linearni valovni pospeševalniki, pri katerih bo morala biti frekvenca zaradi sorazmerno majhnih hitrosti delcev nenavadno nizka (okoli 10^6 s⁻¹), a moč velika.

Winterberg, ki je v ocenah dokaj optimističen, je predlagal nekoliko drugačno rešitev.⁵ Do velikih hitrosti bi pospeševali mikronske delce. Za posamezen tak delec sicer dobljeni rezultati ne veljajo, ker je povprečna prosta pot ionov v plazmi večja od razsežnosti delca. Pač pa se najbrž glavni rezultati ne bi kaj dosti spremenili, če bi zadel tarčo zelo gost curek takih delcev. Na nesrečo je gostota nabitih delcev v curku med pospeševanjem omejena že zaradi odboja med delci. Toda tudi tej omejitvi bi se lahko izognili, če bi curek pospešenih delcev spustili skozi močne elektrostatske leče, nakar bi nevtralizirali naboj na delcih. Zadostovalo bi npr. obstreljevanje s počasnimi elektroni. Če bi pri tem premer curka stokrat zmanjšali (npr. od prvotnih 100 cm do 1 cm na tarči), bi se morda z današnjimi sredstvi lahko približali pogojem, ki so potrebni za zlivanje jeder.

Predloženi način za doseg kontroliranega zlivanja lahkih jeder ne budi upov za takojšnjo uresničitev. Za zdaj je važno, da se ne zdi neuresničljiv. Težave so zares velike, toda tudi pri drugih načinih ne gre brez njih. Vprašanje je, katere težave bodo prej premagali — tiste pri razredčeni plazmi ali te pri trdnih delcih. Nič zato, če način, ki smo ga opisali, ne bo privedel do kontroliranega zlivanja jeder. Že sam opis možnosti je bil poučen.

Literatura:

¹ R. F. Post: Controlled Fusion Research — An Application of the Physics of High Temperature Plasmas. Rev. Mod. Phys. **28**, 338 (1956), R. F. Post: Termonuklearna energija, prevod. Obz. mat. fiz. **9**, 114 (1962).

² M. McChesney: Shock Waves and High Temperatures. Sci. American **208**, 109 (No. 2, 1963).

³ Progress in Soviet Fusion? Discovery **24**, 4 (No. 6, 1963).

⁴ E. R. Harrison: Alternative Approach to the Problem of Producing Controlled Thermonuclear Power. Phys. Rev. Letters **11**, 535 (1963).

⁵ F. Winterberg: On the Attainability of Fusion Temperatures under High Densities by Impact Shock Waves of Small Solid Particles Accelerated to Hyper-velocities. Z. Naturforschg. **19 a**, 231 (1964).

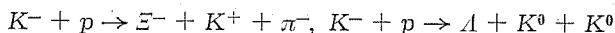
⁶ J. Serrin: Mathematical Principles of Classical Fluid Mechanics. Hdb. d. Phys. VIII/1, Berlin 1956 (Springer), s. 227.

NEKAJ NOVIC IZ FIZIKE VISOKIH ENERGIJ

Nove resonance

V »Obzorniku« je bil v nekem sestavku naveden seznam mezonov in barionov.* Čeprav je od objave seznama minilo komaj nekaj mesecev, ga je že danes treba izpopolniti z mnogimi novo odkritimi barionskimi in mezonskimi resonancami.

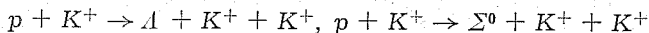
Barionske resonance. Pri reakcijah med protoni in negativnimi delci K , npr.



so ugotovili resonanco s hipernabojem -1 , izospinom $\frac{1}{2}$ in mirovno energijo 1810 MeV. Spin ni z gotovostjo znan in je $\frac{5}{2}$ ali manj, vsekakor pa polovičen. V skladu z novim poimenovanjem gre torej za resonanco Ξ (1810).¹ Te resonance niso napovedovali. Pač pa so pričakovali obstoj dveh podobnih resonanc Ξ (1980) in Ξ (1600).*

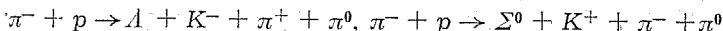
Ugotovili so tudi več resonanc, ki razpadejo na nukleon in pione in imajo večjo mirovno energijo kot 2000 MeV. Pri reakcijah med pioni in protoni so opazili resonanco z mirovno energijo 2190 MeV in izospinom $1/2$ ter resonanco z mirovno energijo 2360 MeV in izospinom $3/2$. Razpadni čas teh resonanc je večji kot $3 \cdot 10^{-24}$ s.² Drugi dve taki resonanci so opazili pri merjenju preseka za fotoprodukcijo pionov, prva je imela mirovno energijo 2520 MeV in izospin $3/2$, druga pa mirovno energijo 2700 MeV in izospin $1/2$.³ Domnevajo, da utegne biti druga resonanca prva članica novega multiplleta barionov s 27 člani. Osmerna pot (simetrija SU(3), unitarna simetrija) predvideva za barione multiplete z enim, z 8, z 10, s 27... člani. Doslej so naleteli samo na multiplete z 1, 8 ali 10 barioni.

Mezonske resonance. Pri reakcijah protonov in pozitivnih delcev K so ugotovili resonanco z mirovno energijo 1250 MeV. Resonanca razpade v dva pozitivna delca K :



Njen hipernaboj je 2, izospin 1, spin ni znan z gotovostjo, vsekakor pa je celoštevilen in sod.

Pri reakcijah med protoni in negativnimi pioni so opazili več novih resonanc. Prva razpade na delec K in dva piona npr.



Njena mirovna energija je 1175 MeV, izospin za $1/2$ ali $3/2$.⁵

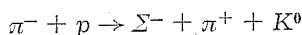
Druga resonanca razpade na tri pione



Njena mirovna energija je okoli 1000 MeV, izospin pa 1.⁶

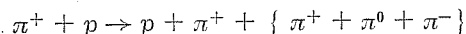
* Novo poimenovanje za mezone in barione. Obz. mat. fiz. 11 (1964), glej še: V. B. Mandelcvejg, A. M. Perelomov, Uspehi fiz. nauk 63, 724 (1964).

Tretja razpade v delec K^0 in pozitivni pion



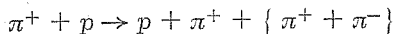
Njena mirovna energija je 725 MeV, izospin pa verjetno $1/2$.⁷

Tudi pri reakcijah med protoni in pozitivnimi pioni so opazili več resonanc. Prva (mezon B) razpade v pion in resonanco ω , ki razpade dalje v tri pione

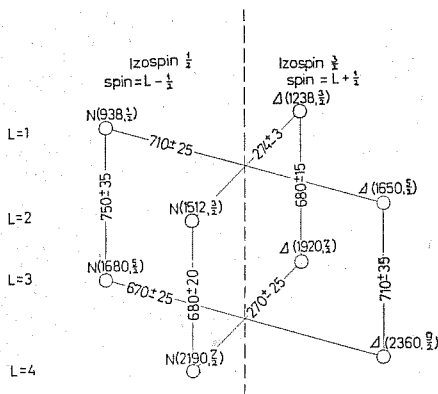


Mezon B ima mirovno energijo 1220 MeV in izospin 1 .⁸

Nadaljnji dve razpadeta v pion in resonanco ϱ^0 , ki razpade dalje v dva piona

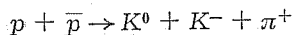


Mirovni energiji teh dveh resonanc sta 1080 MeV (mezon A_1) in 1320 MeV (mezon A_2).⁹ Odprto je še vprašanje, če je resonanca z manjšo mirovno energijo prava resonanca.¹⁰



Sl. 1. Shema nekaterih resonanc nukleona in piona, v kateri je možno opaziti določeno urejenost. L je relativno obhodno kvantno število. V oklepajih so navedene mirovne energije v MeV in spini. Na ravnih črtah pa so napisane ustrezne razlike mirovnih energij skupaj z efektivnimi napakami.⁴

Dokaj nezanesljivo je ugotovljena resonanca z mirovno energijo 1410 MeV, ki razpade v delca K^0 in K^- in pion. Odkrili so jo pri anihilaciji protonov



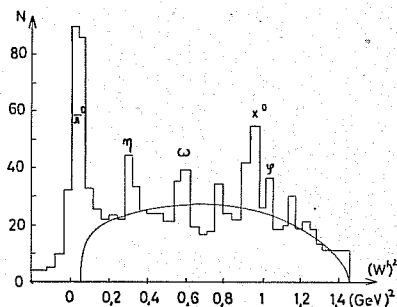
Njen izospin je verjetno nič. Pri anihilaciji protonov so ugotovili še eno resonanco, ki razpade v delec* K^0_1 in negativni pion in ima mirovno energijo 1230 MeV.¹¹

* Stanji K^0_1 in K^0_2 nimata določenega hipernaboja (Y), imata pa določeno parnost pri hkratni konjugaciji naboja in refleksiji prostora (parnost CP je 1). Zato se rojevajo delci K^0 kot K^0 ($Y = 1$) in $\bar{K}^0$ ($Y = -1$) po močni interakciji, ki ohranja hipernaboj, razpadajo pa kot K^0_1 in K^0_2 po šibki interakciji, ki ohranja parnost CP .

Precej pozornosti je vzbudilo odkritje mezonske resonance X^0 , za katero je sprva kazalo, da utegne živeti dalj kot druge resonance, ki živijo okoli 10^{-23} s. Pri tem na kratko ponovno omenimo metode, ki jih uporabljajo pri odkrivanju resonanc,* da zaradi samega naštevanja ne bi podcenjevali težav. Dve skupini (v Berkeleyu¹² in v Brookhavnu¹³) sta neodvisni druga in druge preučevali reakcije delcev K^- z energijo od 2 do 3 MeV s protoni v vodikovi mehurčni celici. Zanimali sta se za reakcije, pri katerih je nastal delec Λ , npr.



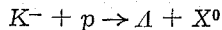
in za podobne reakcije, pri katerih so nastali še nabiti pioni. Obdelali so stotošče fotografij reakcij, pri katerih sta sledi v obliki črke V dokazovali razpad delca Λ , ki sicer sam ni zapustil vidne sledi. Odločilna je bila pogostost reakcij (1) v odvisnosti od mirovne energije nastalega nevtralnega delca. Mirovno energijo so določili iz vidnih sledi preko ohranitve gibalne količine in energije pri reakciji (1) ter pri razpadu delca Λ .



Sl. 2. Število reakcij (1) N v odvisnosti od kvadrata skupne mirovne in kinetične energije nastalih nevtralnih delcev v njihovem težiščnem sistemu. Zvezna krivulja predstavlja izračunano pogostost reakcij brez upoštevanja resonanc.¹³

Na dobljeni porazdelitvi (sl. 2) se je videlo, da so bile reakcije posebno pogostne, če je mirovna energija nevtralnega delca ustrezala mirovni energiji nevtralnega piona ali kateri od znanih resonanc η , ϕ , ω ali pa vrednosti okoli 960 MeV. V resnici je na sl. 2 na abscisno os nanesen kvadrat skupne mirovne in kinetične energije vseh nastalih delcev v njihovem težiščnem sistemu, saj lahko nastane več nevtralnih delcev. Če nastane samo en delec, je nanescena energija seveda enaka mirovni energiji delca.

Izraziti vrh pri 960 MeV je torej zanesljivo znamenje za nastanek resonance X^0



Ugotovili so, da resonanca X^0 razpade, pri čemer nastane resonanca η , ki sama razpade dalje

$$X^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \eta \quad (\text{ali tudi } X^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \eta)$$

$$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \quad (\text{ali tudi } \eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)$$

* Glej npr. Novi osnovni delci. Obz. mat. fiz. **10**, 22 (1963).

Sodeč po širini vrha na sl. 2 je razpadni čas X^0 enak ali večji kot nekaj 10^{-23} s. Vendar zaradi slabe ločljivosti ta vrednost ni zanesljiva. Izospin in spin te resonance sta ali oba nič ali oba 1.

Kvantna števila novih resonanc in še nekaterih drugih resonanc niso znana z gotovostjo, tako da resonanc ne morejo zanesljivo klasificirati.* To močno otežkoča primerjavo med teoretskimi napovedmi in eksperimentalnimi dejstvi, posebno glede simetrije, ki velja za mezone in barione. Samo tiste resonance, ki so jih do sedaj zanesljivo klasificirali, namreč ne potrjujejo nedvoumno osmerne poti ($SU(3)$) in ne izključujejo drugih simetrij. Zdaj z veliko vnemo preučujejo druge možne simetrije. Poleg tega posvečajo dosti pozornosti iskanju teoretskih osnov za unitarno simetrijo in obravnavanju šibke interakcije v zvezi z razpadom mezonov in barionov.**

Kvarki

Tako kot so že pred odkritjem nevtrona domnevali, da je atomsko jedro sestavljeno iz nevtrona in protonov (število protonov ustreza številu osnovnih nabojev Z v jedru, število nevtronov pa da preostanek mase $N = A - Z$), si lahko mislimo sestavljene mezone in barione. Za njihove sestavne dele je treba vzeti tri temeljne delce, ki so nosilci barionskega števila (B), naboja (e) in hipernaboja (Y). Prvi model, ki je slonel na tej predpostavki, je bil Sakatov model.*** Za temeljne delce so vzeli proton, nevtron in delec Λ , pri tem torej same barione ($B = 1$). Zato so vsi drugi barioni sestavljeni iz dveh temeljnih delcev in enega temeljnega antidelca. Pokazalo pa se je, da bi v tem primeru morali obstojati multiplieti barionov s 6 ali 15 člani. V nasprotju s tem kaže, da nastopajo v resnici barioni v multipletih z enim, 8 in 10 člani. V tej zvezi torej Sakatov model ni uporaben.

Fiziki pa so le poskušali ohraniti zamisel treh temeljnih delcev. Gell-Mann¹⁸ (in neodvisno od njega Zweig) je spoznal, da je to možno, če je izpolnjena zahteva, da sestavljajo vsak barion po trije temeljni delci in noben antidelec.**** Toda medtem ko v Sakatovem modelu izberejo tri temeljne delce dokaj poljubno, pri Gell-Mannu ni izbire. Edina možnost so naslednji trije temeljni delci z necelimi kvantnimi števili

$$q \left(B = \frac{1}{3}, \quad e = -\frac{1}{3}, \quad Y = -\frac{2}{3} \right)$$

$$q_+ \left(B = \frac{1}{3}, \quad e = \frac{2}{3}, \quad Y = \frac{1}{3} \right)$$

$$q_- \left(B = \frac{1}{3}, \quad e = -\frac{1}{3}, \quad Y = \frac{1}{3} \right)$$

Te temeljne delce je Gell-Mann imenoval *kvarke*. (Beseda je iz nekega romana Jamesa Joyca in so jo neprevedeno prevzeli v vse jezike.) Pri teh temeljnih

* Zato ne moremo uporabljati novega poimenovanja. Samo najpogumnejši pišejo π (1220) za mezon B , π (1080) in π (1320) za mezona A_1 in A_2 , η (1440) za resonanco K^0 in K^- in η (959) za mezon X^0 ter κ (1185) za resonanco K in dveh pionov. Glej npr. Nine More Particles, Scientific American **211**, 44 (No. 1, 1964). Udomačila so se celo nekatera posebna imena, npr. mezon ABC za resonanco pri 290 MeV, mezon σ za resonanco pri 379 MeV. Glej npr. R. M. Sternheimer: Empirical Systematics of the Strongly Interacting Particles. Phys. Rev. Letters **13**, 358a (1964).

** Glej npr. L. M. Brown, Physics Today **17**, 36 (No. 4, 1964).

*** Glej npr. Mezoni in barioni. Obz. mat. fiz. **10**, 159 (1963).

**** V resnici je treba povedati nekoliko širše: v Sakatovem modelu so barioni dda, dddaa, ... po Gell-Mannovo pa ddd, ddd $\bar{a}$, ... (d pomeni temeljni delec, a pa antidelec). Za mezone ($B = 0$) pa je v obeh primerih enako: da, ddaa, ...

PLENUM ZVEZE DRUŠTEV MATEMATIKOV, FIZIKOV IN ASTRONOMOV SFRJ

Dne 17. oktobra t. l. je v Sarajevu zasedal plenum Zveze društev matematikov, fizikov in astronomov SFRJ. Razpravljal je o organizaciji prihodnjega kongresa in o izdajanju strokovne literature.

Dosedanji trije kongresi matematikov, fizikov in astronomov Jugoslavije so bili sočasno znanstvenega značaja, razpravljali so o pouku, v glavnem pa so imeli reprezentativni značaj. Le-ta je bil prej upravičen, v sedanjem obdobju pa bi bilo potrebno dati kongresu v glavnem delovni karakter. Na prejšnjih kongresih so bili strokovni sestanki matematikov, strokovni sestanki fizikov, sestanki, posvečeni vprašanjem pouka matematike in fizike, ter posebni sestanki organizacijskega značaja. Ti četvererazredni sestanki pa so bili hkrati, kar je oviralo delo. Zato je bila skupina članov plenuma iz SRH mnenja, da je treba strukturo kongresa spremeniti, zato je predlagala naslednji dve varianti:

A. Ti četvererazredni sestanki naj ne bodo istočasno in v istem kraju; le skupščina naj bi bila priključena enemu od treh preostalih sestankov.

B. Vsi štirje sestanki naj bi sicer bili v istem časovnem obdobju, a ne hkrati; hkrati bi lahko bila le strokovni sestanek matematikov in strokovni sestanek fizikov.

Nato je sledil pretres zgornjih predlogov. Diskutanti so poudarjali, da medsebojni stiki v ogromni množici niso mogoči, da pa le ne bi smeli ločiti znanstvenih sestankov od sestankov, na katerih se obravnava pouk. Končno je bil sprejet predlog našega člana plenuma tov. dr. F. Dominka: na kongresu naj delajo komisije vzporedno; to delo pa naj bo prekinjeno z dnevi, v katerih bodo sestanki skupni.

Nadalje so bili sprejeti naslednji sklepi: četrti kongres bo v Sarajevu leta 1965, in to po možnosti od 27. septembra do 2. oktobra; če bi takrat ne bilo mogoče, pa naslednji teden. Vsak udeleženec bo moral vplačati vpisnino, ki bo za posameznike 2000 din, za ustanove pa 3000 din. Določeno je bilo število delegatov iz vsake republike za skupščino; naše društvo bo imelo 17 delegatov. Izvoljen je bil pripravljalni odbor za kongres iz članov društva BiH.

Po razgovoru o izdajanju literature s področja matematike, fizike in astronomije v naši državi je bil sprejet sklep: organizacijo poljudnoznanstvene literature naj prevzame odbor društva SR Slovenije, ki se je z izdajanjem »Sigue« do sedaj zelo dobro izkazal. Dogovori naj se z založbo Mladinska knjiga, da bo izdala nekatere dosedanje in vse bodoče publikacije knjižnice »Sigma« tudi v srbohrvaščini in za vso Jugoslavijo. Za začetek naj bi Zveza pomagala finančno.

Jože Povšič

NAŠ POHOD V CERKNO IN IDRILJO

Letošnji občni zbor Društva matematikov, fizikov in astronomov SR Slovenije (seveda ne astronomov — kot so nas začeli nekateri zmerjati) smo slavili v znamenju Močnika in — moče... Kakor v posmeh vsem naporom organizacijskega odbora, v katerem so levji delež nosili: naš »petnajstletni« odbornik, podpredsednik Jože P., nadvse požrtvovalni ravnatelj Idrijskega muzeja — tov.

Logar in prizadevni naš kolega prof. Jože Karčnik, pa še tov. Milica in nekateri drugi, je Jupiter Pluvius že v soboto, 24. X. zjutraj pridno zalival vso Slovenijo in še posebej idrijsko kotlino, ki so jo zastirali temačni in cmeravi oblaki. Samo izredno slabo vreme in težka dostopnost sta bila kriva, da je bil letošnji občni zbor manj — občen kot po navadi in zato proslava 150-letnice rojstva dr. Franca Močnika manj slovesna kot bi sicer bila. Tako pa se je le nekaj nad 60 članov velike ma-fi družine srečno in junaško prebilo v Cerkno in Idrijo. Navzlic slabemu vremenu pa ni manjkalo dobre volje in — vedrosti. Uživajoč »večno lepe« popevke ljubljanskega radia in blagodejno toploto hrumečega vozila smo diskretno privzdigovali premočene noge in si potihó želeli, da bi Cerkno bilo še daleč. Hudomušni Lojze je pridno razdiral originalne dovtype in bodril krilati zbor v prednjem delu avtobusa, zadnji del posadke pa je venomer brisal zasople šipe ter zainteresirano — vsaj na videz — buljil v čudovito obarvani jesenski gozd in razigrane hudournike, ki so kakor naši nadobudni dijaki po stopnicah — drveli v dolino in polnili potoke, ki jih drugače najbrž ni. V Cerknem so nas pozdravili hitrostno naprednejši tovariši (večina naših kolegov se z eksplozij-skimi motorji praktično ukvarja samo pri maturitetnih seminarških nalogah) in kajpak prav prijeten in osvežujoč — dež. V malce temačni a lepo okrašeni dvorani je pod veliko sliko zaslužnega slovenskega matematika in pedagoga Franca Močnika odprl slavnostni zbor točasni (bolje rečeno: »dolgočasni« — saj drži za društveno krmilo že več kot 10 let!) predsednik dr. Alojzij Vadnal. Pozdravil je zastopnike Slovenske akademije znanosti in umetnosti, ljubljanske univerze, Saveza društava matematičara, fizičara i astronoma SFRJ ter prosvetnih in političnih institucij, kakor tudi vse ostale navzoče, ki so prihiteli počastit spomin tega zaslužnega moža. Nato se je predsednik zahvalil vsem, ki so kakor koli pripomogli k današnjemu slavu, ter v nekaj stavkih poudaril pomen in zasluge dr. Franca Močnika. Spregovorili so nato še zastopniki prej navedenih znanstvenih, kulturnih in političnih forumov, nakar je dobil besedo prof. Jože Povšič, ki je v daljšem govoru lepo in izčrpno predstavil zborovalcem zaslužnega slovenskega metodika in pedagoga dr. Franca Močnika, moža, ki je s svojimi originalnimi strokovnimi in metodičnimi prijemi zaslovel ne le po vsej tedanji avstro-ogrski monarhiji, temveč tudi po drugih evropskih državah.



Po končani proslavi, ki ni bila pompozna, zato pa intimno lepa in doživeta, so zborovalci odšli pred rojstno hišo Franca Močnika in nanjo obesili tri krasne vence, ki so jih poklonili spominu tega velikega slovenskega matematika in pedagoga: Savez društava matematičara, fizičara i astronoma SFRJ, Društvo matematičara, fizičara i astronoma SR Srbije in Društvo matematikov, fizikov in astronomov SR Slovenije. Po kosilu smo se v taktu naraščajočega deževja odpeljali v Idrijo, kjer sta nam vrla tovariša Logar in Karčnik pripravila vse,

da bi se počutili čim lepše in čim bolj domače. Neumorni tov. ravnatelj Logar nam je s prizadevno dobrohotnostjo in šegavo besedo razkazal porajajoči se idrijski muzej in s tem lepo izpolnil zevajoči vakuum pred občnim zborom. Malo po napovedanem času je društveni predsednik dr. A. Vadnal začel občni zbor. Pozdravil je navzoče in se v toplih besedah, polnih hvaležnosti in vdanosti, ki jo čutimo vsi nekdanji učenci do svojega velikega učitelja, spomnil staroste slovenskih in jugoslovanskih matematikov — dr. Josipa Plemlja. Nato so zborovalci z enominutnim molkom počastili spomin letos umrlega prof. Fr. Vrhovnika. V delovno predstvedstvo so bili izvoljeni naši tovariši s Primorske oz. Notranjske — tov. Kučan iz Postojne, tov. Lenarčičeva z Vrhnike in tov. Karčnik iz Idrije. Za zapisnikarja se je sam ponudil dosedANJI tajnik v tihi nadi, da mu bo morda zato pri volitvah novega odbora prizanešeno. V svojem izčrpnem in jedrnatem poročilu, ki je okvirno zajelo celotno društveno delo, je tov. predsednik dr. Vadnal predložil zborovalcem uspehe, pa tudi težave, s katerimi se je srečeval v pretekli poslovni dobi upravni odbor društva. Med drugim je dejal: »Z veliko vero in požrtvovalnostjo uredniškega odbora je naš »Obzornik« srečno in uspešno prebrodil prvo desetletje in si utrl pot v slovensko kulturno javnost. Upajmo, da bodo naše prosvetne oblasti tudi v bodoče s tolikim razumevanjem spremljale naša prizadevanja in nam še naprej nudile potrebno materialno pomoč, da bosta lepo uspevala »Obzornik« in naša, popularna knjižnica »Sigma« v ponos in korist naše skupnosti, zlasti še mladega rodu, ki se tako močno nagiblje v realistično smer. — Srednješolski krožki za matematiko, fiziko in astronomijo dvigajo našo mlado generacijo ne samo v znanstvenem, temveč tudi v moralnem pogledu. V bodoče bi kazalo vpeljati še posebne simpozije, na katerih bi naši bodoči znanstveniki poročali o svojih izvirnih zamislih in dosežkih. Tekmovanja mladih matematikov in fizikov iz leta v leto pridobivajo na kvaliteti in množičnosti. Važno nalogo v našem pedagoškem delu opravlja nesporno srednješolski aktiv, ki dviga in vsklaja, povezuje in oplaja didaktično in pedagoško delo naših učiteljev na vseh stopnjah. Izredno delavnost je v pretekli poslovni dobi razvila komisija za bibliografijo in še posebej njen vodja, naš tov. podpredsednik. Komisija za matematično terminologijo je na povabilo SAZU marljivo sodelovala pri zbiranju in urejanju materiala za slovenski slovar. Društveni odbor se je udeležil slavnostne promocije našega 90-letnega učitelja dr. Josipa Plemlja ter mu v imenu vseh slovenskih matematikov, fizikov in astronomov izrekel prisrčne čestitke. Če je delo našega društva tudi v preteklem letu bilo plodno in uspešno, o čemer bodo lahko presodili zborovalci, je to nujna posledica in zasluga izredne delavnosti in požrtvovalnosti odbora, ki mu je bilo res prijetno predsedovati, pa tudi zasluga naših dobrih svetovalcev, ki so radi pomagali, kjer in kadar je bilo treba, — in ne nazadnje tudi naših prosvetnih in političnih oblasti, ki našemu delu in prizadevanju niso dajale samo priznanja, temveč tudi vso moralno in materialno pomoč, brez katere bi vsa naša dobra volja bila — zaman. Bodoči odbor naj nadaljuje naše delavno tradicijo, hkrati pa bo moral reševati še dve važni nalogi: Vse sile bo moral zastaviti za prihodnji kongres matematikov, fizikov in astronomov, ki bo meseca septembra v Sarajevu, ter razširiti in še poglobiti delokrog »Sigue«, kakor je bilo zaželeno na zadnjem plenumu.

Predsednikovo poročilo, ki so ga navzoči pozdravili s ploskanjem, so lepo dopolnila še poročila drugih odbornikov — tajnika (tov. Šušteršiča), blagajnika (tov. Sladiča), tehničnega urednika »Obzornika« (tov. Kvaternika), odbornika za popularizacijo matematike, fizike in astronomije — zlasti med mladino — (tov. Uršiča) ter odbornice za dvig pouka in predavanja (tov. Potiskove). Zatem

so poročali še zastopniki podružnic, nakar se je razvila izredno živahna in kritična razprava, v kateri so se diskutanti dotaknili številnih perečih vprašanj in problemov, kot npr.:

1. Delo naših podružnic postaja iz leta v leto težje, ker je premalo strokovnega kadra in je le-ta že daleč in prekomerno obremenjen. Nekatere podružnice samo s skrajnimi naporji še vodijo interesne krožke za dijake, prirejajo izpopolnitvene tečaje in s težavo rešujejo vedno težje stanje pouka matematike in fizike, zlasti na podeželju, kjer je nestrokovna zasedba teh predmetov že prekoračila za naše šolstvo poguben procent.

2. Nujno si je treba ustvariti jasno sliko o žalostnem stanju pouka matematike in fizike na naših osnovnih šolah in pripraviti ustrezen elaborat za kongres v Sarajevu.

3. Zborovalci soglasno nasprotujejo napredovanju osnovnošolskih dijakov, ki imajo negativno oceno iz matematike ali materinega jezika. S takim ravnanjem si le zastiramo oči, naši šoli pa, ki ima lepo tradicijo, pripravljamo nepopravljivo škodo.

4. Na mnogih šolah ni pravega razumevanja za dober pouk fizike, kaj šele da bi se honoriralo nujno in odgovorno delo v kabinetu!

5. Nerazumljivo in obsojanja vredno je početje nekaterih ravnateljev, da matematiku in fiziku naprtijo pouk drugih — često manj važnih predmetov —, dočim njihove predmete poučujejo — honorarno — nestrokovnjaki!

6. Število mladih kadrov na univerzi in VPŠ je precej problematično, ker se jih zaradi slabe kvalifikacije le malo prebije do diplome...

7. V »Obzorniku« naj bi se odprla nova rubrika — morda z naslovom — »Naša šola«, v kateri naj bi se obravnavali strokovni, pedagoški in šolsko-organizacijski problemi...

Bilo je še mnogo majhnih in večjih vprašanj, ki tarejo naše ljudi, pa so jih zato odkrito — čeprav vedno dobrohotno načenjali in obravnavali.

Po končani razpravi, iz katere smo posneli številne koristne predloge in sklepe, so vsi navzoči s ploskanjem odobrili predlagano razrečnico odboru, ki pa za novi odbor ni sestavil nikakršne kandidatne liste, trdno odločen, da bi ga po dolgoletnem delu — razrešili in zamenjali. Po četrturnem razpravljanju je bila izražena želja, naj bi dosedanji odbor spričo predstoječega kongresa še to leto ostal na svojem delovnem mestu, da pa naj zaradi še večjih nalog, ki ga čakajo v novem poslovnem letu, dobi še potrebno pomoč. In tako je bil ob splošnem odobravanju še enkrat izvoljen stari odbor — z delno pomladitvijo.

Po dolgotrajnem občnem zboru, ki se je zavlekel v večerne ure, se je zbrala domala vsa velika družina za mizo, kjer so ji med drugim postregli tudi s pristnimi idrijskimi žlikrofi. Nekaterim so bili na moč všeč, drugi pa so zabavljali, da so žlikrofi čisto navadna idrijska — sleparija... »Krompir je krompir,« je zabrundal nekdo polglasno, da ne bi užalil uslužnih gostiteljev, »pa naj se pojavi pred teboj odkrito, tako rekoč — frontalno, ali pa zavit in zakamufliran v testen oklep...« Meni pa je bila večerja skoraj tako všeč kot odločna beseda naše potne maršalke, ki je najbrž po predhodnem in tajnem posvetu s predsednikom in Idriječani pribila, da pojdemo še ta večer domov, kajti deževni bes je naraščal že kar v geometrijski progresiji. In res smo se še pred »uro duhov« srečno pricijazili iz deževne Idrije v deževno Ljubljano, kjer smo kar v spanju obiskali idrijski rudnik in prelepo Vojsko, da bi tako docela izpolnili svoj letošnji program.

Ko pišem te zadnje vrstice, se nehote vprašujem: Le kam pojdemo zborovat prihodnje leto? Tudi Slovenija — ni majhna...

»Novi« odbor Društva matematikov, fizikov in astronomov SR Slovenije pa je tale: dr. Alojzij Vadnal — predsednik, Jože Povšič — podpredsednik, Francè Šušteršič — tajnik, Vili Sladič — blagajnik, Franc Kvaternik — tehn. urednik »Obzornika«, Stanko Uršič in Marjan Vagaja — za popularizacijo ma-fi-astr, Milica Potisek — za dvig pouka in predavanja, dalje pa še: Anton Suhadolec, Minka Jemec in Andrej Kmet — kot zastopnik študentov.

V nadzorni odbori so bili izvoljeni: Duša Gajšek, Lojze Bernik in Francè Račič. Odborovi svetovalci pa so: dr. Ivan Vidav, dr. Franjo Dominko, dr. Anton Moljk, dr. Janez Kuščer, dr. Francè Križanič, dr. Janez Strnad, dr. Niko Prijatelj, Francè Ahlin, Francè Galič in Franček Plevnik.

Francè Šušteršič

UTRINEK

Odločiti se bo treba. A. V. Weinberg, direktor laboratorija v Oak Ridgu, razpreda v članku *Criteria for Scientific Choice* (*Phys. Today* **17**, 42 (No. 3, 1964)) misli, ki jih kratko povzemamo.

Zahteve znanosti nenehno naraščajo: ZDA 1950 — 1,6; 1960 — 9; 1962 — 14 milijard dolarjev. Napočil bo čas, ko skupnost ne bo več zmogla vseh zahtev in bo morala izbirati med posameznimi panogami znanosti in med ustanovami, ki jih bo še nadalje podpirala. Kriteriji pri izbiri naj bi bili *notranji* — obeti pri neki panogi in strokovnjaki, ki so zanjo na razpolago — in *zunanji* — tehnološka, znanstvena in socialna korist. Podrobne definicije so težavne, a pod znanstveno koristjo je treba razumeti v glavnem ugodni vpliv neke panoge na druge, pri socialni koristi pa igra važno vlogo prestiž neke dežele. Po teh kriterijih naj bi največ obetale molekularna biologija, visokoenergijska fizika, jedrska energija, astronavigacija in znanosti o vedenju (psihologija, sociologija...). Še najbolj problematična naj bi bila visokoenergijska fizika. (Pozneje se je oglasil V. F. Weisskopf, direktor CERNa, ki je protestiral proti zapostavljanju visokoenergijske fizike, v splošnem pa se je z Weinbergom strinjal.)

Kaj pa pri nas? Pri nas je gotovo treba misliti tudi na minimalno podporo za vse panoge, ki so potrebne že samo za nemoteno šolsko delo. Razumljivo je, da tega ne zasledimo med Weinbergovimi kriteriji. Saj Američanom ne gre za ukinitve kake panoge, kar bi prizadelo šolsko delo. Pa tudi za profesorje, ki poleg znanstvenega dela vzgajajo mlade strokovnjake, jim ni treba biti v skrbeh. Zaradi vabljenih pogojev imajo dovolj sposobnih tujih strokovnjakov (pač pa imajo zato nekatere druge dežele svoje skrbi).

V ameriških razmerah je tudi razumljivo, da bo do izbiranja prišlo šele v prihodnosti. Če imamo v mislih možnosti naše ožje in širše domovine, pa bi že zdaj kazalo misliti na to. Kajti: dosti bolje je razviti nekaj obetajočih panog in v njih kaj doseči, kot pa gojiti vse, a brez večjega uspeha.

ZA MLADE MATEMATIKE IN FIZIKE

Enačba

$$\sqrt{1+x} + \sqrt{1-x} = \sqrt[4]{1+x} + \sqrt[4]{1-x}$$

ima rešitev $x = 0$. Ta je očitna. Ima pa tudi še druge rešitve. Kako jih dobiš, premisli!

X.

UREDNIŠTVO JE PREJELO V ZAMENO

Bulletin Scientific, Zagreb 1964, T. 9, No. 3.

Farmaceutski vestnik, Ljubljana 1963, št. 10-12.

Fotokemijska industrija, Zagreb 1964, št. 2.

Glasnik matematičko-fizički i astronomski, Zagreb 1963, T. 18, No. 4.

Proteus, Ljubljana 1963/64, št. 9-10.

Uspehi matematičkih nauk, Moskva 1964, Tom XIX, Vyp. 5.

Vestnik Leningradskogo universiteta, Leningrad 1964, No. 10, Vyp. 2.

Zveza Društev matematikov in fizikov FLRJ izdaja časopis:

Nastava matematike i fizike

Naročnina je za člane vseh republiških društev matematikov in fizikov 300 din, za ostale naročnike, šole in biblioteke 400 din. Naročila in naročnino pošiljajte na žiro račun Nastave 101-701-5-1262 z oznako »za Nastavu«.

Društvo matematikov in fizikov NRS izdaja

Vesnik Društva matematičara i fizičara NRS

Letno izide v dveh dvojnih številkah, letna naročnina je 400 din. Naročnino pošiljajte na ček. račun 101-707-3-119 Društvu matematičara i fizičara NRS pod označbo »Za Vesnik«. Dopise pošiljajte na naslov društva Beograd pošt. fah 791.

Društvo matematikov in fizikov NRH izdaja za vso državo

MATEMATIČKO - FIZIČKI LIST

za učence srednjih šol. Letnik ima štiri številke, med počitnicami ne izhaja. Letna naročnina je 300 din, posamezna številka 75 din.

Profesorji srednjih šol, priporočajte list dijakom! Naročila in naročnino pošiljajte na naslov:

Matematičko-fizički list, Zagreb, Ilica 16/III, p. p. 165 ali na čekovni račun št. 400-21-5-883.

Društvo matematikov in fizikov LR Hrvatske izdaja časopis

Glasnik matematičko-fizički i astronomski

Naročnina znaša 600 din, za redne člane Društva 300 din, za ustanove 1000 din. Časopis naročite pri administraciji Glasnika: Hrvatsko prirodoslovno društvo, Zagreb, Ilica št. 16-III. Čekovni račun 400-21-3-323 za Društvo matematičara i fizičara NRH.

Obzornik za matematiko in fiziko izhaja vsak tretji mesec. Izdaja ga Društvo matematikov in fizikov SRS. Urejujejo ga: R. Blinc, P. Gosar, F. Križanić, I. Kuščer, A. Moljk, N. Prijatelj, J. Strnad, S. Uršič, I. Vidav. Odgovorni in tehnični urednik: F. Kvaternik. Upravo vodi F. Kvaternik. — Tiska tiskarna ČZP »Ljudska pravica« v Ljubljani. — Naročnina je: za študente 400 din, za zasebnike 500 din, za šole 1000 din, za ustanove in podjetja 2000 din in za inozemstvo 1500 din. Čekovni račun Obzornika je 600-14-608-314.

Dopise pošiljajte in list naročajte na naslov: