

D I S E R T A C I J A

predložena

FAKULTETI ZA ELEKTROTEHNIKO UNIVERZE V LJUBLJANI

879338

M I K R O T R O N  
Z D E L J E N I M M A G N E T O M



Alojz P a u l i n

Ljubljana, 1960.

V 262676

|| 262676



0 6/1976

V S E B I N A

|   |    |
|---|----|
| 1. U v o d .....                                | 1  |
| 2. P o s p e š e n j e .....                    | 8  |
| 1. Vbrizg elektronov .....                      | 9  |
| 2. Začetno pospešenje .....                     | 10 |
| 3. Prehod v pravo mikrotronsko pospešenje ..... | 15 |
| 3. S t a b i l n o s t .....                    | 19 |
| 1. Fazno energijska stabilnost .....            | 19 |
| 2. Vpliv deljenosti magneta .....               | 21 |
| 3. Vpliv magnetnega roba .....                  | 22 |
| 4. Zbiralne sile pospeševalnih elementov .....  | 23 |
| 5. Vpliv prostorske elektrine .....             | 28 |
| 6. Vpeljava jake fokusacije .....               | 31 |
| 4. Z a k l j u č e k .....                      | 38 |
| L i t e r a t u r a .....                       | 40 |



## 1. U V O D

Elektronske cevi so bile preje uporabljene za pospeševanje delcev kot za uporabo v telekomunikacijah. Že röntgenske cevi lahko smatramo kot prvi pospeševalnik, saj je pospeševala delce za pridobivanje röntgenskih žarkov - dolgovalovnih žarkov gama. Kot vsa elektronika, so tudi pospeševalniki dosegli lep razvoj med obema vojnama. Zgrajeni so bili linearni elektrostatični pospeševalniki (Cockroft-Walton, van de Graaff). Za ionski ciklotron je leta 1939 Lawrence prejel Nobelovo nagrado. Dolgoletni trud Kersta je bil leta 1941 uspešno zaključen. Uspel mu je betatron katerega je predlagal Widerše.

Linearni elektrostatični pospeševalniki pospešujejo lahko elektrone in ione. Energija, na katero delce pospeše, ni velika. Zaradi izolacijskih problemov je pospeševalnik po van de Graaff-u za energijo 10 MeV že velik uspeh (tandem van de Graaff). Ciklotron, ki dela s konstantno frekvenco, ne pride v poštev za elektrone. Za pospeševanje je uporaben le dokler se masa ne poveča preveč. Za delce alfa je meja kakih 50 MeV. Betatron pospešuje le elektrone. Toda prirastek energije je pri enkratnem obhodu majhen in pri energiji nekaj 100 MeV so zaradi sevanja izgube, ki rastejo s četrto potenco energije, enake energiji, ki jo delec črpa iz inducirane električnega polja. Tako je za betatron zgornja meja 500 MeV.

Po drugi svetovni vojni so se pojavili novi principi pospeševanja in z njimi novi pospeševalniki. Razvoj mikrovalovnih oscilatorjev velikih energij, je omogočil graditev elektronskih in ionskih linearnih mikrovalovnih pospeševalnikov. Zaradi linearne poteka

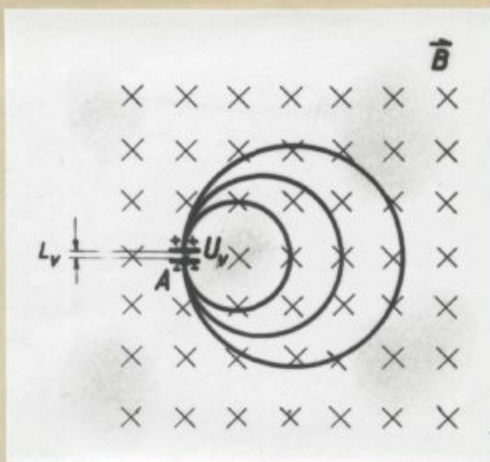
curka, delec ne izgublja energije zaradi sevanja. Hitrost elektromagnetnega vala, ki potuje skozi pospeševalno cev, lahko prilagodimo hitrosti delca. Principielnih ovir za dosego peljubno velikih energij ni. Omejitev so razpoložljiva finančna sredstva. Po drugi strani pa sta Vekseler in McMillan neodvisno prišla na princip *s i n h r o t r o n a* (elektronski sinhrotron, protonski sinhrotron, sinhrociklotron) in elektronskega ciklotrona ali *m i k r o t r o n a*. Sinhrotroni so že zgrajeni, ali se grade do danes največjih energij doseženih z umetno pospeševalnimi delci. Vsaka gradnja je projekt zase s svojim lastnim imenom: *C o s m o t r o n* (3 GeV), *B e v a t r o n* (6,3 GeV) itd. *P r o t o n s k i s i n h r o t r o n* v CERN-u pospešuje delce do energije 25 GeV, v Brookhaven-u do 30 GeV. V SZ se gradi pospeševalnik celo do 50 GeV. Ti pospeševalniki služijo jedrskim raziskavam.

Za mikrotron je najprej izgledalo, da ne bo prišel v poštev za jedrske raziskave. Uporabljali naj bi ga za medicinske namene, pri raziskavi materialov in kot vbrizgovalnik v večje pospeševalnike. Zaenkrat še ni dosegel take popolnosti, kakršno betatron že danes ima. Z modifikacijami pa izgleda, da bo mikrotron prišel do energij nekaj 100 ali celo nekaj 1000 MeV. Doslej zgrajeni mikrotroni še zdaleka niso dosegli teoretsko postavljenih mej toka. Izvlek celotnega elektronskega žarka je tako enostaven kot pri malokaterih pospeševalnikih. Energijska homogenost, ki je izredno važna za jedrske meritve, raste z rastočo energijo in je pri petdesetih obhodih boljša od 0,1 %.

*P r i n c i p m i k r o t r o n a* je nekoliko podoben principu navadnega ciklotrona. Oba uporabljata konstantno magnetno polje in visokofrekvenčno pospeševanje. Pri obravnavi

nju ciklotronskega pospeševanja računamo, kot da je masa delca konstantna. Za elektrone pa moramo upoštevati relativistični popravek, ker se njihova masa približno pri energiji 1 MeV podvoji:  $m = 2 m_0$ . ( $m_0$  je mirovna masa delca).

Delovanje mikrotrona z enojnim magnetom si oglejmo na sliki 1. Če je med ploščama napetost  $U_v$ , pridobi elektron v električnem polju pri



preletu prostora med obema ploščama energijo  $\Delta W$ . Magnetno polje ga vrne po krožnici v točko A. Razdalja  $L_v$  naj bo zanemarljiva proti krožni poti premera  $2\rho$ . Ker velja

$$\frac{m v_e^2}{e} = e v_e B, \quad (1.1)$$

Sl. 1 kjer je  $v_e$  hitrost elektrona, dobimo za čas  $T$ , ki je potreben za enkratni oblet

$$T = \frac{2\pi\rho}{v_e} = \frac{2\pi m}{eB}. \quad (1.2)$$

Če vstavimo  $W = mc^2$  dobimo

$$T = \frac{2\pi}{c^2 e B} W, \quad (1.3)$$

kjer sta  $m$  in  $W$  masa in energija elektrona. Celotna energija  $W$  je po  $n$  obhodih skozi pospeševalno režo (dvojno plast) in pri začetni kinetični energiji delca  $W_{vb}$  in mirovni energiji  $W_0$  enaka:

$$W_n = W_0 + W_{vb} + n \Delta W \quad (1.4)$$

in

$$T_n = \frac{2\pi}{c^2 e B} (W_0 + W_{vb} + n \Delta W). \quad (1.5)$$

Razlika potovalnega časa dveh zaporednih obhodov znaša

$$\Delta T = T_{n+1} - T_n = \frac{2\pi}{c^2 e B} \Delta W. \quad (1.6)$$

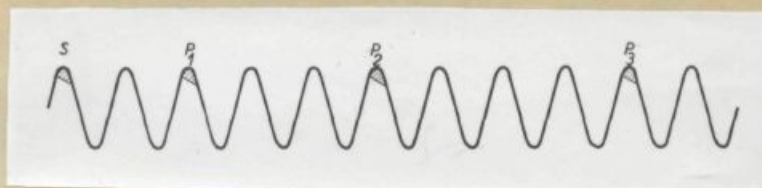
Očitno  $\Delta T$  ni odvisen od celotne energije elektrona in je pri konstantni gostoti magnetnega polja odvisen le od prirastka energije  $\Delta W$ . Za pospeševanje v reži lahko uporabljamo visokofrekvenčno polje take frekvence, da prileti elektron v režo ravno takrat, ko ima polje veliko pozitivno vrednost.  $\Delta T$  naj bo torej cel mnogokratnik visokofrekvenčne periode  $\tau$

$$\Delta T = b\tau, \quad b = 1, 2, 3, \dots \quad (1.6b)$$

Za prvi obhod sledi iz enačbe (1.5)

$$T_1 = \frac{2\pi}{c^2 e B} (W_0 + W_{vb} + \Delta W) = \alpha\tau \quad (1.7)$$

kjer je  $\alpha$  celo pozitivno število in večje od  $b$ , kot vidimo iz primerjave enačb (1.6) in (1.7). Na sliki 2 so črtkano



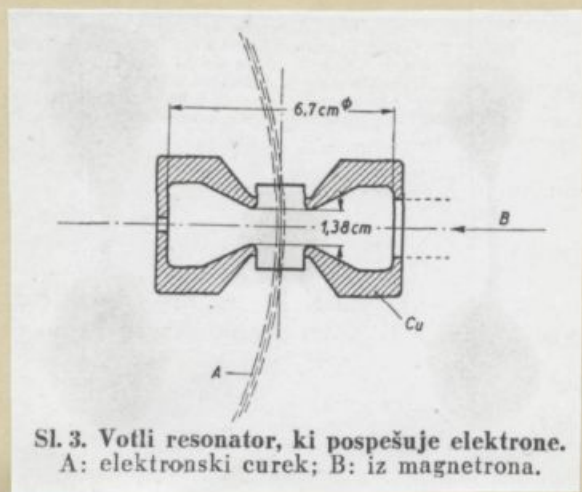
Sl. 2

označena približna mesta starta S in preletov P elektrona skozi pospeševalno režo v primeru

$$b = 1, \alpha = 2 \text{ in } W_{vb} = 0.$$

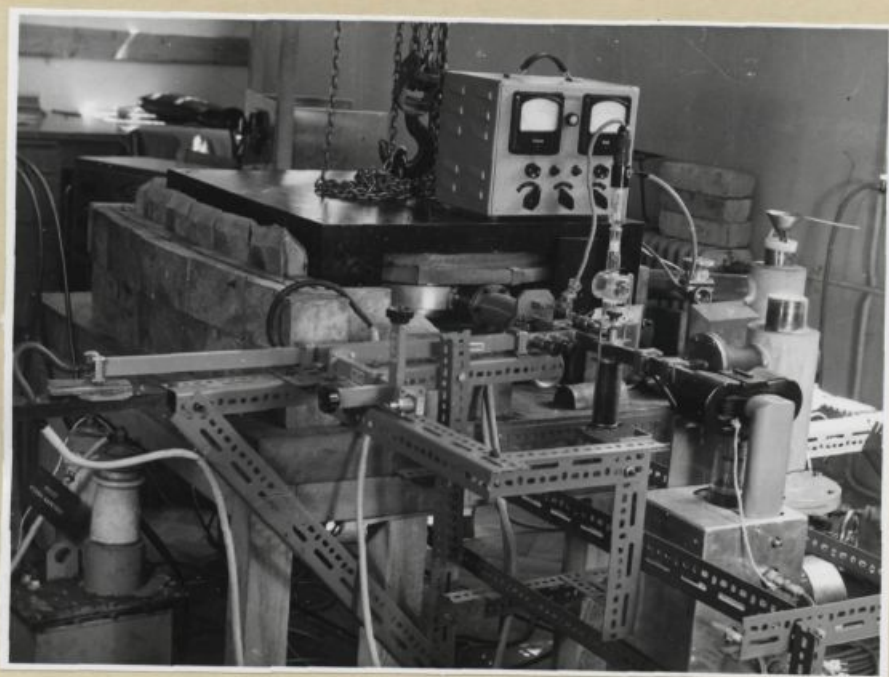
Omenili smo pospeševalno režo, na katero je pritisnjena visoka frekvenca  $f = 1/\tau$ . Pospeševalna reža je v praktični izvedbi reža mikrovalovnega resonatorja (sl. 3). Zgrajeni so bili mikrotрони z  $b = 1, \alpha = 2$ , kjer je pri frekvenci  $f = 3000$  MHz zahtevana gostota magnetnega pretoka  $B \approx 0,1$  tesla. Elektrone izvleče močna električna poljska jakost iz površine resonatorja samega (mrzla emisija), zato je vzeta  $W_{vb} = 0$ . Najprej je bilo zgrajenih nekaj poizkusnih izvedb<sup>1,2,3)</sup> energij do 4,5 MeV in v zadnjem času v Londonu





Sl. 3

energije 29 MeV je bil porabljen magnet premera 2 m! Po drugi



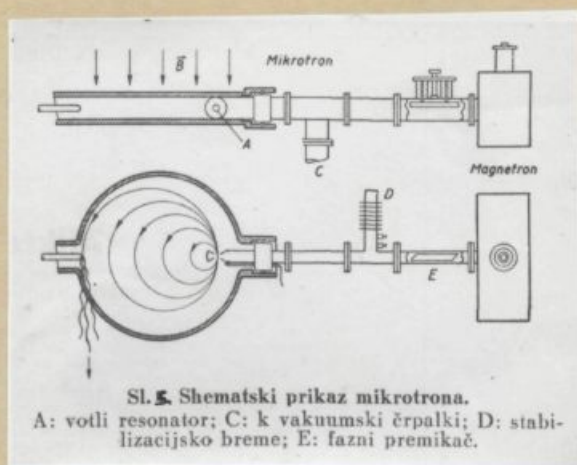
Sl. 4

strani mora reža med poli magneta zaradi premera resonatorja  
znašati (sl. 5)/vsaj 8 cm, medtem ko bi zaradi žarka samega zadosto-  
valo 1 do 2 cm. Velika razdalja polov in zlasti šibko magnet-  
no polje sta glavni slabosti navadnega mikrotrona in prepreču-  
jeta ceneno konstrukcijo za večje energije.

Obema tema nedostatkoma bi se morda lahko izognili z na-

mikrotron za energijo 29 MeV<sup>4)</sup>.  
Nadalje so bile zgrajene tri  
3 cm-ske izvedbe in sicer: dve  
v ZDA<sup>5,6)</sup> in ena v Ljubljani<sup>7)</sup>  
(sl. 4), kjer je bila dosežena  
energija 3,5 MeV.

Konstruksijsko je nezaže-  
leno dejstvo, da moramo vzeti  
za resonančne pogoje tako niz -  
ko magnetno polje. Za mikrotron



Sl. 5

ljuje svojo pot proti A.

Čas preleta od A do A je

$$T = \frac{2\pi}{c^2 e B} W + 2 \frac{L}{v_e}, \quad (1.8)$$

in če je  $v_e \approx c$ , bo

$$T \approx \frac{2\pi}{c^2 e B} W + 2 \frac{L}{c}. \quad (1.8b)$$

Če označimo energijo in čas dveh zaporednih preletov z  $W_n$  in  $W_{n+1}$  oziroma  $T_n$  in  $T_{n+1}$ , izhaja:

$$\Delta T = T_{n+1} - T_n = \frac{2\pi}{c^2 e B} \Delta W, \quad \Delta W = W_{n+1} - W_n. \quad (1.6)$$

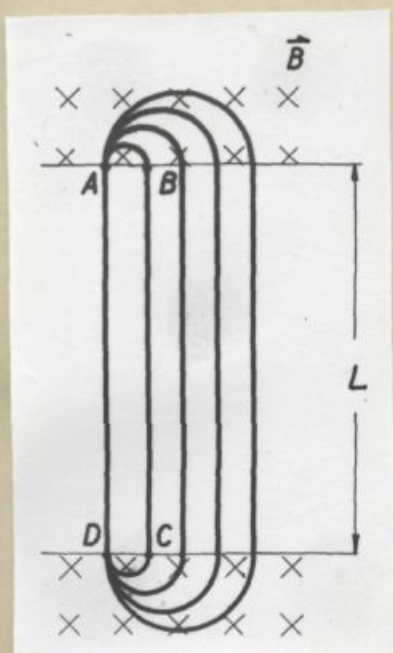
Tu velja enak resonančni pogoj kot pri navadnem mikrotronu (1.6). Seveda pa pripomnimo takoj, da smo privzeli omejitev  $v_e = c$ , poenostavitev, ki v začetku ni opravičena.

Deljen magnet nam omogoča dvoje: v prostor, kjer ni polja, lahko postavimo več resonatorjev zaporedno. Tako lahko  $\Delta W$  povečamo. Pri istem  $\Delta T$  zahtevamo večji  $B$  in s tem manjši premer. Drugič zračno režo magneta zmanjšamo do premera elektronskega curka. Na ta način pri enakem številu amperovojev (enaki magnetni napetosti) dosežemo v zračni reži dosti večjo

činom, ki je razviden iz slike 6. Elektron prileti pri točki A skoraj s svetlobno hitrostjo pravokotno v homogeno magnetno polje  $B$ . Ima naj energijo  $W$ . Pri točki B elektron magnetno polje pravokotno zapusti, leti premočrtno do C, magnetno polje ga popelje do D, kjer premočrtno nada-

gostoto magnetnega polja.

Navaden mikrotron je že precej obdelan, skoraj popolnoma neobdelan pa je mikrotron z deljenim magnetom. Potem, ko je Schwinger<sup>8)</sup> omenil, da je zaenkrat neizvedljiv zaradi težav s fokusacijo, ni bilo mimo citiranja v IRE<sup>9)</sup> in opisa v Elektrotehniškem vestniku<sup>10)</sup> verjetno nobene omembe več. Poleti 1958 je Roberts<sup>11)</sup> predlagal slično izvedbo za ionski mikrotron (a u x i n o t r o n), ki naj bi bil uporaben do energij 3 GeV. Kot je ta predlog lep, pa je



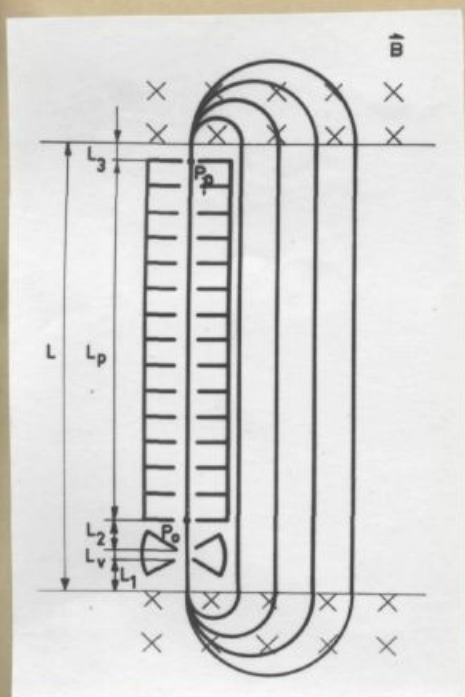
Sl. 6

zaenkrat še neizvedljiv, saj zahteva kot vbrizgalnik še nezgrajeni FFAG ciklotron za 900 MeV, magnet premera ca 30 m in mikrovalovne oscilatorje s trajnim obratom in močjo, ki naj bi šla v MW.

V sledečem delu je, vsaj kot je piscu znano, prvič poizkušeno, da se pokaže, da za gradnjo mikrotrona z deljenim magnetom ni ne principielnih, ne konstrukcijskih in tehnoloških ovir. Obdelan je vbrizg elektronov, njih pospeševanje, fazno-energijska ter radialna stabilnost. Toda treba je omeniti, da problemi okrog mikrotrona še daleč niso izčrpani. Optimalna konstrukcija aparature bi zahtevala še znatnega dela, zlasti obsežnega numeričnega računanja. Mikrovalovno - napajalni del, konstrukcija magneta in vakuumske komore bi zahtevali še precej konstrukcijskih rešitev. Obravnavati bi bilo treba še problem toleranc. Toda obdelava vseh teh vprašanj bi se izplačala le, če bi prišlo do gradnje mikrotrona z deljenim magnetom.

## 2. POSPEŠENJE

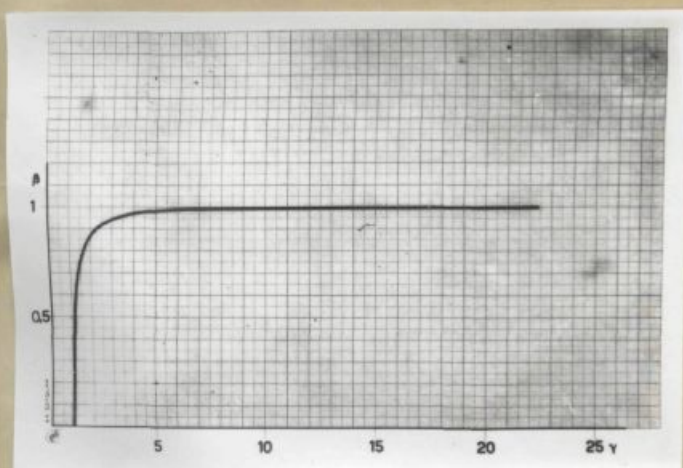
Pri sledeči obravnavi predpostavimopripravo, ki je shematsko podana na sl. 7. Linearni pospeševalnik<sup>+)</sup> dolžine  $L_p$



Sl. 7

naj bo napejen od istega mikrovalovnega generatorja kot votli resonator s pospeševalno režo  $L_v$ . Pretežna večina elektronskih linearnih pospeševalnikov uporablja potujoči elektromagnetni val  $TM_{0,1}$ , čigar energija proti koncu upada. Navzočih je mnogo valov z različnimi hitrostmi širjenja. Toda v povprečju elektrone pospešuje oziroma zavira le tista komponenta, ki ima hitrost širjenja zelo blizu hitrosti elektronov. Hitrost elektronov se z rastočo energijo zelo hitro bliža svetlobni hitrosti  $c$  (sl. 8) in

bo praktično že po nekaj obhodih dosežena. Zato bomo morali di-



Sl. 8

menzionirati linearni pospeševalnik tako, da bo fazna hitrost  $v_p$  enaka svetlobni. Ker je elektronski curek omejen le na blizino osi, lahko pišemo, da se delec, ki leti skozi linearni akcelerator, nahaja v elektromagnetnem polju<sup>12)</sup>:

<sup>+) Pri tem je mišljen linearni pospeševalnik mikrotrona. Čeprav ni posebno poudarjeno, bo vedno iz zveze očitno, ali je mišljen linearni pospeševalnik kot del mikrotrona ali linearni pospeševalnik kot samostojen pospeševalnik.</sup>

$$E_z = E_m e^{-\alpha z} \cos\left[\omega\left(t_z - \frac{z}{c}\right) + \varphi\right] \quad (2.1)$$

$$E_r = -\frac{\pi}{\lambda} E_m e^{-\alpha z} r \sin\left[\omega\left(t_z - \frac{z}{c}\right) + \varphi\right] \quad (2.2)$$

$$B_\psi = \frac{E_r}{c}, \quad (2.3)$$

kjer so  $r$ ,  $\psi$  in  $z = c \int_0^{t_z} \beta dt$  valjne koordinate in smo za začetne pogoje vzeli  $z = t_z = 0$ . V ER-območju (ekstremno relativističnem območju - hitrost delca skoraj enaka  $c$ ) pridobi elektron pri preletu linearne pospeševalnika energijo  $\Delta W_r = eU_p \cos \varphi_r$ , kjer preide začetna faza v resonančno  $\varphi_r$  in

$$U_p = \int_0^{L_p} E_m e^{-\alpha z} dz = \frac{1 - e^{-\alpha L_p}}{\alpha} E_m.$$

## 2.1. V b r i z g e l e k t r o n o v

Zato ker je  $v_p = c$ , mora delec že pri prvem vletu v linearni pospeševalnik imeti znatno hitrost. Lahko bi delce zunaj pospeševalnika pospešili na nekaj MeV in jih vbrizgali. Toda ta način bi povzročil znatne konstrukcijske težave. Daleko enostavnejše je, če za vbrizg namestimo resonator, kakršen je vrisan pod linearnim pospeševalnikom slike 7 in je po obliki in nalogi podoben resonatorju navadnega mikrotрона. Resonator naj bo obenem izvor in predpospeševalec elektronov. Le-te dobimo s pomočjo poljske emisije ali s termično katodo.

Uporaba termične katode je že star, vpeljan način za pridobivanje toka v elektronskih ceveh. Povzroča pa nepotrebno segrevanje resonatorja in resonator obremenjuje čez celo

visokofrekvenčno periodo. Zato zglada vabljivejša mrzla emisija. Ker tok mrzle emisije narašča eksponentialno<sup>13)</sup> z električno poljsko jakostjo, oddaja resonator le majhen del visokofrekvenčne periode znaten elektronski tok<sup>7)</sup>. S primerno obdelavo lahko dosežemo, da resonator oddaja znaten tok le v eni smeri<sup>2)</sup>. Gostota toka mrzlo emisijskih katod doseže vrednost, ki je  $10^6$  krat večja od gostote toka termičnih katod<sup>14)</sup>. Našteti pomisleki kažejo na to, da je ugodno vbrizgati in zajeti v stabilno področje elektrone dobljene z mrzlo emisijo in predpospešene v votlem resonatorju.

Poleg svojih glavnih nalog pospeševanja pri linearnem pospeševalniku in izvora in predpospešanja pri resonatorju, naj oba pospeševalna elementa služita še radialni<sup>in</sup>/fazni stabilnosti. Elektroni energije 10 MeV in več še vedno zaznavno zaostajajo za svetlobno hitrostjo. Tudi ta premik lahko naradimo s pravilno nastavitvijo razdalj in faznih razmer med posameznimi elementi neškodljiv, kot bomo videli v sledečem.

## 2.2. Začetno pospešenje

Pri dani valovni dolžini se večja kvaliteta resonatorja z večanjem pospeševalne reže. Obenem se znižuje nevarnost preboja. Seveda pa reža ne sme biti tako dolga, da bi zgoščina elektronov, ki zapusti katodo v trenutku maksimalne poljske jakosti, bila zavirana pred izletom iz resonatorja. Iz teh razlogov je ugodno vzeti razdaljo pospeševalne reže resonatorja  $L_v = \lambda l_v$  (indeks  $v$  se nanaša na režo votlega resonatorja) tako dolgo, da elektron, ki zapusti katodo v trenutku maksimalne poljske jakosti, zapusti resonator v trenutku, ko pade električna poljska jakost na 0 ( $(U_v/L_v) \cos \omega t = 0$ ). V tem primeru povezuje  $U_v$  in  $l_v$  izraz<sup>15)</sup>

$$\frac{e}{2\pi W_0} \frac{U_v}{L_v} = \operatorname{tg} 2\pi L_v, \quad W_0 = m_0 c^2. \quad (2.4)$$

Pri tem ima resonančni elektron (resonančni elektron imenujemo odslej elektron, s tistim idealiziranim položajem, da leti po geometrijski osi pospeševalnih elementov, da poseduje točno resonančno fazo  $\varphi_r$  in pridobi vedno resonančno energijo  $\Delta W_r$ ) pri izstopu hitrosti

$$\beta_v = \frac{A_v}{(1+A_v^2)^{\frac{1}{2}}}, \quad A_v = \frac{e}{2\pi W_0} \frac{U_v}{L_v}. \quad (2.5)$$

Kasnejša obdelava bo pokazala, da so zgornje omejitve ugodne, še zlasti s stališča želje, da resonator sam elektronski curek čimbolj zoži.

Praktično bo znašal  $\beta_v$  0,8 do 0,9. Elektroni bodo zlasti pri vstopu v linearni pospeševalnik dolžine  $L_p = \lambda l_p$  (indeks  $p$  se nanaša na linearni pospeševalnik) zaostajali za elektromagnetnim valom. Predpostavimo zato, da vleti elektron v pospeševalno cev v trenutku, ko vlada maksimalno električno polje  $E_z = E_m$  in zapusti linearni pospeševalnik takrat, ko je  $E_z = 0$ . Videli bomo, da so ti pogoji tudi s stališča zbiranja ugodni. Pod temi pogoji lahko smatramo v prvem približku, da se resonančni elektron nahaja v polju

$$E_z = \frac{U_p}{L_p} \left(1 - \frac{1}{t_p} t_z\right), \quad (2.6)$$

kjer je  $t_z$  čas pri  $z$  in  $t_p$  čas na koncu pospeševalne cevi in velja  $\omega t_p = 2\pi l_p + \frac{\pi}{2}$ . Na sl. 9a in 9b je vrisana vrednost električnega polja, katerega bi elektron zaznal po enačbi (2.6) in tistega, katerega dejansko zazna. Krivulji sta zračunani numerično za  $l_p = 20$ ,  $Y_m = 20$ ,  $Y_v = 2,36$  za a)  $e^{\alpha l_p} = \sqrt{2}$  in b)  $e^{\alpha l_p} = 2$ . S pomočjo predpostavke (2.6) zračunamo pospešenje, ki ga dobi resonančni elektron pri prvem preletu linearnega

pospeševalnika.

S pomočjo izraza:  $\frac{W}{W_0} = \gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$  lahko izenačimo mehansko spremembo energije delca z delom, ki ga dovede električno polje

$$W_0 \frac{d\gamma}{dt} = ec\beta_z E_z. \quad (2.7)$$

Iz odvoda

$$d\gamma = \frac{\beta_z}{(1 - \beta_z^2)^{\frac{3}{2}}} d\beta_z \quad (2.8)$$

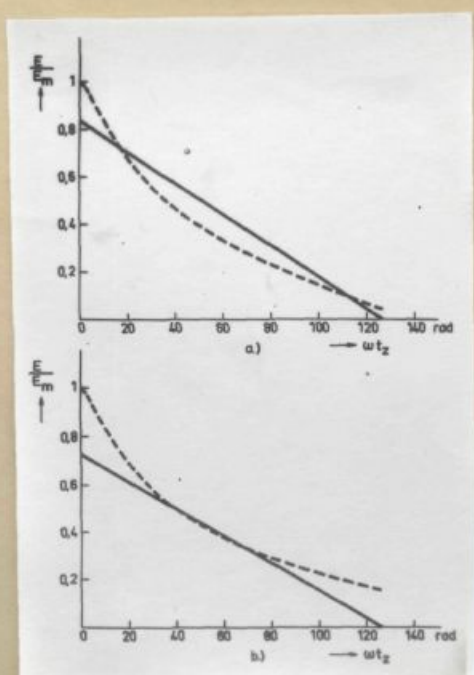
in izrazov (2.6) in (2.7) dobimo po primerni preureditvi zvezo

$$\beta_z \gamma'_z = \beta_v \gamma'_v + A_p \left[ \omega t_z - \frac{1}{2\omega t_p} (\omega t_z)^2 \right], \quad A_p = \frac{1}{2\pi} \frac{\gamma'_m}{l_p}, \quad (2.9)$$

kjer je  $\gamma'_m$  maksimalni možni prirastek  $eU_p/W_0$ . Za elektron, ki zapusti pospeševalno cev, velja

$$\beta_p \gamma'_p = \beta_v \gamma'_v + \frac{A_p}{2} \omega t_p. \quad (2.10)$$

Iz enačbe (2.5) je vidno, da velja  $\beta_v \gamma'_v = A_v$ .



Sl. 9

Doslej smo predpostavili, da je dolžina pospeševalne cevi takšna, da elektron, ki vstopa v fazi 0, zapusti cev v fazi  $\frac{\pi}{2}$ . Toda kako so povezani reducirana dolžina  $l_p$ ,  $\beta_v$  in  $\gamma'_m$ ? V sledečem sledi približen izračun za  $l_p$ .

Pogoj, da naraste faza v enačbi (2.1) od 0 na  $\frac{\pi}{2}$ , lahko izrazimo v obliki

$$\int_0^{\pi/2} d\left[\omega\left(t_z - \frac{z}{c}\right) + \varphi\right] = \frac{\pi}{2}$$



Po odvajanju leve strani dobimo

$$\int_0^{\omega t_p} (1 - \beta_z) d\omega t_z = \frac{\pi}{2}. \quad (2.11)$$

Ker je v enačbi (2.9)  $\beta_z$  zelo blizu 1, bo napaka malenkostna če pišemo

$$1 - \beta_z \approx \frac{1}{2(\beta_z \gamma_z)^2}. \quad (2.12)$$

Iz enačb (2.9), (2.10) in (2.11) sledi

$$\pi = \int_0^{\omega t_p} \left[ \frac{A_p}{2\omega t_p} (\omega t_z)^2 - A_p \omega t_z - \beta_v \gamma_v \right]^{-2} d\omega t_z \quad (2.13)$$

in po rešitvi integrala

$$\pi = \frac{A_p}{C^2} \left( \frac{1}{\beta_v \gamma_v} + \frac{\bar{\beta}_z}{2\pi l_p C} \ln \frac{C + A_p}{C - A_p} \right),$$

$$C = A_p \left( 1 + \frac{1}{\pi A_p l_p} \gamma_v \beta_v \bar{\beta}_z \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \bar{\beta}_z = \frac{4l_p}{4l_p + 1}. \quad (2.14)$$

Ker velja  $4l_p \gg 1$  lahko enačbo (2.14) poenostavimo

$$\pi = \frac{A_p}{C^2} \left( \frac{1}{\beta_v \gamma_v} + \frac{1}{2\pi l_p C} \ln \frac{C + A_p}{C - A_p} \right),$$

$$C = A_p \left( 1 + \frac{1}{\pi A_p l_p} \gamma_v \beta_v \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.14a)$$

Sedaj resonančni pogoj mikrotrona (1.6) ni več prva omejitev za zvečanje magnetnega polja. Večja ovira je premer linearne pospeševalnika. Premer prvega kroga mora biti večji od polmera pospeševalne cevi. Brez škode za delovanje mikrotrona lahko mikrovalovni resonator elektrone pri drugem in nadaljnjih prehodih zavira. Kot bo v sledečem pokazano, lahko na ta način izrabimo fokusirne sile resonatorja. Obenem znižamo porabo mikrovalovne energije resonatorja, ki bo itak zaradi nižje kvalitete velika v primeru s porabo linearne pospeševalnika. Vzemimo, da sta visokofrekvenčna faza votlega resonatorja in njegova oddaljenost od linearne pospeševalnika

$L_2 = \lambda l_2$  tako naravnani, da tisti elektron, ki se nahaja v času  $\omega t = \frac{\pi}{2}$  (odgovarja  $\frac{U_v}{L_v} \cos \omega t = 0$ ) v sredini pospeševalne reže resonatorja, vleti v resonančni fazi  $\varphi_r$  v pospeševalno cev. Pri tem predpostavljamo, da elektron v drugem in nadaljnjih prehodih poseduje svetlobno hitrost. Z enostavnim računom bi dobili, da mora nihanje resonatorja za fazo

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{2} + \frac{\pi l_v - \varphi_r}{1 - \beta_v} \quad (2.15)$$

prehitevati nihanje linearne pospeševalnika. Razdalja med obema naj bo v tem primeru

$$l_2 = \frac{\beta_v}{2\pi} \cdot \frac{\pi l_v - \varphi_r}{1 - \beta_v} \quad (2.16)$$

Lahko pa predpostavimo, da vletijo elektroni v resonator v trenutku, ko jih polje začne zavirati. Tako bi elektroni dobavljali resonatorju energijo na račun linearne pospeševalnika. Mesto enačb (2.15) in 2.16) bi sledile

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{2} + \frac{2\pi l_v - \varphi_r}{1 - \beta_v}, \quad (2.15a)$$

$$l_2 = \frac{\beta_v}{2\pi} \cdot \frac{2\pi l_v - \varphi_r}{1 - \beta_v}. \quad (2.16a)$$

S pomočjo enačb (2.14a), (2.5), (2.4), (2.16), (2.15) in (2.10) lahko sestavimo za vrednost  $\lambda = 10$  cm in  $\varphi_r = 18^\circ$  sledečo tabelo:

Tabela 1.

| $L_p$<br>(m) | $l_p$ | $\delta_m$ | $A_v$ | $\beta_v$ | $\delta_v$ | $U_v$<br>(MV) | $l_v$  |
|--------------|-------|------------|-------|-----------|------------|---------------|--------|
| 1            | 10    | 20         | 1,07  | 0,731     | 1,465      | 0,449         | 0,1306 |
| 2            | 20    | 20         | 2,13  | 0,905     | 2,36       | 1,230         | 0,180  |
| 1            | 10    | 10         | 2,10  | 0,903     | 2,33       | 1,210         | 0,179  |

| $L_p$<br>(m) | $l_p$ | $\gamma_m$ | $l_2$  | $\Delta\varphi$<br>(rad) | $\beta_p \gamma_p$ | $\beta_p$ | $\gamma_p$ |
|--------------|-------|------------|--------|--------------------------|--------------------|-----------|------------|
| 1            | 10    | 20         | 0,0415 | 1,93                     | 11,32              | 0,996     | 11,4       |
| 2            | 20    | 20         | 0,380  | 4,21                     | 12,25              | 0,996     | 12,3       |
| 1            | 10    | 10         | 0,367  | 4,13                     | 7,22               | 0,990     | 7,3        |

Če znan linearni pospeševalnik Mark II<sup>16)</sup> primerno skrajšamo dobimo za  $\gamma_m$  vrednost, ki leži med vrednostmi za  $\gamma_m$  tabele 1. Vrednosti za  $\gamma_p$  so lahko le informativne in to zaradi približka, katerega smo vpeljali z enačbo (1.6). Točnejše podatke zračunamo lahko le numerično s pomočjo polja, v katerem se elektron dejansko nahaja. Za  $l_p = 20$  in  $\gamma_m = 20$  je vrisan potek v sl. 9. Za  $e^{\alpha L_p} = 2$  sledi  $\gamma_p = 13,7$  in  $\omega t_p = 127,0$  rad in za  $e^{\alpha L_p} = \sqrt{2}$  sledi  $\gamma_p = 10,5$  in  $\omega t_p = 127,2$  rad.

### 2.3. Prehod v pravo mikrotronsko pospešenje

Resonančni elektron, ki zapusti linearni pospeševalnik v fazi  $\frac{\pi}{2}$ , naj porabi za pot od  $P_p$  do  $P_0$  čas  $T_{p,0}$  in naj vleti v fazi  $\varphi_{r,1}$  v pospeševalno cev. Tako se pridruži prvi mikrotronski enačbi (1.6) še drug pogoj

$$T_{p,0} = \frac{2\pi W_0}{ec^2} \cdot \frac{\gamma_p}{B} + \frac{L_{p,0}}{c\beta_p} = \left( \alpha_0 - \frac{\omega t_p - 2\pi l_p - \varphi_{r,1}}{2\pi} \right) \tau,$$

$$L_{p,0} = L + L_1 + L_v + L_2 + L_3. \quad (2.17)$$

Pri tem je  $\alpha_0$  celo število. S pomočjo enačbe (1.6) preide (2.17) v obliko

$$b \frac{\gamma_p}{\Delta \gamma_r} + \frac{L_{p,0}}{\beta_p} = \alpha_0 - \frac{\omega t_p - 2\pi l_p - \varphi_{r,1}}{2\pi}. \quad (2.18)$$

Čeprav ima elektron pri drugem vletu v pospeševalno cev hitrost, ki se močno približuje svetlobni, moramo še upoštevati premik v linearnem delu mikrotrona. Še vedno nismo v območju pravega mikrotronskega pospeševanja, kjer ima resonančni elektron vedno isto resonančno fazo.

Za zaključeno pot od  $P_0$  do  $P_0$  rabi elektron pri  $n$ -ti pospešitvi čas

$$T_n = \frac{1}{c} \int_0^{L_p} \frac{dx}{\beta_{z,n}} + \frac{1}{c} \frac{L_{p,0}}{\beta_n} + \frac{2\pi W_0}{ec^2 B} \gamma_n. \quad (2.19)$$

Pri drugem in nadaljnjih prehodih skozi pospeševalno cev lahko smatramo, da je pri preletu faza  $n$ -tega prehoda konstantna. Tako narašča energija delca v skladu z izrazom

$$\gamma_{z,n} = \gamma_{n-1} + D_n (1 - e^{-\alpha z}), \quad D_n = \frac{\gamma_m}{1 - e^{-\alpha L_p}} \cos \varphi_n. \quad (2.20)$$

Iz enačb (2.19) in (2.20) sledi:

$$\begin{aligned} T_n &= \frac{2\pi W_0}{ec^2 B} \gamma_n + \frac{L_{p,0}}{c\beta_n} + \frac{1}{c\alpha} \left[ \ln \frac{\sqrt{\gamma_n^2 - 1} - \gamma_n}{\sqrt{\gamma_{n-1}^2 - 1} - \gamma_{n-1}} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{A_n}{(A_n^2 - 1)^{1/2}} \ln \frac{A_n \gamma_n - 1 - \sqrt{A_n^2 - 1} \sqrt{\gamma_n^2 - 1}}{A_n \gamma_{n-1} - 1 - \sqrt{A_n^2 - 1} \sqrt{\gamma_{n-1}^2 - 1}} e^{\alpha L_p} \right] = \\ &= \left( \alpha_n - \frac{\varphi_{r,n} - \varphi_{r,n+1}}{2\pi} \right) \tau, \quad \gamma_n = \gamma_p + \sum_{k=1}^n \Delta \gamma_k, \quad A_n = \gamma_{n-1} + D_n. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Pri tem je  $\alpha_n$  celo število. Fazna stabilnost zahteva pri na-

vađenem mikrotronu, da je  $\varphi_r$  pozitiven. Kot bomo videli je to tudi ugodno s stališča fokusacije. Razprava Moroz-a<sup>17)</sup> pa kaže na to, da naj tudi v prehodnem območju faza  $\varphi_{r,n}$  nikdar ne zavzame negativnih vrednosti; sicer bi se faznostabilno območje preveč zmanjšalo in izguba elektronov bi bila prevelika. Toda na razpolago je dovolj parametrov (spreminjanje razdalj, spreminjanje napetosti in po potrebi še faznih razlik med resonatorjem in linearnim pospeševalnikom), da lahko vsem zgornjim pogojem zadostimo. Morda bi se pri določeni konstrukciji lahko izkazalo kot koristno, da bi uporabili mesto enega dva mikrovalovna resonatorja.

Po podatkih tabele 1 je  $\gamma_2$  že tako velika, da je napaka zanemarljiva, če vzamemo da posedujejo elektroni energije  $\gamma_2$  že svetlobno hitrost. Tako lahko pišemo enačbe mikrotrona v skrajšani obliki.

$$b = \frac{2\pi W_0}{ec\lambda} \cdot \frac{\Delta\gamma'}{B}, \quad (1.6a)$$

$$b \frac{\gamma_p}{\Delta\gamma_r} - \frac{l_{p,0}}{\beta_p} = \alpha_0 - \frac{\omega t_p - 2\pi l_p - \varphi_{r,1}}{2\pi}, \quad (2.18)$$

$$b \frac{\gamma_1}{\Delta\gamma_r} + \frac{l_p}{\alpha L_p} \left[ \ln \frac{\sqrt{\gamma_1^2 - 1} - \gamma_1}{\sqrt{\gamma_0^2 - 1} - \gamma_0} - \frac{A_1}{\sqrt{A_1^2 - 1}} \ln \frac{A_1 \gamma_1 - 1 - \sqrt{A_1^2 - 1} \sqrt{\gamma_1^2 - 1}}{A_1 \gamma_0 - 1 - \sqrt{A_1^2 - 1} \sqrt{\gamma_0^2 - 1}} \right] + \frac{l_{p,0}}{\beta_1} = \alpha_1 - \frac{\varphi_{r,1} - \varphi_{r,2}}{2\pi}, \quad (2.21a)$$

$$b \frac{\gamma_2}{\Delta\gamma_r} + \frac{l_p}{\alpha L_p} \left[ \ln \frac{\sqrt{\gamma_2^2 - 1} - \gamma_2}{\sqrt{\gamma_1^2 - 1} - \gamma_1} - \frac{A_2}{\sqrt{A_2^2 - 1}} \ln \frac{A_2 \gamma_2 - 1 - \sqrt{A_2^2 - 1} \sqrt{\gamma_2^2 - 1}}{A_2 \gamma_1 - 1 - \sqrt{A_2^2 - 1} \sqrt{\gamma_1^2 - 1}} \right] + \frac{l_{p,0}}{\beta_2} = \alpha_2 - \frac{\varphi_{r,2} - \varphi_r}{2\pi}, \quad (2.21b)$$

$$b \frac{\delta_3}{\Delta \delta_1} + 2l = \alpha_2 + b.$$

(2.21c)

Zaradi prevelikega premera sedanjih pospeševalnih cevi bo moral biti  $b$  večji od 1. Na prvi pogled bi lahko zgledalo, da v enačbah (2.21a) in (2.21b) ne bi bilo potrebno vzeti  $\beta$  različen od 1 in za izraz v oklepaju od  $\alpha L_p$  različno vrednost. Toda vrednosti  $\delta_0 = 12,5$ ;  $\delta_1 = 25,3$ ;  $e^{\alpha L_p} = 2$  in  $l_p = 20$  bi povzročile premik  $15^\circ$ . Da držimo pogoj pozitivne resonančne faze, bo morala pri  $b = 2$  znašati razlika  $\alpha_2 - \alpha_1 = 1$ . Premik zaradi enačbe (2.21b) je znatno manjši.

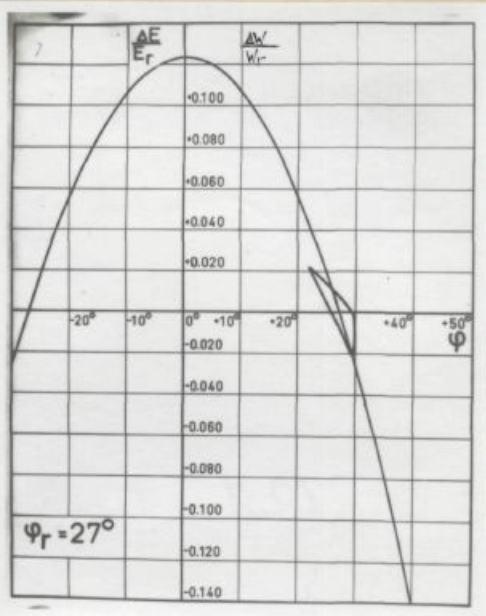
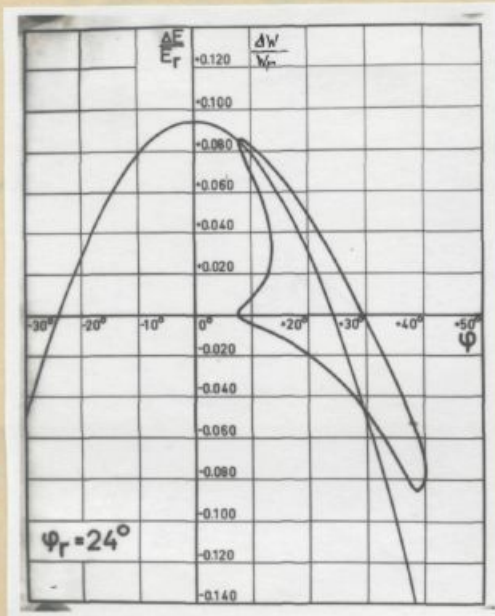
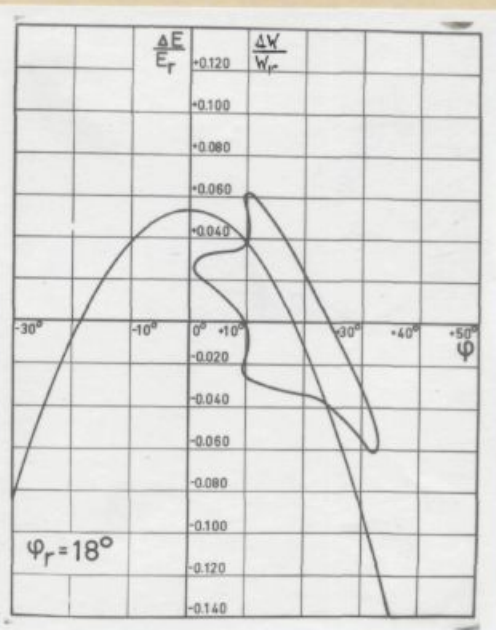
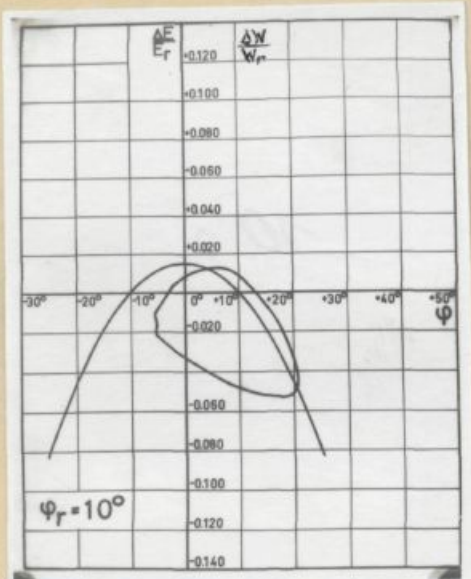
### 3. S T A B I L N O S T

Doslej smo obravnavali obnašanje resonančnega elektrona, elektrona, ki preleti pospeševalnik v resonančni fazi, pridobi resonančno energijo, leti v geometrijski osi linearnega pospeševalnika in mikrovalovnega resonatorja in vleti in zapusti pravokotno idealno homogena magnetno polje. Če bi bil, bi bil tak elektron le eden. Pospeševalnik za en elektron pa nima nobenega smisla. Pospeševalnik mora stabilno pospeševati elektrone, ki fazno in energijsko odstopajo od resonančnega elektrona, ki late izven geometrijske osi pospeševalne cevi in resonatorja. Idealno magnetno polje ni uresničljivo.

#### 3.1. F a z n o - e n e r g i j s k a s t a b i l n o s t

Fazno-energijsko stabilnost za navadni mikrotron sta popolnoma zadovoljivo obdelala Schmelzer<sup>18)</sup> in kasneje Sedlaček<sup>19)</sup>. Na sl. 10 so vrisane stabilnostne krivulje za različne resonančne koče. Elektron, čigar energija in faza sta taki, da pade izven krivulje, ki je vrisana preko sinusoido (cosinusoido) se pri nadaljnjih obhodih vedno bolj oddaljuje od vrisane krivulje in bo po nekaj obhodih zgubljen. Elektroni, ki so zajeti v stabilnostni površini, seveda če ni nobenega drugega vzroka za njih odstranitev, bodo obstali v pospeševalnem procesu do konca. Seveda veljajo zgornji diagrami le takrat, ko je elektron že v pravem mikrotronskem pospeševanju, torej ko poseduje že energijo ca 40 MeV. Za prehodno območje bo pa krivulja fazno-energijske stabilnosti deformirana.

Toda dekler pazimo, da  $\varphi_r$  ne postane negativna, ni nevarnosti, da bi se stabilnostna površina preveč zmanjšala. Če bi nas njena oblika zanimala, bi jo pač morali za primer



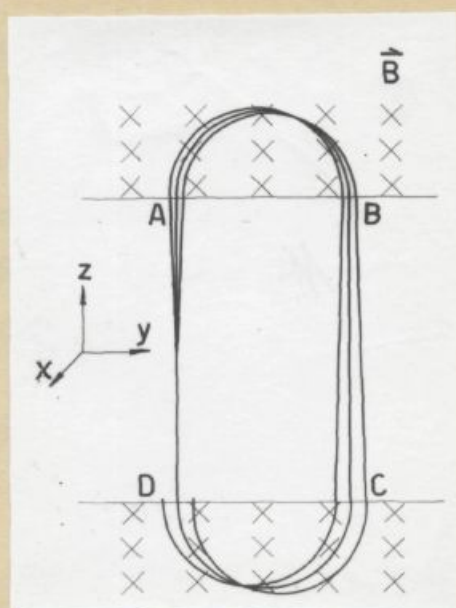
Sl. 10

vsake konstrukcije ločeno izračunati in sicer tako, da bi ishajali iz obhodov pravega mikrotronskega pospeševanja in zasledovali pot elektronov, ki se nahajajo na meji vrisane fazno-energijske krivalje, v prejšnjih obhodih.



### 3.2. Vpliv deljenosti magneta

Predpostavimo homogeno magnetno polje. Z geometrijskim robom magneta naj obenem preneha magnetno polje. (Imenujmo tako polje, polje z ostrim robom.) Pri takem idealiziranem magnetnem polju preslika ena magnetna polovica elektronski curak v horizontalni ( $y$ ) smeri (sl. 11) in ne vpliva na njegovo gibanje v vertikalni ( $x$ ) smeri. Položaj je sličen kot pri linearnem pospeševalniku, kjer bi sledil prvemu pospeševalniku



Sl. 11

v razdalji  $L_{p,0}$  za  $y$ -smer, oziroma v razdalji  $L_{p,0} + 2\pi e$  za  $x$ -smer enak linearni pospeševalnik. Kot pri linearnem pospeševalniku imamo počasno spremembo elektronskega curka v radialni smeri.

Seveda obstaja le nekaj razlik. Pri prvih prehodih ni hitrost elektronov enaka fazi hitrosti elektromagnetnega vala. Elektronski curak preleti velikokrat isto pospeševalno cev in zato

ne bo mogoče odbijalne sile curka samega tako hitro zanemariti kot pri linearnem pospeševalniku. Fazno-energijsko stabilnost ne določa linearni pospeševalnik mikrotrena ampak mikrotron kot celota. Na srečo leži fazno stabilni elektron pri pozitivni fazi, to je v območju, kjer pospeševalni elementi fokusirajo. Pri linearnih pospeševalnikih je fazno-energijska stabilna faza pri kotih, ki so negativni. V tem območju linearni pospeševalnik defokusira in zato je pri le-teh na začetku nujna zunanja fokusacija (solenoidna ali magnetna oziroma električna multipolna). Po nekaj obhodih energija elektronov že zelo naraste. Na elek-

trone ne vplivajo ne odbijalne sile prostorske elektrine, ne fokusacijske sile elektromagnetnega vala. Sile obojih so že veliko premajhne.

Homogeno magnetno polje z ostrim robom ni uresničljivo. Toda vsak curek elektronov naj zapusti pravokotno prvo magnetno polovico, naj pravokotno vstopa v drugo in naj vleti v smeri osi v pospeševalno cev! Zato naj obstoja možnost, da pri točkah B in C (slika 11) magnetno polje lokalno ojačimo ali oslabimo. To bi lahko realizirali s pomočjo železnih nastavkov, katere bi premikali v vertikalni smeri ali s pomočjo tuljav, katerih tok bi lahko spreminjali. Tako bi korigirali vsak žarek posebej. Oddaljenost med žarki je zadostna in bi to ne delalo konstruktorju nobenih posebnih težav. Zaradi možnosti korekture bi bile zahteve po homogenosti magnetnega polja manjše kot pri navadnem mikrotronu z enakim številom obhodov.

### 3.3. Vpliv magnetnega roba

Korigiran curek naj pravokotno en del magneta zapusti in pravokotno vstopa v drugega. Zunanji žarki elektronskega curka imajo majhno hitrost  $v$  oz.  $v$  smeri. Na te žarke deluje po Herzogu<sup>20)</sup> stresano polje magneta kot tanka leča z goriščno razdaljo  $f_x = \epsilon ctg\epsilon$  oz.  $f_y = -\epsilon ctg\epsilon$ . Pri tem označujemo s  $\epsilon$  kot, ki ga projekcija žarka na vodoravno ravnino oklepa s pravokotno izstopajočo premico. Pri zapustitvi prve polovice stresano polje določen žarek v eni smeri zbira in v drugi smeri razpršuje. Pri ponovnem vstopu v magnetno polje se zgodi ravno obratno. Tisti del curka, ki je bil fokusiran, bo sedaj defokusiran in obratno. Ker deluje kombinacija zbiralne in razpršilne leče enake goriščne razdalje rahlo zbiralno, deluje torej tudi stresano polje pri zapustitvi polja in pri vstopu v magnetno polje

rahlo zbiralno, vsaj ne razpršilno. Zato omejimo nadaljno obravnavo na razpršilne sile prostorske elektrine in na zbiralne sile pospeševalnih elementov.

### 3.4. Z b i r a l n e s i l e p o s p e š e v a l n i h e l e m e n t o v

Kot smo že v začetku predpostavili, izvirajo elektroni na spodnji ustni pospeševalne reže mikrovalovnega resonatorja (sl.7). Napetost na reži jim da prvi pospešek. Nadaljne pospešenjs dobijo v linearnem pospeševalniku. Prva magnetna polovica jih zasučje za  $180^\circ$  nakar se premočrtno gibljejo v praznem prostoru. Druga polovica jih spet ponese v pospeševalno progo. Vpliv pospeševalnih elementov na elektrone, ki se nahajajo v osi resonatorja in linearnega pospeševalnika, smo obravnavali že na začetku. Bežen pogled na enačbo (2.1) kaže, da pospešenje ni odvisno od oddaljenosti od osi (dokler se nahajamo v bližini osi veljajo poenostavljene enačbe). Ni pa temu tako v pogledu radialnih sil, ki jih določata enačbi (2.2) in (2.3). In ravno radialne sile - sile pravokotno na os žarka - hočemo sedaj določiti. Ravno te imajo bistven vpliv na to, kolikšen del elektronskega curka bo ostal v pospeševalniku in kolikšen bo za nadaljne obhode izgubljen. Obravnava bje ločena za pospeševalno cev linearnega pospeševalnika v ER-območju (drugi in nadaljni prehodi), za pospeševalno cev pri prvem prehodu, za pospeševalno režo resonatorja pri drugem in nadaljnih prehodih in za njene zbiralne lastnosti pri prvem pospešenju. Privzeti bomo morali več poenostavitev, da pridemo do preglednih rezultatov. Pri izračunu gibalne količine  $p$  vzamemo  $r = r_1$  in pri izračunu odmika  $r$  od osi  $p = p_1$ . V pospeševalni cevi upoštevamo le željeno komponento potujočega vala.

Izhajajmo iz sile  $F_r$ , s katero deluje elektromagnetno polje na elektron. Ker je radialna hitrost elektronov zanemarljiva napram aksialni, lahko pišemo za radialno silo

$$F_r = e(\mathcal{E}_r - c\beta\mathcal{B}_v) \quad (3.1)$$

in po vstavitvi enačb (2.2) in (2.3)

$$F_r = -e(1-\beta)\frac{\mathcal{I}}{\lambda}\mathcal{E}_m \sin\left[\omega\left(t_z - \frac{z}{c}\right) + \varphi\right]e^{-\alpha z} r. \quad (3.2)$$

Za drug in nadaljne prehode je sprememba izraza

$\sin\left[\omega\left(t_z - \frac{z}{c}\right) + \varphi\right]$  pri preletu cevi malenkostna. Tudi  $\beta$  je že zelo blizu vrednosti 1 in ga lahko smatramo kot konstanten. Zato pišemo  $z = c\int_0^{t_z} \beta dt \approx c\beta t_z$  in  $\sin\left[\omega\left(t_z - \frac{z}{c}\right) + \varphi\right] \approx \omega t_z(1-\beta)\cos\varphi + \sin\varphi$ . Tako sledi za spremembo gibalne količine  $p_2 - p_1 = \int_0^{t_p} F_r dt$  s pomočjo enačb (2.12) in (2.20):

$$p_2 - p_1 = -\frac{\tau}{2} \frac{e\mathcal{E}_m}{\lambda\omega} r_1 \int_0^{\omega t_p} \frac{e^{-H\omega t_z}}{(J_{n-1} + D - De^{-H\omega t_z})^2} \cdot \left[ \frac{\omega t_z}{2} \cdot \frac{1}{(J_{n-1} + D - De^{-H\omega t_z})^2} \cos\varphi + \sin\varphi \right] d\omega t_z, \quad (3.3)$$

$$H = \frac{\alpha L_p}{\omega t_p} = \frac{\alpha L_p}{2\pi L_p}$$

s rešitvijo

$$p_2 - p_1 = -\frac{\pi W_0}{2c^2} f \frac{1 - e^{-\alpha L_p}}{\alpha L_p \cos \varphi_n} r_1 \left\{ \frac{1}{\delta H} \left\{ -\frac{\alpha L_p}{\gamma_n^3} + \frac{1}{(D + \gamma'_{n-1})^3} \right. \right.$$

$$\left. \left[ \ln \frac{\gamma_n}{\gamma_{n-1} e^{-\alpha L_p}} + (D + \gamma'_{n-1}) \left( \frac{1}{\gamma_{n-1}} - \frac{1}{\gamma_n} \right) - \frac{(D + \gamma'_{n-1})^2}{2} \left( \frac{1}{\gamma_{n-1}^2} - \right. \right. \right.$$

$$\left. \left. - \frac{1}{\gamma_n^2} \right) \right] \right\} \cos \varphi_n + \left( \frac{1}{\gamma_{n-1}} - \frac{1}{\gamma_n} \right) \sin \varphi \left. \right\}. \quad (3.4)$$

Iz definicijske enačbe  $p = m \frac{dr}{dt}$  sledi, če predpostavimo  $p(z) = p_1 =$

= konst. izraz

$$r_2 - r_1 = \frac{p_1}{m_0} \int_0^{t_z} \frac{dt}{\gamma_{z,n}} \quad (3.5)$$

Enačbi (2.20) in (3.5) dasta

$$r_2 - r_1 = \frac{c}{W_0} \frac{1}{A} \left( L_p + \frac{1}{\alpha} \ln \frac{\gamma_n}{\gamma_{n-1}} \right) p_1. \quad (3.6)$$

Pri prvem prehodu pospeševalne cevi izraz  $\sin \left[ \omega \left( t_z - \frac{z}{c} \right) + \varphi \right]$

še zdaleka ni konstanten. V približku smatramo, da se spreminja v skladu z enačbo (2.6). Z izenačevanjem izrazov (2.1) in (2.6) dobimo izraz za cos in iz tega za sin faze, katero čuti elektron pri prvem preletu cevi. S pomočjo enačb (2.12) in (2.9) sledi enačba

$$p_2 - p_1 = -\frac{\pi}{2} \frac{e E_m}{\lambda \omega} r_1 \int_0^{\omega t_p} \frac{\left[ e^{-2\alpha z} - \left( \frac{1 - e^{-\alpha L_p}}{\alpha L_p} \right)^2 \left( 1 - \frac{1}{\omega t_p} \omega t_z \right)^2 \right]^{1/2}}{\left[ A + A_p(\omega t_z) - \frac{1}{2\omega t_p} (\omega t_z)^2 \right]^{3/2}} d\omega t_z. \quad (3.7)$$

Praktično leži  $\alpha L_p$  vedno med 0,1 in 0,4. Zato je vrednost  $2\alpha z$  vedno manjša od 0,8 in napaka ni velika, če pišemo  $e^{-2\alpha z} =$

$= 1 - 2\alpha z + \frac{1}{2} (2\alpha z)^2$ . Tako preide po primerni preureditvi (3.7) v

$$p_2 - p_1 = -\frac{\pi}{2} \frac{e E_m r_1}{\lambda \omega} \frac{1}{A_p^2 + 2A_p A_v / R} \left[ -\sqrt{\kappa} \left( \frac{1}{R-v} - \frac{1}{R-u} \right) - \sqrt{\vartheta} \left( \frac{1}{v} + \frac{1}{u} \right) + (-\zeta u^2 - 3\eta u - 2\vartheta - \zeta_{uv} - \eta v) \frac{I_u}{u-v} + (\zeta v^2 + 3\eta v + 2\vartheta + \zeta_{uv} + \eta u) \frac{I_v}{u-v} \right],$$

$$R = \omega t_p, \quad s = \frac{1 - e^{-\alpha L_p}}{\alpha L_p},$$

$$\zeta = (2\alpha L_p - s^2)/R^2, \quad \eta = (s^2 - \alpha L_p)/R, \quad \vartheta = 1 - s^2, \quad \kappa = \zeta R^2 + 2\eta R + \vartheta,$$

$$u = \left[ 1 + \left( 1 + 2 \frac{A_v}{A_p R} \right)^{\frac{1}{2}} \right] R, \quad v = \left[ 1 - \left( 1 + 2 \frac{A_v}{A_p R} \right)^{\frac{1}{2}} \right] R, \quad (3.8)$$

$$I_u = \frac{1}{\sigma} \left[ \arcsin \frac{(\zeta u + \eta)(R-u) - \sigma^2}{(\eta^2 - \zeta \vartheta)^{\frac{1}{2}} (R-u)} - \arcsin \frac{(\zeta u + \eta)(-u) - \sigma^2}{(\eta^2 - \zeta \vartheta)^{\frac{1}{2}} (-u)} \right],$$

$$I_v = \frac{1}{\mu} \left[ \ln \frac{\nu R + \xi - \sqrt{\kappa}}{(R-v)} - \ln \frac{\xi - \sqrt{\vartheta}}{-v} \right],$$

$$\sigma^2 = -(\zeta u^2 + 2\eta u + \vartheta), \quad \mu^2 = \zeta v^2 + 2\eta v + \vartheta,$$

$$\nu = (\zeta v + \eta)/\mu, \quad \xi = (\eta v + \vartheta)/\mu.$$

Doprinos produktov z  $I_v$  in zlasti z  $I_u$  je neznamen. Že v fizikalni sliki in kasneje pri izračunu smo privzeli poenostavitve. Zato je rezultat enačbe (3.8) le približen in nam izraza z  $I_u$  in  $I_v$  tega približka bistveno ne spremenita.

Če vstavimo enačno (2.9) v (3.5), in če privzamemo

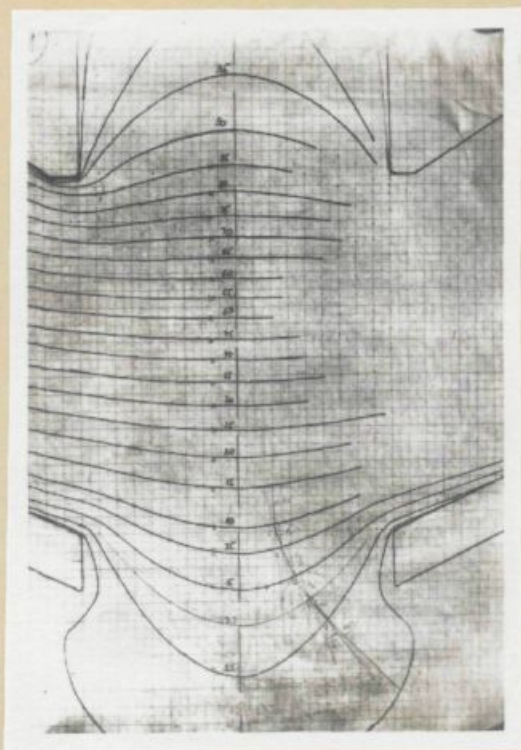
$$\beta_z = 1, \quad \omega t_p = 2\pi l_p \quad \text{in} \quad \frac{A_v}{2\pi l_p A_p} \ll 1 \quad \text{dobimo}$$

$$r_2 - r_1 = \frac{P_1}{m_0} \frac{1}{\omega A_p} \ln 4\pi l_p \frac{A_p}{A_v} \quad (3.9)$$

Zbiralne lastnosti pospeševalne reže mikrovalovnega resonatorja je obdelal J.S. Bell.<sup>21)</sup> Če smatra, da se  $r$  in  $\beta$  pri preletu resonatorja ne spreminjata, dobi

$$p_2 - p_1 = -\frac{e}{2c} \frac{1-\beta^2}{\beta} r_1 (E_{z,1} - E_{z,2}) \approx -\frac{e}{2c} \frac{r_1}{\beta^2} (E_{z,1} - E_{z,2}). \quad (3.10)$$

Za prvo pospešenje nima zgornji izraz nobenega pomena več.  $\beta$  se spreminja med 0 in ca 0,9. Razpršilno magnetno polje ima še majhen vpliv. Razmeroma močan vpliv imajo elektrostatične zbiralne sile, zlasti če elektron izleti iz katode v trenutku maksimalne poljske jakosti in zapusti režo v trenutku, ko pade električno polje na 0. O tem nas prepriča bažen pogled na sl. 12,



Sl. 12

ki kaže trenutni potek ekvipotencialnih ploskev elektrostatičnega polja v reži resonatorja<sup>19)</sup>. Če ta kvalitativen pregled kaže, da so zbiralne lastnosti resonatorja pri prvem preletu znatno večje kot bi odgovarjalo enačbi (3.10). Točen iznos zbiranja bi verjetno lahko dobili le s trudopolnim numeričnim izračunom. Ne smemo pozabiti, da se električno in magnetno polje časovno in krajevo močno spreminjata in da se spreminja tudi energija, hitrost in smer delca.

Pri drugem in nadaljnjih prehodih pa enačba (3.10) dobro drži. V primeru, da preleti elektron sredino resonatorja v fazi  $\omega t = \frac{\pi}{2}$  preide enačba (3.10) v za fokusacijo ugoden izraz:

$$P_2 - P_1 = -\frac{e}{c} \frac{E_m}{\beta^2} r_1 \cos \pi \left( \frac{1}{2} - L_V \right) \quad (3.11)$$

Spremembo  $r$  lahko pišemo v obliki

$$r_2 - r_1 = \frac{P_1}{m} \frac{1}{f} L_V \quad (3.12)$$

Za večje energije vzame J. S. Bell  $\beta = 1$  in upošteva spremembo  $r$  pri preletu resonatorja. Po končnem izrazu, ki ga podaja, naj bi resonator fokusiral neodvisno od faze pri kateri elektron preleti sredino resonatorjeve reže. To pa nasprotuje rezultatu (3.10).

Eksperimentalni podatki doslej zgrajenih mikrotronov ne kažejo zgubljanja delcev z rastočo energijo zaradi nezažostne fokusacije<sup>1)</sup>. Tako smemo domnevati, da znaten del elektronov zapusti resonator pri prvem izletu z neznatno radialno hitrostjo. S pomočjo enačbe (3.9) lahko izračunamo, da sme za vrednosti  $L_p = 2$  m,  $\beta'_m = 20$  in  $A_V = 2,13$  divergenčni kot zavzeti vrednost  $1,6 (r_2 - r_1)$ , če hočemo, da se/ne izgube v linearnem pospeševalniku. Za vrednosti  $L_p = 1$  m,  $\beta'_m = 20$  in  $A_V = 1,07$  sme znašati divergenčni kot  $5,2 (r_2 - r_1)$ . Iz tega vidimo očitno, da je v pogledu fokusacije kratek linearni pospeševalnik ugodnejši kot dolgi, če je prirastek energije v obeh enak.

### 3.5. Vpliv prostorske elektrine

Z rastočo energijo se zmanjšuje zbiralni vpliv pospeševalnih elementov in z rastočo energijo padajo odbijalne sile elektronskega curka. Točen izračun odbijalnih sil elektronskega curka samega bi bil težaven. Razdelitev elektronov ni znana. Tok zgoščine elektronov znaša pri delovni dobi (duty cycle) 1:1000 nekako  $10^4$ -kratno vrednost efektivnega toka. Pri sledečem cenilnem izračunu smatramo, da so elektroni enakomerno



razdeljeni v elektronskem curku polmera  $r_c$ . Tako lahko pišemo za radialno električno polje <sup>in</sup> cirkularno gostoto magnetnega polja, ki jih povzroča curek sam:

$$E_r = \frac{1}{2\pi\epsilon c} \cdot \frac{I_c}{r_c \beta_c} \quad (3.13)$$

in

$$B_\psi = \frac{\mu}{2\pi} \frac{I_c}{r_c^2} \quad (3.14)$$

Če vstavimo oba izraza v enačbo (3.1), dobimo za odbijalne sile:

$$F = M \frac{1}{\beta_c} (1 - \beta_c \beta_e) r \approx M (1 - \beta_c \beta_e) r, \quad (3.15)$$

$$M = \frac{e}{\epsilon c} \frac{I_c}{2\pi r_c^2}.$$

Pri tem je  $I_c$  trenutni tok elektronov, ki letijo s hitrostjo  $\beta_c$ .

Ločeno bomo obravnavali pot skozi pospeševalne elemente, ki jo elektroni vseh stez približno istočasno prelete in pot v magnetnem polju in v praznem prostoru med magnetoma. Zaradi enostavnosti smatramo, da se  $I_c$  ne spreminja. Tam kjer so prisotni elektroni le ene energije, preide enačba (3.15) v

$$F = M \frac{1}{\gamma^2} r \quad (3.16)$$

in za spremembo gibalne količine sledi

$$p_2 - p_1 = M r \frac{1}{\gamma^2} \frac{2\pi Q + L}{\beta c} \quad (3.17)$$

Radialna odbijalna sila pada z  $\gamma^2$ . Isto se godi pri preletu linearnega pospeševalnika. Toda na tej progi moramo sešteti vplive vseh tokov. Zato igra tod število prehodov znatno vlogo. Preglednejšo obliko za silo  $F_k$  pri k-tem prehodu dobimo z nekaterimi poenostavitvami. V enačbi (3.15) vzamemo v produktu le manjši  $\beta$  različen od 1. Smatramo, da se pri prvem prehodu  $(1 - \beta_z)_1$ , od začetka do konca pospeševalne cevi spreminja po enačbi (2.9),

medtem ko pri drugem prehodu energija skozi celotno dolžino pospeševalnih elementov (dolžina  $L$ , ne  $L_p$ ) linearno narašča. Pri nadaljnjih prehodih smatrajmo, da se  $(1-\beta)_k$  ne spreminja. Tako dobimo za silo izraze:

$$\begin{aligned}
 F_1 &= M(n+1) (1-\beta_z)_1 r, \\
 F_2 &= M[(1-\beta_z)_1 + n(1-\beta_z)_2] r, \\
 &\dots \\
 F_k &= M[(1-\beta_z)_1 + (1-\beta_z)_2 + (1-\beta_z)_3 + \dots + (1-\beta_z)_{k-1} + (n-k+2)(1-\beta_z)_k] r
 \end{aligned}
 \tag{3.18}$$

Odtod sledi za gibalno količino

$$\begin{aligned}
 (p_2 - p_1)_1 &= M(n+1) \frac{\tau}{4} r_1, \\
 (p_2 - p_1)_2 &= M\left(\frac{\tau}{4} + nN\right) r_1, \\
 &\dots \\
 (p_2 - p_1)_k &= M\left[\frac{\tau}{4} + N + \frac{L}{2c} \left(\frac{1}{\beta_2^2} + \frac{1}{\beta_3^2} + \dots + \frac{1}{\beta_{k-1}^2} + (n-k+2) \frac{1}{\beta_k^2}\right)\right] r_1,
 \end{aligned}
 \tag{3.19}$$

$$N = \int_0^{t_2} (1-\beta_z)_2 dt = \frac{L}{2c\beta\Delta\beta} \left(\frac{1}{\beta_{n-1}} - \frac{1}{\beta_n}\right).$$

Prirastek  $r$  dobimo s pomočjo izraza  $(r_2 - r_1)_k = \frac{p_{1,k}}{m_0} \int_0^{t_2} \frac{dt}{\beta_z}$  :

$$\begin{aligned}
 (r_2 - r_1)_1 &= \frac{1}{m_0} \frac{1}{\omega A_p} \left(\ln 4\pi L \frac{A_p}{p A_V}\right) p_{1,1}, \\
 (r_2 - r_1)_2 &= \frac{1}{m_0} \frac{L_p}{c\beta\Delta\beta} \left(\ln \frac{\beta_2}{\beta_1}\right) p_{1,2}, \\
 &\dots \\
 (r_2 - r_1)_k &= \frac{1}{m_0} \frac{1}{c\beta\Delta\beta} \left(\ln \frac{\beta_k}{\beta_{k-1}}\right) p_{1,k}.
 \end{aligned}
 \tag{3.20}$$

Zaradi zbiranja elektronov v resonatorju takoj po izstopu iz katode je upravičena domneva, da so elektroni v začetku usmerjeni k osi pospeševalnika. Večanje mase povzroči, da se radialna hitrost hitro zmanjša. Dokler je vsota radialnega impulza, ki ga povzročata elektromagnetno polje pospeševalne cevi (enačba 3.8) in prostorska elektrina (enačbi 3.17 in 3.19) enaka 0, ne bodo tisti elektroni, ki vstopajo z zadosti malo divergenco, izgubljeni. Pri parametrih  $\lambda = 10$  cm,  $e^{\alpha L \rho} = \sqrt{2}$ ,  $l_p = 20$ ,  $V_m = 20$ ,  $V_1 = 10,5$ ,  $2e_1 = 5$  cm,  $L = 2,1$  m,  $n = 50$  in  $r_c = 3$  mm sta oba impulza v ravnotežju pri toku 0,26 A. Če postavimo enak pogoj za drug prehod pri istih parametrih in  $\varphi_r = 18^\circ$  in se poslužimo enačb za radialne impulze mikrovalovnega resonatorja (enačba 3.11), pospeševalne cevi (enačba 3.4) in prostorske elektrine (enačbi 3.17 in 3.19) dobimo ravnotežje pri toku 0,15 A. Pri nadaljnjih prehodih se manjšajo zbiralne sile pospeševalnih elementov hitreje kot odbijalne sile elektronskega curka. Izraz  $M\tau/4$  enačbe (3.19) ostane tudi pri večji energiji elektronov. Toda kljub temu smemo smatrati, da zaradi rastoče mase elektronov ni treba upoštevati njih radialne premaknitve. Pri predpostavki, da je delovna doba pospeševalnika 1:1000, in da se fazno stabilno področje razteza preko 1/10 visokofrekvenčne periode, bi potemtakem pospeševalnik lahko zajel efektivni tok 10  $\mu$ A.

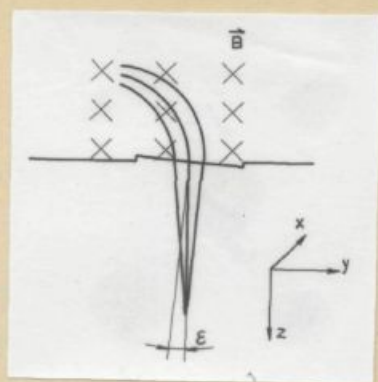
### 3.6. V p e l j a v a j a k e f o k u s a c i j e

Pri vseh pospeševalnikih obstoja želja po zvečanju energije, energijske homogenosti in po zvečanju toka in to pri čim nižjih stroških. Te zahteve si skeraž vedno nasprotujejo. Zato je pri konstruiranju treba najti primeren kompromis.

Kot smo videli v prejšnjem poglavju, je pri določeni energiji trenutni tok, ki ga pospeševalnik lahko daje, omejen.

Efektivni tok bi lahko večali, če bi zvečali delovno dobo (duty cycle) pospeševalnika in mikrovalovnih cevi, ki ga napajajo. Toda pri tem bi nastopile takšne zahteve po hlajenju, da jih današnja tehnologija še ni bila zmožna rešiti. Povečanje toka lahko dosežemo s pomočjo pomožnih fokusacijskih naprav. Za fokusiranje s pomočjo magnetnih tuljav ni zadostnega prostora med posameznimi elektronskimi čarki. Možna bi bila razdelitev vsakega dela magneta na več segmentov<sup>11)</sup>. Ugodna pa izgleda izraba praznega prostora med magneti za namestitev kvadrupolnih leč in izraba robov magneta za leče, ki jih tvorijo nagnjeni robovi magneta. Sladnja načina hočemo v sledečem proučiti.

Na curku elektronov, ki zapuščajo zarezan magnetni pol (sl. 13), deluje zarez kot magnetna leča z goriščno razdaljo<sup>20)</sup>



sl. 13

$$f_x = -f_y = f = e \operatorname{ctg} \epsilon . \quad (3.21)$$

Pri elektronskem curku, ki preide lečo, pri kateri je magnetno polje porazdeljeno po enačbah (sl. 14)

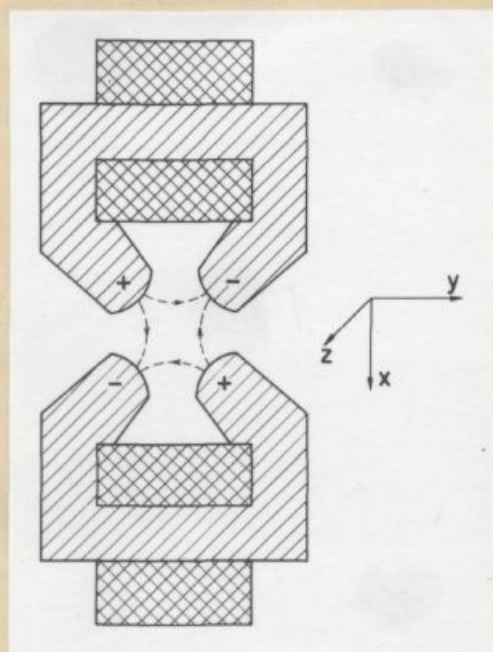
$$\begin{aligned} B_x &= qy \\ B_y &= qx \\ B_z &= 0 , \end{aligned} \quad (3.22)$$

kjer je  $q$  konstanta, velja za goriščno razdaljo relacija<sup>22)</sup>:

$$f = \frac{1}{\sqrt{K} \sin \sqrt{K} L_L} , \quad K = \frac{1}{B_0} \frac{dB_x}{dy} = \frac{1}{B_0} \frac{dB_y}{dx} . \quad (3.23)$$

$L_L$  je dolžina leče. Ker je  $K_x = -K_y = K$ , in če smatramo, da je  $\sqrt{K} L_L$  majhen, uvidimo:

$$f_x = -f_y . \quad (3.24)$$



Sl. 14

Prvo kot drugo izvedbo leč lahko namestimo v linearnem delu, kjer ni resonatorjev za vsak žarek posebej. (Od konstrukcije linearnega pospeševalnika je odvisno, če morda ne bi le-teh mogli namestiti tudi v pospeševalnem delu za vse žarke skupaj.) Prvo izvedbo (sl.13) namestimo pri izstopu curka oz. pri vstopu v pole magneta, drugo izvedbo (sl. 14) pa v linearnem delu vsakega curka posebej. Razdalja med-žarki 3 cm in več pri  $\lambda = 10$  cm zglada pri primerni kon-

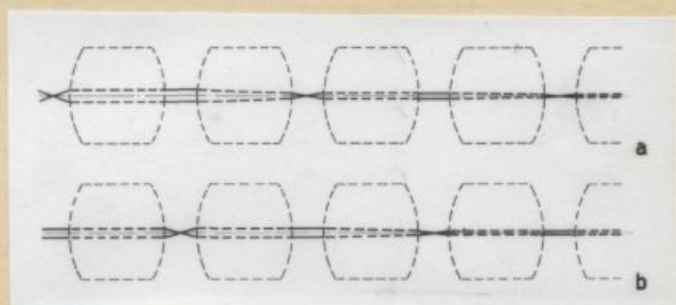
strukciji vakuumske komore zadostna.

Celetno vprašanje se sedaj reducira na vprašanje, kje namestiti elemente, pri katerih velja  $f_x = -f_y = f$ , v linearnem delu pospeševalnika in vrednosti  $f$ , da bo žarek imel pri vsakem prehodu obe gorišči v linearnem pospeševalniku, kar smo omejeni z velikostjo premera odprtine pospeševalnih reš. Ravno tu ne bi bile želene večje razpršitve žarka, ki jih sestavljeno lažje na gotovih mestih še poveča. Polkrožna pot v homogenem magnetnem polju žarek v smeri osi  $y$  le prefokusira (sl. 11), ne vpliva pa na gibanje v smeri osi  $x$ .

Zahteve sedaj reducirajmo tako, da se obe gorišči  $G$  nahajata v prostoru linearnega akceleratorja med  $D$  in  $A$  in sta oddaljeni za  $L_{Gx}$  oz.  $L_{Gy}$  od  $A$  in  $(L-L_{Gx})$  oz.  $(L-L_{Gy})$  od  $B$ . Curek, ki pri enem prehodu izhaja iz  $C$ , naj preide v prihodnjem prehodu vzporedno z osjo in v naslednjem bo spet fokusiran v točki  $G$  (sl. 15). Sicer je to preslikavanje 1:1, toda ker curek v pospeševalniku vsakokrat pridobi energijo v smeri osi, se zaradi

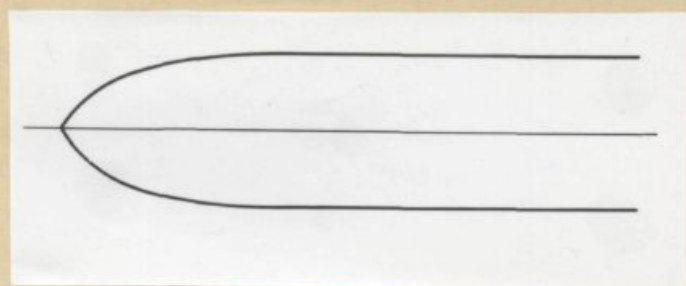


povečanja mase delcev zmanjša njegova radialna hitrost, medtem



Sl. 15

(sl.16). V obeh primerih ostane radialna gibalna količina konstantna, če so radialne sile elektronskega curka in pospeševalnih



Sl. 16

rež v ravnotežju. Zaradi povečanja mase se radialna hitrost zmanjšuje, toda le v primeru zunanje fokusacije se šteje radialna razdalja pri vsakem drugem prehodu ponovne od središča. Tako se pri zunanji fokusaciji žarek od prehoda do prehoda oži. Primera slike 15 a in 15 b sta le oba ekstrema. Večina elektronov se nahaja nekje v sredini med obema obrisoma. V območju lečja zavzema žarek najrazličnejše poti, ki bodo večkrat obširnejše kot v pospeševalniku samem. Toda dokler ne zadevajo v pole magneta, vakuumsko komoro in lečje, niso za nas zanimivi.

Za zaporedje k leč velja enačba<sup>23)</sup>:

$$\xi_1 = \frac{f_1^2}{\Delta_1 + \frac{f_2^2}{\Delta_2 + \dots + \frac{f_{k-1}^2}{\Delta_{k-1}}}} \quad (3.25 \text{ a})$$

$$\xi'_1 = \frac{f_k^2}{\Delta_{k-1} + \frac{f_{k-1}^2}{\Delta_{k-2} + \frac{f_{k-2}^2}{\vdots + \frac{f_2^2}{\Delta_2 + \frac{f_1^2}{\Delta_1}}}}} \quad (3.25 \text{ b})$$

kjer je  $\xi_1$  oddaljenost sprednje goriščne ravnine zaporedja od sprednje goriščne ravnine/<sup>prve</sup>leče in  $\xi'_1$  oddaljenost zadnje goriščne ravnine zaporedja od zadnje goriščne ravnine zadnje(k-te) leče.  $f_v$  je goriščna razdalja  $v$ -te leče in  $\Delta_v$  je razdalja zadnjega gorišča  $v$ -te leče od prvega gorišča  $v + 1$  leče.

Pri treh lečah (sl. 17) dobimo za prej omenjene pogoje fokusacijo v točki G iz spodnjih enačb. Za vertikalno fokusacijo velja:

$$f_1 + \frac{f_1^2}{d - f_1 - f_2 + \frac{f_2^2}{(L-d) - f_2 - f_3}} = L_{Gx} + e\pi \quad (3.26 \text{ a})$$

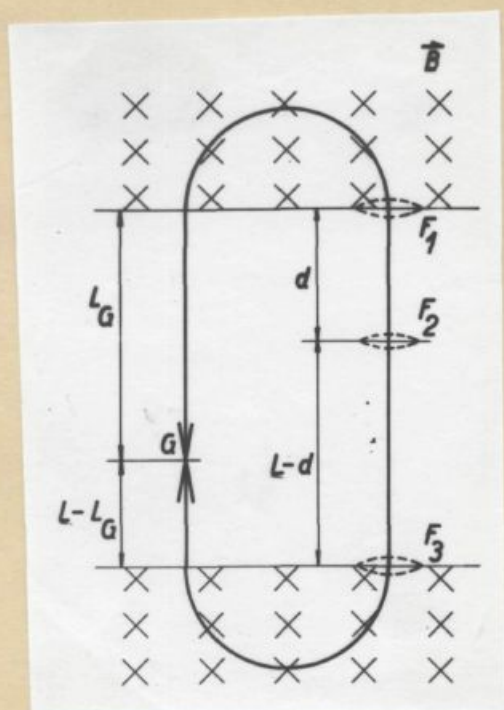
$$f_3 - \frac{f_3^2}{(L-d) - f_2 - f_3 + \frac{f_2^2}{d - f_1 - f_2}} = L - L_{Gx} + e\pi \quad (3.26 \text{ b})$$

in za horizontalno fokusacijo:

$$-f_1 + \frac{f_1^2}{d + f_1 + f_2 + \frac{f_2^2}{(L-d) + f_2 + f_3}} = L_{Gy} \quad (3.27 \text{ a})$$

$$-f_3 - \frac{f_3^2}{(L-d) + f_2 + f_3 + \frac{f_2^2}{d + f_1 + f_2}} = L - L_{Gy}$$

(3.27 b)



Sl. 17

torej 4 enačbe z neznankami  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $f_3$ , in  $d$ . Enako lahko pridemo na lečje štirih ali več leč.

Za lečje štirih leč, kjer je razdalja med posameznimi lečami  $d_1, d_2, d_3$  dobimo za vertikalno fokusacijo:

$$f_1 + \frac{f_1^2}{d_1 - f_1 - f_2 + \frac{f_2^2}{d_2 - f_2 - f_3 + \frac{f_3^2}{d_3 - f_3 - f_4}}} = L_{Gx} + \varrho \pi \quad (3.28 a)$$



$$f_4 - \frac{f_4^2}{d_3 - f_3 - f_4 + \frac{f_3^2}{d_2 - f_2 - f_3 + \frac{f_2^2}{d_1 - f_1 - f_2}}} = L - L_{Gx} + \pi e \quad (3.28 \text{ b})$$

in za horizontalno fokusacijo:

$$-f_1 + \frac{f_1^2}{d_1 + f_1 + f_2 + \frac{f_2^2}{d_2 + f_2 + f_3 + \frac{f_3^2}{d_3 + f_3 + f_4}}} = L_{Gy} \quad (3.29 \text{ a})$$

$$-f_4 - \frac{f_4^2}{d_3 + f_3 + f_4 + \frac{f_3^2}{d_2 + f_2 + f_3 + \frac{f_2^2}{d_1 + f_1 + f_2}}} = L - L_{Gy} \quad (3.29 \text{ b})$$

Na razpolago imamo neznanke  $f_1, f_2, f_3, f_4, d_1, d_2, d_3$ , ki so vezane z enačbami (3.28 a), (3.28 b), (3.29 a), (3.29 b) in z enačbo  $d_1 + d_2 + d_3 = L$ . Kot vidimo, je možnosti kombinacij ogromno, ampak tudi rešitev temu primerno težka.

Za primer treh leč in konstrukcijske podatke  $\pi e = 1$ ,  $L = 1$ ,  $L_G = \frac{L}{2}$  je ena možna rešitev  $f_1 = -0,3543$ ,  $f_2 = 0,62909$ ,  $f_3 = -0,9$  in  $d = 0,02487$ . Ta rezultat, ki je konstrukcijsko sicer neugoden, kaže, da je rešitev možna in to pri omejitvi  $L_{Gx} = L_{Gy} = \frac{L}{2}$ . S spreminjanjem parametrov  $L_{Gx}$  in  $L_{Gy}$  ali z večjim številom leč bi lažje dobili konstrukcijsko ugodno reši-

tev. Tako računanje bi imelo smisel le v primeru nameravane gradnje in še takrat bi bilo svetovati, da bi se poslužili primernih računskih strojev.

#### 4. Z A K L J U Č E K

Če so bila dosedanja izvajanja pravilna, potem je mikrotronu z deljenim magnetom odprta pot do 1000 in več MeV, do energij, kjer postajajo izgube zaradi sevanja bistvene. Elektronski curek bi rabil od začetka do konca pospeševanja 1 do 2  $\mu$ sek. Danes so na razpolago komercialni klistroni s močjo do 30 MW v impulzu in dolžino impulza do 10  $\mu$ sek (TH 2110 za 30 MW, Eimac X632-20 za 10 MW.) Dolžina impulza je zadostna, da lahko elektroni preidejo cel proces pospeševanja in energija enega klistrona zadostuje za napajanje tako mikrovalovnega resonatorja kot tudi linearnega pospeševalnika. Tako odpadejo težave s sinhronizacijo mikrovalovnih oscilatorjev, kar bi nujno nastopilo, če bi morali uporabiti več manjših oscilatorjev vzporedno. Elektrone je možno pridobiti v pospeševalniku samem in s tem odpade težava zunanjega vbrizga. Ugodno bi bilo pri enem pospešenju pridobiti 5 do 10 MeV. Za mikrotronski obrat bi bilo ugodno, da imamo kratko linearno progo. Dokler se zadovoljimo s trenutnim tokom 0,1 A, kar bi pri današnjih mikrovalovnih cevah odgovarjalo 10  $\mu$ A, zadostuje fokusacija pospeševalnih elementov. Pri večjih tokovih bi bilo treba vpeljati magnetne leče.

Mikrotron z dvojnimi magneti bi imel dobro lastnost velike energijske homogenosti; pri 100 obhodih 0,5 %. Lahko bi ga uporabljali kot vbrizgovalnik v linearni pospeševalnik. Ker bi elektroni leteli praktično že s svetlobno hitrostjo, ne bi

bilo nevarnosti, da bi bili defokusirani in tudi fazno stabilno področje nima nobenega pomena več. Zgoščine elektronov bi pustili leteti skozi prvi del linearnega pospeševalnika, kjer naj bi se resonančni elektron nahajal pri negativni fazi. Pri tem bi elektroni, ki so pred njim, pridobili več energije in tisti, ki so za njim manj. Pri naslednjem enakem delu linearnega pospeševalnika naj bi resonančni elektron ležal pri pozitivni fazi enakega iznosa. Elektroni, ki so prej dobili manj energije, jo dobe zdaj več in obratno. V kolikor smemo pobočje sinusoida nadomestiti s premico, dobijo pri preletu sodega števila odsekov linearnega pospeševalnika vsi elektroni enako energijo. Absolutna vrednost odstopanja energije bi bila pri izstopu iz linearnega pospeševalnika enaka kot pri vstopu. Če uporabimo mikrotron s prirastkom 10 MeV pri obodu kot vbrizgalnik v linearni pospeševalnik od 10 GeV, bi bilo končno odstopanje manjše od  $\pm 1$  MeV.

Stroški gradnje mikrotrona bi bili znatno nižji kot stroški linearnega pospeševalnika iste energije. Predvsem pa mu daje znatno vrednost velika energijska homogenost žarka.

L I T E R A T U R A

- 1) P.A. Redhead, H. LeCaine in W.J. Henderson, Can. J. Research A 28 (1950) 73.
- 2) C. Henderson, F.F. Heymann in R.E. Jennings, Proc. Phys. Soc. B 66 (1953) 654.
- 3) A. Carrelli in F. Porreca, Nuovo Cimento 6 (1957) 729.
- 4) D. Aitken in R.E. Jennings, Nature 181 (1958) 1726.
- 5) H.F. Kaiser, J. Franklin Inst. 157 (1954) 89.
- 6) H.F. Kaiser in W.T. Hayes, Rev. Sci. Instr. 26 (1955) 565.
- 7) A. Paulin in F. Požar, Elektroteh. vestnik 28 (1960).
- 8) L.I. Schiff, Rev. Sci. Instr. 17 (1946) 6.
- 9) H.F. Kaiser, IRE Trans. NS-3 (1956) No. 2.
- 10) A. Paulin, Elektroteh. vestnik 25 (1957) 342.
- 11) A. Roberts, Ann. Phys. 4 (1958) 115.
- 12) J.C. Slater, Microwave Electronics, Van Nostrand, Princeton, N.J. 1950.
- 13) M.v. Ardenne, Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Uebermikroskopie, Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1956.
- 14) W.P. Dyke und W.W. Dolan, Advances in Electronics 8 (1956) 89.
- 15) A. Paulin, Nucl. Inst. and Methods 5 (1959) 107.
- 16) R.F. Post in N.S. Shiren, Rev. Sci. Instr. 26 (1955) 205.
- 17) E.M. Moroz, Dokl. Akad. Nauk SSSR 106 (1956) 986.
- 18) C. Schmelzer, Z. Naturforschg. 7a (1952) 808.
- 19) M. Sedlašek, disertacija, Elektrotehnički fak. Zagreb (1960).
- 20) R.F.K. Herzog, Acta phys. Austriaca 4 (1951) 431.
- 21) J.S. Bell, Proc. Phys. Soc. B 66 (1953) 802.
- 22) E.D. Courant, M.S. Livingston in H.S. Snyder, Phys. Rev. 88 (1952) 1190.
- 23) Handbuch der Physik, Bd. XVIII, J. Springer Verlag, Berlin 1927.



07. IV. 1975

COBISS 3042300

NARODNA IN UNIVERZITETNA  
KNJIŽNICA



00000437903