

# ELEMENTI TRANSPORTA ŽARKOV NABITIH DELCEV

KRISTIJAN KUCHAR

Fakulteta za matematiko in fiziko  
Univerza v Ljubljani

Članek obravnava osnovne načine vodenja žarkov nabitih delcev v pospeševalnikih. Izhajajoč iz Lorentzove sile bom predstavil koncept idealne poti in enačbe gibanja delcev v transverzalnih smereh okoli nje. Predstavil bom matrični formalizem za transformacije žarka v prisotnosti magnetnega polja. Na kratko bom opisal delovanje pospeševalnika SuperKEKB.

## CHARGED PARTICLE BEAM TRANSPORT

The article discusses the basic methods of management Beamline in accelerators. Starting from the Lorentz force I introduce the concept of ideal path and the equations of motion of particles in the transverse directions around it. I present a matrix formalism for the transformation of the beam in the presence of a magnetic field and briefly describe the accelerator SuperKEKB.

### 1. Uvod

Osnovni namen pospeševalnika je pospešiti delce do visokih energij. Vsak pospeševalnik ima transportno linijo, ki delce pripelje od izvora do izhoda, ter jih pri tem ustrezno pospeši in izostril. Transportna linija je v bistvu vakumska cev, po kateri se gibljejo delci in vzdolž katere so postavljeni elementi za pospeševanje. Ker hočemo delce ne le pospešiti, ampak jih tudi obdržati na zastavljeni poti, potrebujemo vzdolž linije tudi sistem za vodenje delcev. To doseženo z magnetno mrežo. Kadar govorimo o žarkih, s tem mislimo veliko število delcev, ki se skupaj gibljejo skozi pospeševalnik.

### 2. Lorentzova sila

Za delec, ki ima električni naboj  $e$ , velja Lorentzova sila [1], ki jo napišemo kot

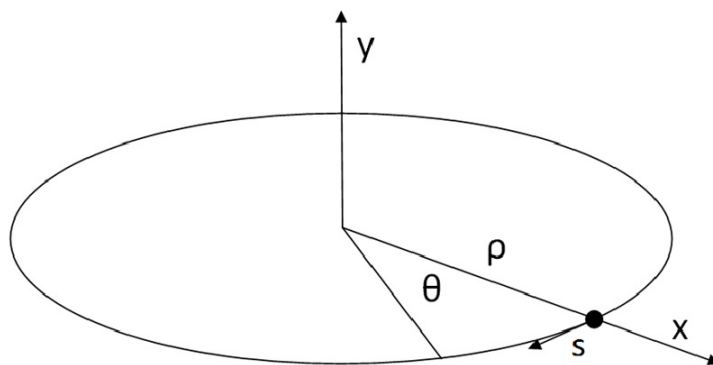
$$\mathbf{F} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}).$$

Vektorja  $\mathbf{E}$  in  $\mathbf{B}$  sta jakost električnega polja in gostota magnetnega polja,  $\mathbf{v}$  pa je hitrost delca. Enačba velja tudi za relativistične delce. Ta sila je namenjena ne le vodenju delcev po vnaprej namenjeni poti, pač pa lahko z njo tudi izostrimo žarek. Gibanje delcev pod vplivom Lorentzove sile imenujemo žarkovna optika.

Silo na delec lahko ustvarimo torej z magnetnim ali električnim poljem. Za visokoenergijske delce ( $v \approx c = 3 \cdot 10^8$  m/s) je dosti boljše izbira magnetno polje, saj velikost magnetne sile narašča s hitrostjo delca. Če imamo opravka s počasnejšimi delci, utegne biti električno polje boljše izbira.

### 3. Idealna pot

Gibanje delcev opišemo s tako imenovanim idealnim delcem, ki potuje po idealni poti [1]. Idealna pot je tista, po kateri bi se gibal delec, ki bi imel ravno pravo gibalno količino in bi potoval po sredini žarkovne cevi. Koordinata  $y$  predstavlja vertikalni odmik delca od idealne orbite,  $x$  predstavlja odmik v radialni smeri in  $s$  kaže v smer gibanja delcev. Koordinati  $x$  in  $y$  torej opisujeta transverzalno gibanje. Koordinata  $s$  opisuje longitudinalno gibanje. V gibalnih enačbah se nikoli ne ukvarjamo z absolutno pozicijo delca, pač pa le z njenim odstopanjem od idealne poti.



Slika 1. Uporabljen koordinatni sistem in orbita idealnega delca.

Če predpostavimo idealne razmere in homogeno magnetno polje v smeri osi  $y$ , lahko enačimo centripetalno in Lorentzovo silo in dobimo

$$evB = \frac{mv^2}{\rho}.$$

V konstantnem magnetnem polju  $\mathbf{B}$  delec čuti odklonsko silo. Njegova trajektorija je del krožnice z radijem  $\rho$ , ki je odvisen od velikosti magnetnega polja in velikosti delčeve gibalne količine  $p$

$$B\rho = \frac{p}{e}.$$

Količina  $B\rho$  se imenuje rigidnost žarka. To je mera, za koliko bo magnetno polje ukrivilo trajektorijo delca z dano gibalno količino in nabojem. Kot  $\alpha$ , za katerega se zasučje žarek v notranjosti dipolnega magneta znaša

$$\alpha = \frac{\int B ds}{B\rho}.$$

Za načrtovalca pospeševalnika je integriran  $B$  po žarkovi pot eden izmed najpomembnejših parametrov, saj definira poljsko jakost in število potrebnih magnetov. Z zahtevkom po  $\alpha = 2\pi$  pridobimo pogoj za kroženje v obroču. Velja enačba

$$\oint B dl \approx NlB = 2\pi p/e,$$

kjer je  $N$  število magnetov in  $l$  dolžina posameznega magneta.

Mreža magnetov in posledično optika žarka v obroču je običajno razdeljena na več različnih karakterističnih delov. Med drugim obstajajo elementi za ukrivljanje, ki vodijo žarek po ponavljajoči se tirnici. Ti elementi definirajo geometrijo obroča in maksimalno energijo žarka. Med njimi se nahajajo elementi za spreminjanje optike žarka. Z njimi lahko na primer zmanjšamo disperzijo ali pa širino žarka, da zagotovimo čim večji izkoristek pri trkih žarkov delcev.

V velikem Hadronskem trkalniku v CERN-u je za doseganje gibalne količine  $p = 7 \text{ TeV}/c$  potrebnih 1232 dipolnih magnetov. Vsak od njih je dolg 15 m in dosega magnetno polje  $B = 8,3 \text{ T}$ .

#### 4. Kvadrupolni magneti

Ko je geometrija in specifikacija obroča določena, je potrebno poskrbeti za izostritvene lastnosti naprave. Potrebno je zadržati trajektorije več kot  $10^{12}$  delcev razporejenih v grupe čim bližje idealni

poti. Dlje od idealne poti se delec nahaja, bolj je treba vplivati na njegovo trajektorijo. Če je delec na idealni poti, nanj ne smemo vplivati. Navedeni lastnosti sovpadata z lastnostmi zbiralne leče v geometrijski optiki [2],[3].

Zbiralna leča odkloni žarek za kot  $\alpha$ , ki je sorazmeren oddaljenosti žarka od središča leče  $r$

$$\alpha = -\frac{r}{f},$$

kjer je  $f$  goriščna razdalje leče.

Željene pogoje dosežemo z magnetnim poljem, ki narašča linearno z oddaljenostjo od idealne poti. Z magnetnim poljem v smeri osi  $s$  (smer idealne poti) lahko hkrati fokusiramo delce v obeh transverzalnih smereh  $x$  in  $y$ . Sila, ki deluje na delce pod vplivom takšnega polja je odvisna od transverzalne hitrosti delcev, ki pa je dosti manjša od njihove longitudinalne hitrosti. Posledično potrebujemo veliko magnetno polje. Tovrstna magnetna polja zato uporabljajo le na začetku pospeševalne linije, ko so hitrosti delcev majhne. Večja kot je hitrost, hitreje pride delec skozi lečo in manjši je sunek sile, ki deluje nanj.

Pri večjih hitrostih je potrebno uporabiti polja, ki kažejo v smeri  $x$  in  $y$ . Polje kvadrupolnega magnetna ustreza našim pogojem. Zapišemo ga z enačbo

$$\mathbf{B} = g \begin{pmatrix} y \\ x \end{pmatrix},$$

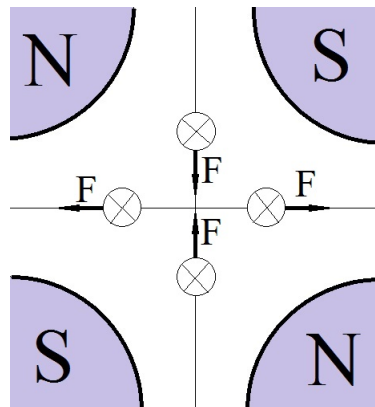
kjer je  $g$  gradient magnetnega polja. Na delec ki se nahaja na idealni poti magnetno polje ne sme vplivati. Ta pogoj je očitno izpolnjen  $\mathbf{B}(0,0) = 0$ . Poglejmo kaj se zgodi, če delec izmaknemo iz idealne poti v smeri  $y$

$$\mathbf{B}(0,y) = \begin{pmatrix} gy \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Polje kaže v smeri  $x$ , torej kaže sila v smeri  $y$ . Na ta način lahko torej dosežemo, da bo magnet usmeril delec v smeri idealne poti. Poskrbeti moramo tudi, da ga bo usmeril proti njej in ne v nasprotno smer. Kvadrupolni magneti fokusirajo žarek v smeri ene osi in defokusirajo v smeri druge osi. V praksi zato uporabljajo kombinacijo magnetov in za  $90^\circ$  zasukanega enakega magnetov. Na ta način se da doseči, da žarek izostrimo v obeh smereh. Velja enačba

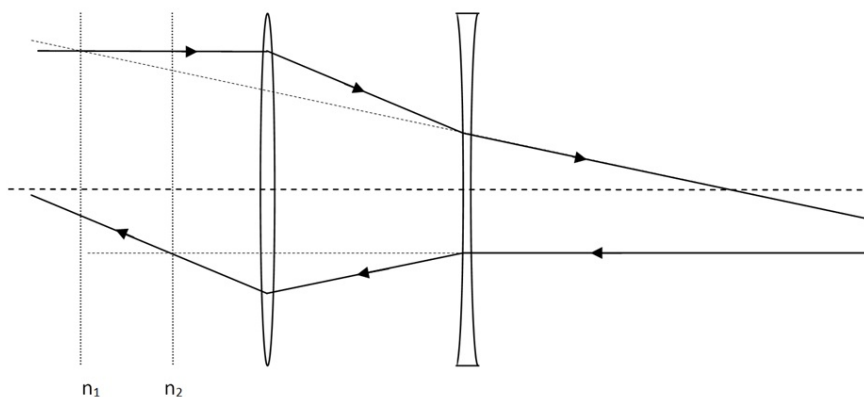
$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2}. \quad (1)$$

$f_1$  in  $f_2$  sta goriščni razdalji posameznih leč,  $f$  je goriščna razdalja obeh leč skupaj in  $d$  je razdalja med lečama. Eden izmed načinov da dosežemo fokusiranje v obeh smereh  $x$  in  $y$  je, da izberemo  $f_1 = -f_2$ .



**Slika 2.** Magnetno polje in sile v kvadrupolu. Kvadrupol je defokusirajoč v vodoravni in fokusirajoč v navpični smeri. Slika je narisana za pozitivne delce, ki potujejo v smeri v list.

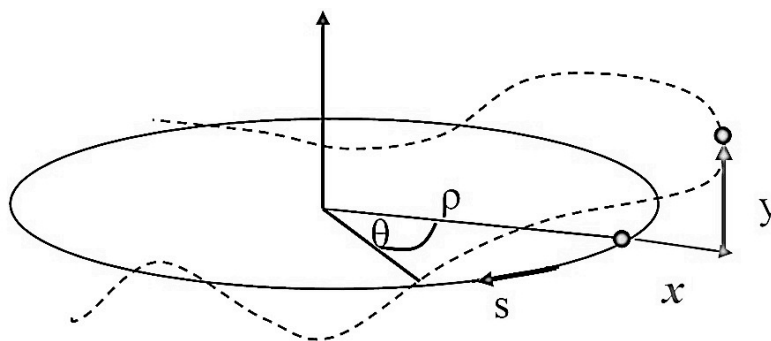
Če imamo opravka z dvema kvadrupolnima magnetoma, pravimo da imamo dublet. Dublet leč ima obe glavni ravnini na neugodnem mestu izven lege leč. Zato se raje uporabljajo tripleti, torej tri leče postavljene ena za drugo. V tem primeru je moč zbiranja sicer manjša, vendar sta glavni ravnini med lečami.



**Slika 3.** Slika prikazuje zbiralno in razpršilno lečo ter dva žarka, ki vsak iz svoje smeri potujeta skozi dublet leč. Vhodni in izhodni žarki se navidezno sekajo v glavnih ravninah  $n_1$  in  $n_2$ .

### 5. Enačba gibanja za en delec

Za opis gibanja delca se bomo osredotočili le na njegove odmike od idealne poti. Naš koordinatni sistem se bo premikal skupaj z delcem po idealni poti. Izpeljavo bomo naredili le za gibanje v smeri osi  $x$ . Enake enačbe veljajo tudi za gibanje v smeri osi  $y$  [1], [3]. Zanemarili bomo sile med delci, kar je dober približek za visokoenergijske delce. Izkaže se namreč, da sila med delci pada z naraščujočo energijo delca.



**Slika 4.** Izbrani koordinatni sistem.

Predpostavimo da imamo opravka z magnetnim poljem dipolnega magneta in kvadrupolnega magneta

$$B_y = B_{0y} + gx.$$

Izhajamo iz ravnovesja sil za en delec

$$m \frac{d^2(\rho + x)}{dt^2} = ev(B_{0y} + gx) + \frac{mv^2}{\rho + x}.$$

Z  $\rho$  smo označili krivinski radij idealnega delca,  $x$  je njegov odmik od idealne poti. Vsota  $\rho + x$  je torej krivinski radij poljubnega delca.  $v$  je longitudinalna hitrost. Na delec deluje poleg magnetne

tudi sistemska sila, saj je enačba napisana v krožnem koordinatnem sistemu. Po dokaj enostavni izpeljavi, v kateri predpostavimo majhne odmike od idealne poti  $x \ll \rho$ , dobimo enačbo

$$\frac{d^2x(s)}{ds^2} + K(s)x(s) = 0, \quad K(s) = \frac{1}{\rho^2} - \kappa. \quad (2)$$

Uvedli smo oznako  $\kappa = \frac{e\dot{q}}{p}$ , kjer je  $p$  velikost gibalne količine delca. Koeficient  $K$  je odvisen od krivinskega radija idealnega delca  $\rho$  pod vplivom dipolnega magneta in koeficienta  $\kappa$ , ki je odvisen od lastnosti kvadrupolnega magneta. Dobljena enačba se imenuje Hillova enačba.

Koeficient  $K$  ni konstanten na celi transportni liniji, lahko pa predpostavimo, da je konstanten na njenih posameznih odsekih (npr.: v magnetu, zunaj magneta ...). Enačbo lahko rešimo za vsako območje posebej. Enačba ima naslednje tipe rešitev

$$C(s) = \cos(\sqrt{K}s), \quad S(s) = \frac{1}{\sqrt{K}} \sin(\sqrt{K}s), \quad K > 0, \quad (3)$$

$$C(s) = \cosh(\sqrt{-K}s), \quad S(s) = \frac{1}{\sqrt{-K}} \sinh(\sqrt{-K}s), \quad K < 0. \quad (4)$$

Rešitev (3) predstavlja gibanje v fokusirajočem kvadrupolu, rešitev (4) pa v defokusirajočem kvadrupolu. Seveda obstaja še tretji tip rešitve ko je  $K = 0$ . Ta predstavlja konstantno enakomerno gibanje po praznem prostoru. Rešitvi  $S(s)$  imata predfaktor  $1/\sqrt{K}$  zgolj zaradi lepšega izgleda nekaterih kasnejših enačb. Splošna rešitev enačbe je linearna kombinacija obeh rešitev

$$x(s) = \alpha C(s) + \beta S(s),$$

$$x'(s) = \alpha C'(s) + \beta S'(s).$$

Dobljeni enačbi zapišimo v matrično obliko

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C(s) & S(s) \\ C'(s) & S'(s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x(0) \\ x'(0) \end{pmatrix},$$

kjer smo upoštevali začetne pogoje  $x_0 = x(0) = \alpha$  in  $x'_0 = x'(0) = \beta$ . Dobljena matrika nam transformira začetne žarke, ki vstopijo v neko enoto transportne linije v žarke, ki iz nje izstopijo. Če razpišemo člene v matriki dobimo matrike za različne elemente transporta:

(i) Fokusirajoč kvadrupol dolžine  $l$

$$M_{\text{FQ}} = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{K}l) & \frac{1}{\sqrt{K}} \sin(\sqrt{K}l) \\ -\sqrt{K} \sin(\sqrt{K}l) & \cos(\sqrt{K}l) \end{pmatrix} \xrightarrow{l \rightarrow 0} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$$

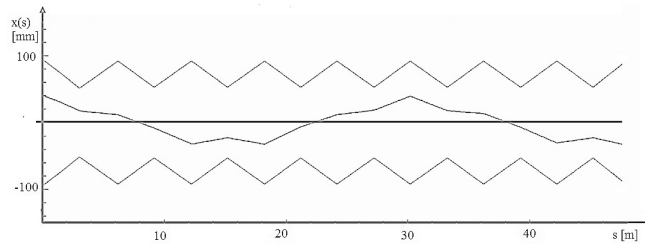
(ii) Defokusirajoč kvadrupol dolžine  $l$

$$M_{\text{DQ}} = \begin{pmatrix} \cosh(\sqrt{-K}l) & \frac{1}{\sqrt{-K}} \sinh(\sqrt{-K}l) \\ \sqrt{-K} \sinh(\sqrt{-K}l) & \cosh(\sqrt{-K}l) \end{pmatrix} \xrightarrow{l \rightarrow 0} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$$

(iii) Prazen prostor

$$M_{\text{D}} = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

K imenujemo moč fokusacije,  $f = \frac{1}{Kl}$  pa je goriščna razdalja. V limiti, ko gre debelina enote proti 0, dobimo enake matrike kot pri geometrijski optiki. Fokusirajoč kvadrupol ima v tem primeru enako matriko kot tanka zbiralna leča, defokusirajoč kvadrupol pa kot tanka razpršilna leča. Zgoraj smo predpostavili, da ostane produkt  $Kl$  konstanten ko gre  $l$  proti 0. Vpliv več zaporednih enot izračunamo s preprostim množenjem matrik.



**Slika 5.** Tipična pot enega delca v shranjevalnem obroču. Prikazana sta tudi maksimalna možna odmika od idealne poti.

Poglejmo si dublet leč, sestavljen iz dveh leč z goriščnima razdaljama  $f_1$  in  $f_2$ , med katerima je prazen prostor

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{d}{f_1} & d \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{d}{f_2} \end{pmatrix},$$

kjer je skupna goriščna razdalja  $f$  izračunana v skladu z enačbo (1). Če izberemo  $f_1 = -f_2$ , torej fokusirajočo in defokusirajočo lečo z enakima goriščnima razdaljama, skupna goriščna razdalja znaša  $f = f_1^2/l > 0$  v horizontalni in vertikalni smeri. Takšen sistem leč je torej fokusirajoč v obeh transverzalnih smereh  $x$  in  $y$ .

Ne smemo pozabiti, da smo v izpeljavi naredili nekaj grobih približkov. Predpostavili smo ostre meje med posameznimi elementi transporta in konstantno magnetno polje v njih. Težavo rešimo tako, da tudi posamezne elemente razdelimo na več delov in za vsakega zapišemo svojo matriko. Predpostavili smo, da imajo vsi delci enako gibalno količino, kar je zgolj približno res. Zanemarili smo tudi sile med delci.

## 6. Twisovi parametri

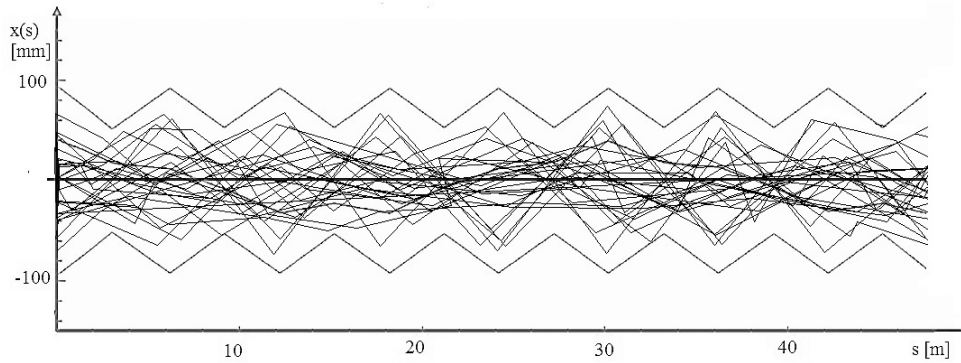
Če sledimo trajektoriji enega delca se pojavi vprašanje, kako bo izgledala njegova trajektorija po več obratih okoli obroča. Seveda nas zanima tudi primer, ko nimamo le enega pač pa ogromno delcev. Do sedaj smo reševali Hillovo enačbo (2) ob predpostavki, da je koeficient  $K$  konstanten na posameznih odsekih obroča. Stvar lahko še nekoliko posplošimo, če upoštevamo periodične robne pogoje. Shranjevalni obroči so v večini primerov vsaj delno zgrajeni iz identičnih predelov, ki se večkrat ponovijo. Za rešitev lahko v tem primeru pričakujemo kvazi-harmonično nihanje, kjer sta faza in amplituda odvisna od položaja v obroču [1]. Rešujemo torej Hillovo enačbo

$$\frac{d^2x}{ds^2}(s) + K(s)x(s) = 0, \quad K(s) \neq \text{konst.},$$

ob dodatni predpostavki  $K(s) = K(s + h)$ . Enačbo rešimo z nastavkom

$$x(s) = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta(s)} \cos(\psi(s) + \phi), \tag{5}$$

kjer sta  $\epsilon$  in  $\phi$  integracijski konstanti podani z robnimi pogoji in  $\beta(s)$  periodična funkcija s periodo  $h$ , določena z zgradbo obroča.



Slika 6. Poti mnogo delcev.

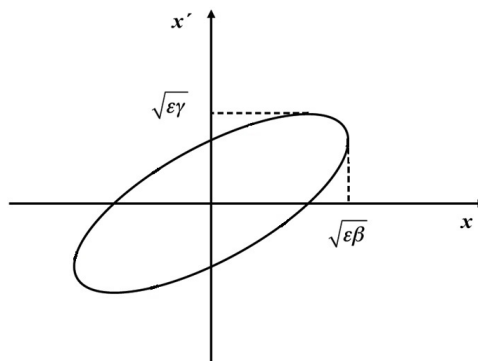
Slika 6 prikazuje trajektorije mnogo delcev. Vsaka trajektorija je podana z enačbo (5). Za ovojnico velja  $\hat{x} = \sqrt{\epsilon\beta(s)}$ . Ta nam služi kot merilo velikosti žarka.

Integracijska konstanta  $\epsilon$  ima dobro definiran fizikalni pomen. Velja enačba

$$\epsilon = \gamma(s)x^2(s) + 2\alpha(s)x(s)x'(s) + \beta(s)x'^2(s),$$

ki predstavlja enačbo elipse v faznem prostoru  $(x, x')$ . Uporabili smo standardne oznake iz literature za parametra  $\alpha$  in  $\gamma$

$$\alpha(s) = -\frac{1}{2}\beta'(s), \quad \gamma = \frac{1 + \alpha(s)^2}{\beta(s)}.$$



Slika 7. Fazna elipsa v  $(x, x')$  prostoru.

Točke na fazni elipsi predstavljajo vse pare  $x'$  in  $x$ , ki jih ima lahko delec pri določenem  $s$  v poljubnem obratu.

Liouvillov izrek nam pove, da je površina faznega prostora konstantna gibanja. Torej je površina fazne elipse, ki znaša  $S = \pi\epsilon$ , konstantna. Konstanto  $\epsilon$  imenujemo emitanca žarka. Parametre  $\alpha$ ,  $\beta$  in  $\gamma$  imenujemo Twissovi parametri.

Na kratko povzemimo ugotovitve. Ob gibanju po pospeševalnem obroču (transportni liniji) se spreminja koordinata  $s$ . Ob tem se spreminjajo parametri  $\alpha(s)$ ,  $\beta(s)$  in  $\gamma(s)$ . Posledično se spreminja oblika elipse, vendar njena ploščina  $S$  in s tem tudi emitanca žarka  $\epsilon$  ostaneta enaki. Delec, ki se je na začetku nahajal nekje na elipsi, bo tam tudi ostal. Delci, ki so se na začetku nahajali znotraj elipse, bodo tam tudi ostali. Če je delec na robu elipse tudi delec na robu žarka, potem je  $\hat{s} = \sqrt{\epsilon\beta(s)}$  polmer žarka, saj je to največji  $x$  na fazni elipsi. Delci so običajno razporejeni po Gaussovi krivulji, zato si za rob žarka  $\eta$  izberemo neko vrednost (npr.  $\eta = 1\sigma$ ).

Omenimo še, da Liouvillov izrek velja le za nepospešene delce. Posledično emitanca ni konstantna, ko imamo opravka s pospeševanjem delcev. Ko delci začnejo pospeševati, se emitanca  $\epsilon$  začne manjšati. Brez dokaza navedimo, da velja zveza

$$\epsilon \propto \frac{1}{\beta\tilde{\gamma}}.$$

$\tilde{\beta}$  in  $\tilde{\gamma}$  sta relativistična parametra. Pri majhni hitrosti delcev je torej presek žarka največji. Ko delce pospešimo, se žarek skrči za  $\tilde{\gamma}^{-1/2}$  v obeh transverzalnih smereh. Najtežje je torej voditi žarek po zastavljeni poti pri nizkih energijah.

## 7. KEK Super B Factory

Poglejmo še primer uporabe do zdaj obravnavane teorije. KEK Super B Factory oziroma SuperKEKB je trkalnik, ki je trenutno v fazi nadgradnje [4],[5]. Projekt je del inštituta KEK, ki upravlja z največjim laboratorijem za fiziko osnovnih delcev na Japonskem. Je nadgradnja projekta KEKB. SuperKEKB bo namenjen trkom pozitronov in elektronov.

Imel bo dva shranjevalna obroča. Visokoenergijski obroč (HER) bo namenjen elektronom z maksimalno energijo 7 GeV. Nizkoenergijski obroč (LER) bo namenjen pozitronom z maksimalno energijo 4 GeV.

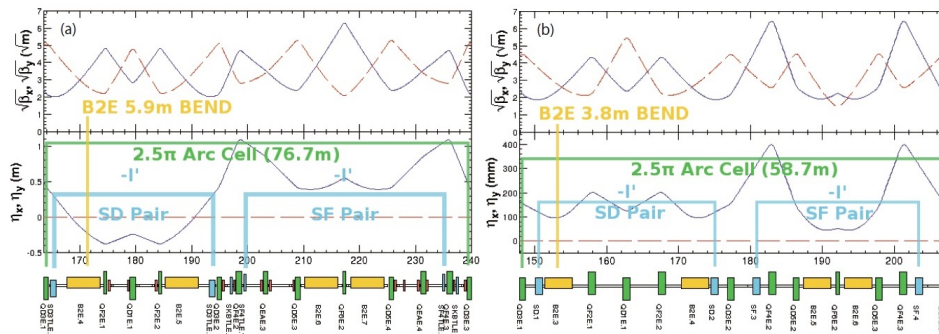
Pred vstopom v glavni shranjevalni obroč se bodo elektroni in pozitroni pospešili v predhodnih pospeševalnih stopnjah. S tem se bo zmanjšala emitanca žarkov v glavnem shranjevalnem obroču. Razsežnost žarka bo v točki trka elektronov in pozitronov (kjer bo nameščen detektor delcev) znašala v smeri osi  $x$  okoli 10  $\mu\text{m}$ , v smeri osi  $y$  pa okoli 60 nm.

Pri obravnavi žarkov delcev je pomembna količina luminoznost, saj je neposredno povezana s številom produciranih procesov določenega tipa pri trkih

$$\frac{dN}{dt} = \sigma L,$$

kjer je  $L$  luminoznost,  $\sigma$  sipalni presek in  $\frac{dN}{dt}$  število procesov na časovno enoto. Pri tem je pomembno, da je luminoznost obratno sorazmerna prečnemu preseku žarka.

Točka, kjer se obroča sekata in delci trčijo, se imenuje interakcijska točka (IP). Zaželeno je, da je luminoznost delcev tik pred trkom čim večja, da je izkoristek trka kar se da velik. Da bi dosegli kar se da veliko luminoznost, so načrtovalci kvadrupolne magnetne namestili kar se da blizu interakcijske točke. Obroča se sekata pod kotom 4,8°, kar je zelo veliko za tovrstne naprave. Na ta način so pridobili dovolj prostora za kvadrupolne magnetne. Trkalnik bo posledično imel dosti večjo luminoznost kot eksperimenti pred njim. Slika 8 primerjavo  $\beta$  funkcij in prečnih dimenzij žarka med trkalnikom SiperKEKB in njegovim predhodnikom KEKB.



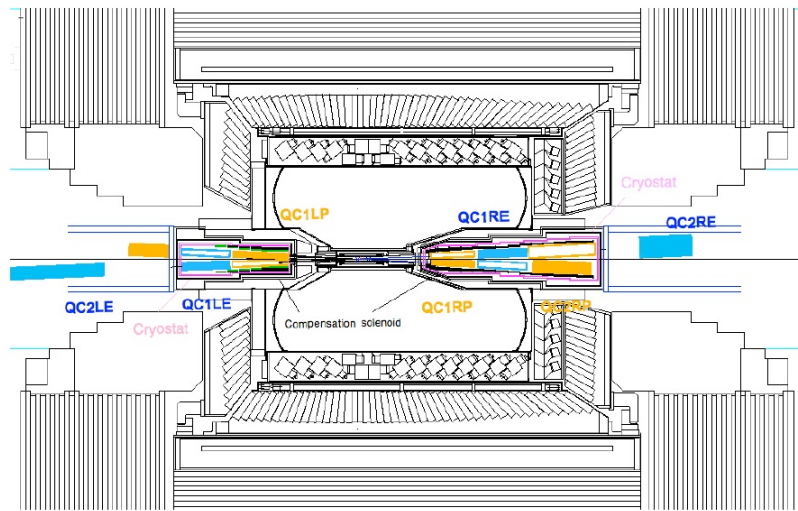
Slika 8. Koren  $\beta$  funkcije in prečna velikost žarka  $\eta$  v smereh  $x$  in  $y$  v trkalniku (a) KEKB in (b) SuperKEKB. [5]



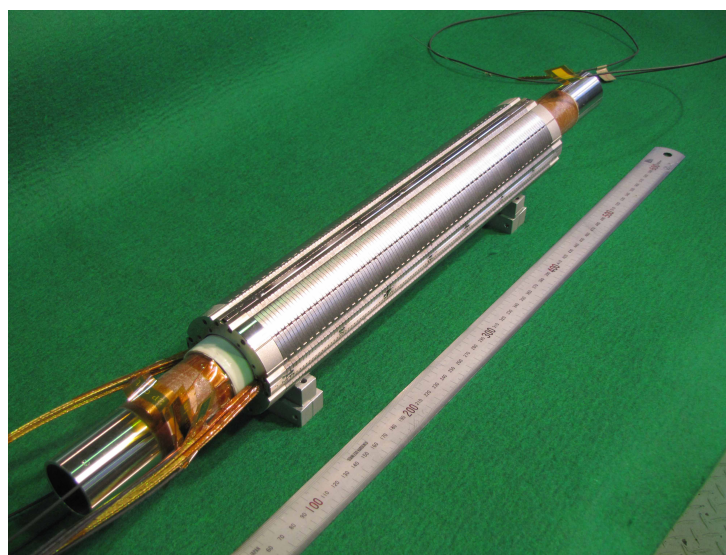
Slika 9 prikazuje postavitev superprevodnih in permanentnih magnetov. Tipične vrednosti gradienta magnetega polja teh magnetov so velikostnega reda 10 T/m. Dolgi so približno 1 m. Slika 10 prikazuje superprevodni kvadrupolni magnet QC1RP.

Žarkovne cevi trkalnika (slika 11) bodo imele poleg glavne cevi, namenjene žarku, še dve stranski cevi. Na zunanji strani bo cev, namenjena absorpciji sinhrotronskega sevanja (SR). Na notranji strani bo črpalna cev, ki bo z glavno cevjo povezana preko zaslona z majhnimi luknjicami. S pomočjo črpalne cevi se bo dalo doseči tlak velikostnega reda  $10^{-7}$  Pa. Na zunanjih robovih obeh stranskih cevi bodo nameščene hladilne cevi. Premer žarkovne cevi bo znašal 90 mm.

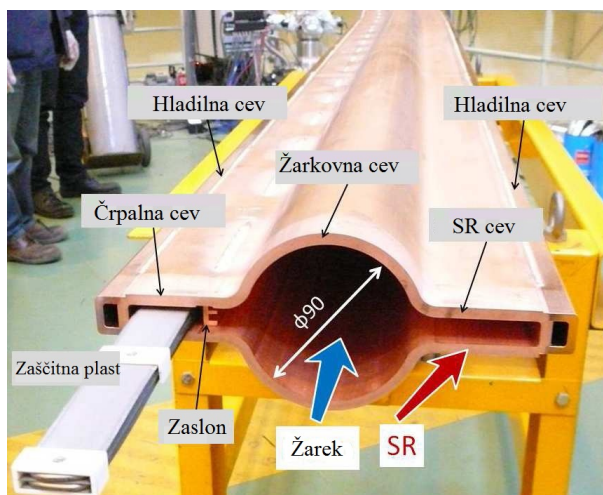
Prvi trki bodo predvidoma izvedeni že letos, maksimalna luminoznost pa bo predvidoma dosežena leta 2021.



Slika 9. Shematski prikaz postavitve magnetov v bližini interakcijske točke. [5]



Slika 10. Superprevodni kvadrupolni magnet QC1RP.



Slika 11. Žarkovna cev nizkoenergijskega obroča. [5]



Slika 12. Nameščanje prvega glavnega dipolnega magneta nizkoenergijskega obroča na desni strani slike in že nameščeni dipolni magneti visokoenergijskega obroča na levi strani slike. Posamezni magneti so dolgi približno 4 m. Slika je bila posneta februarja 2012.

## 8. Zaključek

Delce vodimo po pospeševalniku s pomočjo Lorentzove sile. Želimo jih obdržati čim bližje idealni poti, kar dosežemo s pomočjo kvadruponih magnetov. Gibanje delcev opišemo s Hillovo enačbo, s pomočjo katere pridemo do podobnih enačb kot pri geometrijski optiki. Primer uporabe navedene teorije v praksi je trkalnik SuperKEKB.

## LITERATURA

- [1] B. J. Holzer, *Introduction to Transverse Beam Dynamics*, CERN Yellow Report, **7** (2013), 27-45.
- [2] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics, Third Edition*, Springer (2007), 42-49.
- [3] P. Bryant, K. Johnsen, *The principles of Circular Accelerators and Storage Rings*, Cambridge University Press (1993), 17-31.
- [4] J. W. Flangan, Y. Ohnishi, *Letter of Intent for KEK Super B Factory, Part III: Accelerator Design*, KEK (2004), 341-342.
- [5] Z. Doležal, S. Uno, *Belle II Technical Design Report*, KEK (2010), 19-57.