

Kritika entropijskega zakona

Prvi del (teoretični)

Andrej Detela
s sodelovanjem Milana Hodoščka (pri 5. poglavju)

Ljubljana 1984

VSEBINA:

1. Uvod
2. V homogenem magnetnem polju entropijski zakon velja
3. V nehomogenem magnetnem polju entropijski zakon morda odpove
4. Nastavitev preprostega problema: gibanje delcev v magnetnem polju ravne žice
5. Računalniška simulacija gibanja delcev potrjuje hipotezo o nastanku toka
6. Entropijski zakon tu ne ustreza opisu pojava
7. Reference

Opombi:

To besedilo je dobesedni prepis starega (takrat neobjavljenega) članka iz leta 1984. Edina sprememba, ki sem jo zdaj vnesel v besedilo, je zamenjava zastarelega termina »*dimentropni*« z novejšim izrazom »*sintropni*« (sintropni pojav, sintropni tok itd.) – zavoljo poenotenja s terminom, ki se zdaj uporablja.

Drugi (eksperimentalni del pričujoče študije) je bil napisan tri leta kasneje (1987), po uspešni izvedbi eksperimenta, sorodnega predlogu v pričujočem teoretičnem delu. Mišljeno je besedilo v angleščini, z naslovom *A possible flaw in the second law of thermodynamics*. Tudi drugi del je zdaj prepisan dobesedno. Žal tudi tisti drugi del besedila takrat ni bilo objavljen (je pa bil uradno registriran pri Avtorski agenciji). Takrat je šlo za prvi (v globalnem smislu) eksperimentalni dokaz sintropije. Pričujoči tekst (torej prvi del) je bil nekakšen uvod v priprave na kasnejši eksperiment (čeprav je bila geometrija eksperimenta iz leta 1987 nekoliko drugačna).

Oba dela besedila nista bila objavljena, ker sta takrat naletela na trmasto (deloma tudi nepošteno) nasprotovanje iz uradnih krogov slovenske znanosti in mi je zmanjkalo energije za objavo v tujini oz. kjerkoli. Zdaj popravljam to napako, ker oba članka skupaj ilustrirata eno od ključnih obdobij na razvojni poti ideje o sintropiji.

1. UVOD

Potem ko je v 19. stoletju *entropijski zakon* dobil jasno obliko, se je pokazal zelo uporaben; in ker se je v vseh primerih znova in znova potrjeval, so ga počasi sprejeli za enega od osnovnih naravnih zakonov. Postal je postulat, v katerega se več ne dvomi. Žal pa se navadno ne zavedamo, da – kot vsi drugi osnovni zakoni – tudi entropijski zakon temelji le na eksperimentalnih metodah in seveda možnostih preteklega časa. Zares ga pač nikoli niso dokazali, vsaj za splošen primer ne. *Ilya Prigogine* [1] na primer močno dvomi v splošno veljavnost drugega zakona termodinamike: Razmere se utegnejo bistveno spremeniti, kadar na delce delujejo *sile dolgega dosega*, pa tudi, kadar se kljub časovnemu razvoju sistema v njem ohranja neka *informacija o začetnih pogojih*. Zdi se, da je osnovno vprašanje o entropiji še vedno odprto, in vsekakor ga je zdaj treba presojati v novi luči sedanjosti.

Vse izkušnje iz zadnjih stotih let sicer res kažejo, da je entropijski zakon vsak dober približek za običajne, dobro znane pojave. Na teh straneh pa bom pokazal, da pod določenimi pogoji ta zakon verjetno odpove. Nekaj o teh pogojih lahko razberemo že iz *simetrijskih lastnosti* fizikalnega prostora in časa.

Zavoljo enostavnosti se bom omejil le na en razred hipotetičnih pojavov, ki niso v skladu z drugim zakonom termodinamike: gre za zaprte sisteme, ki so spočetka v *termodinamskem ravnovesju*, potem pa se, kljub temu, da so popolnoma ločeni od okolice, v njih spontano rodi nek *tok* (npr. toplotni tok, delni masni tok, električni tok), ki zmanjša celotno entropijo sistema. Ti tokovi so po svojem izvoru torej drugačni od tistih, ki jih poznamo iz *termodinamike neravnovesnih procesov* in jih povzroči nek *gradient* [de Groot, 2].

V odsotnosti *magnetnega polja* ali *Coriolisovih sil* velja za nek fizikalni sistem, tudi če ga sestavlja veliko število delcev, še vedno *reverzibilnost* v mikroskopskem smislu, to je za posamezne delce (Onsager, [2]). Če je nek tak sistem v termodinamskem ravnovesju, je neko izbrano stanje delca, ki je okarakterizirano s položajem, impulzom itd., enako verjetno kot tisto stanje, ki se od prvotnega razlikuje le po tem, da so pri njem impulz in vse ostale lastnosti, ki ob obratu časa utrpe spremembo predznaka, nasprotno. To sledi iz principa *detaljnega ravnovesja*. Potemtakem je nemogoče, da bi tak sistem spontano (brez zunanjih vplivov) generiral nek tok. Poljuben tok je namreč časovno liha količina (sprevrže smer ob obratu časa) in v termodinamskem ravnovesju je tok v nasprotno smer – z nasprotnimi impulzi posameznih delcev – enako verjeten.

V zvezi s tem je neuresničljiv »perpetuum mobile druge vrste« na osnovi mikroskopski drobnih zaklopk, ki bi prepuščale molekule plina le v eni smeri, v drugi pa ne. Tudi atomi zaklopk morajo biti namreč v termodinamskem ravnovesju s plinom in imajo isto temperaturo. Zaradi lastnega termičnega gibanja so zaklopke zmedene in niso sposobne sprejemati informacije o legi in smeri gibanja molekul, zato se ne znajo odpirati in zapirati ob pravem času [3].

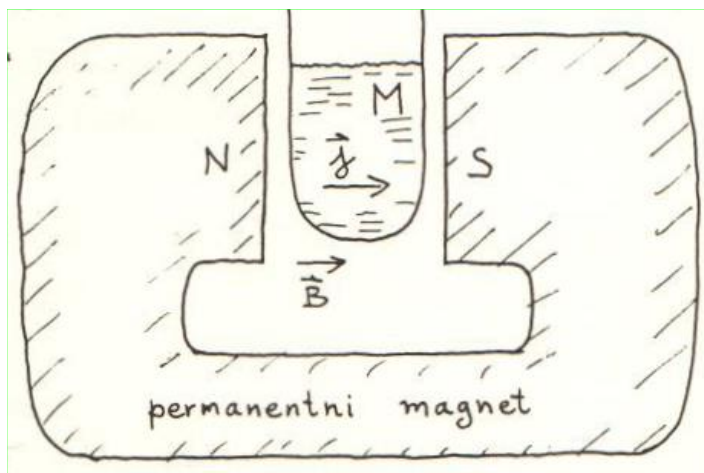
Precej drugače pa je, če na delce delujejo Coriolisove sile ali magnetno polje. V obeh primerih gre za sile dolgega dosega. Prvega primera tu ne bomo obravnavali, ker je v naših zemeljskih razmerah vpliv Coriolisovih sil na posamezne delce zanemarljivo majhen – seveda pa to ne velja za razvoj zvezd in ozvezdij!

2. V HOMOGENEM MAGNETNEM POLJU ENTROPIJSKI ZAKON VELJA

Torej, svojo pozornost bomo osredotočili na pojave, ki jih povzroči delovanje magnetnega polja na sistem velikega števila delcev. Vse je v termodinamskem ravnovesju (TR); tako snov, ki jo opazujemo, kot tudi sam izvor magnetnega polja. Seveda pridejo tu v poštev samo stacionarna magnetna polja, kajti spremenljiva magnetna polja so povezana z ireverzibilnimi pojavi v snovi (npr. električni tok zaradi indukcije). Stacionarna magnetna polja utegnejo biti v TR z okolico, saj npr. permanentni magnet lahko brez dovajanja energije poljubno dolgo časa kaže magnetne pojave.

Začnimo s *homogenim magnetnim poljem*. Videli bomo, da v homogenem polju entropijski zakon kljub vsemu velja. To spoznanje se zakrije šele po nekaj korakih, ki jih bomo na kratko prehodili v tem poglavju.

Problem, ki ga obravnavamo, lahko v osnovnih značilnostih reduciramo na naslednji poskus (slika 1). Merimo nek tok $\mathbf{j}$, ki nastane v snovi M : Tok je posledica delovanja homogenega in stacionarnega magnetnega polja $\mathbf{B}$ na delce v snovi M in ni posledica kakih *ireverzibilnih transportnih pojavov* zaradi »sil« (gradientov) v Onsagerjevem smislu. Torej je snov M na začetku poskusa, ko polje $\mathbf{B}$ že deluje in hipotetični tok $\mathbf{j}$ že teče, v TR . Počasi se zaradi toka v snovi M pojavi nek gradient, ki pa je posledica toka in ne njegov vzrok. Zanima nas bistvo nastanka toka, zato bomo tu brez škode privzeli, da je snov M ves čas poskusa v TR .



Slika 1.

Pravilno ujemanje med simetrijskimi lastnostmi vzrokov za nek fizikalni pojav in simetrijskimi lastnostmi rezultirajočega pojava je potreben (seveda pa ne že zadosten) pogoj za eksistenco tega pojava. V našem primeru je hipotetični rezultirajoči pojav nek tok $\mathbf{j}$ s simetrijskimi lastnostmi *polarnega vektorja*, homogeno magnetno polje, ki naj bi povzročilo ta tok, pa opišemo z *aksialnim vektorjem* poljske gostote $\mathbf{B}$. Simetrijske lastnosti vzroka in posledice se torej ne ujemajo. Vendar je možno, da k rojstvu toka prispeva hkrati več vzrokov, ki se med sabo sklopijo, tako da je simetrija kombiniranega vpliva prava. Zato najprej raziščimo, kaj poleg magnetnega polja še lahko vpliva na delce v snovi M !

Upoštevati je treba le tiste vplive, ki lahko delujejo tudi v TR . Torej odpadejo električna in ostala *potencialna polja* (razni gradienti), katerih vpliv je povezan z makroskopskim prenosom energije. Ostanejo še vplivi notranje strukture snovi M . Ta ima lahko različne tipe simetrije. Najprej si oglejmo strukturo s simetrijo *polarnega vektorja*, kakršna eksistira npr. v *pirelektričnih* kristalih. Ali se lahko informacija o tej simetriji prenaša med delci, ki so v TR ?

Če bi se, bi v piroelektričnem kristalu nastal nek tok tudi v odsotnosti magnetnega polja. (Delci namreč prenašajo informacijo o polarnem vektorju le tedaj, kadar so le-ti nosilci nekega toka, sicer

bi bili obe nasprotni smeri enakovredni in ne bi mogli določiti polarnega vektorja.) Že v 1. poglavju pa je bilo rečeno, da zaradi principa detaljnega neravnovesja to ni mogoče. Podobno je tudi s kristali s simetrijo aksialnega vektorja (magnetizem je seveda izjema).

Za nas so najbolj zanimive notranje strukture s simetrijami raznih *tenzorjev*. Najprej si oglejmo, katere simetrije sploh pridejo v poštev, tako da bo sklopitev vpliva magnetnega polja (polje $\mathbf{B}$) s tenzorskim vplivom (tenzor $\mathbf{T}$) dala iskani tok s simetrijo polarnega vektorja (tok $\mathbf{j}$). Ker je hipotetični tok, torej rezultat sklopitve, različen od nič le tedaj, ko sta $\mathbf{B}$ in $\mathbf{T}$ hkrati različna od 0, lahko sklopitev formalno zapišemo kot vsoto produktov

$$\mathbf{j} = \sum_{m, n} C_{m,n} \cdot \mathbf{T}_m \cdot \mathbf{B}^n \quad (1)$$

$\mathbf{T}_m$ so tenzorji različnih simetrij, $\mathbf{B}^n$ pa različne potence gostote magnetnega polja. Zaradi principa detaljnega ravnovesja mora eksponent n biti *liho* število (nakazuje se torej predvsem *linearne* odvisnost toka od magnetnega polja). Koeficienti $C_{m,n}$ so lahko različni od 0 le za tiste člene v razvoju (1), v katerih ima produkt $\mathbf{T}_m \cdot \mathbf{B}^n$ simetrijo polarnega vektorja. Poglejmo, kako se enačba (1) transformira pri zrcaljenju prostora. Zaradi lastnosti polarnih in aksialnih vektorjev mora biti determinanta ortogonalne matrike, ki opisuje prehod tenzorja $\mathbf{T}_m$ iz prvotnega kartezijskega soredja v novo, zrcalno simetrično soredje, enaka -1 . Tenzor $\mathbf{T}_m$ je torej *alternirujoči tenzor* [4]. Alternirujoči tenzor *drugega ranga* nas pelje k *vektorskemu produktu*. V enačbi (1) bi temu ustrezali členi s polarnim vektorjem $\mathbf{a}$:

$$\mathbf{j} = \sum_{n=1,3,5,\dots} C_{1,n} \cdot \mathbf{a} \times \mathbf{B}^n, \quad (2)$$

vendar smo že pokazali, da notranja struktura s simetrijo polarnega vektorja ne more vplivati v TR . Torej so vsi $C_{1,n}$ enaki 0.

Preostane le še *alternirujoči tenzor tretjega ranga*. Ta je po svoji naravi čisti *pseudoskalar* ($\mathbf{P}$). Ustrezni členi v razvoju (1) se zapišejo

$$\mathbf{j} = \sum_{n=1,3,5,\dots} C_{2,n} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{B}^n \quad (3)$$

Dokaz, da so tudi vsi $C_{2,n}$ enaki 0, je bolj zamotan. Princip *detaljnega ravnovesja* bi sam po sebi dovoljeval eksistenco pseudoskalarne vpliva $\mathbf{P}$, kajti za pseudoskalar so vse smeri v prostoru enakovredne. In res, pokaže se, da dejansko obstaja nek pseudoskalarni vpliv na delce v TR . Čeprav si je nekoliko težko zamišljati meritev, pri kateri merilna naprava ne pokvari TR v merjencu (kljub temu pa iz njega potegne neko informacijo), lahko najdemo snov, v kateri lahko neposredno opazujemo izmenjevanje pseudoskalarne informacije med delci: to so *holesterični tekoči kristali*. Kiralne molekule v neki plasti so vijačno zasukane glede na molekule v sosednji plasti. Ker obstaja difuzija molekul med sosednjimi plastmi, se morajo molekule med prehajanjem iz ene plasti v drugo v povprečju vijačno gibati. Vijak pa ima simetrijo pseudoskalarja.

Poskušajmo razumeti fizikalni pomen enačbe (3). Vse snovi s pseudoskalarno strukturo so *optično aktivne*. Najbolj čist efekt bi lahko opazovali v izotropnih optično aktivnih tekočinah, kjer toka $\mathbf{j}$ ne bi popačili razni drugi vplivi notranje strukture, kakršni obstajajo v kristalih. Optično aktivne molekule teh tekočin so *kiralne* (nimajo *centra inverzije*), po obliki nekoliko spominjajo na vijak. Izrazit primer je *transciklookten*.

Raziščimo še vpliv magnetnega polja na vijačne molekule! Predpostavimo, da magnetno polje uredi

vrtilno količino molekul (magn. polje in vrt. količina imata enake simetrijske lastnosti). Če je tako, se večina molekul vrti v neki privilegirani smeri. Ker pa so molekule po obliki vijačne in torej, kot smo videli, obstaja neka korelacija med njihovo gibalno in vrtilno količino, vrteče se molekule začno tudi *translatorno* potovati – uvijejo se v neko določeno smer, tako kot vijaki v les, če jih vrtimo. Zaradi ohranitve celotne gibalne količine mora biti tekočina vsaj dvokomponentna, da se optično aktivne molekule lahko od česa odrivajo v določeno smer (na magnetno polje se namreč ne opirajo, kajti polje daje le informacijo o aksialnem vektorju in nič več). Tako naj bi nastal *delni masni tok* vsake posamezne komponente v optično aktivni mešanici (slika 1).

Pogoj za skopitev med **P** in **B** je torej neka privilegirana orientacija vrtilne količine molekul v magnetnem polju. Na prvi videz se morda zdi, da res pride do rotacijske ureditve: Molekula ima nek magnetni dipolni moment tudi zaradi rotacije celotne molekule (in ne samo zaradi magnetnih momentov elektronov in jeder), ker je električni naboj sicer nevtralne molekule po molekule neenakomerno razmazan. Preko tega, sicer majhnega, a vendar ne čisto zanemarljivega magnetnega momenta pa se, kot kaže, sklopita tudi magnetno polje in vrtilna količina molekul.

Vprašanje, ali se to res zgodi, zasluži vso pozornost. Sklepali bomo takole:

Če postavimo neko tuljavico v zunanje magnetno polje permanentnega magneta in po njej poženemo nek električni tok v tej ali pa v obratni smeri, porabimo za to spremembo v obeh slučajih enako električno energijo. Ker ni drugih energetskih prispevkov, je tudi celotna energija magnetnega polja v obeh slučajih enaka. Podobno je z vsakim konstantnim magnetnim dipolnim momentom v zunanjem polju: Celotna energija ni odvisna od tega, v katero smer je zasukan. Torej tudi energija vrteče se molekule (po zakonih statistične mehanike pa v zvezi s tem tudi zasedenost stanja) ni odvisna od tega, v katero smer se molekula vrti, seveda če ima v obeh smereh nasprotno enako vrtilno količino in torej tudi enako absolutno velikost magnetnega momenta [5].

Sklepanje še ni čisto končano. Zunanje magnetno polje namreč nekoliko spremeni *rotacijska stanja* molekul. Kvantna stanja (na makroskopskem nivoju pa tudi pojava *feromagnetizma* in *supraprevodnosti*) so namreč določena s pogojem, da je konstanten magnetni pretok skozi njih in ne njihov magnetni moment. Če bi bilo teh stanj le nekaj (primer je jedrska magnetna resonanca, *NMR*), ne bi mogli najti parov stanj s točno nasprotno enako vrtilno količino. Čeprav je pri *NMR* ta razlika malenkostna, pa le zaradi nje lahko ureditev jeder v zunanjem polju sploh opazujemo. Optično aktivne molekule pa imajo ogromno rotacijskih stanj (vsaj nekaj sto pri temperaturi, ki bi bila potrebna za zadostno gibljivost molekul), saj je njihova kiralna struktura možna le pri večjih molekularnih masah in dimenzijah. Torej smo zelo blizu klasični limiti, v kateri obstajajo pari stanj z nasprotno enako vrtilno količino tudi v prisotnosti magnetnega polja. Zato bi zelo težko opazovali kakršnokoli rotacijsko ureditev celotnih molekul v magnetnem polju. Računske ocene pokažejo, da bi bilo pojav magnetne separacije optično aktivnih mešanic popolnoma nemogoče detektirati. Koeficienti $C_{2,n}$ so v praksi vsi enaki 0. (Vendar, kdo ve, kaj se kje v vesolju utegne dogajati z *nevtrini*, ki imajo tudi psevdoskalarno notranjo strukturo?)

Morda bi kdo pomislil na kako drugo možnost psevdoskalarnega vpliva. Najbolj trivialna je tale: Snov *M* (slika 1) je iz prostih nabitih delcev (razredčena plazma). Kot vemo, zunanje magnetno polje uredi njihovo tirno vrtilno količino. Vijačna bi naj bila v tem primeru oblika posode. Vendar homogeno magnetno polje preslika izotopno hitrostno porazdelitev delcev v vsaki točki znotraj posode v identično izotropno porazdelitev. Zato kljub vijačni obliki posode ne bi mogli izmeriti prav nobenega toka.

So tudi bolj neobičajne možnosti (npr. vpliv magnetnega polja na električno prevoden kristal s **P** simetrijo elektronskih stanj.) Za nobeno od tistih, ki sem se jih spomnil, mi ni uspelo dobiti občutka, da bi v *TR* mogel nastati nek merljiv tok.

3. V NEHOMOGENEM MAGN. POLJU ENTR. ZAKON MORDA ODPOVE

V *nehomogenem magnetnem polju* so te stvari v marsičem drugačne. Nehomogeno polje vsebuje več informacije kot homogeno, saj v njem najdemo razen smeri polja še neko dodatno prostorsko določitev, ki je povezana z *gradientom* gostote magnetnega polja.

Sistem, ki ga bomo obravnavali, je sestavljen najprej bodisi iz tokovnih vodnikov s stacionarnimi električnimi tokovi, bodisi iz permanentnih magnetov, ki v prostoru okrog le-teh ustvarjajo časovno nespremenljivo magnetno polje. Tokovni vodniki so pravilno nameščeni (oz. permanentni vodniki so pravilno oblikovani), tako da je stacionarno magnetno polje okrog njih izrazito nehomogeno.

K obravnavanemu sistemu spada nadalje tudi veliko število električno nabitih delcev (*plazma*), ki se gibljejo v magnetnem polju. Plazma je zaprta v neko posodo in je v *TR* s stenami posode. Žice ali permanentni magneti, ki formirajo polje, pa leže izven posode.

Ko smo se vprašali po eksistenci pojava v homogenem magnetnem polju, smo iz simetrijskih razlogov morali privzeti *pseudoskalarne* delce. V nehomogenem polju pa a priori ni te zahteve po pseudoskalarosti delcev (delci v plazmi so lahko tudi navadni ioni ali elektroni), kajti nehomogeno magnetno polje v nasprotju s homogenim vsebuje tudi informacijo o polarnem vektorju, npr. $\text{grad}(\mathbf{B}^2)$, ali pa $\mathbf{B} \times \text{grad}(\mathbf{B}^2)$.

Vzemimo, da je plazma zelo razredčena. Delci trkajo ob stene posode in poredkoma tudi med sabo, med posameznimi trki pa leže dovolj dolgi intervali, ko delci čutijo le vpliv magnetnega polja. Ostali vplivi (gravitacija, električna polja v plazmi,...) so dovolj majhni, da jih smemo zanemariti.

Vprašajmo se, kakšen je ta vpliv magnetnega polja. V zelo razredčeni plazmi deluje na električno nabite delce v glavnem le *Lorentzova sila* zaradi termičnega gibanja teh delcev v magnetnem polju. Trajektorije niso več ravne, temveč zakrivljene: Če je polje homogeno, so te krivulje odseki krožnic ali vijačnic, v nehomogenem polju pa imajo trajektorije bolj zapleteno obliko.

Opazujmo dogajanje v času med dvema trkoma. Gibalna količina delca se po smeri (ne pa po absolutni velikosti) ves čas spreminja. Torej lahko rečemo, da delec stalno sprejema neko informacijo o magnetnem polju. V slučaju homogenega polja dobiva stalno isto informacijo in potuje ves čas po enaki krivulji. Če pa se giblje v nehomogenem polju, si zaporedoma nabira različno informacijo. Od tega, v kakšnem polju se v danem trenutku nahaja, zavisi, v kako močno polje ga bo usmerilo pozneje. Nimamo več opravka z nekakšnim aditivnim nabiranjem medsebojno neodvisne informacije, temveč postane informacija o polju, ki jo delec sprejema, odvisna od prej sprejete informacije. Ko delec trči ob nek drug delec ali pa ob steno posode, pa se, kar se je naučil od polja, pozabi, in potem se spet ves zapleteni proces sprejemanja informacije začne znova – z novimi začetnimi pogoji.

Zanimivo je še to, da omenjeni prenos informacije poteka brez hkratnega prenosa energije. Po klasični predstavi je sila na delec pač vedno pravokotna na vektor hitrosti delca. Zato se energija delcev ne spreminja, magnetno polje pa ne troši energije za delovanje na plazmo.

Oglejmo si nekoliko podrobneje, kakšno informacijo o polju delci pravzaprav sprejemajo. No, gre pač za prostorske in časovne simetrijske lastnosti magnetnega polja. Magnetno polje je *časovno liha količina*, kar pomeni, da utрпи spremembo predznaka, če času fiktivno obrnemo smer. Po prostorskih lastnostih pa je magnetno polje, izraženo v obliki njegove gostote $\mathbf{B}$, *aksialni vektor*. Nehomogeno polje poleg tega vsebuje še dodatne prostorske določitve.

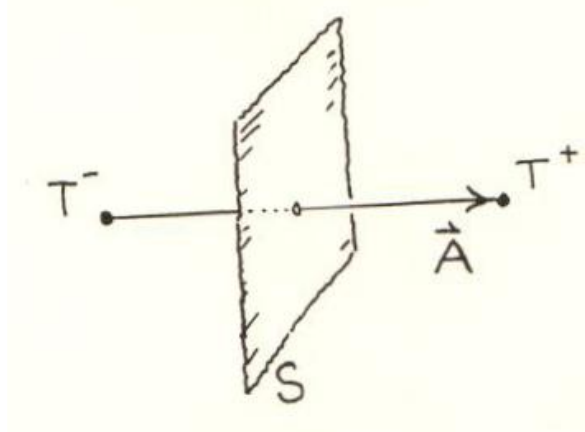
Sliko magnetnega polja v prostoru lahko enako dobro kot z gostoto $\mathbf{B}$ podajamo tudi z *vektorskim potencialom* $\mathbf{A}$. Z običajnim privzetkom, da je $\text{div } \mathbf{A} = 0$ (*solenoidalni vektorski potencial*) je polje $\mathbf{A}$ povsod enolično določeno, če le poznamo polje $\mathbf{B}$ v vsem prostoru. Morda se navidez zdi, da v nekaterih primerih obstaja več možnih rešitev solenoidalnega vektorskega potenciala, npr. za primer homogenega magnetnega polja. Navidezne večličnosti ne bi bilo, če bi res poznali polje $\mathbf{B}$ v celotnem prostoru : Povsod ne more biti homogeno, saj so magnetne silnice sklenjene.

Tudi obratno drži: Iz vektorskega potenciala $\mathbf{A}$ lahko enolično določimo gostoto $\mathbf{B}$. Torej ni važno, ali izrazimo magnetno polje v obliki $\mathbf{A}$ ali $\mathbf{B}$ – v obeh primerih slika polja vsebuje natanko isto informacijo, ki pa se pokaže šele iz slike polja v celotnem prostoru.

Vemo, da homogeno magnetno polje vpliva na delce v razredčeni plazmi : krožijo. V tem kroženju najdemo vso informacijo o vektorju $\mathbf{B}$ (časovno lih aksialni vektor). In informacija o vektorju $\mathbf{A}$? Ta je razvidna šele iz informacije o polju $\mathbf{B}$ v celotnem prostoru. Če imajo delci možnost, da med zaporednimi trki prepotujejo dovolj veliko območje prostora (tolikšno, da v njem nehomogenost polja že pride do izraza), tedaj delci hkrati z informacijo o vektorskem polju $\mathbf{B}$ sprejemajo in izražajo tudi informacijo o vektorskem polju $\mathbf{A}$ – obe informaciji sta namreč v območju celotnega polja identični.

Če torej preidemo na celoten prostor, lahko povzamemo, da delci ne izražajo samo informacije o časovno lih aksialnem vektorju $\mathbf{B}$ (znano »kroženje« delcev), temveč prav tako tudi informacijo o časovno lih polarnem vektorju $\mathbf{A}$.

Vsak polarni vektor pa lahko določimo z dvema točkama T^- in T^+ (slika 2), ki ležita vzdolž njega in sta v neki lastnosti različni, v strogem smislu pravzaprav celo nasprotni. Sistem dveh takih točk ima namreč iste simetrijske lastnosti kot polarni vektor.



Slika 2.

Vsako časovno liho količino pa se da določiti s časovnim odvodom neke časovno sode količine. Časovno lihi polarni vektor $\mathbf{A}$ torej predstavlja natanko tole:

V točki T^+ obstaja pozitiven časovni odvod neke *časovno sode* fizikalne količine, v točki T^- pa obstaja nasprotno enak, torej negativen odvod iste količine. To je tako, kot da bi ta količina prehajala preko ravnine S na drugo stran – gre torej za tok neke še neznane količine, ki jo prenašajo delci.

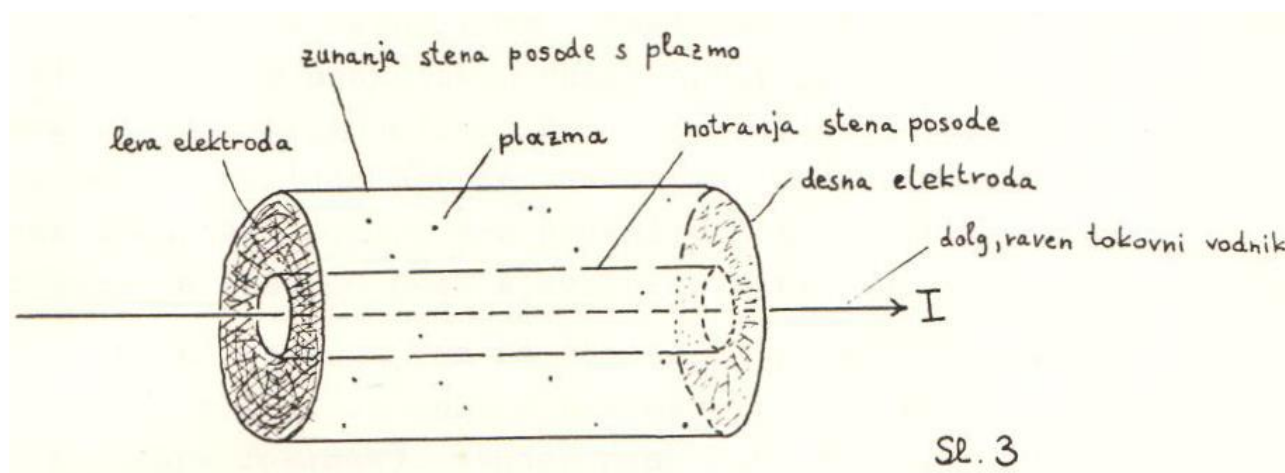
Iz *termodinamike neravnovesnih pojavov* so znani tokovi *aditivnih* količin, ki se v zaprtem sistemu ohranjajo: *električni tok* (prenaša se električni naboj), *difuzija* (prenaša se masa posameznih komponent v mešanici), *toplotni tok* (prenaša se energija). Vendar bi tok $\mathbf{A}$, ki ga obravnavamo, lahko prenašal tudi kako drugačno količino, npr. to, ki je določena takole: Vsi tisti delci, ki

prehajajo skozi ravnino S v določeni smeri, se odlikujejo od delcev, ki potujejo v nasprotni smeri, po ukrivljenosti trajektorije ali po dolžini povprečne proste poti med zaporednimi trki. V teh dveh primerih se primarno ne prenaša aditivna količina, temveč neka bolj zapletena lastnost (zato jo o »prenašanju« pravzaprav težko govoriti).

Ker nam simetrijski razlogi sami ne povejo, za katero lastnost gre, bomo obdelali konkreten primer: gibanje delcev v magnetnem polju ravnega tokovnega vodnika.

4. NASTAVITEV PREPROSTEGA PROBLEMA : GIBANJE DELCEV V MAGNETNEM POLJU RAVNE ŽICE

Po zelo dolgi, ravni žici naj teče *stacionaren* električni tok I , ki ustvarja nehomogeno magnetno polje (slika 3). Plazma je zaprta v prostor med dvema koncentričnima cevema iz dobrega izolacijskega materiala. Tok I teče po geometrijski osi obeh cevi. Na obeh koncih sta še kovinski elektrodi kolobarjaste oblike, ki zapirata plazmo v *toroidni prostor* med obema cevema.



Slika 3.

Ni posebnega vzbujanja plazme od zunaj; ta ostane ionizirana le zaradi visoke temperature sten toroidne posode. Ta temperatura je povsod enaka in se s časom ne spreminja. Tako so ustvarjeni pogoji za *TR* plazme z okolico.

Opisali smo že vse, kar sodi k sistemu. Na delce v plazmi deluje v glavnem le *Lorentzova sila* zaradi magnetnega polja, ki ga ustvari tok I , morda tudi električne sile, ki jih bo treba upoštevati, če se bo pokazalo, da zaradi dogajanj v ravnovesni plazmi spontano nastajajo kaka notranja električna polja v toroidnem prostoru. Poleg tega delci tu pa tam čutijo še kratkotrajne sile kratkega dosega, kadar pač pride do trka med dvema delcema ali ko delec trči ob steno. Sipanje na steni močno prevladuje, kadar je plazma zadosti razredčena. Pokazalo se bo, da smemo v tem primeru interakcije med posameznimi delci zanemariti. In kot smo omenili v prejšnjem poglavju, nas zanima prav ta možnost majhne gostote.

Fizikalni sistem, ki ga tu obravnavamo, se močno razlikuje od tistih, ki jih v *fiziki plazme* navadno raziskujejo. Prva razlika, ki odlikuje naš primer, je velika razredčenost plazme. Povprečna pot delcev je večja od dimenzij posode. Druga odlika je popolno termodinasko ravnovesje plazme s celotnim sistemom. (Vsekakor ta pogoj predstavlja največjo težavo pri dejanski izvedbi poskusov te vrste.) Tretja skrivnost je v ravno prav močnem magnetnem polju : Največ informacije o njem lahko delci nabirajo tedaj, ko je polmer magnetne upognjenosti njihovih trajektorij primerljiv s polmerom

toroidne posode. Ta pogoj je izpolnjen le v šibkem magnetnem polju, kar pomeni, da je v praksi treba zelo paziti na zaščito pred številnimi motilnimi vplivi na plazmo.

Zato kljub temu, da so obnašanje plazme v prostoru okoli električne žice že veliko raziskovali (zlasti v zvezi s projekti tipa *Tokamak*), vendar niso niti malo osvetlili problema, ki nas na tem mestu zanima. Torej se bomo lotili stvari od začetka.

Pojav se da do neke mere obdelati teoretično. Če spočetka zanemarimo interakcijo med več delci, lahko napišemo gibalno enačbo, ki upošteva *magnetno* in *električno* silo na posamezen delec. Ta enačba določa delcu trajektorijo med dvema zaporednima trkoma. Za proste delce v šibkih poljih je povsem zadovoljiv klasični opis. Ta enačba ima v *IS* sistemu enot torej obliko:

$$\mathbf{r}'' = (e/m) \cdot (\mathbf{r}' \times \mathbf{B} + \mathbf{E}) \quad (4)$$

Vektor $\mathbf{r}$ je krajevni vektor (x, y, z). Črtice (') pomenijo enkratno ali dvakratno odvajanje po času, e je električni naboj delca, m njegova masa, $\mathbf{B}$ in $\mathbf{E}$ pa sta vektorja gostote magnetnega polja in jakosti električnega polja.

Polje $\mathbf{B}$, ki deluje na delec, je določeno s trenutno oddaljenostjo delca do žice (sklalnarni radij r , ki ga ne mešamo z gornjim vektorjem $\mathbf{r}$, kajti vsi vektorji so tu zapisani *krepko*). Ko to upoštevamo, vektorska enačba (4) razpade na sistem treh skalarnih enačb:

$$x'' = (e/m) \cdot [-b x z' / (x^2 + y^2) + E_x] \quad (5a)$$

$$y'' = (e/m) \cdot [-b y z' / (x^2 + y^2) + E_y] \quad (5b)$$

$$z'' = (e/m) \cdot [b (x x' + y y') / (x^2 + y^2) + E_z] \quad (5c)$$

Parameter b je sorazmeren toku I , ki povzroči magnetno polje:

$$b = \mu_0 I / (2\pi) , \quad (6)$$

količine E_x, E_y, E_z pa so komponentne električnega polja. Os z leži v žici, v smeri toka I .

Če ni električnega polja ($\mathbf{E} = 0$), je sistem enačb (5) moč rešiti analitično [6]. Rešitev je neka funkcija $z = z(r)$, ki določa trajektorijo delca in se izraža z določenim integralom

$$z = z_0 + \int_{r_0}^r [v_{z0} + (eb/m) \cdot \ln(r/r_0)] \cdot \{ v_0^2 - (r_0 v_{\phi 0} / r^2) - [v_{z0} + (eb/m) \cdot \ln(r/r_0)]^2 \}^{-1/2} \cdot dr \quad (7)$$

(Opomba: V tej enačbi je verjetno še neka napaka, ker se v enem členu fizikalne enote ne izidejo. Vendar te enačbe v nadaljnjem besedilu nisem uporabljal.)

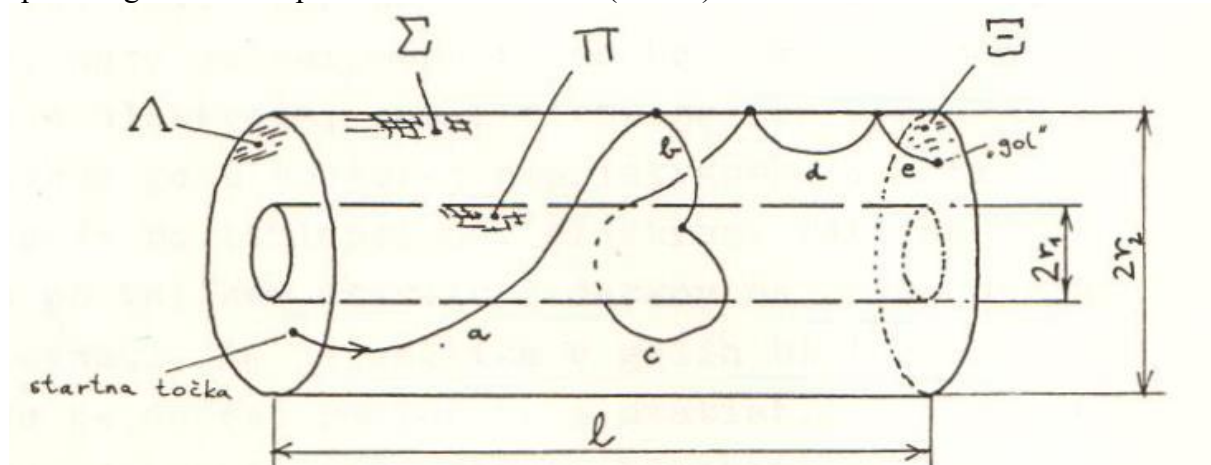
Dobljena rešitev je seveda odvisna od začetnih pogojev : začetne razdalje do žice (r_0) in začetne hitrosti $\mathbf{v}_0 = (v_{r0}, v_{\phi 0}, v_{z0})$. Pokaže se (pri računalniški simulaciji, glej spodaj), da magnetno polje delec ujame, tako da se motovili po prostoru, omejenem z neko minimalno in neko maksimalno oddaljenostjo do žice. Nas pa zanima zlasti Δz , to je razdalja, ki jo delec med dvema zaporednima trkoma s steno prepotuje v smeri osi z , torej v smeri od ene elektrode k drugi.

Če bi hoteli videti, ali plazmo, ki je v *TR* s stenami posode, nehomogeno magnetno polje nekam zanaša, npr. v smeri osi z (in se s tem rodi hipotetični tok $\mathbf{j}$ v plazmi), bi bilo treba poiskati povprečje $\langle \Delta z \rangle$ po vseh možnih stanjih v *TR*, torej po vseh možnih začetnih pogojih. Ti so določeni v trenutku, ko delec starta z neke točke na steni. *Hitrostna porazdelitev* je tedaj *Bolzmannova*.

Analitično se tega povprečja ne da izračunati. Iz tega razloga in pa zato, da bi lahko upoštevala še morebitni vpliv električnega polja ter interakcij med delci, sva se z *Milanom Hodoščkom*, ki je razvil ustrezne računalniške programe, lotila računalniške simulacije gibanja nabitih delcev v razredčeni plazmi.

5. RAČUNALNIŠKA SIMULACIJA GIBANJA DELCEV POTRJUJE HIPOTEZO O NASTANKU TOKA

V večjem delu programov je računalnik računal trajektorijo enega samega nabitega delca, spuščenega v toroidni prostor okoli ravne žice (slika 4).



Slika 4 : Toroidni prostor okoli ravne žice je omejen s sklenjeno ploskvijo (»steno«), katere deli so po vrsti označeni Λ , Ξ , Π , Σ (leva in desna elektroda, notranja cev, zunanja cev).

Na začetku je delec startal iz neke na slepo izbrane točke na eni od elektrod, tako da je bila verjetnostna porazdelitev delcev po vsej elektrodi konstantna. Tudi komponente začetne hitrosti so bile določene na slepo, vendar tako, da je verjetnostna porazdelitev vseh možnih hitrosti bila *Bolzmannova*. Temperatura sten določa povprečje kvadrata hitrosti $\langle v_0^2 \rangle$ v tej porazdelitvi.

Ko delec zapusti steno, se ravna po sistemu enačb (5) in prepotuje trajektorijo *a* (glej sliko). Za rešitev tega sistema sva uporabila metodo *Bobkova* [7]. Ta metoda je od klasične metode *Runge-Kutta* boljša zato, ker se napake pri zasledovanju poti delca ne seštevajo, pač pa se spovprečijo. Korak poti lahko petkrat povečamo in vendar ohranimo tako natančnost, kot je pri metodi *Runge-Kutta* – s tem pa nekajkrat skrajšamo čas računanja.

Prej ali slej delec znova trči ob steno. Če je to območje Π ali Σ (izolator), se delec takoj siplje na steni, in sicer tako, da popolnoma pozabi na prejšnjo gibalno količino, kar je še najbližje fizikalni realnosti. Torej se delcu določi novo začetno hitrost in ves postopek se nadaljuje (trajektorije *b*, *c*, ... – glej sliko), dokler nabiti delec ne pristane na eni od obeh kolobarjastih elektrod (območje Λ ali Ξ). V tem trenutku se zabeleži gol na eni ali drugi strani.

Zamislila sva si, da je plazma zelo redek *elektronski plin*, ki nastane zaradi *termične emisije* s sten in je z njimi v *TR*. Vsi deli sten naj imajo enako izstopno delo za elektrone, zato je verjetnost, da bo nek elektron izhlapel iz leve elektrode, enaka tisti za izhlapevanje iz desne. Po vsakem голу se torej nepristransko določi, iz katere elektrode bo izhlapel nov elektron. Tako se igra ponavlja, in po velikem številu zadetkov na vsaki strani se utegne pokazati, da je razlika v golih bistveno prevelika in se je ne da več razložiti s statističnimi fluktuacijami. To pa je morda ravno tisti hipotetični tok v plazmi.

A pot do te potrditve je še dolga, kajti zelo je treba paziti, da se v simulaciji upošteva vse, kar bi se dogajalo v resnični plazmi in bi bistveno vplivalo nanjo. Na take nevarnosti bova opozarjala sproti, ko jih bo najlaže ugnati.

Vse potrebne parametre bova izražala v brezdimenzijski obliki. Najprej opiševa tako imenovani »osnovni primer«, ki je določen z naslednjimi podatki

$$e/m = 1 \quad (8a)$$

$$\langle v_0^2 \rangle = 1 \quad (8b)$$

$$b = 1 \quad (8c)$$

$$2 r_1 = 1 \quad (8d)$$

$$2 r_2 = 3 \quad (8e)$$

$$\ell = 4 \quad (\text{dolžina cevi}) \quad (8f)$$

$$E_x = E_y = E_z = 0 \quad (8g)$$

Ni težko pokazati, da je pri teh podatkih polmer toroidne posode približno enako velik kot polmer magnetne upognjenosti elektronskih trajektorij. V nadaljnjem bodo vsi podatki, ki ne bodo eksplicitno podani, taki kot pri *osnovnem primeru*.

Pri osnovnem primeru je razmerje med površinama zunanje in notranje cevi enako 3. Zato v *TR* z območja Σ izhlapeva trikrat več elektronov kot z območja Π . Tudi prileteti jih mora (v stacionarnem stanju) trikrat več, kajti ti steni sta iz izolacijskega materiala.

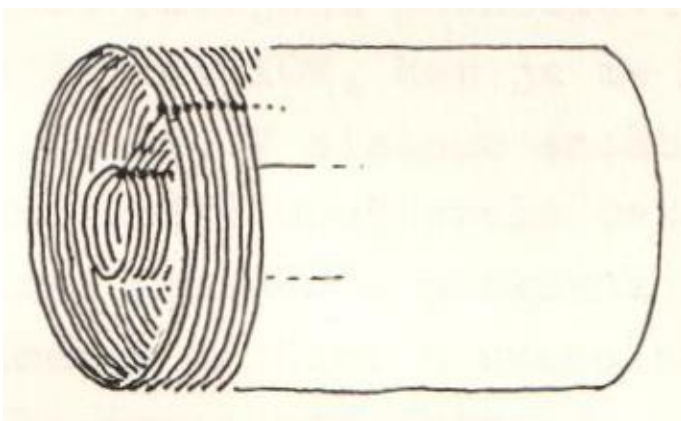
Simulacija pa je pokazala, da temu ni tako. Ustrezno razmerje trkov je bilo nekoliko večje kot 3 (približno 4). To pomeni, da zaradi primanjkljaja elektronov na notranji cevi nastane neko radialno električno polje (E_r), ki vleče delce bolj k notranji steni, tako da je ustrezno razmerje trkov natanko 3. Ta varianta z radialnim električnim poljem naj se imenuje *varianta A* :

$$E_x = x E_0 / \sqrt{(x^2 + y^2)} \quad (9a)$$

$$E_y = y E_0 / \sqrt{(x^2 + y^2)} \quad (9b)$$

$$E_z = 0 \quad (\text{za osnovni primer}) \quad (10)$$

Poskusila sva tudi z drugim načinom (slika 5). Pri tej geometriji izvedbe lahko v plazmi nastane električna napetost le v smeri osi z (pri osnovnem primeru je ni), v radialni smeri pa ni električnega polja, zaradi kratkega stika med notranjimi in zunanji obročki. Ko elektron trči ob kak notranji ali zunanji obroček, lahko izhlapi nazaj v vakuum iz notranjega (verjetnost $1/4$) ali iz zunanjega obročka (verjetnost $3/4$). To je *varianta B*.



Slika 5 : Obe cevi sta sestavljeni iz velikega števila tankih prevodnih obročkov, ki so medsebojno izolirani. Komplanarni obročki so povezani z žicami, ki so na sliki zaradi preglednosti speljane kar skozi prostor s plazmo.

Podobno sva primerjala tudi število elektronov, ki trčijo na območje Λ ali Ξ , s številom tistih delcev, ki pridejo na območje Π ali Σ . Tudi to razmerje ni bilo popolnoma pravo (osnovni primer, varianta

B: razmerje 0,27 namesto 0,33), kar pomeni, da kolobarjasti elektrodi pri uravnovešeni termični emisiji ne bi dobili nazaj vseh elektronov. Tega razmerja nisva popravljala z nekim novim električnim poljem, kajti slika tega polja med ustreznimi območji sten ne bi bila preprosta. V poštev bi torej prišla neka analogija variante B: Zdaj bi bila vsa štiri območja (stene Λ , Ξ , Π , Σ) iz prevodnega materiala in vsa bi bila med sabo kratko sklenjena. Tega nisva napravila, ker bi se pri taki izvedbi morala odpovedati električnemu polju v smeri osi z , katerega vpliv na plazmo sva kasneje proučevala. Naredila sva nekaj drugega, in sicer to, da sva problem preprosto obšla. Analize obnašanja posameznih delcev so naju uverile, da omenjena nepokrita izguba elektronov ne odloča o tem, ali hipotetični tok v plazmi nastane ali ne. Pojavi ob elektrodah le kvantitativno vplivajo na velikost tega toka. V tem pogledu so bili še posebej prepričljivi rezultati simulacije gibanja delcev v neskončno dolgi dvojni cevi, o čemer bo še govora proti koncu tega poglavja. V tem primeru sta elektrodi zelo oddaljeni in zato pojavov v njuni bližini ni treba upoštevati. Ocenila sva, da je napaka zaradi omenjene poenostavitve v vseh najinih primerih bila manjša kot 10 %, kar je že pod statistično napako najinih izračunov. V sistemu enačb (5) sva torej v okviru najine natančnosti upoštevala taka električna polja, kot bi dejansko nastala v poskusni napravi. Tako npr. za osnovni primer v inačici B smemo zapisati, da je povsod $E = 0$, če le imajo vse notranje površine enako izstopno delo za elektrone.

Na tem mestu se lahko vprašamo, ali smemo razredčeno plazmo prezentirati z enim samim nabitim delcem. Kratek račun pokaže, da (pri izmerah laboratorijske velikosti) smemo zanemariti interakcije med delci v plazmi vse tja do gostote delcev $n \approx 10^{10} \text{ m}^{-3}$. V enem primeru sva upoštevala še izotropno sipanje na sosednjih delcih plazme, ki se približajo obravnavanemu delcu v slučajno izbranih trenutkih. Ker so bili ti trki redki, spremembe v nastalem toku seveda nisva opazila.

Bolj pomembno je vprašanje, ali so rezultati za en sam delec, spovprečeni po dovolj dolgem času (to sva računala), identični s povprečjem po velikem številu delcev. Ker se naš delec svobodno sprehaja po toroidnem prostoru in sčasoma obišče vse kraje, ki bi jih sicer zasedali številni drugi delci, je ta predpostavka očitno upravičena.

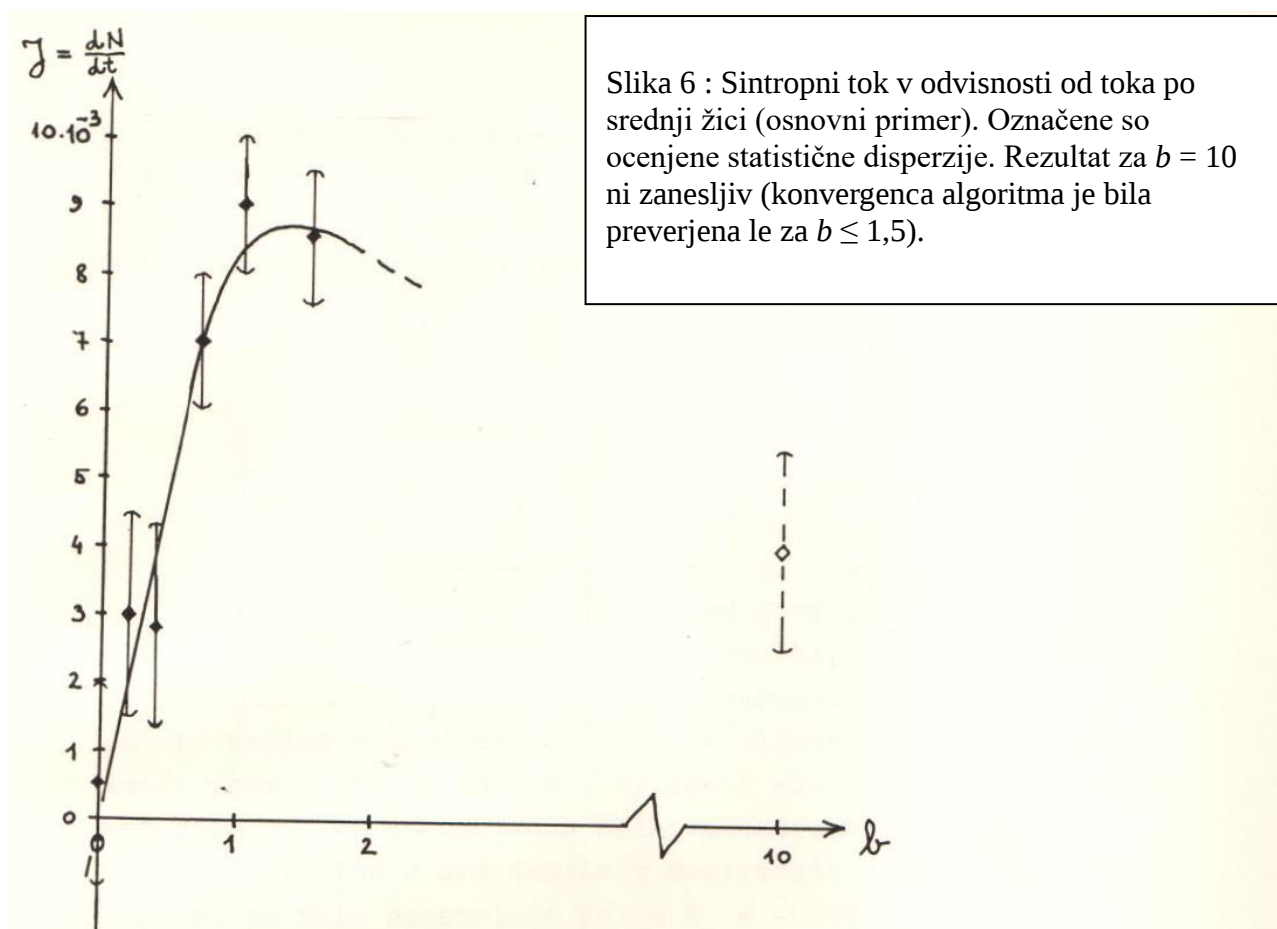
Čas računanja je bil zelo dolg. Število trkov delca ob steno je bil približno $1 \cdot 10^4$, tako v osnovnem primeru kot v primerih z drugačno izbiro vstopnih podatkov. Risala sva razliko »golon« ($N_{\Xi} - N_{\Lambda}$) v odvisnosti od brezdimenzijskega časa t . Po tisoč trkih se je že začelo kazati, da razlika N izstopa iz statističnih fluktuacij. Odvod $J = dN/dt$ zglajene funkcije $N(t)$ je bil različen od 0. S tem je bila potrjena hipoteza o nastanku toka, ki ga imenujemo *sintropni tok*.

(Opomba: Takrat sem to imenoval *dimentropni tok*. Ta beseda se tu pojavi na nekaterih slikah iz tistega časa. V pričujočem prepisu pa sem to preimenoval v *sintropni tok*, ker se je ta izraz nekoliko kasneje začel uveljavljati tudi drugod po svetu.)

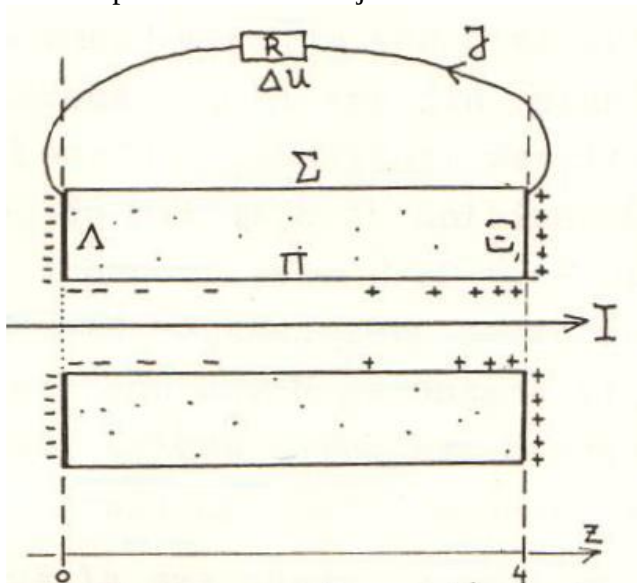
Osnovni primer sva obdelala v obeh variantah, A in B. Pri varianti A sva morala najprej določiti pravilno velikost konstante E_0 v enačbah (9). S poskušanjem sva prišla do rezultata $E_0 = -0,045 \pm 0,005$. Nato sva primerjala tok J pri obeh variantah: $J = (8 \pm 2) \cdot 10^{-3}$ (varianta A), $J = (9 \pm 1) \cdot 10^{-3}$ (varianta B). Torej tudi radialno električno polje ne vpliva bistveno na tok. Vse ostale primere sva potem obdelovala samo v inačici B. Nekateri rezultati, prikazani na sliki 6, so potrdili naslednja predvidevanja:

- ❖ Sintropni tok je *liha funkcija* gostote magnetnega polja oziroma parametra b . Tako je npr. za $b = +0,7$ sintropni tok $J = +(7 \pm 1) \cdot 10^{-3}$; za $b = -0,7$ pa je $J = -(7 \pm 1) \cdot 10^{-3}$. Če je $b = 0$, je seveda tudi $J = 0$. Smer nastalega toka J je ista kot smer toka I , ki formira magnetno polje.
- ❖ Tok J je ekstremen pri $b \approx 1$. Tedaj je polmer magnetne upognjenosti elektronskih trajektorij približno enak polmeru toroidne posode, zato elektroni na svoji poti nabirajo največ informacije o nehomogenem magnetnem polju.

- ❖ Če je magnetno polje zelo šibko ($b \ll 1$), je odvisnost $J(b)$ verjetno približno linearna. Če pa je polje premočno ($b \gg 1$), se funkcija $J(b)$ asimptotično bliža vrednosti 0.



V naslednjem koraku sva se odpovedala pogoju $E_z = 0$, torej kratkemu stiku med elektrodama Λ in Ξ . Med elektrodi sva vezala ohmski upornik R (slika 7), tako da je sintropni tok J moral premagovati neko napetost ΔU . Homogenost električnega polja med elektrodama sva dosegla s trikom : v mislih sva obe elektrodi na zunanji strani podaljšala (črtkano na sliki) in površino Π nabila s primernim el. nabojem.

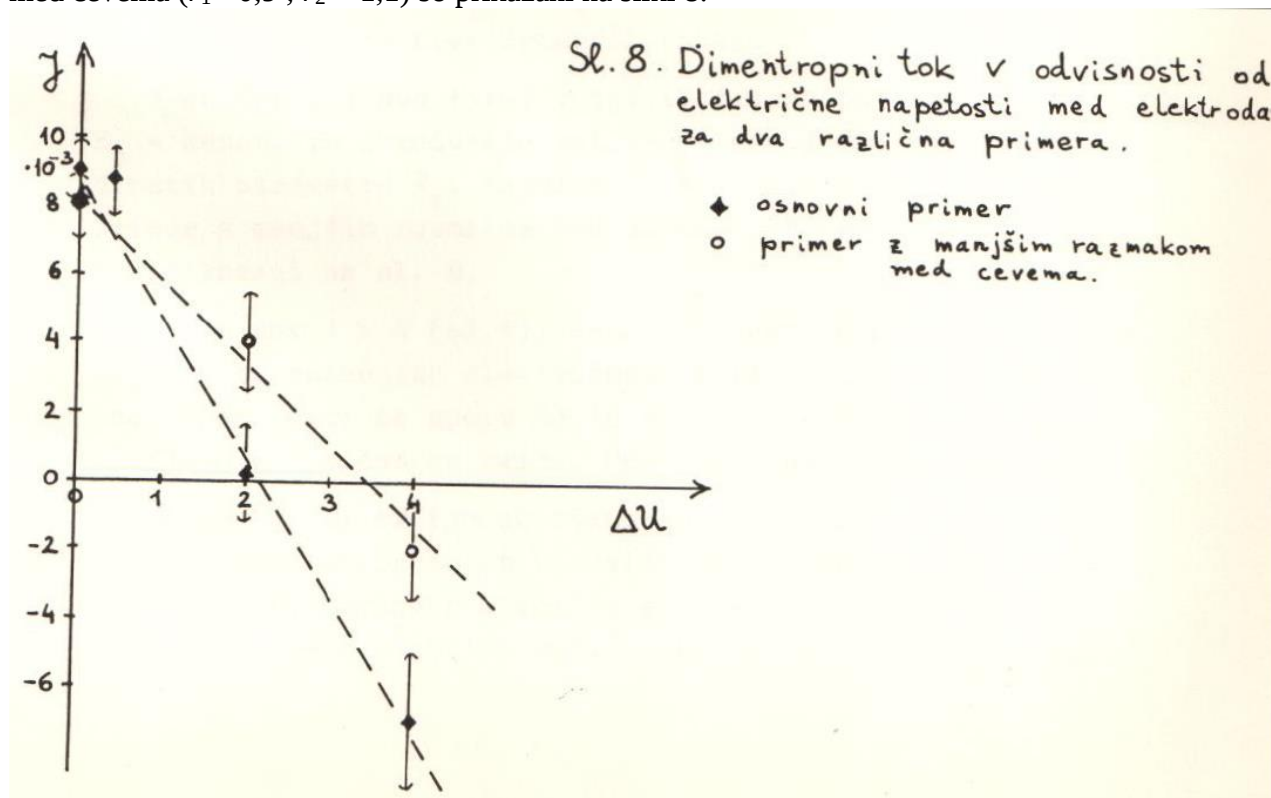


Slika 7.

To je izvedljivo le v varianti A, a sva kljub temu računala z varianto B, ki daje (v okviru najine natančnosti) enake rezultate. Poleg tega sva kmalu ugotovila, da na tok J vpliva v glavnem le napetost med elektrodama in ne točna slika električnega polja. Na primer, enak tok J sva dobila v naslednjih dveh primerih:

V prvem je bilo električno polje $E_z = -0,05$ homogeno na vsem intervalu $z = (0; 4)$, v drugem (»primer z dvema mrežicama«) pa je bilo polje E_z taka funkcija koordinate z :
 $E_z = -0,2$ na intervalu $z = (0; 0,5)$,
 $E_z = 0$ na intervalu $z = (0,5; 3,5)$,
 $E_z = -0,2$ na intervalu $z = (3,5; 4)$.
 Napetost ΔU je v obeh primerih enaka.

V enačbe (5) sva torej vstavila fiksne podatke $E_x = E_y = 0$; $E_z = \text{konst.}$, in izračunala velikost toka J pri raznih vrednostih parametra E_z . Rezultati za osnovni primer in za primer z manjšim razmakom med cevema ($r_1 = 0,9$; $r_2 = 1,1$) so prikazani na sliki 8.



Slika 8 :

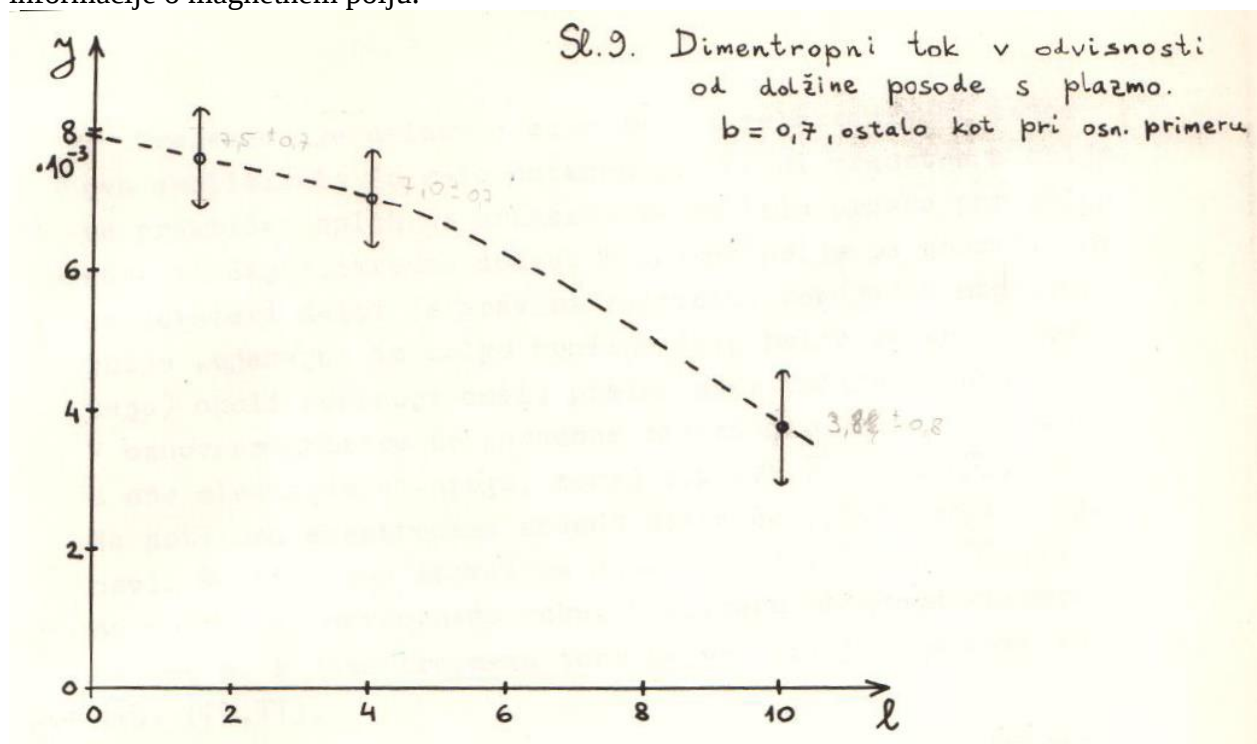
Sintropni tok v odvisnosti od električne napetosti med elektrodama, za dva različna primera.

- ◆ osnovni primer,
- primer z manjšim razmakom med cevema.

Če je tok $J > 0$ (slika 8), delci v plazmi v povprečju potujejo *proti* zunanjemu električnemu polju (ki nastane zaradi padca napetosti na uporu R) in zato v električnem polju izgubljajo kinetično energijo. Opazovala sva povprečje $\langle v^2 \rangle$ vseh delcev, ki trčijo ob stene, in ugotovila, da je padlo pod 1. Šele stene zopet termalizirajo plazmo, tako da je za delce, ki ravnokar startajo s stene, zopet $\langle v^2 \rangle = 1$. To pomeni, da električna moč, ki se troši na uporniku R , prihaja iz *notranje energije* sten posode s plazmo. V naslednjem poglavju bo z natančnejšo analizo energetskih razmer ovržena vsaka druga možnost.

Če razmak med obema koncentričnima cevema ($r_2 - r_1$) bistveno zmanjšamo, se tok J ne spremeni (glej sliko 8, pri $\Delta U = 0$). Med parametri, ki sva jih spreminjala, pa je bila tudi dolžina posode ℓ .

Nekateri rezultati, prikazani na sliki 9, kažejo na to, da pri majhnih dolžinah ℓ vrednost toka J limitira proti vrednosti $J \approx 8 \cdot 10^{-3}$. Povprečna prosta pot delcev je tedaj zelo majhna, zato je pogostnost trkov s stenami velika. Razlika zadetkov N pa ostane kljub temu praktično nespremenjena, bržčas zato, ker na zelo kratki prosti poti delci še ne morejo sprejeti zadostne informacije o magnetnem polju.

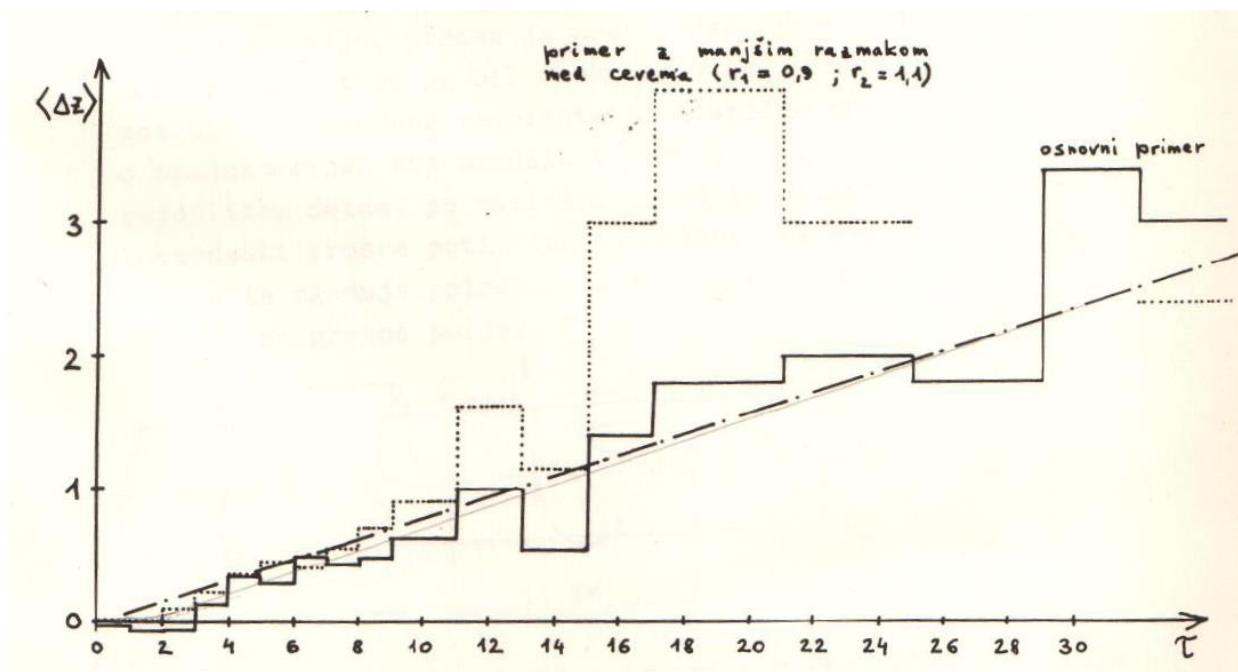


Slika 9 :

Sintropni tok v odvisnosti od dolžine posode s plazmo ($b = 0,7$; ostalo kot pri osnovnem primeru).

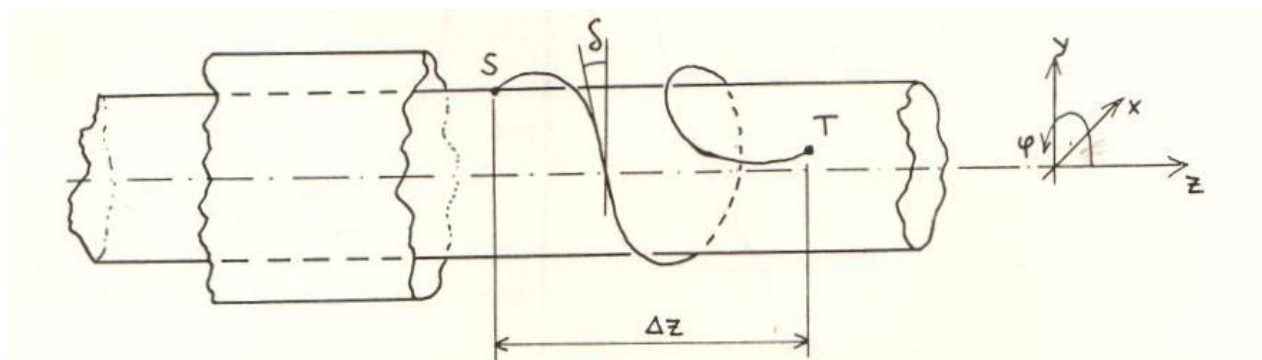
Skušala sva zvedeti nekoliko več o tem, kako je efekt odvisen od proste poti delcev. Iz neke točke v bližini tokovnega vodnika sva izotropno v vse smeri poslala 12 delcev (v smereh proti ogliščem *ikozaedra* s startno točko v središču), tako da so imeli vsi enako absolutno začetno hitrost, in opazovala povprečni premik $\langle \Delta z \rangle$ vseh dvanajstih delcev. Bil je (za $t \ll 1$) približno sorazmeren s *peto potenco* časa potovanja (t) oziroma proste poti. Ta odvisnost je seveda drugačna, ko obravnavamo razmere v *TR* : Relaksacijski čas je tedaj reda velikosti enote, upoštevati pa je treba tudi vse možne začetne točke in hitrosti.

Torej sva se spet vrnila k »osnovnemu« in sorodnim primerom, vendar sva tokrat rezultate za trajektorije med dvema zaporednima trkoma sortirala po relaksacijskem času τ in po premiku $\langle \Delta z \rangle$, ki ga je delec v tem času prepotoval. Slika 10, ki prikazuje urejene statistične podatke za dva primera, nas prepriča o tem, da je »efekt usmerjanja delcev z magnetnim poljem« tem bolj izrazit, čim več časa ima delec na voljo, da čuti magnetno polje. Zato prispevajo k sintropnemu toku predvsem delci z izrazito dolgim relaksacijskim časom. Povprečni relaksacijski čas je $\langle \tau \rangle = 1,5$ (za osnovni primer). Samo 1 % izračunanih trajektorij se odlikuje z relaksacijskim časom $\tau \geq 17$, a kljub temu ta majhen delež da kar 50 % sintropnega toka ! V primeru manjšega razmaka med stenama pa so ustrezne količine : $\langle \tau \rangle = 0,5$; 2,5 % delcev ima $\tau \geq 4$ in da 60 % sintropnega toka.



Slika 10 : Povprečna razdalja, ki jo posamezen delec v času med dvema zaporednima trkoma s steno (čas τ) prepotuje v smeri osi z . V intervalu $3 \leq \tau \leq 11$ je očitna linearna zveza: $\langle \Delta z \rangle \approx 0,075 \tau$. Za $\tau > 11$ postane disperzija velika zaradi premajhnega števila delcev z dolgim relaksacijskim časom τ .

Trajektorije delcev z zelo dolgim relaksacijski časom sva analizirala še malo natančneje. Če ni magnetnega polja, se praktično sploh ne primeri, da bi bila prosta pot delca kdaj slučajno izredno dolga. Magnetno polje pa poskrbi, da se nekateri delci (s pravimi začetnimi pogoji) v magnetno polje »ujamejo« in dolgo krožijo (ali bolje rečeno: opletajo) okoli notranje cevi, preden spet trčijo ob steno. V osnovnem primeru so pomembna zlasti direktna potovanja z ene elektrode na drugo, torej tip (Λ, Ξ) ali (Ξ, Λ) . Na poti med elektrodama seveda delec še opleta okoli ožje cevi. Razlika med številoma dogodkov (Λ, Ξ) in (Ξ, Λ) že dá večino sintropnega toka. V primeru manjšega razmaka med cevema pa k sintropnemu toku največ prispevajo potovanja tipa (Π, Π) .



Slika 11. Med dvema zaporednima trkoma a steno delec prepotuje pot od S do T in pri tem v smeri osi z spremeni svoj položaj za Δz , azimutalno pa za $r \cdot \Delta \varphi$.

Nazadnje sva obravnavala še neskončno dolg par koncentričnih cevi ($\ell \rightarrow \infty$), med katerima je plazma v TR s stenama. Elektrod tu ni, zato nisva štela golov, temveč sva opazovala potovanje velikega števila delcev ($N = 8000$) v smeri osi z . Ti delci startajo z notranje ali zunanje cevi, in pustila sva jih potovati do prvega naslednjega trka. Če ni bilo električnega polja (varianta B, $E_z = 0$), se je marsikateri delec izredno dolgo časa motovilil po magnetnem polju, preden je spet zadel ob eno od cevi. Premik Δz teh jadralcev je bil v skoraj vseh primerih izrazito pozitiven. Nekatere rezultate statistične obdelave podatkov o trajektorijah sva uredila v tabelo (Tabela 1), ki

prikazuje porazdelitev delcev po aksialni (Δz) in azimutalni ($r \cdot \Delta\varphi$) komponenti proste poti (glej še komentar pri sliki 11). Zaradi azimutalne simetrije je prikazana le zgornja polovica tabele ($\Delta\varphi > 0$). Na mestu ničel so puščena prazna polja.

$\Delta\varphi \backslash \Delta z$	1,6	1,4	1,2	1,0	0,8	0,6	0,4	0,2	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	2,4	2,6	2,8	3,0	3,2	ΣN
>2														2		2	2	3		2	2	1		2		16
2,0													1	1	1	1	1									5
1,8															2	2										4
1,6												2	5	1	2	3	1	1	1		1					17
1,4										1	5	7	6	2	4	1		2	1							29
1,2																										63
1,0						3	5	9	15	8	8	4	2	6	1	2										144
0,8					4	4	13	14	19	10	21	9	6	7	2	1	2	1		1						169
0,6			1	3	7	13	18	23	20	26	27	20	10	8	7	4	1	1								394
0,4			3	4	12	12	29	46	79	88	49	35	19	8	5	2	2	1								928
0,2		1	2	8	14	24	58	128	245	233	118	52	24	8	7	4		2								2231
0	2	5	3	9	25	83	250	785	720	230	75	26	7	3	6	2										4000
ΣN	0	3	11	18	46	78	214	466	1157	1093	458	208	101	44	41	25	12	11	5	1	3	2	1	0	2	4000

Tabela 1 :

Porazdelitev delcev po intervalih ($\Delta_1\varphi$, $\Delta_2\varphi$) in (Δ_1z , Δ_2z). Vseh delcev, ki v TR startajo z notranje ali zunanje cevi neskončne dolžine, je 4000. Parametri: $r_1 = 0,9$; $r_2 = 1,1$; $\langle v^2 \rangle = 1$; $b = 0,7$; $E = 0$.

Težišče vsake vrstice v tabeli (torej $\langle \Delta z \rangle$, ki je funkcija azimuta $\Delta\varphi$), leži v bližini vrisane poševne črte. Kot vidimo, sta položaj in nagib te črte taka, da premica predoča približno sorazmerje $\langle \Delta z \rangle \approx 0,9 \cdot |\Delta\varphi|$, to pa nam da neko informacijo o obliki trajektorij. Za delce z dovolj dolgo prosto potjo (bistveni so ravno taki delci, glej npr. sliko 12) so to bolj ali manj izrazite vijačnice z naklonskim kotom δ (glej sliko 11) :

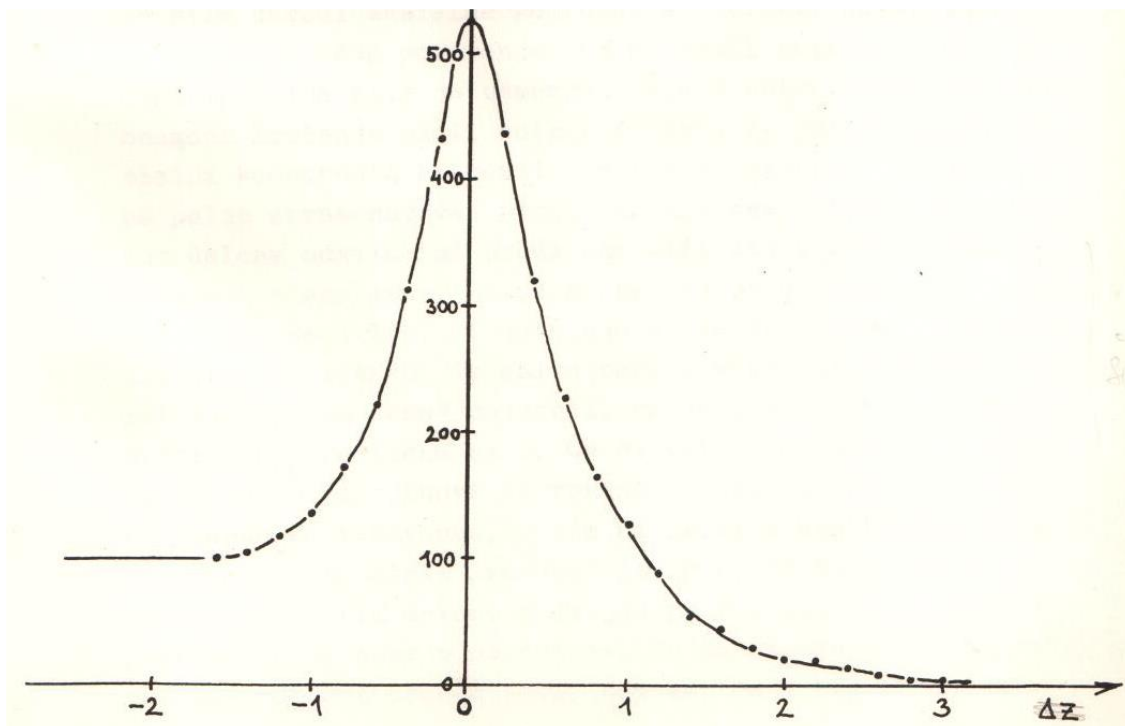
$$\delta = \arctg [\langle \Delta z \rangle / (r \cdot \Delta\varphi)] \approx 40^\circ$$

Računi so bili opravljeni tudi za primer z aksialnim električnim poljem ($E_z = -0,05$, delci potujejo nasproti el. polju in torej izgubljajo kinetično energijo). V tem primeru je sintropni tok padel na $\frac{1}{2}$ prvotnega in seveda prav tako tudi $\lg \delta$ (primerjaj sliko 8). Kot δ je odvisen tudi od parametra b .

Vektor hitrosti nekega tipičnega jadralca se v ozkem prostoru med obema cevema razstavi v glavnem le na aksialno in azimutalno komponento, ki se približno ohranjata v času med dvema trkoma, tako da je kot δ v tem času konstanten. Azimutalna komponenta ne prispeva k Lorentzovi sili, medtem ko sila zaradi aksialne komponente hitrosti povzroči kroženje (oziroma vijačno potovanje) delca okoli notranje cevi. Ta centripetalna sila je usmerjena proti notranjosti (in zato omogoča kroženje okoli notranje cevi) le pri pozitivni aksialni komponenti hitrosti ; delce z negativno komponento pa polje obrne navzven proti zunanji cevi. Torej je prosta pot delcev odvisna od predznaka aksialne hitrosti v_z . Tisti delci, ki gredo v eno smer, se po magnetnem polju zapeljejo daleč, medtem ko se delci, ki potujejo v nasprotno smer, hitreje sipljejo na stenah. Ta *anizotropija* v prosti poti (in v relaksacijskem času) povzroči, da je povprečna hitrost delcev $\langle v_z \rangle$ različna od 0. Če bi vsi delci startali istočasno, bi bila njihova hitrostna porazdelitev kratek čas po startu še izotropna, a čim bi delci s kratkim relaksacijskim časom začeli izpadati iz igre, bi se povprečje $\langle v_z \rangle$ prevesilo v prid delcem z daljšo prosto potjo in torej s privilegirano smerjo potovanja. To je bistveni mehanizem nastanka sintropnega toka. Zdi se, da v tem mehanizmu igrajo pomembno vlogo tudi topološke lastnosti posode, v katero je plazma zaprta (v tem primeru torus).

Stranska opomba: Vendar pa je povprečje $\langle v_z \rangle$ tik pred ponovnim sipanjem ob steno (za različne delce je treba upoštevati v_z v različnih trenutkih, namreč tik pred sipanjem) v inačici A celo ponovno 0, kljub temu, da se delci v celoti pomikajo v aksialni smeri. V inačici B se to povprečje zaradi vpliva radialnega toka vendarle razlikuje od 0.

Slika tokovnic je zares nekoliko bolj zapletena. V inačici B nastaneta dva sintropna tokova, aksialni in radialni, ki sta med seboj sklopljena. Vendar to ni bistveno za osnovno razumevanje vzroka za nastanek pojava, zato smo predstavbo poenostavili.



Slika 12 : Delež (v procentih), ki ga prispevajo k celotnemu sintropnemu toku vsi tisti delci, katerih komponenta trajektorije v smeri osi z je večja kot Δz (isti primer kot za Tabelo 1). Krivulja se opazno razlikuje od sode funkcije šele pri $|\Delta z| > 1$.

Povrnimo se k hipotezi, zapisani v 3. poglavju : Vektor gostote sintropnega toka $\mathbf{j}$ je *kolinearen* in premo sorazmeren z vektorskim potencialom $\mathbf{A}$. Pravzaprav pa zdaj ne moremo več pričakovati, da je nujno tako, saj, kot vidimo, pri pojavu sodelujejo tudi stene posode s svojimi prostorskimi določitvami.

Poiskala sva še sliko tokovnic v toroidnem prostoru (vektorsko polje $\mathbf{j}$). Obdelana sta bila dva primera, in sicer najprej osnovni primer v varianti A. Tu ni radialnega toka, zato je bila gostota toka $\mathbf{j}$ resnično (v okviru zelo ohlapne natančnosti) kolinearna z vektorskim poljem $\mathbf{A}$:

$$\mathbf{A} = (A_r, A_\phi, A_z) = [0, 0, -b \ln (r / r_0)]$$

r_0 je poljubna konstanta, ki sva jo določila tako, da je bila radialna odvisnost vektorskega polja $\mathbf{A}$ najbolj podobna radialni odvisnosti vektorskega polja $\mathbf{j}$. Najbolj prepričljive skladnosti kljub vsemu ni bilo.

Potem sva računala še z naslednjim primerom : Na delce deluje poleg azimutalnega magnetnega polja, ki je v zvezi s tokom po žici, še konstantna aksialna komponenta magnetnega polja (B_z). V praksi bi to realizirali tako, da bi na zunanjo cev navili še dodatno tuljavo. Vektorski potencial v tem primeru vsebuje tudi azimutalno komponento :

$$\mathbf{A} = [0, \frac{1}{2} B_z r, -b \ln (r / r_0)]$$

Ko sva izračunala vektorsko polje $\mathbf{j}$ (spet v inačici A, kajti v inačici B se zaradi radialne komponente toka niti sméri obeh vektorskih polj ne moreta ujemati), se je pokazalo nekaj podobnega kot pri osnovnem primeru : Po smeri je bilo ujemanje obeh vektorskih polj ($\mathbf{A}$ in $\mathbf{j}$) dovolj dobro, v ostalem pa manj. Tok $\mathbf{j}$ v tem primeru kaže torej tudi azimutalno komponento, kar pomeni, da jadralci potujejo okoli notranje cevi večinoma po trajektorijah, ki ustrezajo *levi vijačnici* (če sta količini B_z in b pozitivni).

Na koncu naj bo podana še kvantitativna ocena, kako izrazit je pojav usmerjanja plazme z nehomogenim magnetnim poljem. Definirajmo količino η (*faktor usmerjanja*) z relacijo

$$\eta = |\langle \mathbf{v} \rangle| / \langle |\mathbf{v}| \rangle$$

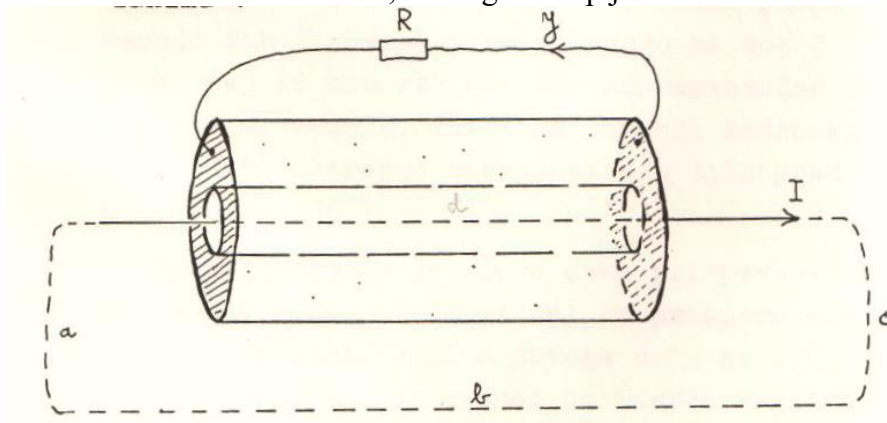
η v vsakem primeru leži med 0 in 1 . Če bi bilo usmerjanje popolno, tako da bi vsi delci ves čas potovali v isto smer, docela vzporedno z osjo z, bi faktor usmerjanja dosegel enoto. Brez težav lahko iz predočenih rezultatov izračunamo η tudi za naše konkretne primere. V osnovnem primeru je npr. $\eta \approx 0,02$, kar nikakor ni zanemarljivo malo.

6. ENTROPIJSKI ZAKON TU NE USTREZA OPISU POJAVA

Dokončna presoja o tem, ali v plazmi zares nastane *sintropni tok*, je seveda stvar celotne narave in ne nekih idej, ki resničnosti prej ali slej delajo silo. Zato bo navsezadnje pač treba mirno počakati na takšne ali drugačne rezultate laboratorijskih eksperimentov in drugih pazovanj. V času, ko to pišem (pomlad 1984) je poskus zaradi številnih tehničnih problemov še vedno v pripravi.

Rezultati prejšnjega poglavja so na prvi pogled prepričljivi, vendar proti njim obstajajo številni pomisleki. Možno je, da tok kljub vsemu ne teče, ker to prepreči kaka na videz »nepomembna« podrobnost, ki je v simulaciji nisva prav upoštevala. Na primer, nisva upoštevala sevanja delcev zaradi njihovega neenakomernega gibanja. A kratek račun pokaže, da lahko vpliv sevanja popolnoma zanemarimo. Nadalje nisva upoštevala, da ima sintropni tok svoje lastno magnetno polje, ki nekoliko spremeni prvotnega. Tudi ta vpliv je v razmerah, kakršne bi določala izvedba preprostega laboratorijskega eksperimenta, zanemarljivo majhen. Tako bi lahko našli še poljubno mnogo ugovorov. Zato je zdaj bolj pomembno vprašanje, ali v primeru, da je še ne povsem potrjena hipoteza o sintropnem toku pravilna, entropijski zakon zares ne velja več.

Narišimo še enkrat ves sistem, katerega entropija nas zanima :



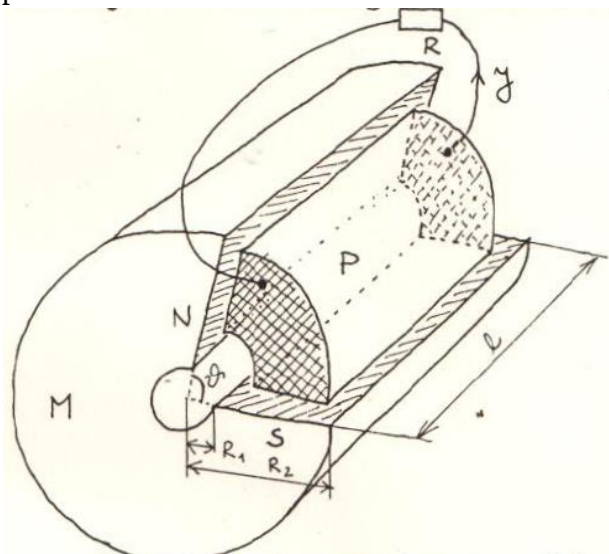
Slika 13.

Slika 13 (primerjaj jo tudi s sliko 3): Žica z električnim tokom I je iz *supraprevodnega* materiala in kratko sklenjena. Njeni odseki a, b, c so daleč od torusa, zato lahko v območju plazme računamo z magnetnim poljem ravne žice. Slika prikazuje fizikalni sistem, ki je v sebi zaključen, v vseh pogledih izoliran od okolice, in ga torej smemo obravnavati kot samostojno celoto. V prejšnjem poglavju je bilo ugotovljeno, da se plazma (in z njo vred stene posode) ohlaja, medtem ko se upornik R greje. Temperaturna razlika med deli zaprtega sistema se večja. Ta sistem je nadvse preprost. Sestavljen je samo iz štirih elementov : Plazma, posoda, upornik R in žica s tokom I . Če za začetek ne upoštevamo žice, se entropija celotnega sistema očitno manjša.

V doglednem času se temperaturna razlika med plazmo in upornikom R ustali in s pomočjo klasičnega prevajanja toplote vrača vso energijo nazaj v plazmo. Pojav postane povsem stacionaren. Njegov obstoj še vedno nasprotuje entropijskemu zakonu (če še ne štejemo entropije centralne žice), saj gre za »perpetuum mobile druge vrste«. Nehomogeno magnetno polje je tisti *Maxwellov demon*, ki s pomočjo sten posode usmerja delce v plazmi, ne da bi se demon pri tem procesu izčrpal. Toda, ali je res tako ? Upoštevajmo še centralno žico in pokažimo, da sintropni pojav prav nič ne vpliva na tok I , ki formira magnetno polje!

Supraprevodna žica (zamislimo si nek eksotičen material, ki je supraprevoden pri tisti temperaturi, ki je potrebna za zadostno gostoto plazme) je z ostalimi deli sistema sklopljena izključno preko magnetnega polja. V torusu resda nastanejo tudi stacionarna električna polja, ki med drugim ženejo tok J , vendar ne vplivajo na tok I . (Kdor ne verjame, naj si namesto navadne supraprevodne žice zamisli koaksialni vodnik, katerega zunanji kovinski plašč skrbi za zaščito notranje supraprevodne žile pred zunanjimi električnimi polji.)

Magnetno polje je vsota dveh prispevkov : Prvi del je posledica toka I , drugi del pa prispeva tok J oziroma pojavi v plazmi. Vpliva prvega dela na tok I pač ne bomo obravnavali, saj je znano, da lastno magnetno polje ohranja tok po sklenjenem supraprevodnem vodniku. Preostane torej vpliv drugega dela. Ker je tudi ta del magnetnega polja stacionaren (zaradi zgoraj ugotovljene stacionarnosti celotnega pojava), ne inducira nobenih električnih napetosti v supraprevodni žični zanki in torej ne spreminja toka I . Tako je potrjena tudi stacionarnost toka I . Celoten sistem (slika 13) lahko poljubno dolgo časa ostane v razmerah, ki so potrebne za njegovo delovanje. Energija, ki se troši na uporniku R , ne odteka iz energije magnetnega polja: Stacionarno magnetno polje ne more prenašati energije. To se vidi že po tem, da je magnetna sila na nek delec v plazmi vedno pravokotna na vektor hitrosti tega delca. Tudi gibalna količina, ki jo tok J med premagovanjem električnega polja v torusu stalno izgublja, se ne obnavlja v magnetnem polju, temveč šele na stenah posode.



Obstaja še neka druga varianta fizikalnega sistema (slika 14) : Izvor nehomogenega magnetnega polja je permanentni magnet M , katerega pola sta oblikovana tako, kot kaže skica. Rešitev *Laplaceove enačbe* magnetostatike za ta primer pokaže, da se polje takega magneta poljubno malo razlikuje od polja ravne žice, če je le r_1 zadosti majhen, če sta r_2 in l zadosti velika, kot θ pa ne preširok. Od torusa s plazmo je ostal le segment P . Sintropni tok je manjši kot v »osnovnem primeru«, kajti azimutalni premik delcev ($|r \cdot \Delta\phi|$) je navzgor omejen, kar izključuje najboljše »jadralce«. Vendar tok J tudi v takem primeru nastane. To potrjuje računalniška analiza trajektorij delcev.

Tudi polje permanentnega magneta lahko torej vzdržuje stacionarni sintropni pojav. Tu je še bolj očitno, da se izvor polja s časom ne spreminja. Sistem, ki ga kaže slika 14, ne zahteva nobene eksotike in je praktično povsem izvedljiv. Glavni problem so notranje površine posode P, ki morajo imeti majhno izstopno delo za elektrone. Če bi uporabili enega od večplastnih namazov z izredno nizkim izstopnim delom (npr. kombinacijo Ag-O-Cs), bi dobili merljiv tok J že pri sobni temperaturi. Na uporniku R se sprošča ohmska električna moč ($J^2 \cdot R$), posoda P ostaja nekoliko hladnejša od okolice, sistemu pa ne bi bilo treba umetno dovajati prav nobene energije.

7. REFERENCE

- [1] I. Prigogine, *Time, Structure and Entropy*. Izšlo v zbirki *Time in Science and Philosophy* (ed. J. Zeman, Elsevier Publ. Co., 1971) , str. 89-99
- [2] S. R. de Groot, *Thermodynamics of Irreversible Processes* (North Holland Publ. Co., 1965)
- [3] N. Wiener, *Cybernetics or Control and Communication in the Animal and the Machine* (Wiley, 1948)
- [4] F. Križanič, *Vektorji, matrike, tenzorji* (Ljubljana, 1962)
- [5] P. Gosar, osebna komunikacija
- [6] B. Lehnert, *Dynamics of Charged Particles* (North-Holland Publ. Co., 1964), str. 56
- [7] V. V. Bobkov, *Metody so rasširennoj olastju soglasovannosti differencial'noj i raznostnoj zadač* (Seminar za numerično in računalniško matematiko, IMFM Ljubljana, 1979), str. 154-155