Természet Világa

1988
2
119.évf.

Természet Világa

A TUDOMÁNYOS
ISMERETTERJESZTŐ
TÁRSULAT
FOLYÓIRATA

Megindította
Szily Kálmán 1869-ben

A TERMÉSZETTUDOMÁNYI
KÖZLÖNY
119. ÉVFOLYAMA
1988. 2. sz. február

HORVÁTH GÁBOR: Mágneses tükrözés

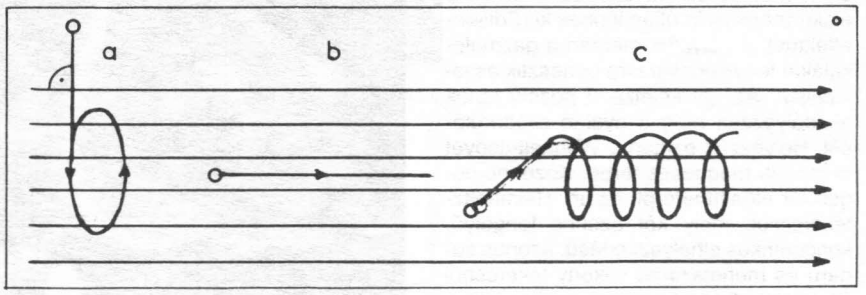
HU ISSN 0040—3717

Mágneses tükrözés

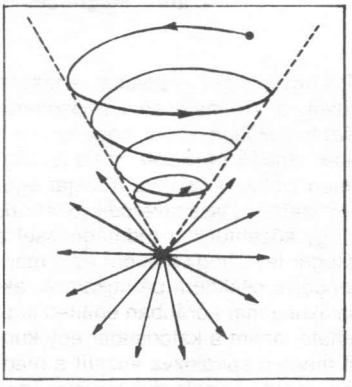
A mágneses tükrözési effektus

Közismert, hogy ha homogén mágneses térbe az erővonalakra merőlegesen elektromosan töltött részecskét lövünk, az a sebesség és a mágneses térerősségvektorokra merőleges Lorentz-erő miatt az erővonalakra merőleges síkú körpályán fog keringeni. (A továbbiakban csak viszonylag kis sebességekre szorítkozunk, így a sugárzási veszteségektől és a relativisztikus effektusoktól eltekinthetünk.) Ha ugyanezt a részecskét az erővonalakkal párhuzamosan lőjük be, a Lorentz-erő zérus lesz, így a töltés egyenes vonalú egyenletes mozgást végez (ha nincs elektromos és gravitációs tér, amit feltételezünk). Ha a részecske sebességvektora sem nem merőleges, sem nem párhuzamos az erővonalakkal, akkor a rájuk merőleges sebességkomponens miatt egyrészt az erővonalakra merőleges síkú körmozgást, másrészt az erővonalakkal párhuzamos sebességkomponens miatt egyenes vonalú egyenletes mozgást végez. E két mozgás eredőjeként egy az erővonalakkal párhuzamos tengelyű henger palástján történő csavarvonal adódik *(1. ábra)*.

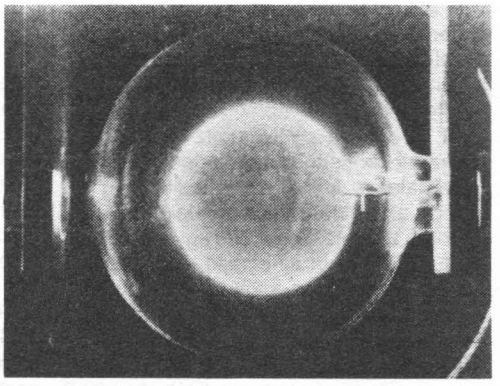
Kevésbé köztudott azonban, hogy mi történik egy inhomogén, pl. divergáló (széttartó) mágneses térbe belőtt töltéssel. Az ilyen térben a részecske mozgása leginkább az *1/c ábrá*éra hasonlít, de két lényeges különbséggel: először is inhomogén térben a töltés változó sugarú és változó menetemelkedésű csavarvonal mentén halad, másodszor pedig — ami igazán érdekes és lényegi eltérés az előzőektől — megfelelő kezdeti feltételek mellett a részecske visszafordulhat. Az egyszerűség kedvéért vegyük azt az esetet, mikor a mágneses tér gömbszimmetrikus, azaz az erővonalak egy pontból erednek. (Ilyen tere van pl. egy feltételesen létező mágneses monopólusnak, de egy hosszú mágnesrúd végének, mint pólusnak a közelében is közelítőleg ilyen a tér.) Számítások szerint ebben a gömbszimmetrikus térben a töltés olyan kúppalástón mozog, melynek csúcsa a forráson (monopóluson) van. A kúp nyílásszögét a póluserősség, a részecske töltése és impulzusnyomatéka (melynek csak az abszolút értéke marad meg a mozgás folyamán) határozza meg. Ha a töltést a forrástól ellőjük, az az említett kúppalástón spirálozva (csavarozva) távolodik a végtelenbe, ha azonban a forrás felé lőjük részecskénket, akkor az csak egy véges távolságra tudja megközelíteni a pólust, s ezen minimális távolság után visszafordul s a kúppalástón spirálozva megint csak a végtelenbe távozik *(2. ábra)*. Ez a minimális távolság annál kisebb, minél nagyobb a töltés impulzusnyomatéka (és fordítva). Tehát ha egy töltést ugyanarról a helyről, ugyanabba az irányban nagyobb sebességgel indítunk a forrás felé, akkor jobban megközelíti azt, de elérni nem tudja, mert már előbb visszafordul. A részecske ezen mozgása egy külső megfigyelő számára olyan, mintha a töltés egy láthatatlan falról (tükörről) verődött volna vissza. Általában is igaz, hogy ha egy mozgó töltés olyan inhomogén mágneses térbe ér, mely a mozgás irányában beszűkül, akkor megfelelő paraméterek esetén visszafordulhat, visszaverődhet. Ezt az effektust nevezzük a visszaverődésre való utalással „mágneses tükrözés"-nek.



1. ábra. Elektromos töltéssel bíró részecske pályája homogén mágneses térben, a belövési sebesség vektor különböző irányai esetén



2. ábra. Töltött részecske pályája gömbszimmetrikus mágneses térben (mágneses tükrözés)



3. ábra. Az 1/a ábra esetének kísérleti megvalósítása (Budó, Á.: Kísérleti Fizika II.)

Ha az elektromos töltés vagy a mágneses forrás előjelét ellenkezőre változtatjuk, akkor a fellépő Lorentz-erővektor is ellentétes értelművé változik, aminek az lesz a következménye, hogy a töltés ellenkező irányban, de ugyanúgy spirálozik. Ha egyszerre módosítjuk mindkét előjelet, nem változik semmi. Gömbszimmetrikus mágneses tér esetén a részecske impulzusnyomatékának nagysága állandó, iránya viszont nem, mert az említett kúp tengelye körül precesszál. Hogy összetartó (beszűkülő) erővonalaknál miért fordul vissza a töltés, azt azzal magyarázhatjuk, hogy a Lorentz-erőnek mindig van a spirálozás irányába eső komponense, mely arra mutat, amerre széttartanak az erővonalak. Ily módon ha a részecske a beszűkülés felé spirálozik, az ilyen irányú sebesség összetevője csökken, majd ellenkező értelművé válik, azaz visszafordul.

Mágneses tükör a laboratóriumban

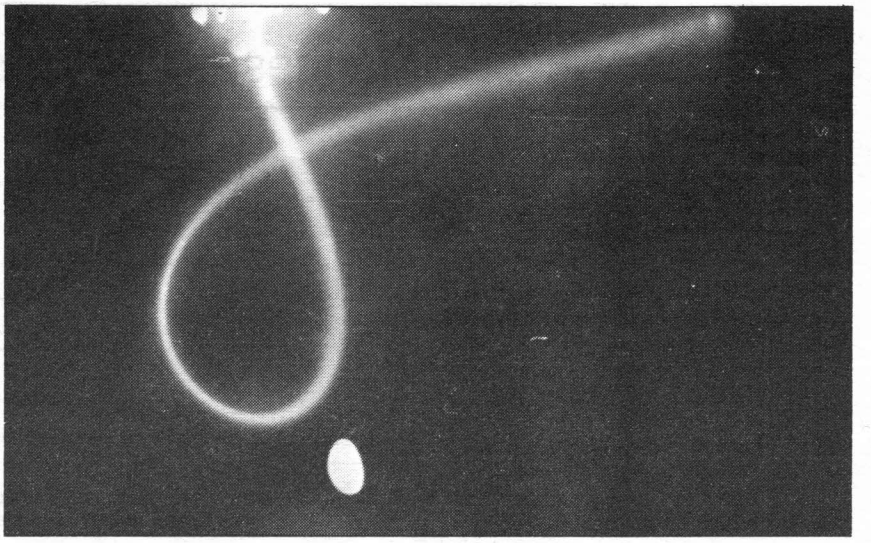
Az eddigiek kísérleti vizsgálatára és demonstrálására alkalmas eszköz az ún. Wehnelt-cső. A Wehnelt-cső lombik alakú, ritkított 10^{-3} torr nyomású gázzal töltött üvegbura, melyben oxidkatód van elhelyezve. Az izzított oxidkatóddal már

viszonylag kis feszültséggel is katódsugarak (elektronsugarak) hozhatók létre. A pontszerű oxidkatód és a közvetlen előtte lévő kis fémcső — anód — közé 100 V feszültséget kapcsolva 0,25 mm^2 keresztmetszetű világító nyaláb keletkezik. Az elektronok az izzított katódból a termikus elektronemisszió útján lépnek ki (Edison-effektus), s pályájuk mentén a gázmolekulákat fénykibocsátásra gerjesztik és ionizálják. Az így keletkező pozitív ionok akadályozzák meg a nyaláb szétterülését. Helyezzük ezután a Wehnelt-csövet homogén mágneses térbe. Közel homogén tér előállítható pl. az ún. Helmholtz-tekercccsel, mely két azonos tengelyű, koncentrikus elhelyezkedésű, azonos sugarú és menetszámú vékony tekercsből áll. Ha mindkét tekercsben azonos irányban folyik az azonos nagyságú áram, s a két (párhuzamos) tekercs síkjának távolsága megegyezik a tekercsek átmérőjével, akkor a tekercsek között, azoktól egyenlő távolságban a tengelyen igen jó közelítéssel homogén mágneses tér alakul ki. Ide kell helyezni a Wehnelt-csövet. Megfelelően erős, homogén mágneses teret létrehozva a Helmholtz-tekercccsel, ha az elektronsugár merőlegesen éri az erővonalakat, kör alakban hajlik meg s záródik az *1/a ábrá*nak megfelelően (lásd *3. ábra*). Látható, hogy nem egyetlen éles kontúrú kört alkot az elhajló katódsugár, hanem folytonosan kitölti a legnagyobb sugarú külső kört. Ennek az oka, hogy nem monokromatikus az elektronsugár, vagyis benne az elektronok sebessége nem egy jól meghatározott érték. Az izzó katódból sem azonos sebességgel lépnek ki, s a gyorsító térben is ütköznek már egyes elektronok a gázmolekulákkal, így veszítenek sebességükből. A katódsugárban a sebességeloszlás tehát nem diszkrét, ezért eltérülvén a mágneses térben a különböző sebességű elektronok más-más sugarú körpályára kényszerülnek. Ezen világító elemi körpályák összeolvadnak, s képezik a *3. ábrán* látható fényes körlapot.

Ha a katódsugár nem merőlegesen éri az erővonalakat — a Wehnelt-csövet kissé elforgatjuk a Helmholtz-tekercshez képest —, akkor szépen kialakulnak a csavarvonal alakú pályák. A nem diszkrét sebességeloszlás miatt megint szétnyílik a katódsugár, s az egyes elemi csavarvonalak folytonosan összeolvadván csavarvonalú szalagot alkotnak *(1/c ábra)*.

Ha addig forgatjuk a Wehnelt-csövet, míg az elektronsugár párhuzamos nem lesz az erővonalakkal, a fonálsugár nem hajlik el, nem is terül szét legyezőszerűen hanem az *1/b ábrának* megfelelően egyenes vonalban terjed.

Az *1. ábra a, b, c* eseteit demostrálhatjuk tehát a Wehnelt-cső és a Helmholtz-tekercs segítségével. Hátra van még a legérdekesebb, a mágneses tükörjelenség létrehozása. Ehhez nem kell más, mint egy egyszerű rúdmágnes. Ezen mágnes egyik végét — pólusát — lassan közelítsük a Wehnelt-cső katódsugarához. Azt fogjuk tapasztalni, hogy az elektronsugár elhajlik *(4. ábra)*, majd a mágnest még jobban közelítve a sugár egészen visszahajlik, visszaverődik *(5. ábra)*.



4. ábra. Mágneses tükrözés I (saját felvétel)

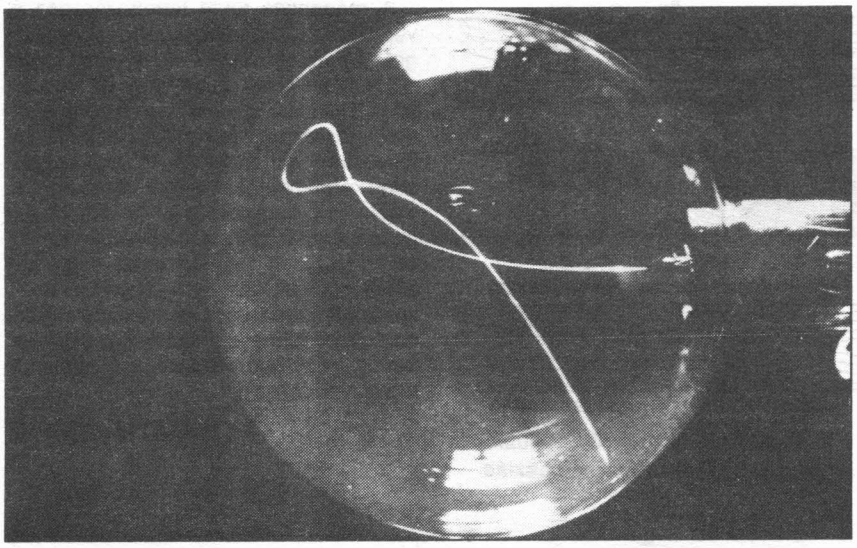
Ha úgy közelítünk a rúdmágnessel a katódsugár felé, hogy a sugár és a mágnes tengelye csaknem párhuzamos, akkor kialakul a már korábban említett kúp. Jól látható, amint a katódsugár egy kúppalást mentén spirálozva közelít a mágneshez, majd visszafordul s ugyanazon kúppalást mentén eltávolodik. Ennek magyarázatát az előzőek adják. A rúdmágnes dipólus ugyan, de végének közelében a mágneses tér jó közelítéssel gömbszimmetrikus, márpedig ilyen térben a mágneses tükrözés kúppalást mentén történik. A kúp láthatóvá tételében segítségünkre van a katódsugár nem diszkrét volta, mert így az egyes elemi, világító elektronpályák folytonosan össze olvadván kirajzolják a jellegzetes kúpot.

Mágneses tükör a Föld magnetoszférájában

Ami igazán érdekessé és jelentőssé teszi a mágneses tükörre vonatkozó előbbi kísérletünket, az az, hogy a Wehnelt-csőben lényegében egy, a földi élet szempontjából döntő fontosságú természeti jelenséget utánoztunk, modelleztünk laboratóriumi körülmények között.

Hogy ezt megérthessük, ejtsünk néhány szót a Föld magnetoszférájáról. A Föld saját mágneses tere jó közelítéssel dipól jellegű (egyenletesen mágnesezett gömbmodell). Ehhez járul hozzá a napszél, mely semleges és töltött részecskék egyenletes, de napkitörések idején megerősödő áramának bolygóközi mágneses tere, ez kölcsönhat a földi mágneses mezővel. Ezen kölcsönhatás eredménye az a burok, amelybe Földünk mágneses erőtere zárul. (Az áramlási kép hasonlatos egy gömb szuperszonikus folyadékban történő áramlási képéhez.) A Föld mágneses terét a napszél összenyomja az érkezési oldalon, lökéshullámfrontot képez; ugyanis a napszél áramlási sebessége a Földhöz képest nagyobb, mint a plazmabeli hangsebesség; majd szétválva körülfogja az üreget. A Föld mögött hosszú csóvát alkotva zárul a plazmaáram. A Föld torzult mágneses tere csak erre a csepp alakú üregre korlátozódik, amit magnetoszférának nevezünk. A magnetoszférát a napszél plazmaáramától egy átmeneti öv, a magnetopauza választja el. Itt a napszél nyomása egyensúlyban van a magnetoszféra nyomásával. A magnetopauzán anyag csak nagyon nehezen juthat át. A magnetopauzán kívül helyezkedik el a turbulens zóna, ahol a mágneses tér kaotikus *(6. ábra)*.

Nemcsak Földünknek, hanem a Merkurnak, a Marsnak és a Jupiternek is kiterjedt magnetoszférája van. A bolygók magnetoszférája csapdaként viselkedik a töltött részecskékre nézve: az interplanetáris térből a bolygó felé mozgó töltéseket a mágneses tér eltéríti. A részecskék mintegy feltekerednek az erővonalakra, s azok mentén spirálozva csavarvonalban mozognak. A mágneses pólusok közelében azonban az erővonalak összetartása miatt előbb-utóbb visszafordulnak. Ily módon a természetben, a magnetoszférában is kialakul a mágneses tükrözés. A töltések tehát a bolygó tükörpontjai között — melyek a mágneses pólusok közelében, azok fölött vannak — oszcilláló, spirálozó mozgást végeznek, azaz nem tudnak kiszabadulni ebből a tartományból. Így szaporodnak föl a töltött részecskék a magnetoszférában, s alkotják az ún. sugárzási övezeteket, amiket a Föld esetében felfe-



5. ábra. Mágneses tükrözés II (Lévius, E.: Fizikai Szemle, 1971/1.)

dezőjükről van Allen-öveknek nevezünk. A van Allen-öveket elsősorban protonok és elektronok alkotják. A sugárzási övezetekbe feljuttatott részecskeszámláló műszerek nagy intenzitású korpuszkuláris sugárzást észlelnek, innen az elnevezés. Az űrhajózásban veszélyességük miatt célszerűen kikerülik, vagy ha ez nem lehetséges, minél rövidebb ideig tartózkodnak a van Allen-övekben. A sugárzási övezetek kialakulásáért tehát a mágneses tükrözési effektus a felelős, s ennek köszönhetjük, hogy a sugárzási övek nem érnek a felszínre. Így válik a magnetoszféra s a mágneses tükör egy speciális védőrendszerré, mely megvédi a Föld felszínén az élővilágot az ártó, intenzív korpuszkuláris sugárzástól.

A közismert földi pólusátfordulások alkalmával jelentősen csökken a magnetoszféra, a mágneses tükör legyöngül, s a sugárzás a felszínre is lehatolhat. Ennek minden bizonnyal a mutációk számának megnövekedésével az evolúciós tempó felgyorsulása az eredménye.

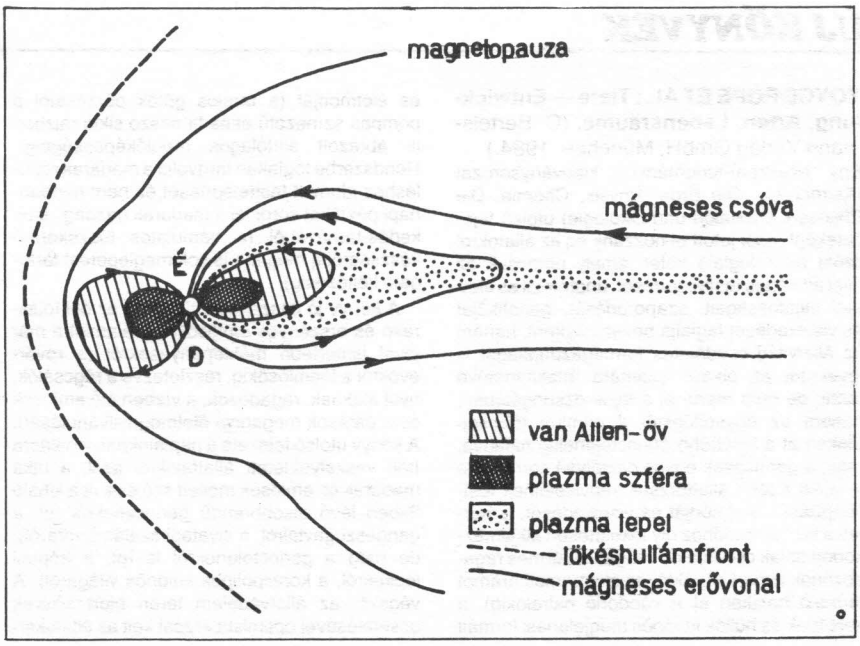
A magnetoszféra szinkrotronsugárzása

Eddig elhanyagoltuk a töltött részecske elektromágneses sugárzását. A természetben azonban az interplanetáris térből olyan nagy sebességű töltések is érkeznek a magnetoszféra mágneses tükörcsapdájába, melyek sugárzása már számottevő. A spirálozó részecskék elektromágneses sugárzását szinkrotronsugárzásnak nevezzük. Ezen elnevezés eredete az, hogy a szinkrotron ciklikus gyorsítóban körpályára kényszerített töltések elektromágneses sugárzást keltenek. A magnetoszféra ilyen szinkrotronsugárzása alkalmas műszerekkel felfogható, s segítségükkel tanulmányozni is lehet az érdekes és fontos övet. E szinkrotronsugárzással magyarázható a természetben mesterségesen előidézett alábbi jelenség: 1958-ban az Amerikai Egyesült Államok két, 40—70 km magasságban felrobbantott atombombával kísérletezett Johnston Island felett, minek hatása erős rádió- és radarzavarokban nyilvánult meg. 1962-ben pedig 400 km magasságban robbantottak fel egy H-bombát ugyancsak Johnston Island fölött. Ennek hatásaként az 1500 km-re lévő Honolulu teljes közvilágítása megszűnt, a biztosítékok kiégtek. Az történt ugyanis, hogy a robbanáskor keletkező gamma-fotonok a légkör eléggé sűrű részébe érve a levegőmolekulákkal ütközve Compton-elektronokat váltottak ki 20—50 km magasságban. Ezeket a csaknem fénysebességgel mozgó elektronokat a Föld mágneses tere eltérítette, spirális pályára kényszerítette az erővonalak körül. A légkör lefékezte az elektronokat, s ezért, valamint a körmozgásuk miatt gyenge fékezési, szinkrotronsugárzási impulzus jött létre. Ezek a gyenge impulzusok szinte egyszerre érik el a földfelszínt, összeolvadnak és igen rövid idejű, roppant intenzív rádiósugárzást hoznak létre. Ezen erős rádiósugárzás okozta az említett zavarokat, s könnyen belátható, milyen veszélyes lehet egy érzékeny elektronikus rendszerre. Ezt az effektust a hadászatban első csapásmérőként szándékozzák alkalmazni a hadászati szakemberek.

A sarki fény

A földi magnetoszférának a sarki fény kialakulásában is fontos szerepe van. A sarki fény emissziója abból származik, hogy a Föld légkörébe kívülről korpuszkuláris sugárzás hatol be egészen 80—100 km felszín feletti magasságig. Ezek a részecskék túlnyomórészt elektronok és protonok, s a napkitörésekből származnak. A Föld mágneses terében eltérülve a mágneses sarkok közelében összpontosulva jutnak be a légkörbe, s a levegő molekuláinak és atomjainak aránylag kis részét gerjesztett állapotba hozzák, így a légkör illető részében emissziót indítanak meg. Hogy a sarki fényt emittáló levegőrész a felszín fölött milyen minimális távolságban kezdődik, azt éppen a földi mág-

6. ábra. A Föld magnetoszférája



neses tükörpontok felszíntől való távolsága határozza meg (80—100 km), hiszen a töltések közelebb nem képesek jutni a Földhöz a tükröződés miatt. A DE-1 jelű műholddal készítettek már olyan felvételeket a Föld pólusairól, nagy távolságból, melyeken kiválóan látszik a pólus környékén kialakuló sarkifénygyűrű. Ez a gyűrű nem más lényegében, mint a földi mágneses tükrözési pontok összeolvadása.

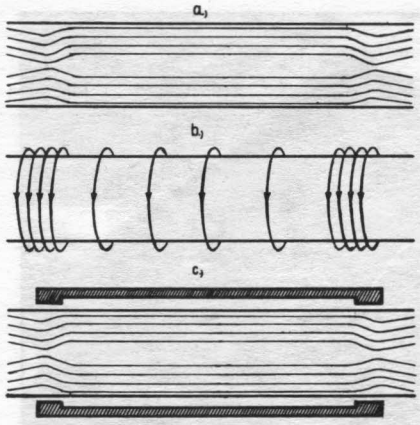
Tudománytörténeti érdekesség, hogy *Birkeland* kísérletileg is vizsgálta e jelenséget híres terella-kísérletében. Homogén mágnesezett fémgolyóra légritka térben elektronsugárzást bocsátott és vizsgálta, hogy a golyó mágneses tere miként téríti azt el. Az elektronok a kísérletben a leggyakoribb sarki fények sávjának megfelelő helyeken szaporodtak fel (65°—70° mágneses szélesség). Ő is tapasztalta a mágneses tüköreffektust.

Ha Wehnelt-csöves kísérletünkben ilyen mágneses golyóval s nem rúdmágnessel próbálkozunk, akkor a Birkeland-féle terella-kísérlethez hasonló lesz az összeállításunk.

Mágneses tükör a plazmafizikában

Láttuk, hogy mit köszönhet az emberiség a mágneses tükörjelenségen alapuló magnetoszferikus van Allen-övezetek sugárvédő hatásának.

De az emberiség energiagondjainak talán végső megoldásául szolgáló magfúzió megvalósításában is szerepet játszhat a mágneses tükörjelenség, ami az előzőnél ha lehet, még nagyobb horderejű dolog. A magfúzió létrehozásában igen nehéz plazmafizikai probléma a nagy hőmérsékletű plazma összetartása. Ezen kérdés megoldására számos módszert dolgoztak ki, közülük az egyik a mágneses tükör elvén alapul.



7. ábra. Nyílt rendszerű magfúziós berendezésbeli erővonaleloszlás

Az ún. nyílt rendszerekről van szó, mikor is egy hengeres kisülési csőben koaxiális mágneses teret hoznak létre, de a cső végein a térerősséget jelentősen megnövelik. Ily módon a *7/a. ábrán* látható erővonal-eloszlás alakul ki. A kisülési csőben a plazma ionjai, ha sebességük nem pont tengelyirányú, bonyolult spirálozó mozgást végeznek, de a csőből nem tudnak kijutni, mert a végek közelében az erővonalak összetartása miatt mágnesesen tükröződnek. Ezekbe a nyílt rendszerekbe a plazmát többnyire kívülről juttatják be, majd adiabatikus mágneses kompresszióval fűtik fel a kívánt hőmérsékletre.

A mágneses tükör létrehozásához a végeken szükséges nagyobb térerősséget elő lehet állítani pl. a tekercselés sűrítésével *(7/b. ábra)* vagy pl. úgy is, hogy a kisülési cső körül egyetlen menetként hosszában felhasított fémpalástot helyeznek el (amelyen át nagyfeszültségű kondenzátortelepeket sütnek ki), s a végeken a nagyobb erővonal-sűrűséget a palást vastagságának növelésével érik el *(7/c. ábra)*. Látható tehát, hogy az előbb említett viszonylag egyszerű eszközökkel (katódsugár és mágnes) milyen nagyszerű természeti jelenséget s milyen fontos gyakorlati vonatkozású effektust tudunk modellezni.

HORVÁTH GÁBOR

Irodalom

[1] Levius Ernő: Demonstrációs célra alkalmas elektronsugarak előállítása, A budapesti evangélikus gimnázium évkönyve, 1941/42. 3—14. o.

[2] Horváth Vera: Elektromosan töltött részecske szórása mágneses monopóluson, Fizikai Szemle, 37. évf., 372—375. o., 1987.

[3] Palla László: Mágneses monopólusok, Fizika 1977 (szerk.: Abonyi Iván), 137—157. o., 1977.

[4] Abonyi Iván: Energiatermelés atommagfúzióval, Természet Világa 114. évf., 439—444. o., 1983.

[5] Kiss Dezső—Kajcsos Zsolt: Nukleáris technika, Műszaki K., Bp., 1984.

[6] Kálmán Béla: A naptevékenység földi hatásairól, Föld és Ég, 20. évf., 290—295. o., 1985.