

6. C. EMILIANI: *The Pleistocene record of the Atlantic and Pacific oceanic sediments* – Progress in Oceanogr. 4 (1967) 219–224
7. L. DU TOIT-ALEX: *Our Wandering Continents* – Antarctic Journal of the U.S. 5 (1970) 83–85
8. K.J. HSU, W.B.F. RYAN, M.B. CITO: *Laté Miocéné Dessication of the Mediterranean* – Nature (1973) 240–244
9. Y. TARDY, C. ROQUIN: *Dérive des continents* – Paléoclimats et altérations tropicale. Orleans, Ed. BRGM, (1998) 473 old.
10. V.A. ZUBAKOV, I.I. BORZENKOVA: *Global Paleoclimate of the late Cenozoic* – Elsevier (1990) 456 old.
11. B.U. HAQ, J. HARDENBOL, P.R. VAIL: *Chronology of Fluctuating Sea-levels since the Triassic* – Science 235 (1987) 1156–1167
12. F. SCHWEITZER: *Jégkorszakok képződésének lehetősége a Neogénben* – Előadás, MTA X. Földtudományok osztálya (2003)
13. M. KRETZOI: *A negyedkor tagolása a gerinces fauna alapján* – Acta Geol. 2/1–2 (1953) 67–76
14. S. FUNDER, N. ABRAHAMSEN, D. BENNIKE, R.W. FEYLING-HANSEN: *Forrested Arctica: Evidence from North Greenland* – Geology 13 (1985) 542–546
15. L. KORDOS: *Neogene Vertebrate Biostratigraphy in Hungary* – Földt. Int. Évi Jel. 1984-ről (1987) 523–553
16. D.J. EASTERBROOK, J. BOELLSTRAFT: *Paleomagnetic chronology of „Nebraskan–Kansas” tills in Midwestern U.S.* – in: Quaternary Glaciation of the North Hemisphere 6 (1981) 72–82

# SZABÁLYOZOTT MAGFÚZIÓ MÁGNESES ÖSSZETARTÁSSAL I. – AZ ALAPOK

Zoetnik Sándor

KFKI Részecske és Magfizikai Kutató Intézet,  
Magyar EURATOM Fúziós Szövetség

A huszadik század gyors ipari fejlődése hatalmasra növelte a modern társadalmak energiaigényét, amelyet eddig leginkább fosszilis energiahordozók (szén, szénhidrogének) elégetésével fedeztünk. Általánosan elfogadott vélemény, hogy évszázados távlatban ez nem folytatható sem a források kimerülése, sem a nagy mennyiségű szén-dioxid-kibocsátás miatt. A nukleáris energetikával foglalkozó kutatók régi álma, hogy a Nap energiaforrását, azaz a könnyű atommagok egyesítéséből (fúziójából) nyerhető energiát az emberiség szolgálatába állítsák. A mai atommaghasadáson alapuló erőművekhez hasonlóan ez sem termelne szén-dioxidot, és kiinduló anyagai egyenletesen elosztva korlátlanul rendelkezésre állnak.

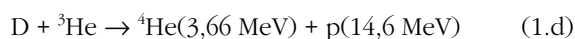
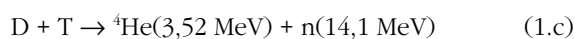
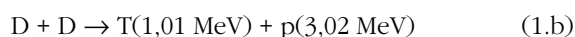
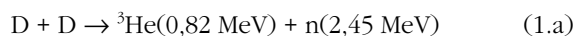
A szabályozott magfúziós kutatások az 1950-es évek elején kezdődtek. Miután a szabályozatlan fúziós energiaszabadítást *Teller Ede* kezdeményezésére a hidrogénbomba formájában egy évtized alatt megvalósították, úgy becsülték, hogy a békés célú alkalmazás sem igényelhet 30–40 évnél több időt. Sajnos ez a bizakodás a tudatlanság optimizmusának bizonyult, mivel a kísérletek előrehaladásával egyre több probléma került felszínre. Ma, 50 évvel a munka megindítása után ismét úgy látjuk, hogy 30–40 év múlva avathatjuk fel az első demonstrációs erőművet. Ez érthető okokból azt a véleményt váltja ki a külső szemlélőből, hogy 50 év alatt nem történt semmi. Ebben a két részből álló cikkben azt szeretnénk megmutatni, hogy ma egy 50 éves szisztematikus kutatási és fejlesztési folyamat alapján megalapozottan reméljük, hogy a fúziós energia-termelés belátható idő alatt megoldható. A cikk összefoglalja az alapokat, a téma történetét, a kutatások mai állását és a következő évek várható fejleményeit.

## Az alapok

Mint közismert, az atommagokban az egy nukleonra jutó kötési energia az 50-es tömegszám körül maximális, így mind a nagyobb atommagok hasításával, mind kisebbek

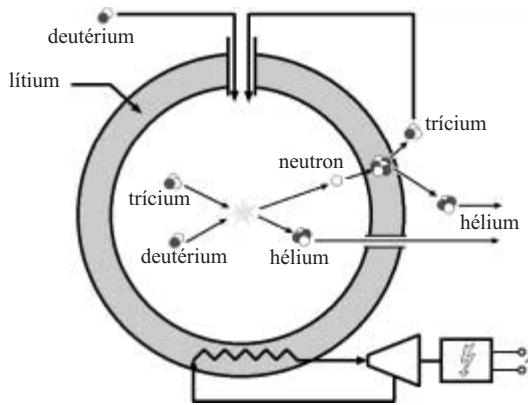
egyesítésével energia nyerhető. A mai nukleáris erőművek az atommagok hasítását valósítják meg. Neutronok segítségével egyes atommagok különösebb befektetett energia nélkül széthasíthatók, ezzel szemben a kisebb magok egyesítésénél a fúziós reakció létrejöttéhez mindenképpen két atommagot közel kell egymáshoz juttatnunk, ami a töltött magok Coulomb-taszítása miatt jelentős energiabefektetést igényel.

A Coulomb-gát legyőzéséhez szükséges, nagyságrendileg 10 keV energiájú magokat gyorsítóval könnyen elő lehet állítani, így a magreakciók jól ismertek. Alább felsoroljuk a szóba jövő legfontosabb reakciókat (zárójelben a keletkező magok energiája):



A fentiekén kívül további, magasabb rendszámú magokból kiinduló reakciók is ismertek (pl.  ${}^3\text{He}$ – ${}^3\text{He}$ ,  $p$ – $\text{Be}$ ), azonban ezekben a magok magasabb rendszáma miatt a Coulomb-gát is magasabb, így technikailag biztosan nehezebben valósíthatók meg. Meg kell jegyezni, hogy a Nap belsejében több fúziós reakcióból összeálló körfolyamat termeli az energiát, azonban ezek közül némelyik csak igen kis valószínűséggel következik be, így földi körülmények között nem alkalmas energiatermelésre.

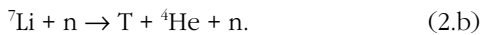
Energetikai szempontból a fenti reakciók közül az (1.c) D–T reakció a legalkalmasabb, mivel küszöbenergiája a legalacsonyabb és mégis nagy mennyiségű energiát szabadít fel. Sajnos ennek a reakciónak hátránya, hogy a trícium radioaktív elem (béta-bomló) és így a természetben jelentős mennyiségben nem fordul elő, valamint hogy sok és nagyenergiás neutron keletkezik. A két D–D reakció alkalmasabb lenne, mivel deutérium körülbelül 1:6000 koncentrációban fordul elő földi hidrogén-



1. ábra. Fúziós reaktor elvi vázlata, magyarázat a szövegben.

ben (és így vízben). Sajnos ezeknek a folyamatoknak a küszöbenergiája majd egy nagyságrenddel magasabb. Az (1.d) reakció nagyon jó lenne abból a szempontból, hogy nem keletkeznek neutronok, viszont a küszöbenergia itt még magasabb.

Az alacsony küszöbenergia miatt a jelenlegi kísérletek mind a D–T reakció megvalósítására irányulnak. Ha ezt sikerült már megoldani, akkor jöhet szóba a többi folyamat. A hiányzó trícium előállítás a keletkező neutronból és lítiumból lenne lehetséges, kihasználva az alábbi reakciók valamelyikét:



A fenti reakciók felhasználásával egy, az 1. ábrán vázolt berendezést lehetne létrehozni, amelyben a szükséges kiinduló anyagok a deutérium és a lítium, és a végtermék kizárólag hélium. A D–T reakcióhoz szükséges trícium így a berendezésben megtermelhető, és csak kis mennyiségben van jelen, ezért nem okoz megoldhatatlan sugárvédelmi problémát.

A fúziós reakcióban keletkező energia nagyrészt neutronok formájában távozik, melyek a tríciumtermelő köpenyben adják le energiájukat. A köpenyből az energiát valamilyen hűtőközzel lehetne kivonni, és hagyományos módon, hőcserélő, turbina és generátor segítségével lehetne elektromos energiává alakítani. Meg kell jegyezni, hogy mivel egy fúziós reakcióban egy neutron keletkezik, és ebből egy tríciummag állítható elő, ezért a köpenynek 100%-os tríciumtermelő hatásfokkal kellene működnie. Ez a gyakorlatban természetesen nem lehetséges, így valamilyen neutronsokszorozó anyagra is szükség van. A tervek szerint ez ólom (esetleg berillium) lehetne.

Számítások szerint a tríciumtermelő köpeny biztonságosan megvalósítható, és a radioaktív trícium mennyisége a berendezésben körülbelül 1 kg-ra korlátozható. Természetesen a neutronok nem csak tríciumot fognak termelni, hanem a berendezés szerkezeti anyagaiban is magreakciókat fognak előidézni, és így azt felaktiválják. Itt viszont célszerű az anyagok olyan megválasztása, hogy a felaktiválódást minimalizáljuk. Erre a célra speciális acélotvözetek állnak már rendelkezésre, amelyekben a keletkező radioaktív anyagok sugárzása a beren-

dezés leállítását követően körülbelül 100 évvel már annyira lecsökken, hogy szabadon fel lehetne őket használni [1]. Kutatások folynak további szerkezeti anyagok kifejlesztésére, amelyek még kevesebb felaktiválódást mutatnak.

Mivel a fúziós reakciókat gyorsítóval lehet vizsgálni, azonnal felmerül a kérdés, hogy lehet-e gyorsítóval energiát is termelni. Ehhez vizsgáljuk meg egy elképzelt gyorsító fúziós erőmű energiamérlegét. Lőjünk egy  $E_b$  energiájú nyalábot egy céltárgyra. Legyen  $P_b$  a nyaláb teljesítménye,  $\sigma_s$  a Coulomb-szórás hatáskeresztmetszete és  $\sigma_f$  a fúziós reakció hatáskeresztmetszete. Tegyük fel, hogy a nyaláb teljesen elnyelődik a céltárgyban, valamint ha egy részecskeje Coulomb-szórást szenved, akkor nem képes már fuzionálni, és energiáját a további ütközésekben teljesen leadja. A fenti esetben a céltárgyból kijövő teljesítmény:

$$P_t = P_b + \frac{P_b}{E_b} \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_s} = P_b \left( 1 + \frac{E_f}{E_b} \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_s} \right), \quad (3)$$

ahol  $E_f$  az egy fúziós reakcióban keletkező energia. A fúziós reakciók küszöbenergiája tipikusan 10 keV, a felszabaduló fúziós energia pedig nagyságrendileg  $E_f = 10$  MeV, tehát  $E_f/E_b$  körülbelül  $10^3$ . Sajnos  $\sigma_f/\sigma_s$  tipikusan  $10^{-5}$  nagyságrendben van, így  $P_t = 1,01 P_b$ . Mivel a nyaláb gyorsításához a  $P_t$  teljesítményt csak tipikusan 30% körüli hatásfokkal tudjuk átalakítani a  $P_b$  nyalábteljesítménnyé, ezért nyilvánvaló, hogy ilyen módon nem lehet pozitív energiamérleget elérni.

Gyökeresen más a helyzet, ha termikus közegben szeretnénk fúziós energiát termelni. Ilyenkor a Coulomb-szórás csak elosztja az energiát a részecskék között és nem jelent veszteséget. Természetesen ekkor viszont a hőmérsékletnek kell olyan magasnak lennie, hogy a részecskék jelentős része 10 keV körüli energiával rendelkezzen. Ez nagyságrendileg 100 millió K hőmérsékleten következik be, tehát ilyen hőmérsékletű deutérium–trícium közegben tudnánk fúziós energiát termelni.

Vizsgáljuk most meg, hogy milyen feltételek mellett kapunk pozitív energiamérleget egy termikus közegből. Vegyünk egy  $V$  térfogatú,  $n$  sűrűségű, 50–50%-os deutérium–trícium összetételű homogén közeget. A felszabaduló fúziós teljesítményt a termikus sebességeloszlásra kiátlagolt  $C(T) = \langle \sigma_f v \rangle$  reakciórátaival a következőképpen írhatjuk fel:

$$P_f = V \left( \frac{n}{2} \right)^2 C(T). \quad (4)$$

A közeg hővesztését egyetlen mennyiséggel, az úgynevezett energia-összetartási idővel ( $\tau_E$ ) jellemezzük:

$$P_v = \frac{W_{\text{tot}}}{\tau_E} = \frac{V \frac{3}{2} n k T}{\tau_E}, \quad (5)$$

ahol  $W_{\text{tot}}$  a teljes termikus energiatartalom. Az energia-összetartási idő tehát azt mondja meg, hogy a közeg milyen ütemben veszít energiát, jól szigetelt állapotban az

energia-összetartási idő nagy. Adott  $Q = P_f/P_v$  energiaszorosozási tényező elérésének feltételére a (4) és (5) képletből a következő kritériumra jutunk:

$$n\tau_E \geq Q \frac{6kT}{C(T)}. \quad (6)$$

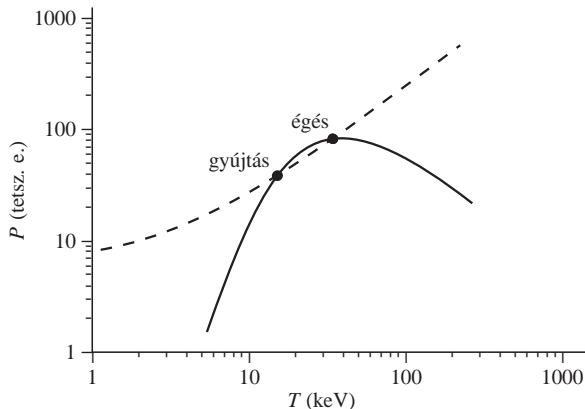
Az egyenlőtlenség jobb oldalát a D–T reakció optimális hőmérsékletére kiértékelve  $Q = 1$  esetén kapjuk a nevezetes *Lawson-kritériumot*:

$$n\tau_E \geq 10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}. \quad (7)$$

A Lawson-kritérium kielégítése természetesen nem elég még energiatermeléshez, ehhez legalább  $Q = 10$  körüli értékek szükségesek. Meg kell jegyezni, hogy az optimum közelében a  $C(T)$  függvény parabolával közelíthető, így a különböző berendezések összehasonlítására az  $n\tau_E T$ , úgynevezett fúziós hármasszorzatot szokás használni (feltéve, hogy a hőmérséklet eléri a 10 keV nagyságrendet).

A reaktorműködés megértéséhez vizsgáljuk meg, mi történik egy ilyen forró közeggel, amikor az eléri és meghaladja a Lawson-kritériumot! Az (1.c) folyamatból láthatjuk, hogy a D–T reakcióban felszabaduló energia körülbelül 20%-át az  $\alpha$ -részecske viszi el. Ez töltött, így viszonylag nagy hatáskeresztmetszettel ütközik a D–T magokkal, és kedvező körülmények között leadja energiáját a közegben, így képes a hővesztéséget pótolni ( $\alpha$ -fűtés). A 2. ábra vázlatosan mutatja, mi történik a közeg melegítésekor. A folytonos vonal az  $\alpha$ -fűtés teljesítményét mutatja, amely a hőmérséklet emelésével egy darabig nő, majd az optimális hőmérséklet elérése után csökkenni kezd. A veszteségek (szaggatott vonal) viszont mindenképpen monoton (sőt, a lineárisnál gyorsabban) növekednek. A két görbének nincs metszéspontja, ha a veszteségek túl nagyok. Bizonyos veszteségi szint alatt viszont két metszéspont jelenik meg. Amikor a közeget fűtjük, először a bal oldali pontot érjük el, amely instabil (a hőmérséklet kis emelkedésére teljesítménytöbblet jelentkezik). Ebből a pontból tehát a berendezés át fog ugrani egészen a jobb oldali pontig, amely stabil. További melegedés, megszaladás alapvető fizikai folyamatok

2. ábra. Fúziós reaktor begyújtása (kvalitatív görbék). A folytonos vonal az  $\alpha$ -részecskék fűtési teljesítménye, a szaggatott pedig a veszteségi teljesítmény. A gyújtási pontból a plazma hőmérséklete felugrik a stabil égési pontba.



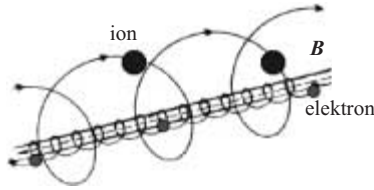
miatt nem lehetséges, és a veszteségi teljesítményt az  $\alpha$ -fűtés teljesen fedezi ( $Q = \infty$ ). Ebben az állapotban tehát a fúziós erőmű folyamatosan működni tudna, csak az energiájukat leadott He-magok kiszívásáról és friss D–T keverék bejuttatásáról kell gondoskodni. Ezt az állapotot fúziós égésnek nevezzük. Meg kell jegyezni, hogy ebben az állapotban kevés lehetőség van a berendezés vezérlésére, ezért a kísérletek inkább a  $Q = 10$ – $30$  közötti paramétertartományt veszik célba.

## A kezdetek

A Lawson-kritérium kielégítésére két úton lehet elindulni: jó szigetelés (hosszú energia-összetartási idő) és alacsony sűrűség, vagy igen magas sűrűség mellett rövid összetartás, vagyis robbanás. Ez utóbbi megoldást inerciális összetartásnak szokás nevezni, mivel egy  $r$  sugarú gömb körülbelül  $r/c_s$  ideig mindenképpen egyben marad (ahol  $c_s$  a közegbeli hangsebesség). A Lawson-kritérium állandó állapotot tételez fel, így az inerciális fúzió esetére nem érvényes, mégis az erre vonatkozó megfontolások arra vezetnek, hogy a megvalósításhoz a szilárdtest-sűrűség körülbelül ezerszeresét kell elérni. Ezt a sűrűséget kisméretű kapszulák lézeres, röntgensugárzásos vagy részecskenyalábos összenyomásával próbálják elérni. Ennek során olyan extrém állapotba kell vinni az anyagot, ami a Földön leginkább nukleáris robbantások alkalmával jön létre, így nem csoda, hogy az inerciális fúziós kutatások sok ponton kapcsolódnak katonai fejlesztésekhez, és így nem teljesen nyilvánosak. Lézeres fúziós célra jelenleg két nagy berendezés is épül (NIF, USA és LMJ, Franciaország), és ezek a tervek szerint egy-egy kapszulából pozitív energiamérleget is fognak elérni [2]. Ennek ellenére ilyen alapú reaktor megépítése távolinak tűnik. Az inerciális fúziós kutatások önmagukban is egy külön cikket igényelnének, ezért velük itt a továbbiakban nem foglalkozunk.

A nagyságrendileg 10 keV (100 millió °C) hőmérsékletű fúziós közegre hosszú energia-összetartási időt tűzve ki célul kihasználhatjuk, hogy ezen a hőmérsékleten az anyag mindenképpen plazmaállapotban van, azaz az elektronok leszakadnak az atommagokról. A plazma elektromágnesesen kölcsönható közeg, így összetartásához megpróbálkozhatunk mágneses terekkel. Ilyen kutatások az 1950-es évek elején nagy titoktartás mellett indultak meg elsősorban az USA-ban, Angliában és a Szovjetunióban. Az évtized végére világossá vált, hogy nem lehet gyors eredményt elérni, ilyen extrém állapotú anyagok viselkedésének megértéséhez még alapkutatásokra is szükség van. Az eredményeket fokozatosan nyilvánossá tették,<sup>1</sup> a kutatások ma már évtizedek óta széles nemzetközi együttműködésben folynak.

<sup>1</sup> Érdekes adalék, hogy *Simonyi Károly* ezeket az ismereteket már 1959-ben közreadta egy egyetemi jegyzetben [3], amelyben a későbbi kutatások alapjai mind megtalálhatók. Sajnálatos, hogy ez a munka – amelyet *Dunai Dániel* hallgatóm csak mostanában talált meg az egyetemi könyvtárban – később feledésbe merült.



3. ábra. Töltött részecskék Larmor-mozgása. Azonos energia (hőmérséklet) esetén az elektronok és ionok pályasugarának aránya megegyezik a tömegek arányának négyzetgyökével.

## Mágneses plazmaösszetartás

Mágneses térben a plazma töltött részecskéi (az elektronok és az ionok) a mágneses erővonalak körül Larmor-pályán mozognak, ahogy azt a 3. ábra mutatja. A Larmor-pálya sugara erős mágneses térben (körülbelül 1 tesla) még a 10 keV-es deutérium és trícium atommagokra sem nagyobb, mint néhány milliméter. A térre merőleges irányban a részecskék gyakorlatilag nem tudnak elmozdulni, és mintegy csőbe zárható a plazma. A cső végeinek „bedugaszolását” először mágneses tükrökkel próbálták megoldani. Ezekben a mágneses tér erőssége az erővonalak mentén növekszik. A Larmor-pályán mozgó részecskék köráramot és ezzel mágneses dipólust képviselnek. Erre a mágneses tér gradiense erőt fejt ki, akár csak egy mágnesre. Ennek eredményeképpen a részecskék visszaverődnek a nagyobb terű tartományoktól.

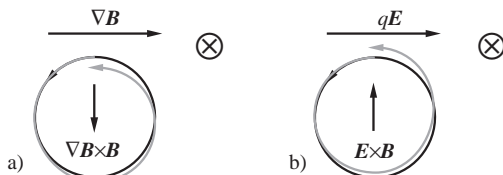
Sajnos a visszatérítő erő a mágneses térhez képest kis szögben hajló pályán futó részecskékre nem elég nagy, így két mágneses tükrő közötti tartományban a részecskéknél csak egy része tartható össze. Az ütközések miatt az összetartott részecskék is egy idő után olyan irányú sebességet kaphatnak, amellyel kijutnak a berendezésből. Ezeknek a problémáknak a kiküszöbölésére különböző elektrosztatikus csapdák hozzáadásával kísérleteztek, de az eredmények nem voltak túl biztatóak, így az ilyen *lineáris berendezésekkel* folyó kísérleteket a 80-as évek tájékán nagyrészt feladták.

A mágneses teret tórusz alakú zárt erővonalgyűrűk alakítva nincsenek a csőnek végei, azonban újabb problémák merülnek fel. Inhomogén mágneses térben a Larmor-mozgáshoz a térre merőleges irányú különböző driftsebesség adódik, ahogy azt a 4. ábra mu-

4. ábra. Töltött részecskék driftmozgása.

a)  $\nabla B$  drift. A mágneses tér a síkra merőleges, nagysága pedig jobbra haladva növekszik. A mágneses tér változása miatt a Larmor-pálya sugara különböző a jobb és a bal oldalon, az eredmény egy  $v = (1/q) \nabla B \times B / B^2$  driftsebesség.

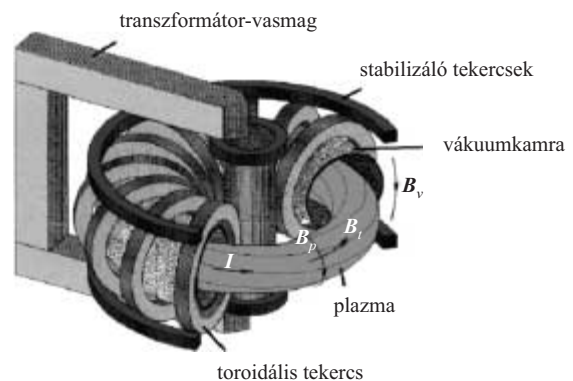
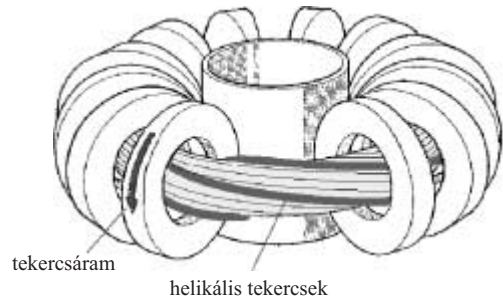
b)  $E \times B$  drift. Az elektromos térben a részecskék sebessége változik egy Larmor-körön belül, ezért a jobb, illetve bal oldalon különböző lesz a Larmor-pálya sugara. Az eredmény egy  $v = E \times B / B^2$  driftsebesség. A  $\nabla B$  drift iránya töltésfüggő, míg az  $E \times B$  drift iránya és nagysága is azonos minden részecskére.



tája. A toroidális tér görbülete és gradiense miatt a különböző töltésű részecskék lefelé, illetve felfelé driftelnek. Ez töltésváltást okoz, és egy függőleges elektromos tér kialakulásához vezet. Az elektromos tér egy másik driftsebességet okoz, amely mindkét töltésű részecskére kifelé mutat a tórusz nagysugara mentén, és így a plazma lassan elhagyja a berendezést. Ez a probléma úgy hidalható át, hogy a mágneses teret csavarvonalban feltekerjük a tóruszra. A le-fel vándorló erővonalak mentén a töltésváltás gyorsan ki tud egyenlítődni, és a tér görbülete csak egy viszonylag kicsi áramot okoz (Phirsch-Schlüter-áram), amelynek mágneses tere elhanyagolható. A mai nagy fúziós berendezések mind tórusz alakú plazmát és csavart teret alkalmaznak (5. ábra).

A csavart térszerkezetet először a tóruszra tekert csavart (helikális) tekercsekkel alakították ki, ez a berendezés a klasszikus *sztellátor*. A hatvanas években a moszkvai Kurcsatov Intézetben fejlesztették ki a *tokamak* berendezést, amely a helikális térszerkezetet a plazmagyűrűben körben folyó árammal állítja elő. Ez a típus sokkal szimmetriával bír, mégis várhatóan jó részecské- és energia-összetartást mutatott fel. Ezt az eredményt a kezdeti kételkedés után a Kurcsatov Intézetben egy angol csoport által az akkori legpontosabb lézerezéstechnikával elvégzett mérések is igazolták, így a hetvenes években a világ minden részén tokamak berendezések kezdtek épülni. Bebizonyosodott, hogy bizonyos paramétertartományokban a plazma stabil állapotban hosszú ideig, akár órákig fenntartható. Tokamakban a folytonos működés korlátja a működéshez

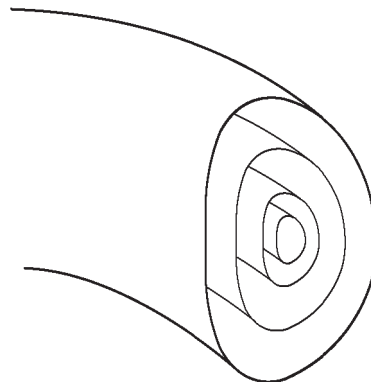
5. ábra. Klasszikus sztellátor (fölül) és tokamak berendezés (alul) elvi vázlata.



szükséges plazmaáram fenntartásának nehézsége. Ezt általában egy transzformátor segítségével indukálják, azonban ezen a módon ez csak néhány tíz, esetleg száz másodpercig lehetséges. Sztellarátor berendezések nem igényelnek plazmaáramot, így ez a konfiguráció alapvetően folytonos működésre alkalmas.

Meg kell még jegyezni egy másik alapvető különbséget a sztellarátor és a tokamak berendezések között. A sztellarátorban a mágneses konfigurációt alapvetően külső tekercsekkel alakítjuk ki, ezzel szemben tokamakban a plazmában folyó áram teszi ezt meg. Tokamakban az áramsűrűség eloszlását a plazmában a vezetőképesség, azt pedig a hőmérséklet-eloszlás alakítja ki. A mágneses tér geometriája meghatározza a plazma hőszigetelését, így a hőmérséklet-eloszlást. Végül tehát a mágneses tér geometriája visszahat önmagára. Az már a kutató szerecséje, hogy bizonyos paramétertartományokban ez az önszabályozó rendszer stabil állapotba áll be. Vannak viszont olyan tartományok, ahol a visszacsatolás pozitív és a konfiguráció összeomlik. Ez a diszrupciós instabilitás, amely a tokamakoknál bizonyos paramétertartományokban jelen van. A legtöbb esetben csak a plazma középső részét perturbálja, azonban bizonyos határok átlépésénél a plazma ezredmásodperc alatt kitör a mágneses csapdából és teljes energiáját leadja a berendezés falára. Diszrupciós instabilitások árammentes sztellarátor-konfigurációkban nincsenek.

A fenti gondolatmenet rávilágított arra, hogy a fúziós plazmákban a részecskék kollektív viselkedése mennyire fontos. A plazmát felfoghatjuk áramvezető gázként is, amely a magnetohidrodinamika (MHD) egyenleteinek megfelelően mozog. Ez a közelítés sokszor nagyon jó eredményt is ad, például a plazma erőegyensúlyi állapotait jól ki lehet vele számolni. Ezek a számítások azt mutatják, hogy a plazma  $nkT$  kinetikus nyomását a mágneses tér  $B^2/2\mu_0$  mágneses nyomása egyensúlyozza ki. Mivel a mágneses tér nagyságát a tekercsek mechanikai szilárdsága néhány teslára korlátozza, a  $T$  hőmérsékletnek pedig a fúziós reakciókhoz 10 keV nagyságrendűnek kell lennie, láthatjuk, hogy a plazma sűrűségének kisebbnek kell lennie egy meghatározott értéknél. Ez nagyságrendileg  $10^{20} \text{ m}^{-3}$ -nél következik be, ami a normál légköri sűrűségnek csak milliomed részé. Ezen a sűrűségen és hőmérsékleten a részecskék átlagos szabad úthossza akár száz méter is lehet, így a mágneses erővonalak mentén a hőmérséklet és sűrűség gyorsan kiegyenlítődik. Mivel a csavarodó erővonalak tóruszfelületet rajzolnak ki (ezeket hívjuk mágneses felületeknek, lásd a 6. ábrát), ezért a plazma sűrűsége és hőmérséklete is kiegyenlítődik ezeken az egymásba ágyazott tóruszfelületeken, és a plazmaegyensúly számítása egydimenziós problémára redukálható. Az így kiszámolt egyensúlyi állapotok azonban nem mindig stabilak. MHD-közelítésben megvizsgálhatjuk különböző perturbációk stabilitását, és meghatározhatók azok a mágneses konfigurációk és maximális nyomásértékek, amelyek esetén a plazma stabil állapotban marad. Ezeknek a számításoknak az eredményeit a kísérletek igazolták, és így stabil tokamak- és sztellarátor-konfigurációk jól tervezhetők.



6. ábra. Mágneses felületek. Tengelyszimmetrikus konfigurációban a mágneses tér erővonalai ezekre a tórusz topológiájú felületekre csavarodnak fel. A nagy szabad úthosszak miatt a hőmérséklet, sűrűség kiegyenlítődik ezeken a felületeken. (Az ábráért köszönet a Joint European Tokamaknak és a European Fusion Development Agreementnek.)

A hosszú szabad úthosszak azonban problémát is okoznak, ugyanis nyilvánvalóan ellenkeznek a folyadékleírás alapvetően lokális hatásokat feltételező modelljével. Ennek megfelelően meg is jelennek olyan jelenségek és instabilitások, amelyeket az MHD-elmélet nem tud magyarázni és kinetikus vagy egyrészcsekszámolást igényelnek. További probléma az MHD-számításokhoz szükséges transzportparaméterek (hővezetés, diffúzió, ...) meghatározása, amelyeket az egyrészcseke-mozgások és -ütközések határoznak meg. Ezek kiszámítása bonyolult numerikus algoritmusokkal lehetséges, amelyeket a 60-as 70-es évek számítógépei még nem minden esetben tudtak végrehajtani. Az elméleti leírás szempontjából tehát a fúziós plazmák olyan közegek, ahol a folyadék-, kinetikus és egyrészcseke-leírásra is szükség van.

Meg kell említeni, hogy a mágneses felületek között a hő- és részecsketranszportot a részecskék ütközéséből és driftmozgásából kiszámító, úgynevezett neoklasszikus transzportelmélet közönséges diffúziós egyenletekre vezet. Ennek alapja könnyen érthető, ha meggondoljuk, hogy a Larmor-mozgás a részecskéket lényegében egy mágneses erővonalhoz köti. Egy ütközés a részecskére merőleges sebességének irányát véletlenszerűen módosítja, így a Larmor-pálya középpontja átlagosan egy Larmor-sugárral ugrik el. A mágneses térre merőlegesen (vagyis a mágneses felületeken keresztül), tehát véletlen bolyongás zajlik Larmor-sugárral lépéshosszal. A driftmozgás ezt a képet csak kvantitatívan módosítja, a lépéshossz bizonyos paramétertartományokban nagyobb lesz, mint a Larmor-sugár.

A fentebb leírt toroidális konfigurációk a gyakorlatban is használhatónak bizonyultak, és így a 70-es évektől fokozatos technikai fejlesztés indult. Ennek eredményéről a cikk következő részében lesz szó.

#### Irodalom

1. I. COOK et al. – Plasma Physics and Controlled Fusion 44 (2002) B121
2. J.D. LIDL et al. – Plasma Physics and Controlled Fusion 45 (2003) A217
3. SIMONYI KÁROLY: *A fúziós energiatermelés gyakorlati megvalósításának kérdései* – Mérnöki Továbbképző Intézet, (1959) 3689