

Bevezetés a fúziós plazmafizikába
Egyetemi jegyzet

Pokol Gergő, Zoletnik Sándor, Papp Gergely, Horváth László

2014. február 3.

Tartalomjegyzék

Bevezető	2
1. Energiatermelés	3
2. Nukleáris energiatermelés	5
2.1. Fissziós energiatermelés	5
2.2. Fúziós energiatermelési folyamatok	5
2.3. Fúzió-fisszió hibrid rendszerek	9
2.4. A fúziós erőmű felépítése	9
2.5. Önfenntartó fúziós reakció	11
2.6. A Lawson kritérium	13
2.7. A fúziós plazma és tulajdonságai	14
2.7.1. Plazmarezgés	15
2.7.2. Debye-árnyékolás	16
2.7.3. Plazma definíciója	17
2.8. Feladatok	18
3. Tehetetlenségi fúzió	19
3.1. Feladatok	21
4. Töltött részecskék ütközésmentes mozgása mágneses térben	23
4.1. Diamágnesség	25
4.2. Mozgás $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ elektromos térben	26
4.3. Időben változó \mathbf{E}	27
4.4. Inhomogén mágneses tér – $\nabla\mathbf{B} \perp \mathbf{B}$	27
4.5. Görbületi drift	29
4.6. Inhomogén mágneses tér – $\nabla\mathbf{B} \parallel \mathbf{B}$	29
4.7. Mágneses tükör	30
4.8. Drifteket és erők összefoglalása	34
4.9. Feladatok	34

5. Termodinamikai egyensúly, ionizációs és sugárzási folyamatok plazmában	36
5.1. Egyensúlyi állapotok	36
5.1.1. Teljes termodinamikai egyensúly	36
5.1.2. Lokális termodinamikai egyensúly	38
5.2. Elemi folyamatok	38
5.2.1. Rátaegyenletek	41
5.3. A plazma sugárzása	41
5.3.1. Fékezési sugárzás	41
5.3.2. Rekombinációs sugárzás	43
5.3.3. Vonalas sugárzás	43
5.4. A plazma-fal kölcsönhatás elemi folyamatai	44
5.5. Feladatok	45
6. Mágneses összetartás: konfigurációk	46
6.1. Nyílt rendszerek	46
6.1.1. Mágneses tükrök	46
6.1.2. Alternatív nyílt rendszerek	48
6.1.3. Pinch berendezések	50
6.2. Toroidális berendezések	53
6.3. A tokamak	54
6.4. A sztellarátor	56
6.5. Csavart toroidális mágneses terek szerkezete	59
6.5.1. A biztonsági tényező	60
6.5.2. A mágneses erővonalak Hamiltoni természetete	61
6.5.3. Poincaré ábrázolás	62
6.5.4. Mágneses perturbációk	63
6.5.5. Szigetek szélességének becslése	69
6.6. Feladatok	70
7. Részecskék ütközése plazmában: ellenállás, transzport	72
7.1. Gázkisülések (elektron-atom ütközések)	72
7.2. Coulomb szórás	73
7.3. Vezetőképesség	77
7.4. Elfutó elektronok	78
7.5. Transzport mágnesezett plazmákban	80
7.5.1. Klasszikus transzport gyengén ionizált plazmában	82
7.5.2. Klasszikus transzport helikális toroidális geometriában – neoklasszikus transzport	83
7.5.3. Bohm diffúzió	85
7.5.4. Bootstrap áram	86

7.6. Feladatok	86
8. Bevezetés mágnesezett plazmák elméleti leírásába: kinetikus elmélet, MHD	87
8.1. Sokrészeske probléma	87
8.2. Kinetikus elmélet	88
8.2.1. Boltzmann-egyenlet	88
8.2.2. Ütközési operátor	89
8.2.3. Teljes kinetikus egyenletrendszer	92
8.3. Többfolyadék elmélet	92
8.3.1. Többfolyadék egyenletek származtatása	93
8.3.2. Teljes többfolyadék egyenletrendszer	94
8.4. Magnetohidrodinamika	95
8.4.1. A magnetohidrodinamikai egyenletek származtatása	95
8.4.2. Teljes magnetohidrodinamikai egyenletrendszer	96
8.5. Kollektív jelenségek	96
8.5.1. Diamágneses drift	97
8.5.2. Mágneses tér diffúzió	98
8.6. Összegzés	98
8.7. Feladatok	100
9. Mágnesesen összetartott plazma egyensúlya, instabilitások	102
9.1. Mágneses egyensúly	102
9.2. Plazmahullámok	105
9.3. Instabilitások	108
9.4. Feladatok	112
10. Laboratóriumi plazmakísérletek technológiája	114
10.1. Plazma előállítás	115
10.2. Kiegészítő fűtések, áramhajtás	119
10.3. Plazma-fal kapcsolat	125
11. Plazmadiagnosztika, plazma vezérlés	129
11.1. Mágneses szondák, hurkok	129
11.2. Thomson-szórás	135
11.3. Mikrohullámú interferometria	136
11.4. Elektron-ciklotronemisszió (ECE)	139
11.5. Reflektometria	140
11.6. Az iongáz tulajdonságainak mérése	140
11.7. Atomnyaláb szondák	141
11.8. Képpalkotó és tomografikus módszerek	142

11.9. Plazmadiagnosztika összefoglalás	143
11.10 Feladatok	144
12. Aktuális eredmények a fúziós kutatásokban	146
12.1. Mágneses összetartású fúziós berendezések	146
12.2. Tehetetlenségi fúziós berendezések	150
12.3. Feladatok	154
13. Fúziós reaktorok biztonsági kérdései	155
13.1. Bevezetés	155
13.2. Inherens biztonság	157
13.3. Nukleáris leltár	158
13.3.1. Trícium	158
13.3.2. Aktivációs termékek	161
13.4. Normál üzem	162
13.5. Hulladékkezelés	162
13.6. Balesetek	164
13.6.1. A tenyészköpeny lehetséges problémái	167
13.6.2. Baleseti kibocsátások	168
13.7. Feladatok	169
13.8. Szerkesztői megjegyzés	170

Bevezető

A magfúzió során felszabaduló energia szabályozott kinyerése és hasznosítása több évezredre megoldaná az emberiség energiagondjait. A fúziós reakció már több, mint fél évszázada ismert, de energiatermelés céljára máig nem sikerült felhasználni. Ennek oka, hogy a reaktorhoz szükséges magas hőmérsékletű plazma halmazállapotban lévő anyag komplex viselkedést mutat, hagyományos módszerekkel nehezen kezelhető. Jelen jegyzet az energiatermelő fúziós reaktorhoz szükséges paraméterekkel rendelkező plazma fizikájába ad egy bevezetést, közben felvázolva a szabályozott magfúzió alapuló energiatermelésre tett kísérletek főbb irányait. A jegyzet a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem Fizikus BSc szakának a Bevezetés a fúziós plazmafizikába című tárgyához kapcsolódik.

A **2.** fejezet a termonukleáris fúzió folyamatát és a plazmafizikához kapcsolódó alapfogalmakat ismerteti. A **3.** fejezetben röviden összefoglaljuk az inerciális fúzió koncepcióját és eredményeit, majd a jegyzet hátralevő része a mágneses összetartású fúzióra koncentrál. A **9.** fejezettel bezárólag a mágneses összetartású fúziós berendezések alapvető fizikai leírását tárgyaljuk, majd az utolsó négy fejezetben a berendezések gyakorlati megvalósításához kapcsolódó kérdéseket vesszük sorra.

1. fejezet

Energiatermelés

A földi élet fenntartásához energiaforrásokra van szükség. Az élővilágban alapvetően a Nap szolgáltatja ezt az energiát, amely a fotoszintetizáló növényeken, majd a növényeket elfogyasztó állatokon keresztül áramlik, és végül hőenergiává alakul akár csak az élővilág közvetítése nélküli rész. Végül a Földet érő napsugárzás hőszugárzásként hagyja el a bolygót, és így egy állandósult állapot alakul ki.

Az évmilliárdok során az átáramló energia csekély része felhalmozódott leginkább olyan módon, hogy az elhalt (közetté alakult, tehát fosszilizálódott) élőlények a légkör szén-dioxid tartalmából a szenet tisztán vagy valamilyen vegyület formájában tárolták. Az emberiség az élővilág normális energiaáramlása mellett ezt a tárolt energiát kezdte el megcsapolni amikor a táplálkozáson felül energiára volt szüksége. Ez az energiaigény a civilizált társadalmak kialakulásával egyre növekedett és mára a fejlett országokban eljutott oda, hogy egy ember átlagos energiafogyasztása kb. egy nagyságrenddel nagyobb lett mint amit a táplálkozása igényel. (Táplálkozás naponta: 2500 kcal=10000 kJ=2.7 kWh, évente: 1000 kWh. A fejlett országokban az egy főre jutó éves energiafogyasztás kb. 50000 kWh [1].) Ennek megfelelően az évmilliók alatt felhalmozott szénvegyületek energiáját rohamosan fogyasztjuk és evvel elvileg két problémát okozunk: az energiafelszabadítást és a tárolt szél visszaforgatását a természetbe.

A Föld lakosságának teljes energiafogyasztását jelenleg kb. 9000 Mt olaj ekvivalensnek becsülik[2]. Ez kb. $3.6 \cdot 10^{20}$ Joule-t jelent. A Földet érő éves napsugárzás energiája $\times R_f^2 \pi \times 1400 [W/m^2] \times 3600 [s] \times 24 [h] \times 365 [nap] = 1.7 \cdot 10^{24} [J]$. Látható, hogy az emberiség teljes energiafogyasztása még elhanyagolható a napsugárzáshoz képest, tehát direkt módon nem borítjuk fel a Föld energiaháztartását. A másik potenciális probléma a szén visszajuttatása a légkörbe. Ez egyrészt azt jelenti, hogy előbb-utóbb elfogynak a szén (valamint szénhidrogén: olaj, gáz) készletek, másrészt megváltoztatjuk a légkör összetételét. Bár a fosszilis energiakészletek elfogyását már évtizedek óta jósolják, az néhány évtizedes távlatban nem fog még bekövetkezni. Ezzel szemben a légkör szén-dioxid tartalma egyértelműen növekszik[3] és ez globális környezeti problémákat fog okozni. Az ilyen problémák esetleg globális beavatkozással elháríthatók lesznek (lásd geoengineering)

[4] de ilyen léptékű beavatkozás energiaigényes lesz, amelyhez megint csak forrást kell találni. Látható tehát, hogy a fosszilis energiaforrások felhasználását biztosan korlátozni kell.

Sok reményt fűznek az úgynevezett "megújuló forrásokhoz" amelyek megújulását az okozza, hogy valamilyen módon a napsugárzás vagy a Föld belső hője hajtja őket. Ilyen a direkt napenergia-felhasználás, a szélenergia, a vízenergia, geotermikus energia. Mint fentebb láthattuk a teljes Földet érő napenergia lényegesen nagyobb mint az emberiség energiaigénye, azonban nem végtelenszer nagyobb. A nagyságrendi becslés következménye, hogy a Naptól érkező energiafluxus jelentős részét kellene átirányítani az emberiség által használt csatornákba, amely megint csak jelentős globális beavatkozást jelent. Másik probléma, hogy a megújuló források erősen idő- és környezetfüggők és egy esetleges globális környezetváltozás esetén (pl. vulkánkitörés, meteorit becsapódás, naptevékenység változás) éppen akkor csökkennének le amikor amúgy is katasztrófa helyzetben van az emberiség. Célszerű lenne valamilyen más energiaforrás után nézni.

Ha nem megújuló forrásokat használunk akkor csak a különböző anyagok átalakításánál felszabaduló kötési energiáról lehet szó. Ha a kémiai kötések használjuk, akkor egy atom reakciójára eső kötési energia (E_k^k) tipikusan elektronvolt ($1 \text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-19} [J]$) vagy kisebb nagyságrendű. Ebből kiszámítható, hogy egy ember éves energiaszükségletének ($E_e = 50000 \text{ kWh} = 1.8 \cdot 10^{11} J$) fedezésére nagyságrendileg $N_r = E_e / E_k^k \simeq 10^{30}$ atomot kell reakcióba hozni. A keletkező melléktermék nagyságrendjét úgy becsülhetjük, hogy ezt a számot megszorozzuk egy atom tömegének nagyságrendjével: $A_a \simeq 10^{-26} [kg]$. Az eredmény nem meglepő, $M_e = N_r * A_a = 10000 [kg]$. Ez a melléktermék lehet gáz halmazállapotú (pld. szén-dioxid) de elvileg szilárd is amely tárolható a földkéregben. Bár a számolásunk csak nagyon durván igaz látható, hogy egy ember évente jelentős mennyiségű mellékterméket termel amely kémiai energia alkalmazásával nem csökkenthető. Más nagyságrendet kapunk, ha nukleáris átalakulásokat használunk, ekkor $E_k^n \approx 10^6 - 10^7 \times E_k^k$, tehát egy emberre minimális (gramm nagyságrendű) melléktermék (hulladék) jut. Világos tehát, hogy a nukleáris energiatermelésnek fontos szerepe kell legyen.

2. fejezet

Nukleáris energiatermelés

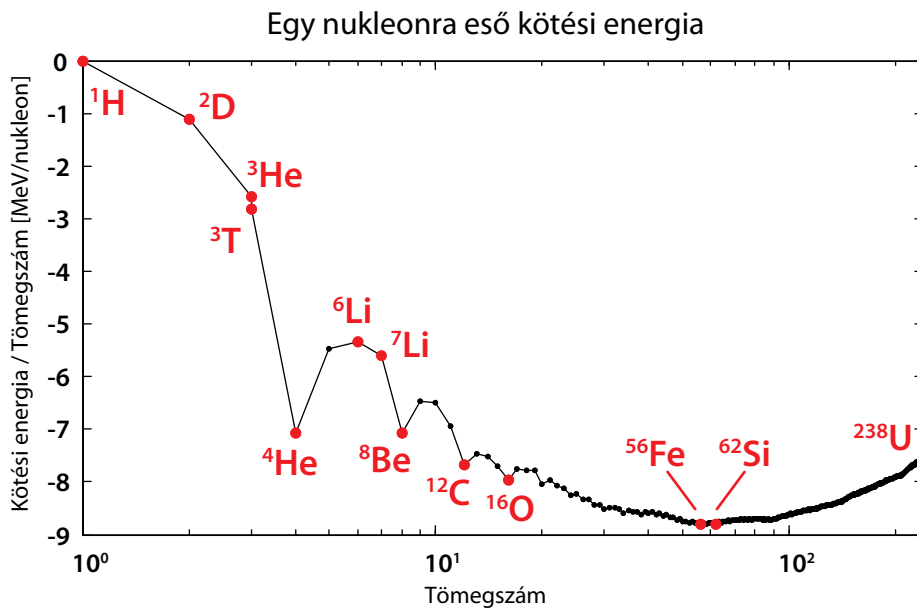
A kémiai reakciókhoz hasonlóan a nukleáris reakciók is sokfélék lehetnek, azonban két alapvető lehetőséget különböztetünk meg. A 2.1. ábra azt mutatja, hogy az atommagokban található nukleonok (proton, neutron) a közepes méretű magok esetén a legerősebben kötöttek. Ha nagyobb atommagot hasítunk (fisszió), vagy kisebb atommagokat egyesítünk (fúzió), akkor kötési energia szabadul fel.

2.1. Fissziós energiatermelés

A nagy atommagok hasítását neutronok kiváltják, és a széteső atommagból újabb neutronok is kiszabadulnak, amelyek újabb reakciókat váltanak ki. Ilyen láncreakciók az 1940-es évek óta ismertek, és ezeket használják ki az atombombában és a mai nukleáris erőművekben. Az ilyen folyamatok hátránya, hogy a nagy atommagok szétesésekor sokféle, köztük radioaktív, mérgező anyag is keletkezik. Mint láthattuk a keletkező anyag mennyisége egy főre vetítve csekély, de nagyon veszélyes anyagokról is szó van, melyek akár 100 000 éves biztonságos tárolást igényelnek ezért jogosan vetnek fel ellenérzést. Számos elképzelés van a veszélyes anyagok mennyiségének minimalizálására, átalakításukra, ezzel a fissziós nukleáris energiatermelés egy fenntartható és környezetbarát folyamattá tehető.

2.2. Fúziós energiatermelési folyamatok

A kisebb atommagok egyesítése tisztább megoldást kínál, a kiinduló anyagok gondos megválasztásával magában a reakcióban elkerülhetjük a veszélyes anyagok keletkezését. A példa előttünk lebeg, a Nap évmilliárdok óta fúziós energiát termel. Azt gondolhatnánk, hogy a legegyszerűbb folyamat két proton (hidrogén atommag) egyesítése egy két protonból álló ${}^2\text{He}$ maggá. Az a mi szerencsénk, hogy ilyen atommag nem létezik mivel a magerők nem tudják kompenzálni az elektrosztatikus tasztítást [5]. Ellenkező esetben



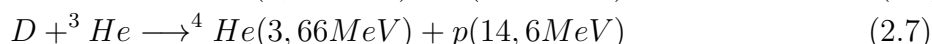
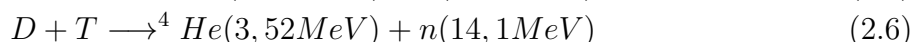
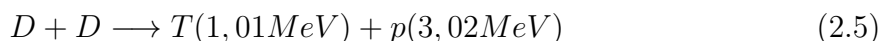
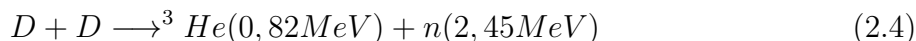
2.1. ábra. Az atommagokban egy nukleonra (proton, neutron) eső kötési energia az összetevők számának függvényében.

a Nap egy pillanat alatt az összes hidrogént héliummá alakította volna egy gigantikus robbanásban és nem tudnánk a fúziós energiatermelésről gondolkodni. A deutérium (egy proton és egy neutron) már létező formáció, ehhez viszont az kell, hogy az egyik proton béta bomlással neutronná alakuljon mialatt egymás közelében vannak. Ennek igen kicsi a valószínűsége így a Nap nagyon takarékosan, évmilliárdokig termeli a fúziós energiát viszonylag csekély, kevesebb mint $1W/m^3$ teljesítménysűrűséggel. Mint kiderült a Napban több fúziós folyamat is zajlik, szerencsénkre mindet valahol korlátozza a proton béta bomlása. Egyik ezek közül a CNO ciklus, amelyben szén (^{12}C) atommagok egy-egy proton felvételével fokozatosan nehezebb nitrogén (^{13}N , ^{14}N) majd oxigén (^{15}O) atommaggá alakulnak. Az ^{15}O egy újabb protont felvéve szétesik egy ^4He atommagra (alfa részecskére) és egy ^{12}C atommagra így a körfolyamat újraindulhat. Az alfa részecske egy nagyon erősen kötött atommag, sok instabil mag bomlásakor keletkezik, melyeket még a radioaktivitás kezdetekor neveztek el alfa bomlásnak. A CNO ciklus mellett egy másik folyamatot is felismertek, amely mai ismeretek szerint a Nap energiatermelésének domináns forrása:



Ebben is az első reakció béta bomlást tartalmaz, ezért lassú és Földi energiatermelésre nem alkalmas.

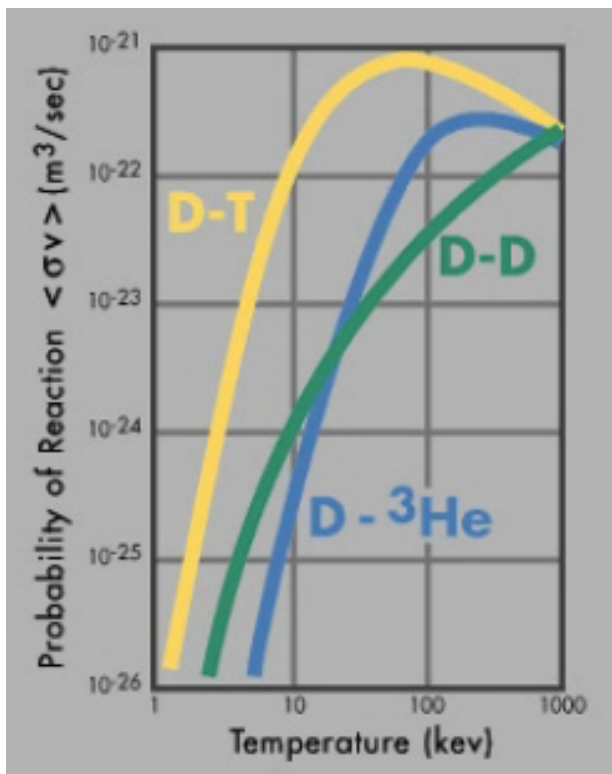
A harmincas években az első részecskegyorsítók felépítése után szisztematikus vizsgálatokba kezdtek különböző magreakciókról és kiderült (Gamow, 1938), hogy a deutérium atommag – amely egy protonból és egy neutronból áll – viszonylag lazán kötött, és béta bomlás nélkül nagy valószínűséggel kelt különböző magreakciókat. Ezek közül számos alkalmas lenne Földi energiatermelésre is:



A képletek után zárójelben a keletkező részecskék energiája látható, tehát fontos megjegyezni, hogy felszabaduló energiát a részecskék mozgási energiája képviseli. A fentiekén kívül további, magasabb rendszámú magokból kiinduló reakciók is ismertek, például a Nap esetében fentebb említett ${}^3\text{He}$ – ${}^3\text{He}$, vagy p–Be.

Ezek a reakciók természetesen alapvetően különböznek a hasadási energiatermelésben használatos maghasadási folyamatoktól. A hasadást egy neutron befogása váltja ki, amely töltés nélküli részecske, így akadálytalanul behatol az atommagba. A kisenergiájú neutronok még nagyobb hatásokkal hasítják is el az atommagokat, így a folyamat kevés kezdeti neutronnal elindítható, önfenntartó és szinte magától adódik. Ezzel szemben a fúziós reakciókban az atommagokat elektrosztatikus töltésük taszítja, a magreakciók csak akkor tudnak létrejönni, ha olyan nagy sebességgel ütköznek a magok, hogy le tudják győzni ezt a "Coulomb gátat". Valójában nincs szükség arra, hogy az atommagok felszaladjanak a gát tetejére, ha elég közel kerülnek egymáshoz a kvantummechanikai alagúteffektussal létrejöhetnek a reakciók. Az elektrosztatikus energia a két mag töltésének szorzatától függ, tehát legkisebb energia a hidrogén izotópjainak fuzionálásához kell. Ennek megfelelően a kutatások is elsősorban a hidrogén izotópjai közötti fúziós reakciók megvalósítására irányulnak, de még ebben az esetben is néhány tíz kiloelektronvolt nagyságrendű energiával kell, hogy ütközzenek a részecskék hogy számottevő fúziós reakció jöjjön létre.

A fentiek szerint például egy deutérium atommagot néhány százszor 10000 Volt feszültségen átjuttatva (10 kiloelektronvolt, keV energiára gyorsítva) és egy deutérium céltárgynak ütköztetve fúziós reakciót idézhetünk elő. Ez a módszer azonban teljességgel alkalmatlan energiatermelésre, ugyanis a Coulomb taszítás miatt az ütköző atommagok közül — a reakciótól függően — csak minden százazredik vagy milliomodik képes fúziós reakciót kiváltani, a többi csak eltérül az atommagok elektrosztatikus taszító terében. Az ilyen szórásban a beérkező részecske megosztja energiáját a céltárgy maggal ezért a következő ütközésnél már nincs is elég energiája a fuzionáláshoz. Mint a reakciók képleteiből látható, a fúzióban felszabaduló energia néhány és néhány 10 MeV között van, ami körülbelül ezerszerese a gyorsított részecske energiájának. Átlagosan tehát egy gyorsított részecske legfeljebb energiájának egy százalékát, vagy még kevesebbet szabadít fel



2.2. ábra. Néhány fúziós folyamat reakció rátája (a termikus eloszlásra átlagolt hatáskeresztmetszet-sebesség szorzat) a hőmérséklet függvényében.

fúziós reakcióban, így csak nagyon kicsivel több energiát kapnánk vissza mint amennyit befektettünk a részecskék gyorsításába. Mivel a fúziós energiát jó esetben is csak 20-30 százalék hatásfokkal tudnánk a részecskék gyorsítására fordítani, ezért gyorsítóval kizárt, hogy fúziós energiát lehessen termelni.

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. Állandósult állapotban a részecskék energiájának eloszlása a Maxwell eloszlást követi, a részecskék átlagos energiája $\frac{3}{2}kT$, ahol k a Boltzmann-állandó, T pedig a hőmérséklet. Ezen a részecskék között Coulomb ütközések nem változtatnak tehát átlagosan nem okoznak energiaveszteséget. Természetesen ekkor viszont a hőmérsékletnek olyan magasnak kell lennie, hogy a részecskék jelentős része 10 keV körüli energiával rendelkezzen. Ez nagyságrendileg 100 millió K hőmérsékleten következik be, tehát ilyen hőmérsékletű termikus közegben tudnánk fúziós energiát termelni.

A 2.2 ábrán látható hogy a fenti reakciók közül a 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 kb. 1:6000 koncentrációban fordul elő földi hidrogénben (és így vízben). Sajnos ezeknek a folyamatoknak a küszöbenergiája majd egy nagyságrenddel magasabb.

2.3. Fúzió-fisszió hibrid rendszerek

A fissziós energiatermelő folyamatok könnyen megvalósíthatók, azonban kellemetlen melléktermékekkel járnak és a láncreakció szabályozása is kritikus lehet. Ezzel szemben a fúziós reakciók jól szabályozhatók, de nehéz őket pozitív energiamérleggel megvalósítani. A kettő kombinálásával esetleg lehetne hibrid sémákat alkotni, melyben a fúziós folyamatban keltett neutronokkal magreakciókat váltanak ki. Ezek csak addig zajlanak, míg a fúziós reakció folyik, tehát a fissziós résznek nem kell láncreakcióval működnie. A fissziós üzemanyag urán mellett sok más is lehetne, például fissziós reaktorokban keletkezett veszélyes anyagok, amelyeket a neutron bombázás nem-radioaktív anyaggá alakíthat és közben még energiát is termelhet. Ilyen reaktorok gondolata többször felmerült de konkrét tervek készítésére még nem került sor.

2.4. A fúziós erőmű felépítése

A gyorsítóval végzett kísérletek, majd az 1952-es fúziós bomba felrobbantása igazolták, hogy D-T fúziós reakcióval lehetséges energiát felszabadítani. Ezután megindult a fejlesztés, hogy szabályzott körülmények között is lehessen hasznosítani ezt a folyamatot. A

reakció energiatartalma óriási: egy gigawatt (GW) teljesítményű fúziós erőmű számára kevesebb mint 1 kg deutérium és trícium lenne szükséges naponta. Ehhez a deutérium korlátlanul rendelkezésre áll vízben, pontosabban a nehézvíz molekulákban, melyekben a hidrogén atomot/atomokat deutérium helyettesíti. A nehézvíz és a közönséges víz molekulái között 10% tömegkülönbség van, ez lényegesen nagyobb mint például az urán-izotópoknál, ahol ez csak 1%. Ekkora tömegkülönbségre kémiai és fizikai folyamatok is érzékenyek, ezért nehézvizet már az 1940-es években is ipari méretekben elő tudtak állítani.

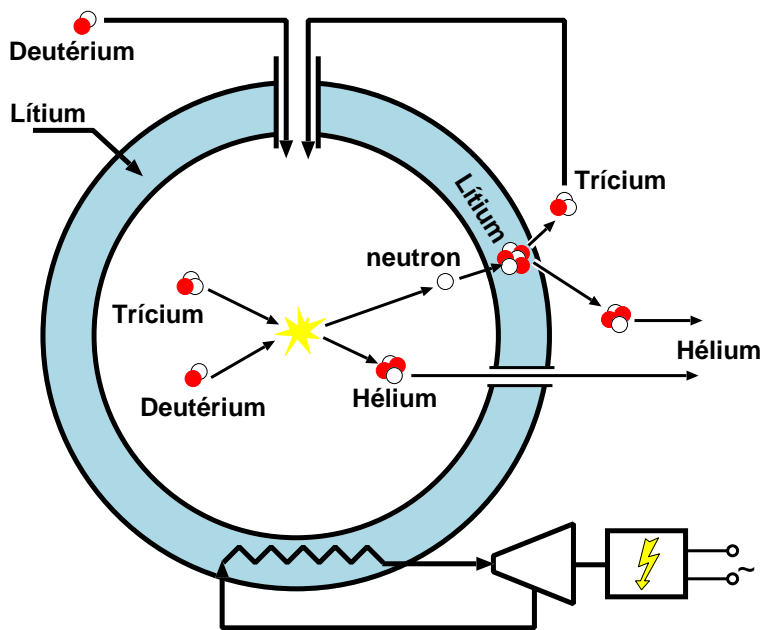
A trícium előállítása már nem ilyen egyszerű, mivel az nem stabil izotóp, hanem körülbelül 12 év felezési idővel béta bomlással ${}^3\text{He}$ atommaggá bomlik. A természetben trícium a magas légkörben keletkezik kozmikus sugárzás hatására, azonban ez egyensúlyi mennyiség a légkörben igen kevés, néhány tíz gramm lenne. Ennél sokkal többet produkáltak a légköri hidrogénbomba robbantások. Számítások szerint 1 megatonna felszabadított energiára átlagosan 1.5 kg trícium szennyezés jut. Ennek hatására a légkör tríciumtartalma az 1960-as évek közepén ezerszerese volt a természetesnek, de még így sem volt több mint 20 kg [6].

Tríciumot tehát valahol elő kell állítani. Erre a fissionos reaktorok is alkalmasak, különösen a nehézvízzel működő CANDU típusok, melyekben a nagyszámú neutron a deutériumot tríciummá képes alakítani. Azonban ennek a reakciónak igen kicsi a valószínűsége, a keletkező trícium még egyetlen fúziós erőmű üzemeltetéséhez sem lenne elegendő. A hiányzó trícium előállítása a magában a D-T fúziós reakcióban keletkező neutronból és lítiumból lenne csak lehetséges kihasználva az alábbi reakciók valamelyikét:



Az első reakció termikus neutronokkal, míg a második csak gyors neutronokkal működik. A fenti reakciók felhasználásával egy, az 2.3 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 berendezés köpenyében folyamatosan termelhető, és csak kis mennyiségben van jelen, ezért nem okoz megoldhatatlan sugár-
védelmi problémát.

A fúziós reakcióban keletkező energia nagyrészt neutronok formájában távozik, melyek a tríciumtermelő köpenyben adják le energiájukat. A köpenyből az energiát valamilyen hűtőközeggel 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 trícium mag állítható elő, ezért a köpenynek 100%-os tríciumtermelő hatásfokkal kellene működnie. Ez a gyakorlatban természetesen nem lehetséges, így valamilyen neutronsokszorozó anyagra is szükség van, amely ólom (esetleg berillium) lehetne. A fúziós reaktor köpenye tehát egy egy többfunkciós, bonyolult berendezés lenne.



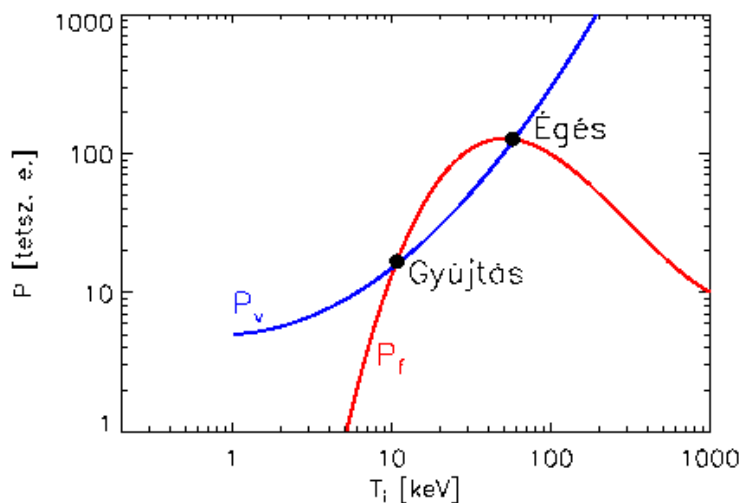
2.3. ábra. Fúziós reaktor elvi felépítése.

A fent vázolt fúziós erőműben nagyszámú neutron keletkezik majd használandik el. A trícium termelésben részt nem vevő neutronok lelassulnak a reaktor szerkezeti anyagában az atommagokkal történő ütközésekben és eközben a szerkezeti anyagok atomjait kilöki eredeti helyükről. Ez azt jelenti, hogy az anyag szerkezetét megváltoztatják. Ez a roncsoló hatás ismert a fissionos reaktorok használatából is, azonban a DT reakció esetén adott mennyiségű energiatermelés során kb. 6-ször több neutron szabadul fel. Emellett a fissionos reaktorokban magjában szilárd és folyékony anyagok vannak, melyek lelassítják és elnyelik a neutronok nagy részét, míg — ahogy majd később látni fogjuk — a fúziós reaktorokban nagyon ritka gázok vannak. A fissionos reaktorokon szerzett ismeretek alapján úgy látszik, hogy egy fúziós reaktor köpenye nem lesz képes kiállni a reaktor teljes üzemidejét, azt néhány évente ki kell majd cserélni.

A roncsolás mellett a neutronok magreakciókat is kiválthatnak, melyek egy részéből radioaktív anyagok is keletkezhetnek, azonban ezek mennyisége és minősége a szerkezeti anyagok helyes megválasztásával optimalizálható. Meg kell jegyezni, hogy a maradék neutronok kb. fél óra múlva elbomlanak.

2.5. Önfenntartó fúziós reakció

A fúziós reaktor magjában a D-T keveréket valamilyen módon fel kell fűteni és egyben kell tartani. Az D-T folyamatról tudjuk, hogy a D-T reakcióban felszabaduló energia kb. 80 százalékát a neutron, 20 %-át az α -részecske viszi el. A neutron semleges részecs-



2.4. ábra. A D-T közeg veszteségi teljesítménye és az alfa fűtés teljesítményének kvalitatív változása a közeg hőmérsékletének függvényében.

ke, nagyon gyengén hat kölcsön más anyagokkal, ezért feltételezhető, hogy elhagyja a reakcióteret és a köpenyben adja le az energiáját. Ezzel szemben az α -részecske töltött, így feltehetőleg a deutérium és trícium atommagokkal együtt összetartható a reaktorban. Viszonylag nagy hatáskeresztmetszettel ütközik a deutérium és trícium magokkal is, és kedvező körülmények között leadja energiáját a közegben, képes annak hővesztését pótolni. Ezt hívjuk α -fűtésnek. A 2.4 ábra vázlatosan mutatja, mi történik a közeg melegítésekor. A kék vonal az α -fűtés teljesítményét mutatja, amely a hőmérséklet emelésével egy darabig nő, majd az optimális hőmérséklet elérése után csökkenni kezd. A veszteségek (piros vonal) viszont mindenképpen monoton módon, 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 miatt nem lehetséges, és a veszteségi teljesítményt az α -fűtés teljesen fedezi.

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.

2.6. A Lawson kritérium

Még mielőtt foglalkoznánk azzal a kérdéssel, hogy hogyan lehetséges a fúzióhoz szükséges extrém körülményeket előállítani és fenntartani érdemes megvizsgálni milyen feltételek esetén lehet önfenntartó egy fúziós reaktor. Vegyünk egy V térfogatú, n sűrűségű, 50–50%-os deutérium–trícium összetételű homogén közeget amely időben állandósult állapotban van. A felszabaduló P_f fúziós teljesítményt a termikus sebességeloszlásra kiátlagolt $C(T) = \langle \sigma_f v \rangle$ reakciórátával a következőképpen írhatjuk fel:

$$P_f = V \left(\frac{n}{2} \right)^2 C(T). \quad (2.10)$$

A közeg energiavesztésének részleteivel nem foglalkozunk, azt csak egyetlen számmal, a τ_E energiaösszetartási idővel jellemezzük melynek definíciója:

$$\tau_E = \frac{W_{tot}}{P_v}, \quad (2.11)$$

ahol P_v a teljes veszteségi teljesítmény a közegből, W_{tot} pedig a közeg teljes belső energiája. Látható tehát, hogy az energiaösszetartási idő azt mondja meg, hogy a közeg milyen ütemben veszti el az energiáját. Minél kisebb ez az érték annál gyorsabb (nagyobb) a veszteség. Ebből felírhatjuk a veszteségi teljesítményt és megvizsgálhatjuk mikor lesz a fúziós teljesítmény R – szer nagyobb mint a veszteségi:

$$RP_v = R \frac{W_{tot}}{\tau_E} = R \frac{V \frac{3}{2} nkT}{\tau_E} < P_f = V \left(\frac{n}{2} \right)^2 C(T) \quad (2.12)$$

$$n\tau_E > R \frac{6kT}{C(T)} \quad (2.13)$$

$C(T)$ kis hőmérsékleten igen kicsi ezért a kifejezés jobb oldala nagy. A hőmérséklet emelésével a jobb oldal csökken és egy minimum után ismét növekedni kezd. A minimum értéket behelyettesítve a fenti kifejezést hívják $R = 1$ esetén a Lawson-kritériumnak, amely azt mondja, hogy a sűrűség és az energiaösszetartási idő szorzatának egy meghatározott értéknél nagyobbnak kell lennie. Ezt az állapotot szokás "breakeven"-nek is nevezni, utalva arra, hogy a fúziós teljesítmény itt áttöri a veszteségi teljesítményt. Ennek technikai jelentősége nincs, $R = 1$ -nél a plazma nem önfenntartó, hiszen P_f 80% százalékát a neutronok biztosan kiviszik a plazmából. Tegyük most fel, hogy az alfa részecskék mind leadják energiájukat a plazmában amelyben a fűtések és a veszteségek egyensúlyt tartanak egymással: $P_v = P_f/5 + P_{ext}$, ahol P_{ext} a kívülről alkalmazott fűtési teljesítmény. Vezessük be a $Q = P_f/P_{ext}$ energiasokszorozási tényezőt. Ekkor

$$n\tau_E > \frac{Q}{1 + Q/5} \frac{6kT}{C(T)} \quad (2.14)$$

Láthatjuk, hogy $Q = \infty$, azaz a fúziós égés esetén szintén egy Lawson-kritériumot kapunk, csak a határ ötször magasabban van mintha csak azt várnánk el, hogy a veszteségeknek megfelelő fúziós teljesítményt termeljünk.

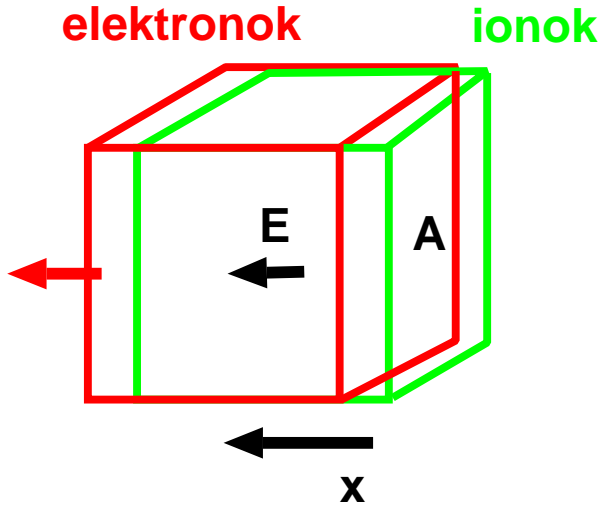
A Lawson-kritérium éppen az optimális hőmérsékleten adja meg a fúziós reaktor működésének feltételét. A 2.4 ábrán látható, hogy a fúziós égés nem itt indul be, tehát célszerű lenne a rögzített hőmérséklet feltevését feladni. Az optimum előtti tartományban a $C(T)$ függvény felfutása parabolával közelíthető. Ezt figyelembe véve láthatjuk, hogy a Lawson-kritérium módosul és az $n\tau_E T$ hármas szorzatra kapunk egy korlátot. Ezt a mennyiséget szokták használni a berendezések teljesítményének összehasonlítására.

2.7. A fúziós plazma és tulajdonságai

A fúziós reaktorban a hidrogén izotópok magjainak 10 keV termikus energiával kell rendelkezniük. Tekintettel a köznapitól nagyon eltérő hőmérsékletekre a fúziós kutatásokban a hőmérsékletet a részecskék elektronvoltban mért termikus energiájával szokásos mérni. Egy elektronvolt ($1\text{eV}=1,6 \cdot 10^{-19}\text{J}$) lesz egy elektron energiája mialatt egy Volt potenciálon fut át. 1 eV kb. 10000 K hőmérsékletnek felel meg, tehát 10 keV hőmérséklet kb. 100 millió K.

A hidrogén atomban az elektron kötési energiája 13,6 eV, az atommagok mozgási energiája tehát ennek ezerszerese. Várható tehát, hogy az atommagokról az elektronokat leszakítják az ütközések és lényegében egy kétkomponensű (ion, elektron) gázkeverék keletkezik. Ezt hívjuk plazmának, amely az anyag negyedik halmazállapota. Annak ellenére, hogy a plazmák sok tulajdonsága a gázokra emlékeztet, alapvetően megkülönbözteti őket, hogy a részecskék töltöttek. Ez azt okozza, hogy ha egy térfogatban átlagosan több atommag van mint elektron akkor erős elektrosztatikus tér keletkezik, amely befolyásolja a részecskék mozgását. Hasonlóan, ha ez elektronok és ionok átlagos sebessége különbözik, akkor elektromos áram keletkezik amely a Biot-Savart-törvénynek megfelelően mágneses teret kelt. A mágneses tér $v \times B$ Lorentz-erővel hat a részecskék mozgására, a plazma által keltett elektromos és mágneses terek megváltoztatják a plazma mozgását távoli tartományokban is. Ez lényeges különbség a gázokhoz képest. Az alábbiakban áttekintjük a plazmaállapot néhány alapvető tulajdonságát.

A plazma állapotot laboratóriumokban már az 1920-as évek óta előállították. Ezekben a kísérletekben magas feszültséget kapcsolnak ritka gázba helyezett fém elektródákra. Az elektromos tér felgyorsítja a véletlenszerűen jelenlevő elektronokat. (Kisszámú szabad elektron keletkezik például a kozmikus sugárzás hatására.) Ha elég ritka a gáz akkor az elektronok hosszú utat tudnak ütközés nélkül befutni és akkora energiára tesznek szert, hogy egy ütközésben ki tudnak lökni egy újabb elektront a gázatomból, azaz ionizálnak. Az újonnan keletkezett elektron további elektronokat kelt és ez a lavina végigfut a gázban. Ez a kisülés (angolul breakdown) folyamat a plazmák előállításának alapvető módja.



2.5. ábra. A plazmarezgés számítására szolgáló geometria.

S

2.7.1. Plazmarezgés

Amikor egy gázt ionizálunk és ezzel plazma állapotba kerül, a plazmában egyenlő számú elektron és ion keletkezik. Vizsgáljuk meg mi történik, ha a plazma egy térfogatában az elektronok elmozdulnak az ionokhoz képest. Az egyszerűség kedvéért tegyük fel, hogy egy végtelen függőleges rétegben az elektronok elmozdulnak az ionoktól x távolságra balra és tekintsünk a síkban egy A felületdarabot. Első közelítésben az ionok mozdulatlanak tekinthetők. Két vékony rétegben kompenzálatlan töltések maradnak melyek nagysága egy A felületdarabon $n_e x A$, ahol n_e az elektronok (és ionok) sűrűsége. Ez a töltéssűrűség homogén elektrosztatikus teret kelt:

$$\varepsilon_0 2A E_1 = en_e x A \quad E_1 = (en_e / 2\varepsilon_0) x \quad (2.15)$$

A két töltésréteg által keltett azonos tér összege a két réteg között:

$$E = 2E_1 = (en_e / \varepsilon_0) x \quad (2.16)$$

Egységnyi térfogatban az $n_e m_e$ tömegű elektronokra ható visszatérítő erő:

$$F = en_e E = (e^2 n_e^2 / \varepsilon_0) x. \quad (2.17)$$

Tehát az elektronokra a kitérésükkel arányos visszatérítő erő hat. Ez harmonikus rezgőmozgást okoz $\omega = \sqrt{k/m}$ körfrekvenciával. Ezt hívjuk plazmafrekvenciának melynek értéke:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}}. \quad (2.18)$$

Modellünkben az elmozdult elektronréteg merev testként mindenhol egy fázisban rezeg, nem terjedő hullámot kapunk. A plazmafrekvencia tehát nem egy hullámmozgást ír le hanem egy karakterisztikus frekvenciát, egy rezgést. Természetesen valóságos esetben egy ilyen mozgás az ütközések miatt csillapodik, de a folyamat azt fejezi ki, hogy a plazma mindig igyekszik a semleges állapotba visszajutni. Úgy mondjuk, hogy a plazma kvázineutrális. A plazma tehát olyan furcsa, többkomponensű közeg melyben az összetevők sűrűségét elektromos terek kapcsolják össze.

2.7.2. Debye-árnyékolás

A következőkben azt az esetet vizsgáljuk hogy a plazmába helyezett szabad elektrosztatikus töltés elektromos tere hogyan befolyásolja a plazmát. Tegyük a plazmába egy szabad, álló töltést. Ha az elektronhőmérséklet közel 0, akkor az elektronok addig fognak mozogni, amíg elektromos tér van. Egyensúlyi állapotban az elektronsűrűség úgy fog módosulni, hogy tökéletesen leárnyékolja a töltés elektromos terét.

Ha a potenciál megszorozva az elektron töltésével összemérhető az átlagos elektron energiával akkor az elektronok nem maradnak meg a tökéletesen árnyékoló eloszlásban, valamelyes sűrűségkülönbség marad az elektronok és ionok között. A potenciálra a Poisson-egyenlet:

$$\varepsilon_0 \frac{d^2\phi}{dr^2} = -e(n_i - n_e). \quad (2.19)$$

Az elektronokra az egyensúlyi Maxwell-Boltzmann-eloszlásban most nem csak a kinetikus energia, hanem a potenciális is szerepelni fog:

$$f(v) = C e^{-(\frac{1}{2}mv^2 - e\phi)/kT} \quad (2.20)$$

$$n_e = n_\infty e^{e\phi/kT}. \quad (2.21)$$

n_e -t behelyettesítve a Poisson egyenletbe és az exponenst $e\phi/kT$ szerint első rendig sorba fejtve kapunk egy egyenletet a potenciálra:

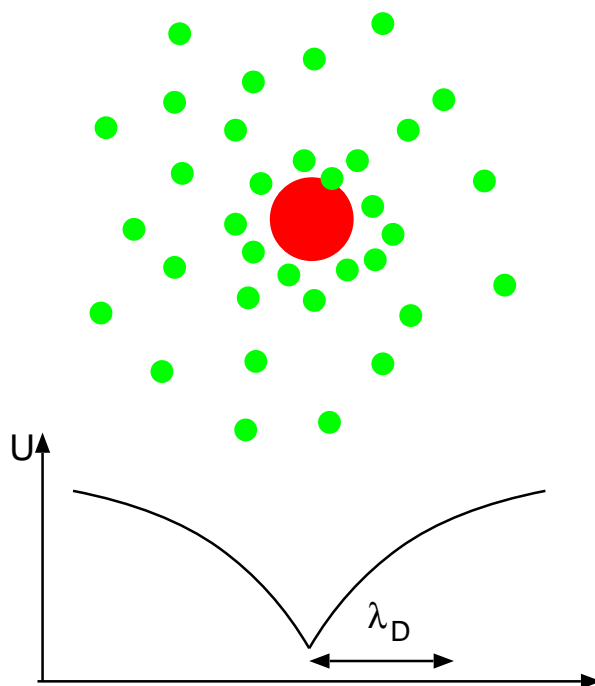
$$\varepsilon_0 \frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{n_\infty e^2}{kT} \phi. \quad (2.22)$$

Itt kihasználtuk hogy a végtelenben az elektron sűrűségeloszlás megegyezik az ion sűrűségeloszlással. Az egyenlet megoldása egy exponenciális potenciál:

$$\phi = \phi_0 e^{-|x|/\lambda_D} \quad (2.23)$$

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{n_\infty e^2}}. \quad (2.24)$$

λ_D -t nevezzük a Debye-hossznak. Azt láttuk tehát, hogy a Debye-hossznál nagyobb távolságskálán a plazma elektrosztatikusan semleges, a töltéseket leárnyékolja. Fontos



2.6. ábra. Debye-árnyékolás szemléltetése.

megjegyezni, hogy ez nem jelenti azt, hogy az elektron- és ionsűrűség mindig szigorúan megegyezik, hiszen a potenciálkülönbség éppen az elektron és ion sűrűség kicsi különbségéből adódik. Másrészt a 2.21 egyenletet úgy is lehet értelmezni, hogy különböző elektronsűrűségű tartományok között óhatatlanul potenciálkülönbség fog fellépni.

2.7.3. Plazma definíciója

A fenti ismeretek alapján megfogalmazhatjuk azokat a feltételeket amelyek teljesülése esetén tekintjük az ionizált gázt plazmának:

- A plazma *kollektív* rendszer, tehát nem az egyedi részecskék dinamikája, hanem a kontinuumfizika dominál, ha a Debye-gömbben levő részecskék száma nagy:

$$N_D = \frac{4\pi}{3} \lambda_D^3 \gg 1 \quad (2.25)$$

- A plazma *kvázineutrális* ami azt jelenti, hogy a Debye-hossz sokkal kisebb mint a rendszer mérete:

$$\lambda_D \ll L \quad (2.26)$$

- Harmadik kritériumként szokták még venni, hogy legyen

$$\omega_p \tau \gg 1, \quad (2.27)$$

ami azt jelenti, hogy a plazmarezgés periódusideje jóval kisebb, mint a semleges részecskékkel való ütközések karakterisztikus ideje. Ez azt jelenti, hogy a plazma eléggé ionizált ahhoz, hogy a plazmarezgés működjön.

2.8. Feladatok

2.1. Feladat Számítsuk ki, mennyi lítiumot fogyaszt naponta egy 1 GW termikus teljesítményű fúziós erőmű! (A köpenyben lejátszódó bonyolult folyamatokat az energiamérleg szempontjából most ne vegyük figyelembe!) Mennyi víz kell naponta a szükséges deutérium előállításához?

2.2. Feladat Egy $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ sűrűségű, $T = 25 \text{ keV}$ hőmérsékletű fúziós plazmában hány elektron van a Debye-térfogaton belül? Mekkora a Debye-hossz?

3. fejezet

Tehetetlenségi fúzió

A Lawson kritérium levezetésénél feltettük, hogy a rendszer stacioner állapotban van. Mint a hidrogénbomba megmutatta, fúziós energiát robbanásszerű folyamatban is lehet termelni, tehát vizsgáljuk meg azt az esetet mikor a rendszer szabadon tágul. Ezt az esetet tehetetlenségi vagy inerciális fúziónak nevezik utalva arra, hogy az anyag tehetetlensége miatt véges ideig egyben marad.

Tegyük fel, hogy egy fele-fele deutérium-trícium keveréket felfűtöttünk a fúzióhoz szükséges hőmérsékletre. Egy magára hagyott N atommagot tartalmazó gömb c_S hangsebességgel tágul:

$$\rho = \frac{N}{4\pi r^3/3}, \quad r = r_0 + c_S t. \quad (3.1)$$

A sűrűség felére csökken

$$\tau = \frac{r_0}{4c_S} \quad (3.2)$$

idő alatt. A közegben lezajló fúziós reakciók száma dt idő alatt:

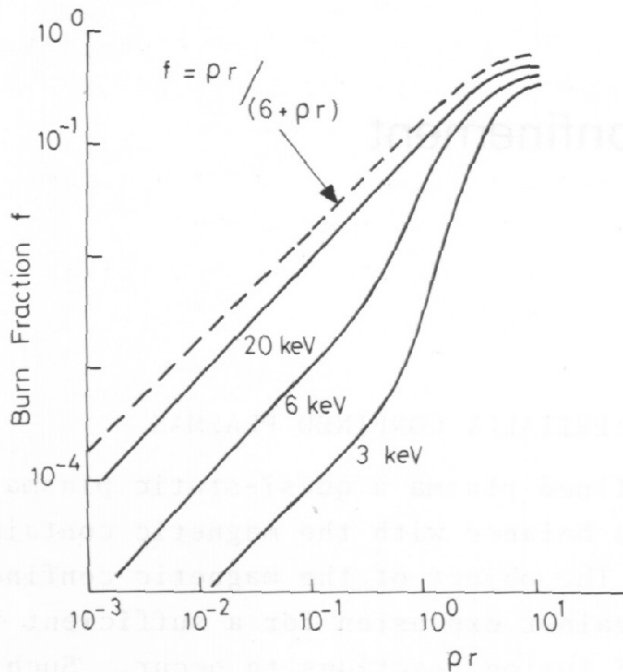
$$N_f = N_D n_T \langle \sigma v \rangle dt. \quad (3.3)$$

A teljes térfogatban a teljes expanzió alatt fuzionált anyag aránya (burn fraction) ebből:

$$f = \frac{1}{N_D} \int_0^\infty N_f dt = \langle \sigma v \rangle \int_0^\infty \frac{N/2}{4\pi(r_0 + c_S t)^3/3} dt = \frac{\langle \sigma v \rangle}{2c_S} n_T^0 r_0. \quad (3.4)$$

Behelyettesítve a fúzióhoz szükséges kb. 10 keV hőmérsékleten $\langle \sigma v \rangle / c_S$ értékét azt kapjuk, hogy

$$f \sim \rho r_0. \quad (3.5)$$



3.1. ábra. A fuzionált anyag arányának függése a ρr paramétertől egyenletes hőmérsékletű gömbre különböző hőmérsékletek esetén.

Az fúziós folyamat csökkenti a D és T magok sűrűségét valamint az adiabatikus tágulás csökkenti a hőmérsékletet amely a fúziós hatáskeresztmetszeten keresztül csökkenti a folyamatot. Részletes számolások eredményét mutatja a 3.1 ábra. A görbék 30 keV körüli energián az $f \approx \frac{\rho r}{6 + \rho r}$ görbéhez tartanak amennyiben a sűrűsége g/cm, a sugárra cm egységeket alkalmazunk. A számolások szerint f maximális értéke 0.3 körül van ρr egy-
ségi nagyságrendbe eső értéke körül. Ebből egy folyamattal kinyerhető energianyereség maximális értéke :

$$G_{max} \approx \frac{17000 keV \times 0.3}{2 \times 30 keV} = 85. \quad (3.6)$$

Mivel a fúziós energiát 30% körüli hatásfokkal lehet villamos energiává alakítani és a mai ismeretek szerinte a gömböt fűtő rendszerek hatásfoka sem valószínű, hogy 10%-nál magasabb legyen, ezért egyenletesen fűtött gömbbel nem valószínű, hogy fúziós reaktort lehessen építeni.

Az α fűtés az inerciális fúzióban is működik, a fúzióban keletkező α részecskék ütközéssel leadhatják energiájukat a gömbben. A gömb közepéből induló α részecske várható ütközéseinek száma:

$$N_c = \sigma_c r \rho, \quad (3.7)$$

tehát ismét ρr a meghatározó paraméter. Az α fűtés tehát egy terjedő égési frontot alakíthat ki, ha $\rho r > 0.3g/cm^2$. Terjedő égés esetén a kiinduló gömbnek csak a belső kb. $\rho r > 0.3g/cm^2$ tartományát kell felfűteni ami lényegesen javítja a tehetetlenségi fúzió energiamérlegét. Ha $\rho r > 5g/cm^2$ akkor már a neutronok is leadhatják az energiájukat és még hatásosabb a terjedő égés.

Látható tehát, hogy ρr -nek körülbelül egységnyiinek kell lennie ahhoz, hogy egy inerciális fúziós reaktor megvalósítható legyen. Ez elvileg megtehető normál körülmények között, pl. $\rho = 1g/cm^3, r = 1cm$ esetén is. Azonban 1 g D-T keverékből $3 \times 10^5 MJ$ fúziós energia szabadul fel, ez 75 MT TNT energiájának felel meg ami egy nagy atombombával ekvivalens és nyilván nem kezelhető egy erőműben. Tehát korlátozni kell a teljes felszabaduló energiát:

$$E = f n_T \frac{4\pi}{3} r^3 E_0 < E_{max}, \quad E_0 = 17MeV, \quad (3.8)$$

$$\rho = 5m_p n_T, \quad n_T = \frac{\rho}{5m_p}, \quad (3.9)$$

$$\frac{f}{5m_p} \frac{4\pi}{3} (\rho r) r^2 < E_{max}. \quad (3.10)$$

Láttuk, hogy megfelelő energianyereséghez kb. egységnyi ρr szorzat szükséges, ezt beírva a tehetetlenségi fúzió megvalósításának feltétele

$$r < r_{max}, \quad \rho r \simeq 1, \quad \rho > \rho_{min} \quad (3.11)$$

Praktikus megfontolásokból $E_{max} \approx 100MJ$, ekkor $\rho_{min} = 300g/cm^3$ adódik. Kisebb, praktikusabb E_{max} esetén $\rho_{min} \approx 10^3g/cm^3$. Ez kb. 1000-szerese a folyékony D-T keverék sűrűségének tehát a felfűtés előtt a DT keveréket lényegesen, lineáris méretének tizedére kell összenyomni. $\rho r = 1$ estén az összenyomott gömb mérete $10 \mu m$, a 30 keV hőmérsékleten a hangsebesség nagyságrendileg 10^6 m/s. Ebből következik tehát, hogy a folyamatok időskálája lényegesen kisebb ns-nál.

A kívánatos sűrűsége és hőmérsékleten a nyomás kb. 10^{12} atm, ami nem valószínű, hogy mechanikus úton elérhető már csak a folyamatok igen rövid időskálája miatt sem. Az összenyomásra egy lehetőség összenyomás lökéshullámmal. Sajnos lökéshullám esetén az energia jelentős része fűtésre fordítódik és nem kompresszióra. A legnagyobb összenyomás adott munkavégzés esetén adiabatikus esetben kapható. A kívülről ható nyomásnak meghatározott időbeli lefutással kell rendelkeznie. Látható tehát, hogy az inerciális fúzió megvalósításához rendkívüli technikai követelményeknek kell megfelelni.

3.1. Feladatok

3.1. Feladat Egy héjszerkezetű, tömör inerciális fúziós kapszula térfogatának fele $0,21 g/cm^3$ sűrűségű deutérium-trícium keverék, másik fele ablátor anyag, melynek elpárologtatásával összenyomják a kaszulát. A DT keverék a központi, 1 mm sugarú gömbrészben van.

Számítsuk ki, hogy egy 1 GW termikus teljesítményű fúziós erőmű esetében milyen frekvenciával kell robbantani a kapszulákat, ha az elégesi ráta 33%!

3.2. Feladat *A kapszula összenyomását ebben az erőműben $\lambda = 351$ nm hullámhosszúságú UV lézerrel végzik. Ha az ablátor anyag 1%-a egyenletesen lerakódik a 10 m átmérőjű target kamra falán, akkor mennyi idő elteltével képez az optikai elemek tulajdonságait lényegesen befolyásoló, $\lambda/4$ vastagságú bevonatot?*

4. fejezet

Töltött részecskék ütközésmentes mozgása mágneses térben

Eddig láttuk, hogy a szabályozott magfúzió megvalósításához kb 100 millió fokos plazmát kell összetartani úgy, hogy a Lawson-kritérium teljesüljön. Foglalkozzunk most azzal az esettel amikor a τ növelésére törekszünk, a plazmát összetartjuk. Ilyen hőmérsékleten nem jöhet szóba anyagi tartály, azonban kihasználhatjuk, hogy a plazmában szabad töltött részecskék vannak és így a plazma mágneses terekkel kölcsönhat. Első közelítésben tekintsük a plazmát egymással nem kölcsönható töltött részecskék sokaságának, és vizsgáljuk ezen részecskék mozgását elektromágneses terekben. Erre az jogosít fel, hogy $\tau_E = 1$ s esetén $n = 10^{20}$, ami 10^{-5} része a normál légköri sűrűségnek. Kiloelektronvolt nagyságrendű hőmérsékleten a részecske szabad úthosszak tipikusan a 10-100 méter nagyságrendbe esnek.

Elsőként vizsgáljuk a homogén, statikus terek esetét. A Lorentz-erővel a mozgásegyenlet

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (4.1)$$

Forgassuk be a koordinátarendszerünket \mathbf{B} irányába, azaz $\mathbf{B} = (0, 0, B)$. Ekkor a mozgásegyenletek:

$$m \frac{dv_x}{dt} = q(E_x + v_y B) \quad (4.2a)$$

$$m \frac{dv_y}{dt} = q(E_y - v_x B) \quad (4.2b)$$

$$m \frac{dv_z}{dt} = qE_z. \quad (4.2c)$$

Látható, hogy a z irányú mozgás független a többitől. Legyen most $\mathbf{E} = 0$ és vizsgáljuk a mozgást B_\perp síkjában. Az x, y mozgásegyenletekből:

$$\frac{d^2 v_x}{dt^2} = \frac{qB}{m} \frac{dv_y}{dt} = -\frac{q^2 B^2}{m^2} v_x. \quad (4.3)$$

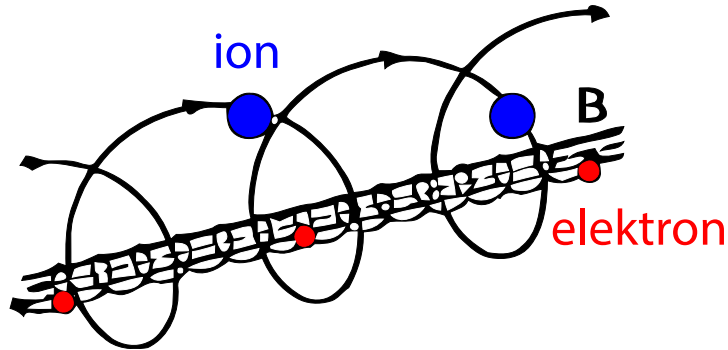
Tegyük fel, hogy $v_x = A \sin(\omega_c t)$. Ekkor

$$\frac{d^2 v_x}{dt^2} = -A\omega_c^2 \sin(\omega_c t) = -\frac{q^2 B^2}{m^2} A \sin(\omega_c t). \quad (4.4)$$

A körmozgás frekvenciája

$$\omega_c^\alpha = \frac{q_\alpha B}{m_\alpha}. \quad (4.5)$$

Ez az α típusú részecske adott mágneses tér melletti *ciklotron frekvenciája*. A részecskék a ciklotronfrekvenciával úgynevezett *Larmor mozgást* végeznek a mágneses tér körül (4.1. ábra). A forgásirány a töltés előjelétől függ, ionok és elektronok ellentétes irányban mozognak.



4.1. ábra. Larmor-mozgás.

A Larmor pálya sugara:

$$r_L = \frac{v_\perp}{\omega_c} = \frac{mv_\perp}{qB}. \quad (4.6)$$

A Larmor pálya sugara tehát a részecske (merőleges) impulzusával arányos. Ha a részecskék azonos energiájúak (hőmérsékletűek) akkor $v = \sqrt{2E/m}$ és így $r_L = \sqrt{2E_\perp m}/qB$. A Larmor pálya sugara így gyökösen függ a részecske tömegétől. Adott hőmérsékleten az elektronoknak kb 50-szer kisebb a Larmor sugara mint az ionoknak.

Fúziós berendezésekben a mágneses tér nagysága tipikusan 1-5 T, a hőmérséklet 1 keV. $B = 1$ T esetén a ciklotron frekvencia

$$f_{ce} = \frac{1}{2\pi} \frac{q_e B}{m_e} = 28 \text{ GHz} \quad (4.7a)$$

$$f_{cp} = \frac{1}{2\pi} \frac{q_p B}{m_p} = 15 \text{ MHz}. \quad (4.7b)$$

Ha $B = 1$ T és $T = 1$ keV, a Larmor-sugár

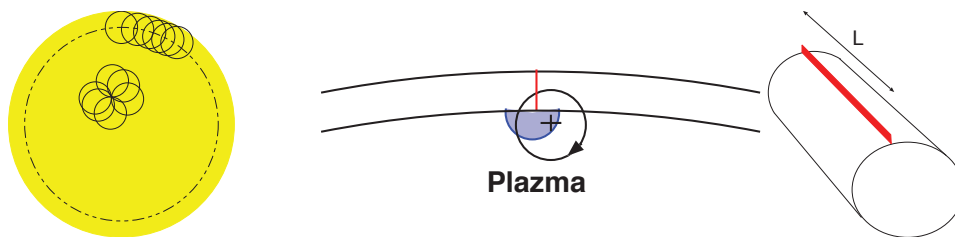
$$r_{Le} = \frac{m_e v_{\perp}}{q_e B} = 0.1 \text{ mm} \quad (4.8a)$$

$$r_{Lp} = \frac{m_p v_{\perp}}{q_p B} = 5 \text{ mm}. \quad (4.8b)$$

α -részecskére $T = 1$ keV esetén $r_{L\alpha} = 5$ mm, fúziós reakcióból származó ($T = 3.5$ MeV) részecskére $r_{L\alpha} = 30$ cm.

4.1. Diamágnesség

A Larmor pályán mozgó részecskék kis köráramokat keltenek, és ezek az eredeti térrel ellentétes irányú mágneses teret indukálnak. Számítsuk ki n sűrűség esetén ezt a B_{dia} teret. A plazmaoszlop belsejében minden pontban 0 az eredő áram (4.2a ábra), a szélén viszont egy r_L vastag rétegben kompenzálatlan köráram folyik. Az oszlop szélén (4.2b



4.2. ábra. Diamágnesség számítása.

ábra) a piros vonalon azok a részecskék futnak át, melyek Larmor-pálya középpontja a kék tartományba esik. Ennek felülete $A = r_L^2 \pi / 2$. Egy részecske $ev / 2\pi r$ áramot képvisel. Hosszú egyenes oszlop esetén L hosszú szakaszra $\oint B_{\text{dia}} dl = \int IdF$.

$$B_{\text{dia}} L = ALn \frac{ev_{\perp}}{2\pi r_L} = Ln \frac{r_L^2 \pi}{2} \frac{ev_{\perp}}{2\pi r_L} = \frac{1}{4} en \frac{mv_{\perp}}{eB} v_{\perp} = \frac{1}{4B} n m v_{\perp}^2 = \frac{1}{2B} \frac{dE_{\text{kin}}}{dV}. \quad (4.9)$$

Azt kapjuk tehát, hogy a diamágneses tér nagysága a kinetikus energiasűrűséggel arányos és független a részecskéktől. Homogén térben a teljes plazmaoszlopra a diamágneses fluxus:

$$\psi_{\text{dia}} = \int B_{\text{dia}} dF = \frac{1}{2B} \frac{dE_{\perp}}{dL}. \quad (4.10)$$

Homogén térben a teljes diamágneses fluxus a plazmaoszlop teljes (elektron+ion) B_{\perp} energiatartalmával arányos ($B \approx \text{const.} \rightarrow B_{\text{dia}} \ll B$). Kellően nagy sűrűségű és hőmérsékletű plazma a belsejében lecsökkenti a mágneses teret.

4.2. Mozgás $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ elektromos térben

Legyenek $\mathbf{E} = (E, 0, 0)$, $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ homogén, időben állandó terek.

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{q}{m}(E + v_y B) = \frac{qB}{m} \left(\frac{E}{B} + v_y \right) = \pm \omega_c \left(\frac{E}{B} + v_y \right) \quad (4.11a)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\frac{q}{m}v_x B = -\frac{qB}{m}v_x = \mp \omega_c v_x. \quad (4.11b)$$

Deriválva és behelyettesítve:

$$\frac{d^2 v_x}{dt^2} = -\omega_c^2 v_x. \quad (4.12)$$

Tehát v_x -re ugyanolyan egyenletet kaptunk, mint az E tér nélkül, így a megoldás is ugyanaz:

$$v_x = v_{\perp} \sin(\omega_c t). \quad (4.13)$$

Viszont

$$v_y = \pm v_{\perp} \cos(\omega_c t) - \frac{E}{B}, \quad (4.14)$$

tehát egy állandó $v = E/B$ sebességgel driftel a részecske, mindkét térre merőlegesen. Általánosan felírva, legyen $\mathbf{v} = \mathbf{V} + \mathbf{v}_c$ és $d\mathbf{V}/dt = 0$. Ekkor

$$m \frac{d\mathbf{v}_c}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} + \mathbf{v}_c \times \mathbf{B}). \quad (4.15)$$

Visszakapjuk a Larmor-mozgás egyenletét, ha

$$\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} = 0, \quad (4.16)$$

$$\mathbf{E} \times \mathbf{B} = -(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = -\mathbf{B}(\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}) + \mathbf{V}B^2. \quad (4.17)$$

Az átlagos driftsebesség tehát

$$\boxed{\mathbf{v}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}}. \quad (4.18)$$

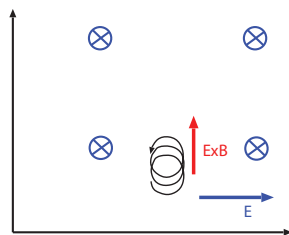
Az $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift független a töltéstől, tömegtől, részecske energiától (...) stb, tehát az egész plazmát állandó sebességgel mozgatja a téren keresztül (lásd 4.3. ábra).

Az $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift könnyen általánosítható általános homogén térre is, például gravitációra. qE -t helyettesítve mg -vel:

$$\mathbf{v}_g = \frac{m \mathbf{g} \times \mathbf{B}}{q B^2}. \quad (4.19)$$

Ez a drift már nem töltésfüggetlen, és így a plazmában áramokat kelt. Általánosságban bármilyen erőre belátható, hogy

$$\mathbf{v}_D = \frac{1}{q} \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (4.20)$$



4.3. ábra. $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift. Interaktív animáció: <https://deep.reak.bme.hu:8080/home/pub/4/>

4.3. Időben változó \mathbf{E}

Legyen ismét $\mathbf{v} = \mathbf{V} + \mathbf{v}_c$, $\mathbf{V} = (\mathbf{E} \times \mathbf{B})/B^2$. Mivel $d\mathbf{E}/dt \neq 0 \rightarrow d\mathbf{V}/dt \neq 0$.

$$m \frac{d(\mathbf{V} + \mathbf{v}_c)}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} + \mathbf{v}_c \times \mathbf{B}). \quad (4.21)$$

Az \mathbf{E} tag kiesik \mathbf{V} választása miatt ha $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$:

$$m \frac{d\mathbf{v}_c}{dt} = e \left(-\frac{m}{q} \frac{d\mathbf{V}}{dt} \right) + \mathbf{v}_c \times \mathbf{B}. \quad (4.22)$$

Ez úgy viselkedik, mintha egy

$$\tilde{\mathbf{E}} = -\frac{m}{q} \frac{d\mathbf{E}}{dt} \times \frac{\mathbf{B}}{B^2} \quad (4.23)$$

elektromos tér lenne. Ez egy $(\dot{\mathbf{E}} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}$ irányú driftet okoz, ez a *polarizációs drift*. Ha $\dot{\mathbf{E}} \perp \mathbf{B}$, akkor

$$\mathbf{v}_p = \frac{m}{qB^2} \dot{\mathbf{E}}. \quad (4.24)$$

Amennyiben $\mathbf{E} = \mathbf{E} \sin(\omega t)$, akkor v_p nagysága:

$$v_p = \frac{\omega}{\omega_c} v_{E \times B}. \quad (4.25)$$

v_p töltésfüggő, és különbözőképpen frekvenciafüggő elektronokra és ionokra.

4.4. Inhomogén mágneses tér – $\nabla \mathbf{B} \perp \mathbf{B}$

Legyen a mágneses tér változása kicsi egy Larmor sugárnyi távolságon és átlagoljuk az erőt egy (perturbálatlan) Larmor-pályára:

$$\mathbf{B} = \mathbf{e}_z \left(B + \frac{\partial B}{\partial x} x \right) \quad (4.26)$$

$$v_x = v_{\perp} \sin(\omega_c t) \quad (4.27a)$$

$$v_y = \pm v_{\perp} \cos(\omega_c t) \quad (4.27b)$$

$$x = -\frac{v_{\perp}}{\omega_c} \cos(\omega_c t). \quad (4.27c)$$

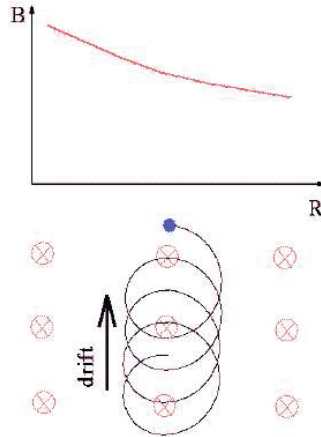
$$F_y = q\langle v_x B \rangle = 0 \quad (4.28a)$$

$$\begin{aligned} F_x &= q\langle v_y B \rangle = q \left\langle \pm v_{\perp} \cos(\omega_c t) \left(B - \frac{\partial B}{\partial x} \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \cos(\omega_c t) \right) \right\rangle = \\ &= -q \frac{\frac{1}{2} v_{\perp}^2}{\omega_c} \frac{\partial B}{\partial x} = -\frac{\frac{1}{2} m v_{\perp}^2}{B} \frac{\partial B}{\partial x}. \end{aligned} \quad (4.28b)$$

Tehát egy x irányú erő lép fel, és ez egy y irányú driftet okoz:

$$v_{\nabla B} = -\frac{\frac{1}{2} m v_{\perp}^2}{q B} \frac{\nabla B \times \mathbf{B}}{B^2} = \mp \frac{1}{2} v_{\perp} r_L \frac{\nabla B \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (4.29)$$

Ez a grad-B drift töltésfüggetlen, így áramokat és a részecskék szétválását okozza. Úgy is fel lehet fogni, hogy a tér változása a Larmor pálya sugarát változtatja és két különböző sugarú Larmor pályát illesztünk össze (4.4. ábra).



4.4. ábra. ∇B drift. Interaktív animáció: <https://deep.reak.bme.hu:8080/home/pub/4/>

4.5. Görbületi drift

Ha a mágneses tér görbült, akkor az erővonalak mentén mozgó részecske egy centrifugális erőt érez a sugár irányában:

$$\mathbf{F} = mv_{\parallel}^2 \frac{\mathbf{R}}{R^2}. \quad (4.30)$$

Ebből keletkezik egy drift sebesség:

$$\mathbf{v}_R = \frac{m}{q} v_{\parallel}^2 \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{B}}{R^2 B^2}. \quad (4.31)$$

Ez a *görbületi drift*.

Valójában a görbületi drift és a grad-B drift nem független egymástól, mivel vákuumban $\nabla \times \mathbf{B} = 0$. Görbült tér esetén $|B| \propto 1/R$, $\nabla|B|/|B| = -\mathbf{R}/R^2$,

$$\mathbf{v}_{\nabla B} = \frac{1}{2} \frac{m}{q} v_{\perp}^2 \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{B}}{R^2 B^2}. \quad (4.32)$$

A görbületi- és grad-B driftek azonos irányúak és ugyanúgy töltésfüggők.

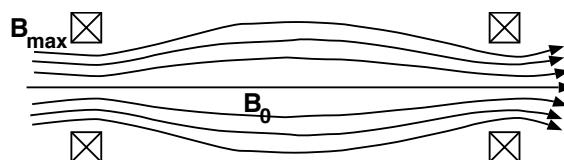
$$\boxed{\mathbf{v}_D = \frac{m}{q} \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{B}}{R^2 B^2} \left(v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right)}. \quad (4.33)$$

4.6. Inhomogén mágneses tér – $\nabla \mathbf{B} \parallel \mathbf{B}$

Az eddigi $\nabla \mathbf{B} \perp \mathbf{B}$ esetekkel ellentétben vegyünk olyan mágneses teret ahol $\nabla \mathbf{B} \parallel \mathbf{B}$.

$$\nabla \mathbf{B} = \frac{\partial B}{\partial x} + \frac{\partial B}{\partial y} + \frac{\partial B}{\partial z} = 0. \quad (4.34)$$

Tehát a tér nem lehet tisztán z irányú. Vegyünk egy tengelyszimmetrikus teret.



4.5. ábra. Mágneses tükör.

Henger koordinátákban a szimmetria miatt $B_\theta = 0$, $\partial/\partial\theta = 0$. Számítsuk ki B_r -t:

$$\nabla \mathbf{B} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (4.35)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (r B_r) = -r \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (4.36)$$

$$B_r(r) = -\frac{1}{r} \int_0^r r' \frac{\partial B_z}{\partial z} dr'. \quad (4.37)$$

Ha $\partial B_z/\partial z \approx \text{const.}$, akkor

$$B_r(r) = -\frac{1}{2} r \left[\frac{\partial B_z}{\partial z} \right]_{r=0}. \quad (4.38)$$

A részecskére ható erő:

$$F_r = q \left(\overbrace{v_\theta B_z}^1 - \overbrace{v_z B_\theta}^{=0} \right) \quad (4.39a)$$

$$F_\theta = q \left(\overbrace{v_z B_r}^2 - \overbrace{v_r B_z}^1 \right) \quad (4.39b)$$

$$F_z = q \left(\overbrace{v_r B_\theta}^{=0} - \overbrace{v_\theta B_r}^3 \right). \quad (4.39c)$$

Itt a tagok

1. Larmor mozgás
2. Egy θ irányú erő, radiális driftet okoz amivel a részecske követi az erővonalat:
 $v_r = v_z (B_r/B_z)$
3. z irányú erő. A mágneses tengelyen $v_\theta = v_\perp$, $r = r_L$,

$$F_z = \frac{1}{2} |q| v_\perp r_L \frac{\partial B_z}{\partial z} = \frac{1}{2} |q| v_\perp \frac{m v_\perp}{|q| B} \frac{\partial B_z}{\partial z} = \boxed{-\frac{1}{2} \frac{m v_\perp^2}{B} \frac{\partial B_z}{\partial z}}. \quad (4.40)$$

Ez a *mágneses tükör erő*: egy magasabb mágneses terű tartományba mozgó részecskére töltésfüggetlen erő hat, amely az alacsonyabb terű tartomány felé nyomja. Az ilyen összeszűkülő teret mágneses tükörnek (magnetic mirror) hívják.

4.7. Mágneses tükör

A mágneses momentumot úgy definiáljuk, mint

$$\mu = \boxed{\frac{1}{2} \frac{m v_\perp^2}{B}}. \quad (4.41)$$

Ez megmutatható, hogy ekvivalens egy köráram $\mu = IA$ mágneses momentumával. A momentummal a tükör erő:

$$F_z = -\mu \frac{\partial B_z}{\partial z}. \quad (4.42)$$

A mágneses tér ugyan megváltoztatja a részecske B_{\parallel} energiáját, de nem tudja megváltoztatni a teljes energiáját ($\mathbf{F} = \mathbf{v} \times \mathbf{B}$). Ebből megmutatjuk, hogy a mágneses momentum állandó.

$$m \frac{dv_{\perp}}{dt} = -\mu \frac{\partial B}{\partial z}. \quad (4.43)$$

Szorozzuk v_{\parallel} -al:

$$mv_{\parallel} \frac{dv_{\parallel}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m v_{\parallel}^2 \right) = -\mu \frac{\partial B}{\partial t}. \quad (4.44)$$

A teljes energia nem változik:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m v_{\parallel}^2 + \mu B \right) = 0 \quad (4.45)$$

$$-\mu \frac{dB}{dt} + \frac{d}{dt}(\mu B) = -\mu \frac{dB}{dt} + \mu \frac{dB}{dt} + B \frac{d\mu}{dt} = 0. \quad (4.46)$$

Tehát a $\mu = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 / B$ mágneses momentum invariáns a mozgás során (első adiabatikus invariáns). Mely részecskéket fogja a tükör visszaverni? Tegyük fel, hogy egy részecske éppen maximális mágneses térnél áll meg. Ekkor az összes energiája a B_{\perp} irányban van. Az energiamegmaradás itt:

$$\mu B_{\max} = \frac{1}{2} m v^2, \quad (4.47)$$

míg B_0 térnél a merőleges energiája:

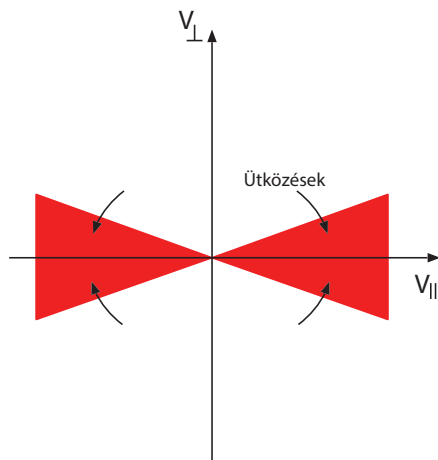
$$\mu B_0 = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2. \quad (4.48)$$

A két egyenletből következik, hogy a részecske visszaverődik, ha

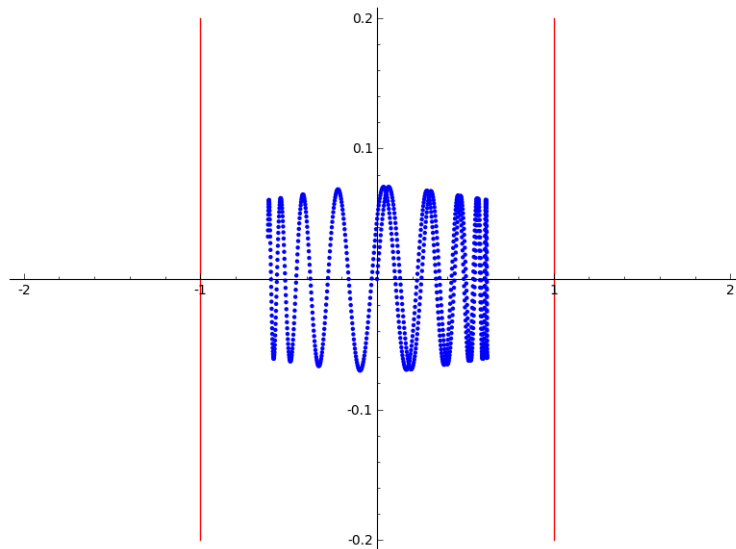
$$\boxed{v_{\perp}^2 > v^2 \frac{B_0}{B_{\max}}}. \quad (4.49)$$

$$\sin^2 \theta_m = \frac{B_0}{B_{\max}} = \frac{1}{R_m} \quad (4.50)$$

definiálja az R_m tükör arányt. A mágneses térhez θ_m szögnél kisebb szögben hajló sebességű részecskék elvesznek a tükörből. Ez a sebességtérben egy kúpot ad, ez a *veszteségi kúp* (4.6 ábra). Két mágneses tükör olyan csapdát alkot, amelyben a veszteségi kúpon kívüli részecskék összetarthatók a 4.7 ábrán látható pályán. A veszteségi kúpból gyorsan elvesznek a részecskék, a 4.8 ábrán egy ilyen részecskepályát láthatunk. Az elvesző



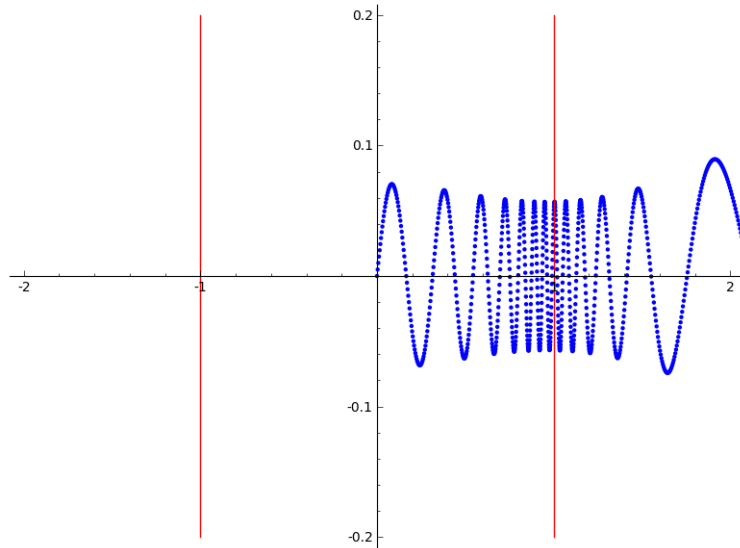
4.6. ábra. Veszteségi kúp a sebességtérben.



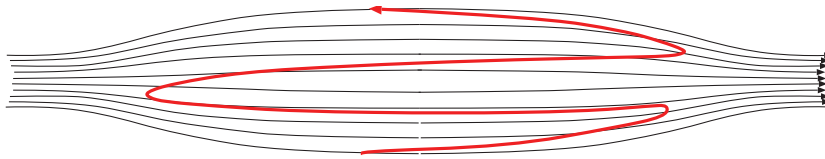
4.7. ábra. Összetartott részecske pályája egy mágneses tükörben. Interaktív verzió: <https://deep.reak.bme.hu:8080/home/pub/14/>

részecskéket a sebességtérbeli diffúzió pótolja. A tükörben az $\mathbf{R} \times \mathbf{B}$ drift a részecskéket azimutálisan is mozgatja.

Mágneses tükrök nemcsak lineáris geometriában fordulnak elő, hanem mindenhol ahol a mágneses tér az erővonalak mentén változik. Pld. a Föld mágneses terében a részecskék a sarkok között ide-oda mozognak.



4.8. ábra. Elvesző részecske pályája egy mágneses tükörben. Interaktív verzió: <https://deep.reak.bme.hu:8080/home/pub/14/>

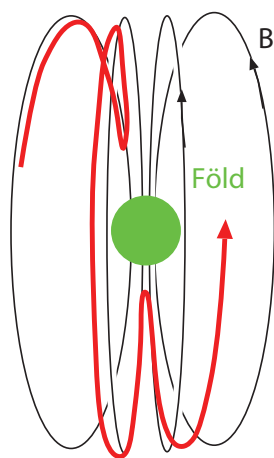


4.9. ábra. Azimutális mozgás mágneses tükörben.

Megmutatható, hogy a $\mu = \frac{1}{2}mv_{\perp}^2/B$ mágneses momentum időben változó mágneses tér esetén is invariáns. Ekkor tehát

$$\frac{1}{2}mv_{\perp}^2 = \mu B(t). \quad (4.51)$$

Ez lehetőséget biztosít a plazma fűtésére. Növeljük meg a teret, ekkor a plazma kinetikus energiát kap. Ezt hívják adiabatikus kompresszióknak (adiabatic compression). A mágneses tér megnövelése után elég időt hagyunk, hogy a \perp irányból a sebesség minden irányba szétszóródjon, ekkor a teret lecsökkentve nem ugyanabba az állapotba jutunk vissza. A plazma egy ciklus alatt nettó kinetikus energiát nyert. Ezt hívják mágneses pumpálásnak (magnetic pumping).



4.10. ábra. Mágneses tükör a Föld mágneses terében

4.8. Driftek és erők összefoglalása

Erő/drift	q függ.	irány	nagyság
$E \times B$	-	$\mathbf{E} \times \mathbf{B}$	E/B
polarizációs	+	$\dot{\mathbf{E}}$	$\omega E / \omega_c B$
grad B	+	$\nabla \mathbf{B} \times \mathbf{B}$	$W_{\perp} \nabla B / B$
görbületi	+	$\mathbf{R} \times \mathbf{B}$	W_{\parallel} / RB
tükör erő	-	\mathbf{B}	$\frac{W_{\perp}}{B} \frac{\partial B_z}{\partial z}$

Ezek az alapesetek. Bonyolult geometriában, nagyobb frekvenciákon sok más hatás lehet.

4.9. Feladatok

4.1. Feladat A feladat egy online szimulációhoz köthető: <https://deep.reak.bme.hu:8080/home/pub/14/> A szimuláció részecskék pályáját számolja egy mágneses tükörrel két oldalon lezárt ún. mágneses palackban.

- a) *Mi történik a mágneses térrel párhuzamos sebességkomponens megnövelésekor?*
- b) *Keressünk olyan sebességpárokat, amikor marginális a visszaverődés! Igazoljuk, hogy a veszteségi kúp nyílásszöge nem függ a részecske sebességétől!*

4.2. Feladat *Képzeljük el, hogy egy egyenes plazmaoszlop homogén mágneses térben van. Különböző helyeken felvéve egy-egy hurkot az azon mérhető diamágneses fluxusváltozás a plazma energiatartalmával arányos. Fűtsük fel a plazmát egy helyen. Ekkor az egyik hurkon nagyobb diamágneses fluxust mérünk. Ez hogyan lehet, hiszen $\nabla\mathbf{B} = 0$ miatt minden hurkon ugyanannyi fluxust kell mérnünk? Vagy nem is mérünk ugyanannyi fluxust?*

4.3. Feladat *A $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ Lorentz erő nem tud energiát átadni a részecskének. Akkor honnan kap energiát a plazma, ha a mágneses teret növeljük és a mágneses tér momentumállandósága miatt nő a B_{\perp} kinetikus energiája?*

4.4. Feladat *Becsüljük meg egy $T = 3$ keV hőmérsékletű, $R = 1,5$ m nagysugarú toroidális deutérium plazmában $B = 2,5$ T mágneses tér mellett a görbületi+gradB drift sebességét! A létrejövő töltésszétválás által keltett elektromos tér hatására milyen irányban fog a plazma elmozdulni?*

5. fejezet

Termodinamikai egyensúly, ionizációs és sugárzási folyamatok plazmában

A 4. fejezetben megnéztük, hogy hogyan mozognak a töltött részecskék egy mágneses térben. A magas hőmérsékletű fúziós plazmákban döntő többségben töltött részecskék vannak jelen, de az ionizáció soha nem 100%-os, mindig előfordulnak semleges atomok is. Ebben a fejezetben a plazma összetételét alakító elemi atomfizikai folyamatokat és a hatásukra előálló statisztikai eloszlásokat vizsgáljuk.

5.1. Egyensúlyi állapotok

Elég sok idő elteltével a rendszer általában relaxál egy egyensúlyi állapothoz. Az egyensúly körülményeitől függően a rendszer állapotát sokszor statisztikai törvények írják le.

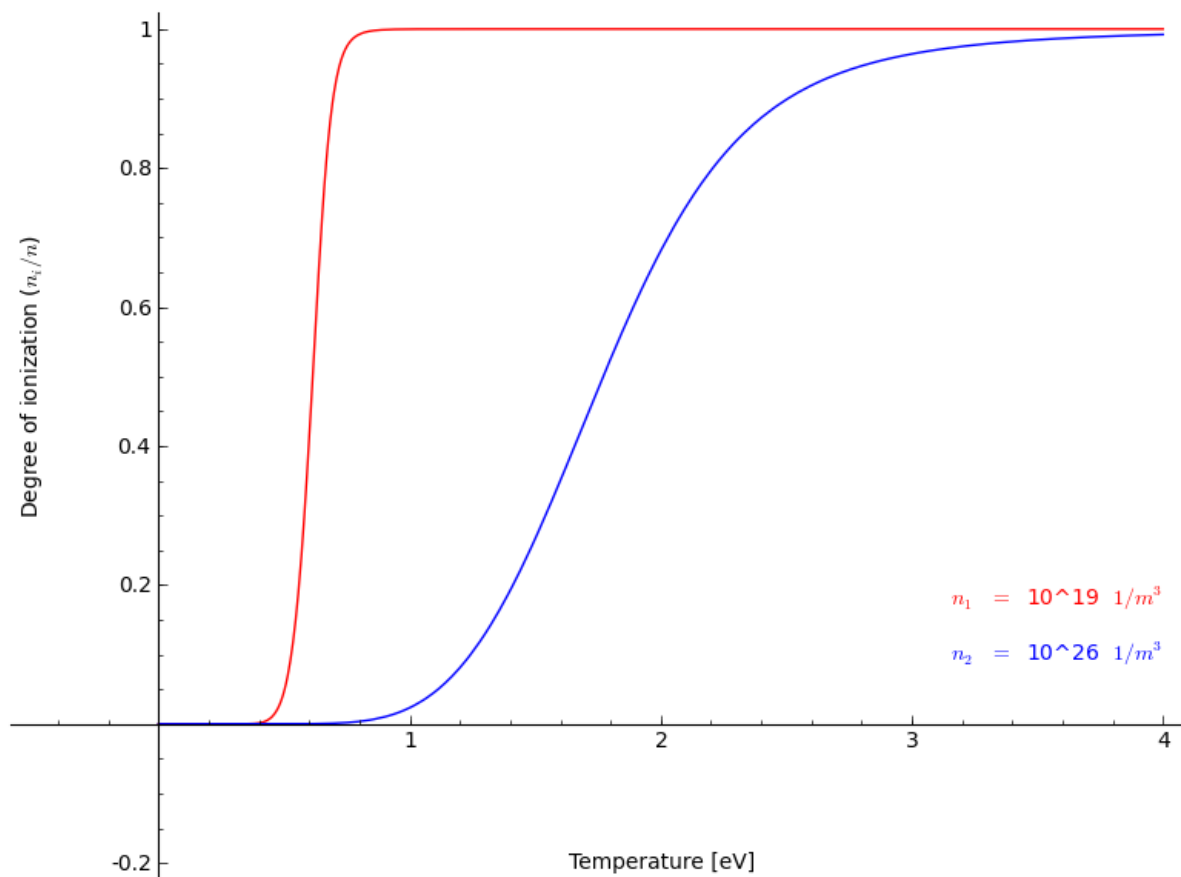
5.1.1. Teljes termodinamikai egyensúly

Ha egy zárt rendszerben elég sok időt várunk, akkor kialakul a *teljes termodinamikai egyensúly*. Ebben az állapotban az elemi folyamatok és azok inverz folyamatai egyensúlyt tartanak egymással, az egymásba átalakulni képes részecskeállapotok arányát alapvetően a Boltzmann-eloszlás írja le:

$$\frac{n_I}{n_{II}} = \frac{g_I}{g_{II}} e^{-\frac{E_{II-I}}{k_B T}}, \quad (5.1)$$

ahol n_I és n_{II} az egyes állapotokban lévő részecskék sűrűsége, g_I és g_{II} az egyes állapotok sűrűsége (az állapot degeneráltságának foka), E_{II-I} a két állapot közötti energiakülönbség, k_B a Boltzmann-állandó és T a hőmérséklet. Látható, hogy annál több részecske lesz egy állapotban, minél több részecske elfér abban az állapotban, avagy minél nagyobb az

állapot degeneráltságának foka. A másik tényező az állapotok energiája: minél kisebb az energia, annál könnyebben betöltődik az állapot. Ez utóbbi mechanizmus hatása a hőmérséklet növekedésével csökken.



5.1. ábra. A Saha-egyenlet megoldása a fúziós reaktorokban jellemző $n = 10^{19}$ és a légkörre jellemző $n = 10^{26}$ sűrűségekre. Interaktív verzió: <https://deep.reak.bme.hu:8080/home/pub/12/>

A (5.1) Boltzmann-eloszlás speciális alakja az ionizációs fokot leíró Saha-egyenlet. Ennek két megoldását a 5.1. ábrán láthatjuk, egy megoldó interaktív verzióját a <https://deep.reak.bme.hu:8080/home/pub/12/> címen találjuk.

A (5.1) Boltzmann-eloszlás másik speciális alakja az adott ionizációs állapoton belül a különböző gerjesztési szintek betöltöttségét írja le. A sebességeloszlást a Maxwell-eloszlás, míg a sugárzás spektrumát a Planck-törvény írja le.

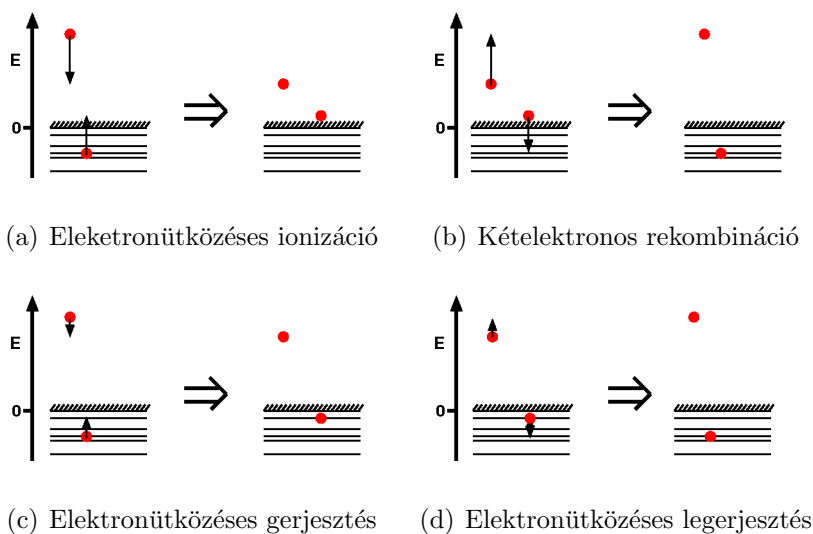
5.1.2. Lokális termodinamikai egyensúly

Ritka plazmában a teljes termodinamikai egyensúly általában nem alakul ki, mert a sugárzás könnyen megszökik. Ha a plazma sugárzásos folyamatai elhanyagolhatók az ütközéses folyamatokhoz képest, a Planck-törvény kivételével érvényben maradhatnak a teljes termodinamikai egyensúlyt jellemző eloszlások, *lokális termodinamikai egyensúly* jön létre.

Speciális körülmények között egyéb nevezetes egyensúlyi állapotok is létrejöhetnek, de ha egyensúlyról beszélünk, a jegyzet további részeiben lokális termodinamikai egyensúlyt értünk alatta.

5.2. Elemi folyamatok

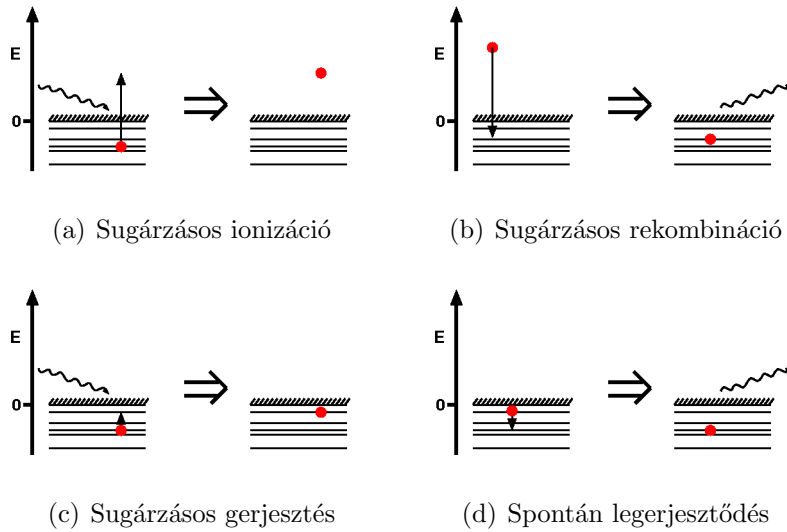
Abban az esetben, ha nincs lokális termodinamikai egyensúly sem, az elemi atomfizikai folyamatokat kell modellezzük. A különböző atomfizikai állapotok közötti átalakulások létrejöhetnek ütközések során, illetve sugárzásokat (fotonokat) érintő reakciókkal.



5.2. ábra. Elektronütközéses atomfizikai folyamatok.

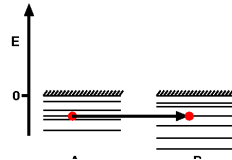
Az elektronütközéses folyamatokat a 5.2. ábra szemlélteti. Ily módon létrejöhet ionizáció és az inverz folyamata a kételektronos, ütközéses vagy háromtest rekombináció. Kisebb energiaátadással jár az elektronütközéses gerjesztés illetve legerjesztés. Az elektronütközéses folyamatokhoz hasonlóan zajlanak az ionütközéses folyamatok.

A 5.3. ábra szerint a sugárzás, azaz foton elnyelése is okozhat ionizációt, és létezik az inverz folyamat is, a sugárzásos rekombináció. Adott energiájú fotonokra működik a



5.3. ábra. Sugárzásos atomfizikai folyamatok.

sugárzásos gerjesztés és a sugárzásos vagy spontán legerjesztődés, avagy spontán emisszió is. Lokális termodinamikai egyensúlyban, ahol a sugárzást keltő folyamatok dominálnak, ezen jelenségeket a plazma diagnosztikájában széleskörűen használják.



5.4. ábra. Töltéscsere reakció.

Egy diagnosztika és technológia szempontjából nagy jelentőségű reakció a töltéscsere, mikor hasonló energiaszintek esetén az elektron átugrik az egyik atomról/ionról a másik ionra. Jelentősége abban rejlik, hogy impulzuscserre nem történik, de a részecske viselkedése a mágneses térben a semlegesítődéssel kvalitatíven megváltozhat.

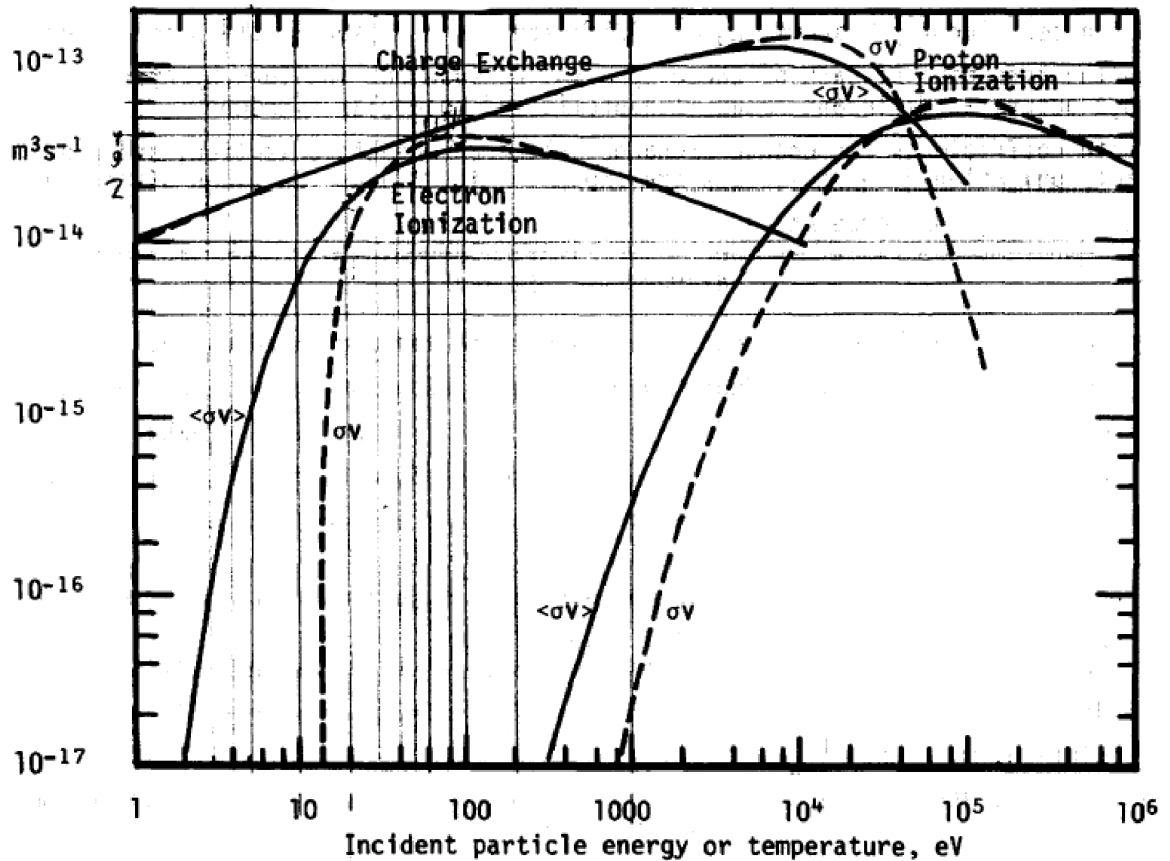
Fenti reakciók bekövetkezési valószínűségét adott energiára egy részecskére vetítve megadja a σ hatáskeresztmetszet és a v sebesség szorzata. Egy $f_M(T, v)$ Maxwell-sebességeloszlású plazmában a reakció valószínűségét a rátaegyüttható jellemzi:

$$\langle \sigma v \rangle = \int \sigma(v) v f_M(T, v) dv. \quad (5.2)$$

Ezzel felírható a reakciósűrűség:

$$N = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle, \quad (5.3)$$

ahol n_1 és n_2 a reakció kiinduló részecskéinek a sűrűsége.



5.5. ábra. A hidrogén ionizációs reakcióinak valószínűsége ütközési energia illetve termikus közegre hőmérséklet függvényében.

A 5.5 ábra a hidrogén ionizációjához vetető ütközéses folyamatokra mutatja a rátaegyütthetőket és a monoenergetikus esetet jellemző σv szorzatokat. Látható, hogy a rátaegyütthető a (5.2) definíciónak megfelelően a σv szorzat energiában simított változata.

5.2.1. Rátaegyenletek

Amennyiben a plazma nincs termodinamikai egyensúlyban, az ionizációfokokat és a gerjesztett állapotok betöltését a rátaegyenletekkel tudjuk kiszámolni. Ezek változó együttműködésű lineáris elsőfokú differenciálegyenlet-rendszerek, amiket jellemzően numerikusan – egyszerű közelítésekben analitikusan – lehet megoldani.

Ilyen egyenletrendszerre példa az alábbi, egy szennyező atom n_I ionizációfokaira felírt egyenletrendszer:

$$\begin{aligned}
 \frac{dn_0}{dt} &= n_e [-\langle\sigma_i^0 v\rangle n_0 + \langle\sigma_r^1 v\rangle n_1] \\
 \frac{dn_1}{dt} &= n_e [-\langle\sigma_i^1 v\rangle n_1 + \langle\sigma_r^2 v\rangle n_2 + \langle\sigma_i^0 v\rangle n_0 - \langle\sigma_r^1 v\rangle n_1] \\
 \frac{dn_2}{dt} &= n_e [-\langle\sigma_i^2 v\rangle n_2 + \langle\sigma_r^3 v\rangle n_3 + \langle\sigma_i^1 v\rangle n_1 - \langle\sigma_r^2 v\rangle n_2] \\
 &\vdots \\
 &\vdots
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

ahol σ_i^I az I állapotról történő ionizáció, míg σ_r^I az I állapotról történő rekombináció hatáskeresztmetszetei. Pontosabb számoláshoz a fenti egyenletrendszer kibővíthető a gerjesztett állapotok követésével.

Egyensúlyi állapotok a (5.4) egyenletrendszerből a bal oldal lenullázásával adódnak. Ekkor az egyenletrendszer egy algebrai egyenletrendszerbe megy át, ezt kell megoldani. A 5.6 ábrán különböző elemek hidrogénszerű állapotának ionizációs és rekombinációs rátaegyütthatói láthatók. Erről rögtön leolvasható, hogy melyik elem milyen hőmérsékleten válik többségében teljesen ionizálttá, azaz vesztí el az utolsó elektronját is.

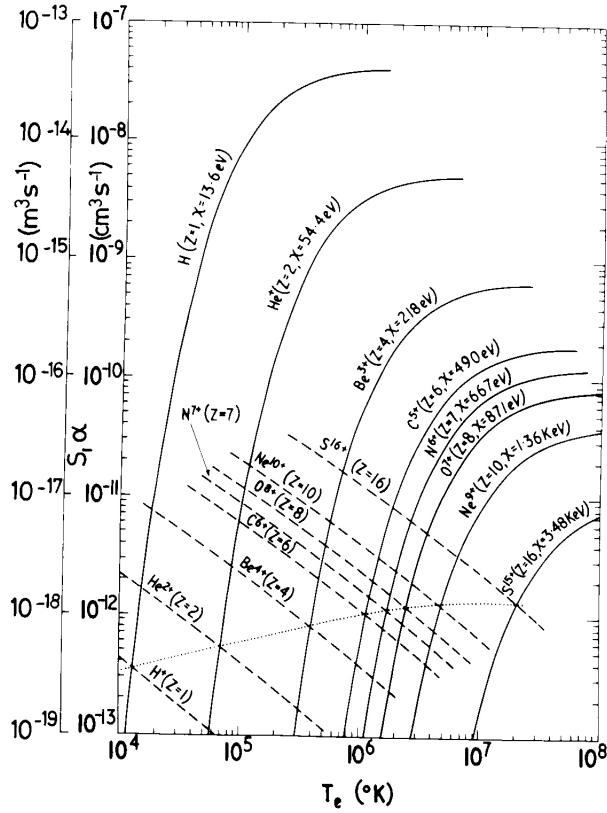
5.3. A plazma sugárzása

A plazma sugárzása három komponensből tevődik össze:

1. Fékezési sugárzás (angolul és németül: Bremsstrahlung)
2. Rekombinációs sugárzás
3. Vonalas sugárzás

5.3.1. Fékezési sugárzás

A fékezési sugárzás akkor jön létre, mikor egy töltött részecske gyorsulást szenved el. Uralkodó forrása a plazmában az elektronok szabad-szabad átmenete. A sugárzás spektruma folytonos, az alakja az elektronhőmérséklettől függ, maximuma nagyságrendileg az elektronhőmérséklettel esik egybe.



5.6. ábra. Különböző elemek hidrogénszerű állapotának ionizációs és rekombinációs rátaegyütthatója elektronhőmérséklet függvényében.

A teljes lesugárzott teljesítmény az alábbi formulával adható meg:

$$P_B = 1.4 \cdot 10^{-28} n_e \sqrt{T_e} Z_{eff} [\text{W}/\text{m}^3], \quad (5.5)$$

ahol az n_e elektronsűrűséget [$1/\text{m}^3$] egységben, a T_e elektronhőmérsékletet [eV]-ban kell beírni, a Z_{eff} pedig ez effektív töltésszám:

$$Z_{eff} = \frac{\sum n_Z Z^2}{\sum n_Z Z} = \frac{\sum n_Z Z^2}{n_e}, \quad (5.6)$$

ahol n_Z a Z töltésszámú ionok sűrűsége.

A (5.5) képletből is látszik, hogy a fékezési sugárzás teljesítménye sokkal kevésbé nő a hőmérséklet növekedésével, mint a feketetest sugárzás teljesítménye. Ha a plazma feketetest sugárzással sugározna, lehetetlen lenne fúziós hőmérsékletekre felfűteni.

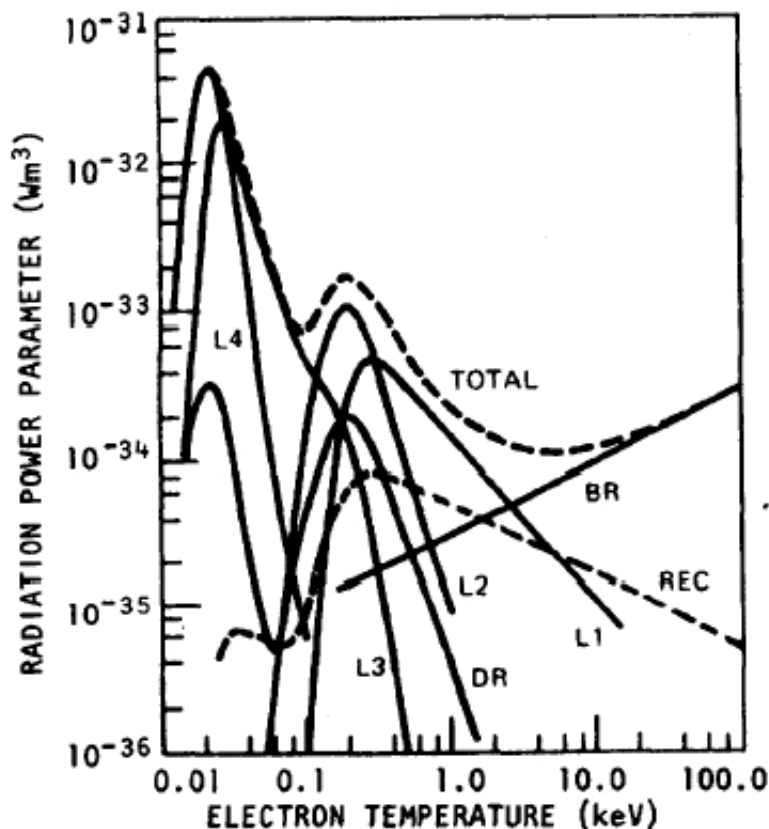
Érdekes még megfigyelni a lesugárzott teljesítmény erős függését az ionok töltésszámától. Már pár százalék nagy töltésszámú szennyező nagyságrendileg növelheti a fékezési sugárzás teljesítményét.

5.3.2. Rekombinációs sugárzás

A rekombinációs sugárzás az elektron egy szabad-kötött átmenete során jön létre, ezért szintén folytonos a spektruma, viszont csak a kötési energiával egyező küszöbenergia fölött. Nagy hőmérsékleten csökken a rekombináció valószínűsége és így a lesugárzott teljesítmény is.

5.3.3. Vonalas sugárzás

Relatív alacsony hőmérsékleten nem teljes a plazma ionizációja, és így az ionhoz kötött elektronok kötött-kötött átmeneteik során vonalas sugárzást bocsátanak ki. Ez a sugárzás sokkal erősebb lehet, mint a fékezési sugárzás, és mint azt a 5.7 ábrán oxigén esetére látjuk.



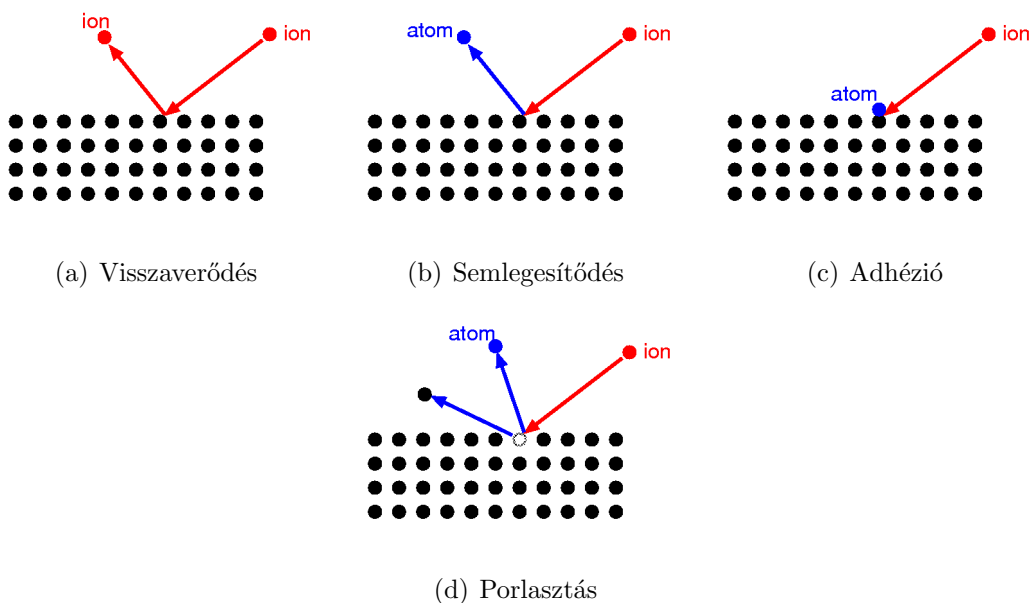
5.7. ábra. Az oxigén által különböző atomfizikai folyamatok során lesugárzott teljesítmény.

A 5.7 ábra 0.01 – 3keV tartományán negatív meredekségű tartomány látható, ami

hőmérsékleti instabilitáshoz vezet. Azaz minél jobban lehűl a plazma, annál jobban sugároz. Ha nem elég tiszta a plazma, ilyen jelenségek fúziós plazmák külső tartományaiban is megfigyelhetők.

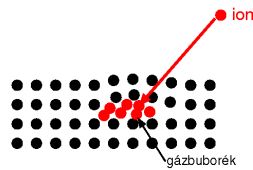
5.4. A plazma-fal kölcsönhatás elemi folyamatai

A plazma részecskéi nem csak egymással, de a plazmát határoló fallal is kölcsönhatnak. A főbb mechanizmusokat a 5.8 ábra foglalja össze.



5.8. ábra. A plazmahatároló szilárd felületeken lejátszódó fontosabb folyamatok.

A 5.8 ábrán bemutatott események közül a visszaverődés a legártalmatlanabb, de vezető fal esetén nem sokkal károsabb a semlegesítődés sem. Az adhézió a plazma anyagának lerakódását jelenti, ami bizonyos felületeken, például tükrökön, előnytelen lehet. Az igazi problémát a porlasztás (angolul: sputtering) jelenti, amikor a gyors ionok részecskéket löknek ki a szilárd felületből. Ez utóbbi folyamat makroszkopikus elváltozást is okozhat a felületeken. Ezen reakciók mellett léteznek egzotikusabb a fal károsodásának egzotikusabb mechanizmusai is. Erre példa a 5.9 ábrán bemutatott hámlás (angolul: flaking), amikor a felület alá implantálódott gáz lefeszít egy mikroszkopikus darabot.



5.9. ábra. A felület közelében ion implantáció révén létrejövő gázbuborék kis pikkelyeket feszíthet le.

5.5. Feladatok

5.1. Feladat A feladat egy online szimulációhoz köthető: <https://deep.reak.bme.hu:8080/home/pub/15/> A szimuláció szennyező atomok ionizációs állapotainak sűrűségét számolja a rátaegyenletekből különböző plazmahőmérsékletekre.

- Hogyan függ az ionizációs állapotok sűrűsége a hőmérséklet növelésével?
- Ionizálódik-e teljesen a szennyező atom a fúziós berendezésekben jellemző hőmérsékleteken?

5.2. Feladat Egy 20 keV energiájú hidrogén atomnyalábot lövünk fűtés céljából egy 100 eV hőmérsékletű, 10^{20} $1/m^3$ sűrűségű plazmába. Becsüljük meg a nyaláb behatolási mélységét (azt a távolságot, amin az atomnyaláb sűrűsége felére csökken)! Mi a nyalábatomok ionizációjának uralkodó mechanizmusa? (A nyaláb és környezete között nincs termikus egyensúly.)

6. fejezet

Mágneses összetartás: konfigurációk

A mágneses összetartás alapötlete, hogy a plazma töltött részecskéi mágneses tér jelenlétében Larmor-pályán mozognak (lásd 4. fejezet). Így alkalmas mágneses geometria választásával a plazmaösszetartás elvben megvalósítható. Ebben a fejezetben sorra vesszünk néhány, a fúziós kutatások történelme során mérföldkőnek számító összetartási konfigurációt, és jónéhány alternatív megoldást, azok problémáival együtt. A fejezet végén eljutunk a mai tudásunk szerint legsikeresebb berendezés típusokig (tokamak és sztellarátor). Ezután részletesen tárgyaljuk a toroidális berendezések térszerkezetét.

Két alapvetően különböző konfiguráció típus létezik:

- Nyílt rendszerek (a mágneses erővonalak kifutnak a berendezésből)
- Zárt rendszerek

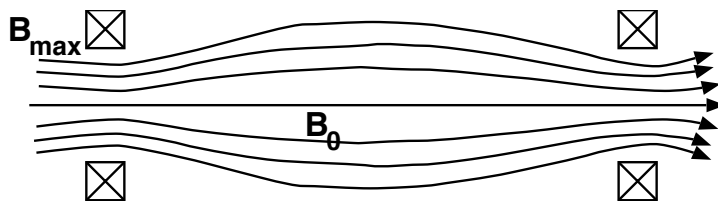
6.1. Nyílt rendszerek

Kezdetben a nyílt rendszerekkel azért kezdtek el foglalkozni, mert a görbült térben a mágneses tér gradiense és a görbületi driftek (4. fejezet) letérítik a részecskéket az erővonalakról, ami további komplikációkat szül. A nyílt konfigurációk alap berendezése a *mágneses tükör*.

6.1.1. Mágneses tükörök

A mágneses tükörök fő problémája a veszteségi púp (lásd 4. fejezet). A plazmából először az elektronok kezdenek kiszökni, a töltéshiány miatt elektromos tér keletkezik, ami összeköti az elektronokat és ionokat. Tegyük fel, hogy egy n sűrűségű semleges plazma gömbből δn elektronsűrűség kiszökik. A kialakuló potenciál

$$U = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{4r^3\pi}{3} e\delta n \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{r^2 e\delta n}{3\epsilon_0}. \quad (6.1)$$



6.1. ábra. Mágneses tükör sematikus rajza.

Az elektronok nem tudnak tovább kiszökni, ha $eU = kT$. Ekkor

$$\frac{kT}{e} = \frac{r^2 e \delta n}{3 \epsilon_0} \quad (6.2)$$

$$\left(\sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{ne^2}} \right)^2 = \frac{r^2 \delta n}{3 n} \quad (6.3)$$

$$\left(\frac{\lambda_D}{r} \right)^2 = \frac{1 \delta n}{3 n} \quad (6.4)$$

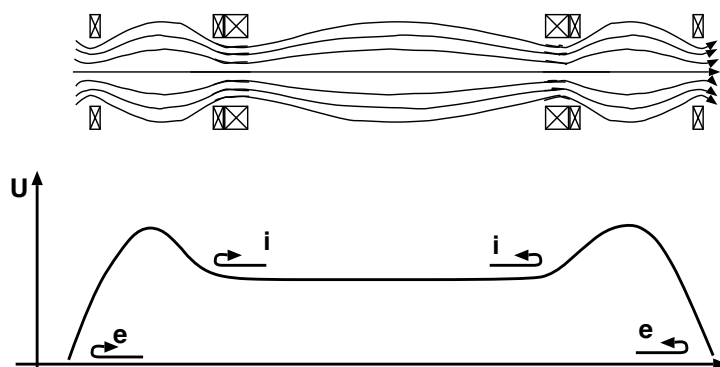
Tehát $\delta n \ll n$ ha $\lambda_D \ll r$, a plazma *kvázineutrális*. Ennek következtében az elektron és ion veszteség kiegyenlítődik, így elég az ionokat összetartani, az elektronok a kvázi-neutralitás miatt „ott maradnak” az ionokkal. Formáljunk tehát egy potenciálgátat az ionoknak. Tekintsük az elektronok izotermikus ütközésmentes szabad áramlását változó sűrűség mellett. Stacioner esetben az elektronok nyomásgradiense egyensúlyt tart az elektromos tér által kifejtett erővel:

$$en \frac{d\phi}{dz} = \frac{dn}{dz} kT \quad (6.5)$$

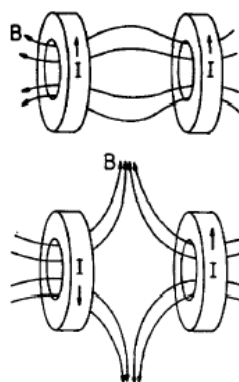
Ebből kapjuk:

$$\phi - \phi_0 = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{n}{n_0} \right). \quad (6.6)$$

Tehát a sűrűségcsúcs egy potenciálcúcsot okoz. Tegyük a mágneses tükör végére egy másik tükröt, amiben sokkal nagyobb sűrűség van, ez potenciálgátként fog viselkedni. A potenciál a középső cellában az ionokat, a szélsőben az elektronokat fogja vissza. A kis cellából az ionok elvesznek, de a nagyból nem. Ez a *tandem tükör* (6.2. ábra). A mágneses tükrök plazmainstabilitási problémákkal küzdenek, mivel kívülről konvex a tér görbülete. Ez egy Rayleigh-Taylor típusú instabilitást okoz. Ennek elkerülésére alternatív konfigurációk születtek.



6.2. ábra. Mágneses tandem tükör és elektromos potenciáljának sematikus rajza.



6.3. ábra. Cusp sematikus rajza.

6.1.2. Alternatív nyílt rendszerek

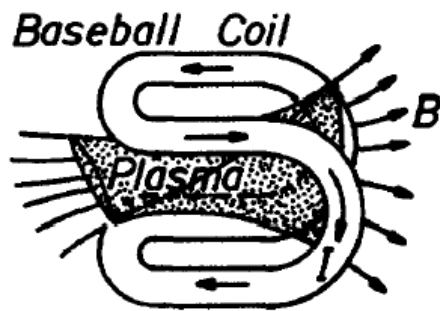
A cusp (6.3. ábra) két ellentétes áramirányú gyűrű közötti tér. Mindenhol konkáv, de nagy felületen nyitott. Mivel vannak $B = 0$ tartományok, a mágneses momentum ($\mu \propto 1/B$) nem invariáns.

Kifordított mágneses terű konfiguráció

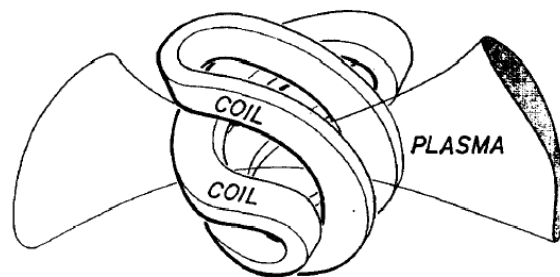
Ha egy lineáris berendezésben köráramot hajtunk, a tengelyen megfordíthatjuk a mágneses teret. Kompakt toroidális konfiguráció.

Többszörös tükrök

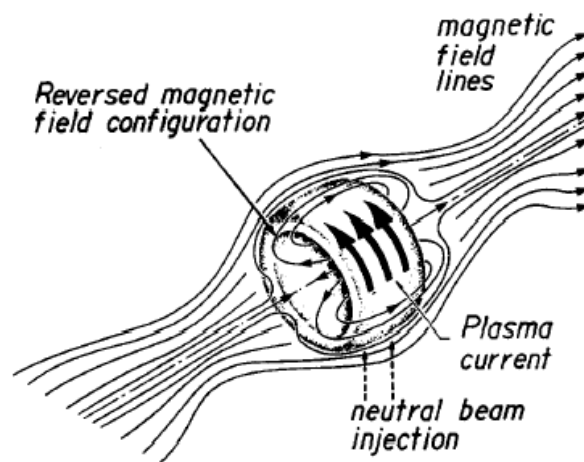
Az egyik tükörben a veszteségi kúpba került részecske a következő tükörnél kiszóródhat onnan. A veszteségi kúpba besodródó részecske mehet mindkét irányba, így a tükrökön



6.4. ábra. Baseball tekercs sematikus rajza.

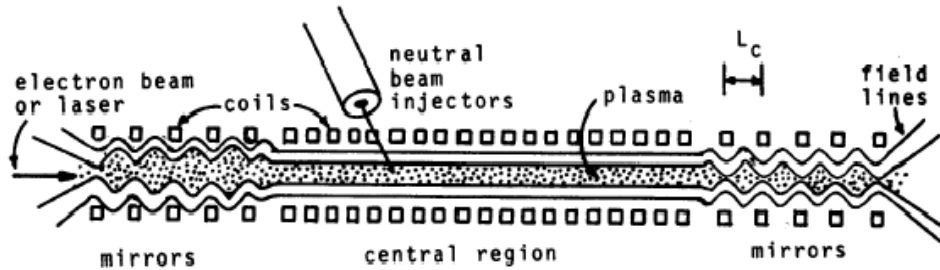


6.5. ábra. Jin-jang tekercs sematikus rajza.



6.6. ábra. Kifordított mágneses terű konfiguráció (field reverse configuration).

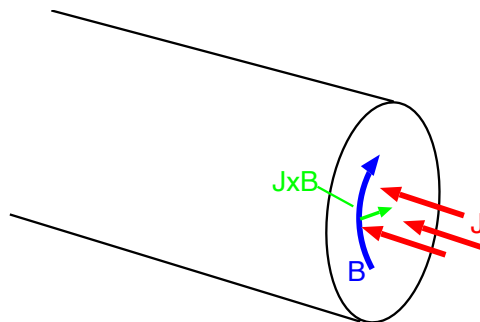
keresztüli mozgás diffúzió szerű.



6.7. ábra. Többszörös tükör.

6.1.3. Pinch berendezések

A pinch effektust 1904-ben folyékony fémekben fedték fel: egy árammal átjárt vezetőben radiális irányú összenyomó erő ébred.



6.8. ábra.

Tekintsük a plazmaoszlop egyensúlyát. Axiálisan szimmetrikus esetben:

$$B(r) = \frac{\mu_0}{2\pi r} I(r) = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r J(r) r dr \quad (6.7)$$

$$J(r) = \frac{1}{2\pi r} \frac{dI(r)}{dr}. \quad (6.8)$$

Egységnyi térfogatban $F = J \times B$ erő ébred. Egyensúlyi állapotban:

$$-\frac{dp}{dr} = F = J \frac{\mu_0}{2\pi r} I(r) = \frac{\mu_0}{(2\pi r)^2} I(r) \frac{dI(r)}{dr} \quad (6.9)$$

$$-r^2 \frac{dp}{dr} = \frac{\mu_0}{4\pi^2} I \frac{dI}{dr}. \quad (6.10)$$

Ezt integrálva 0-tól a -ig:

$$-\int_0^a 2rpd r + [r^2 p]_0^a = \frac{\mu_0}{8\pi^2} I^2 \quad (6.11)$$

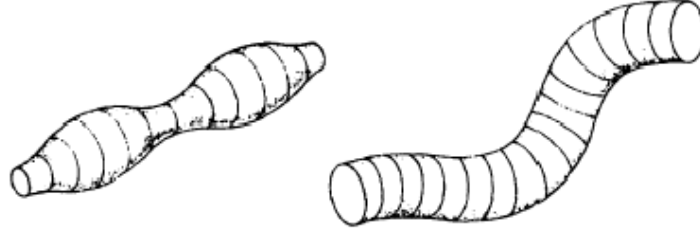
Ha $p(a) = 0$, akkor

$$-\frac{1}{\pi a^2} \int_0^a 2r\pi p dr = \langle p \rangle = \frac{\mu_0}{8\pi^2 a^2} I^2 \quad (6.12)$$

Mivel $B = \mu_0 I / 2\pi$, ezért

$$\langle p \rangle = \frac{B^2}{2\mu_0}. \quad (6.13)$$

A kinetikus nyomásnak a $B^2/2\mu_0$ *mágneses nyomás* tart ellen. Figyeljük meg, hogy ez az eredmény független az árameloszlás alakjától. Kellően nagy árammal nagyon nagy nyomások érhetők el vele (pl. $I = 1$ MA, $a = 1$ cm $\rightarrow p = 1600$ atm.). Ezt a konfigurációt, mikor az egyenes plazma oszlop mentén (a „z” irányban) folyik az áram hívják *Z-pinch-nek*.

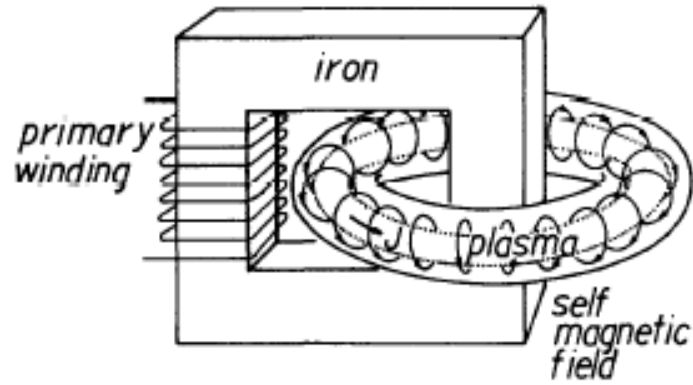


6.9. ábra. Kolbász (sausage) és hurok (kink) instabilitások egyenes plazma oszlopban.

Egy egyszerű pinch instabil az ún. kolbász instabilitásra (sausage instability): a sugár csökkenésével a mágneses nyomás nő, végül a közeg teljesen elvékonyodik. Másik nevezetes instabilitás a hurok (kink). Mindkét instabilitás részben stabilizálható egy erős hosszanti térrel. A Z-pinch élettartama rövid, de nagyon nagy nyomás és sűrűség érhető el vele. Egy Z-pinch variáció a plazma fókusz, ami kezdetben nagy térfogatú kis nyomású plazmát összenyom.

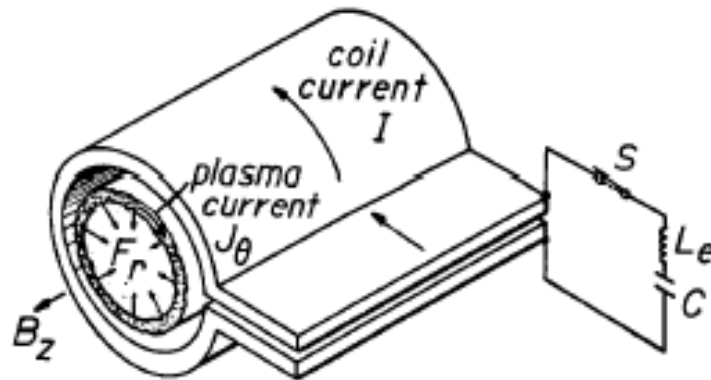
Toroidális Z-pinch

Zárttá tehető a plazma, ha az áramot nem elektródák között, hanem transzformátorral hajtjuk: ez a toroidális Z-pinch (6.10. ábra).



6.10. ábra. Toroidális Z-pinch.

Θ -pinch



6.11. ábra. Θ -pinch.

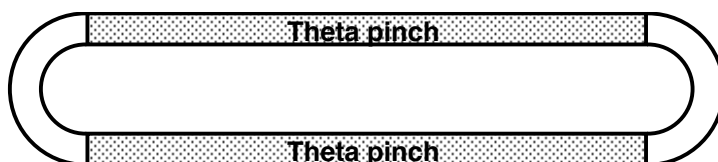
Θ -pinch esetén (6.11. ábra) egy egyenes plazmaoszlopban szögirányú (Θ irányú) növekvő áramot indukálunk. Ez a cső belsejében egy időben növekvő B_z mágneses teret indukál. Mivel

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}, \quad (6.14)$$

ezért a csőben Θ irányú elektromos tér indukálódik ami Θ irányú áramot kelt. Ez a hosszanti mágneses térrel

$$J_{\Theta} \times B_z = -F_r \quad (6.15)$$

radiális irányú kompressziót eredményez. Ez a konfiguráció stabil, de a végeken veszteségek lépnek fel. Az összetartási idő $\tau \approx 2.5L/v_{th}^i$. A végeket megpróbálták lezárni többszörös mágneses tükrökkel, szilárd anyaggal, vagy két Θ -pinch összekötésével (*versenypálya* - 6.12. ábra).



6.12. ábra. Ún. *racetrack* konfiguráció.

A versenypálya konfiguráció esetén a görbült tartományok instabilak. Amennyiben a Θ -pinchet körré hajlítjuk, úgy *toroidális Θ -pinch*-ről beszélünk. Ez már nem stabil, 10-50 μs összetartási idők érhetők el vele.

A pinch berendezésekben a plazmát alapvetően a pinch effektus tartja össze. A kinetikus és mágneses nyomás aránya a *plazma béta*:

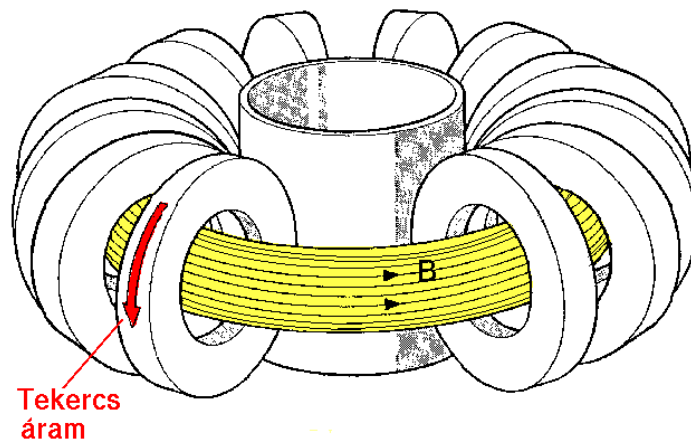
$$\beta = \frac{p}{B^2/2\mu_0}. \quad (6.16)$$

Mivel az összetartás költségének nagy része a mágneses tér ($\$ \sim B$), míg a teljesítmény a nyomással arányos, így egy reaktor akkor effektív ha β nagy. A pinchek instabilitásuk miatt csak rövid összetartási idők elérésére alkalmasak.

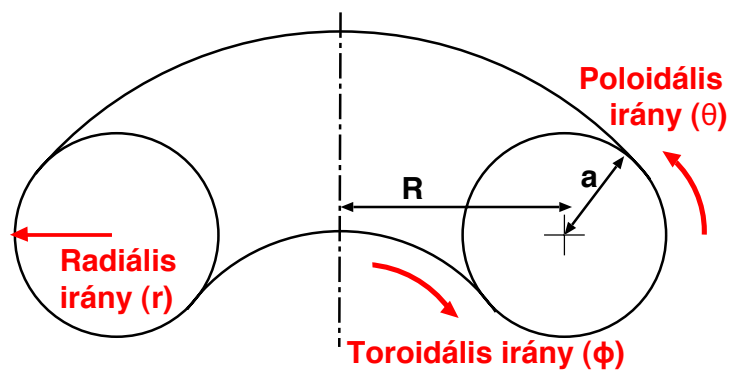
6.2. Toroidális berendezések

A továbbiakban olyan berendezés típusokat fogunk vizsgálni, amik erős mágneses tereket használnak alacsony sűrűség mellett ($\beta \ll 1$). A pinch berendezésekben nagy sűrűségű plazmát próbálnak összetartani, ilyenkor a részecskék szabad úthossza kicsi a berendezés méretéhez képest. Próbáljunk meg nagy szabad úthosszú részecskéket toroidális geometriában összetartani! Vegyünk egy egyszerű toroidális mágneses teret (6.13. ábra) és vizsgáljuk a részecskék ütközésmentes mozgását! A toroidális geometria definíció a 6.14. ábrán láthatók.

Toroidális geometriában a görbült térben ∇B drift lép fel, ami töltésfüggése miatt fel-le irányban szétválasztja az elektronokat és ionokat. A töltésszétválás függőleges elektromos teret eredményez ami a toroidális mágneses téren keresztül töltésfüggetlenül kifelé mutató $E \times B$ driftet hoz létre (6.15. ábra). Ez az egész plazmát kifelé mozgatja. A keletkező elektromos tér rövidre zárható, ha a mágneses erővonalakat *helikálisan* megcsavarjuk. Erre kétféle lehetőség van:



6.13. ábra. Csavaratlan toroidális mágneses tér.



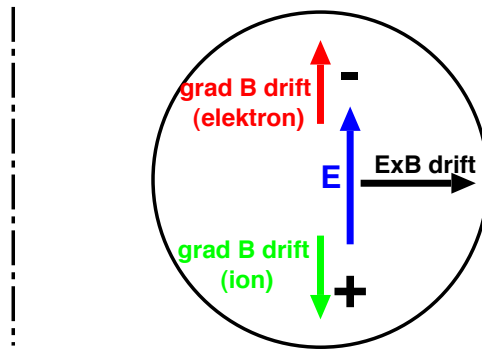
6.14. ábra. Toroidális geometria. a *kissugár* (minor radius), R *nagysugár* (major radius), $R/a = A$ *sugárárány* (aspect ratio), $a/R = \epsilon$ *inverz sugárárány* (inverse aspect ratio); radiális (r), toroidális (ϕ) és poloidális (θ vagy ϑ) irány.

- külső helikális tekercsekkel
- plazmában folyó árammal (toroidális Z pinch).

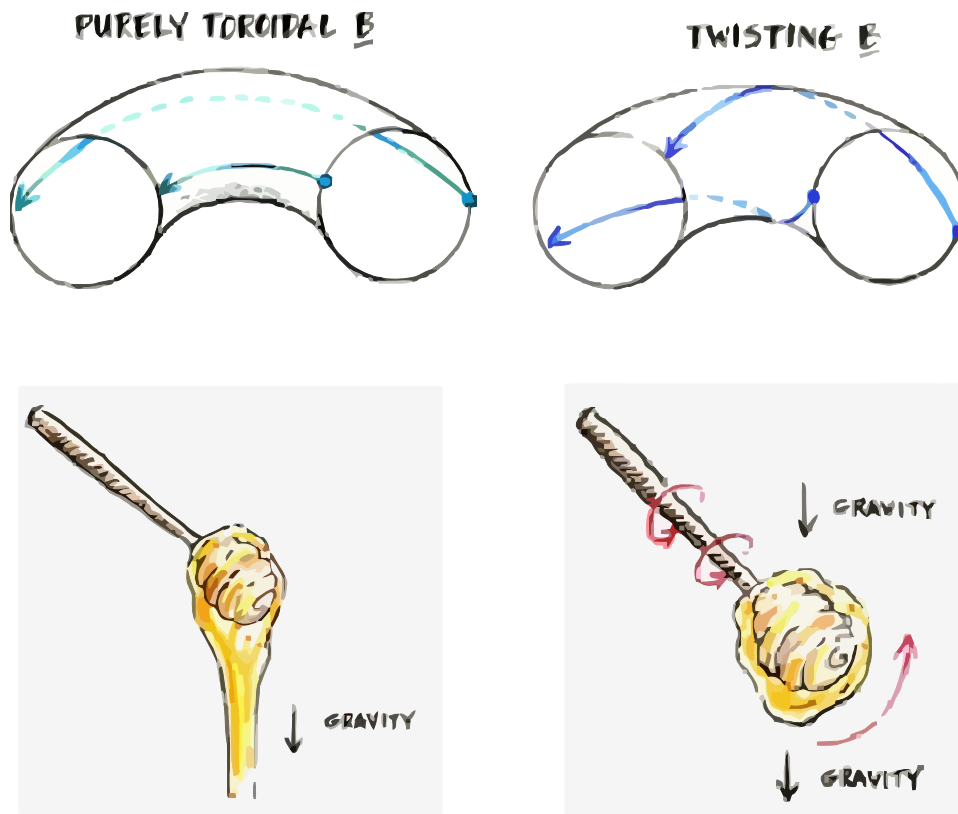
A két megoldás topológiailag hasonló, de nem azonos mágneses teret hoz létre.

6.3. A tokamak

A tokamakban az erővonalak csavarodását a toroidális plazmaáram okozza. A plazmaáramot tipikusan transzformátorral indukálják, ezért eredően impulzus üzemű. A



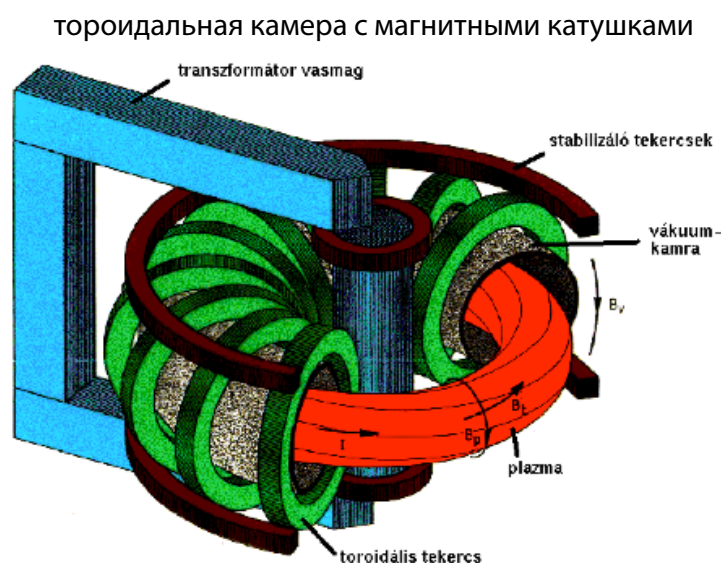
6.15. ábra. $E \times B$ drift.



6.16. ábra. Az erővonalak felcsavarásának gravitációs analógiája.

tokamak szovjet találmány, az 1950-es években Tamn és Szakharov nevéhez fűződik. A tokamak név betűszó, orosz eredetijéből (lásd 6.17. ábra) fonetikusán átírva „*Toroidal-naja Kamera sz Magnyitnümi Katuskami*”, ami nagyjából annyit tesz, „*Toroidális kamra*”

mágneses tekercsekkel. A tokamak alapvetően axiálisan szimmetrikus berendezés, sokkal egyszerűbb felépítésű mint a sztellarátor (6.4. fejezet). A forgási szimmetria miatt a zárt mágneses felületek létezése garantált (lásd 6.5. fejezet), perturbálatlan esetben az erővonalak a mágneses felületeken maradnak. Az „automatikusan” zárt mágneses felületek miatt eleve jó a berendezés összetartása, ez kedvező eredményekhez (jó összetartás, magas plazmahőmérséklet) vezetett már a tokamak kutatás nagyon korai éveiben. Ennek köszönhető a tokamakok dominanciája a fúziós kutatásokban.

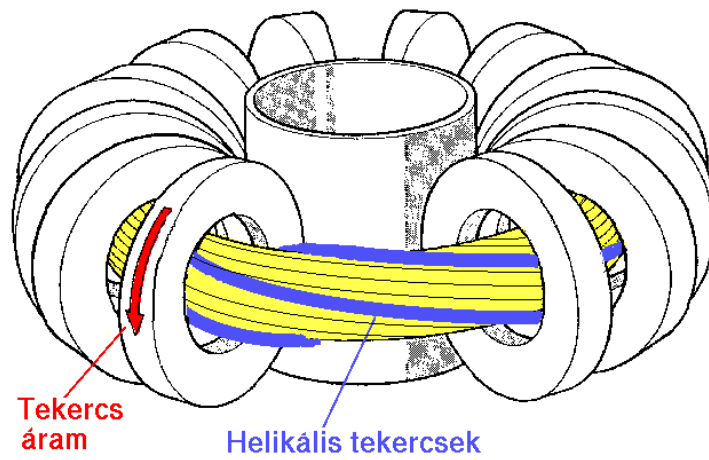


6.17. ábra. Tokamak sematikus ábrája.

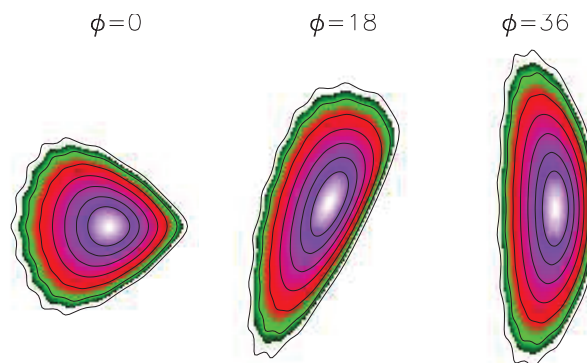
6.4. A sztellarátor

A sztellarátorokban az erővonalak megcsavarása külső tekercsekkel történik, igyekeznek olyan teret kialakítani amiben a részecskék összetarthatók. Klasszikus sztellarátorokban a plazma köré helikális tekercseket tesznek (6.18. ábra), így nem modulárisak és térszerkezetük nehezen tervezhető. A sztellarátorokban nincs forgási szimmetria, legfeljebb toroidális periodicitás: a plazma keresztmetszete helyről helyre változik (6.19. ábra). Ennek megfelelően a zárt mágneses felületek létezése *nem garantált*. Ha léteznek mágneses felületek, akkor azok topológiailag tóruszok és egymásba ágyazottak. A sztellarátor plazmák széle mágneses szigetekkel és ergodikus zónákkal szegélyezett (lásd 6.5. fejezet). Sztellarátorokból rendkívül sokféle konfiguráció lehetséges.

A 3D mágneses geometria előnye, hogy az optimalizáció 3 dimenzióban végezhető (optimalizált sztellarátorok). Megfelelő tervezéssel moduláris tekercsrendszer készíthető,

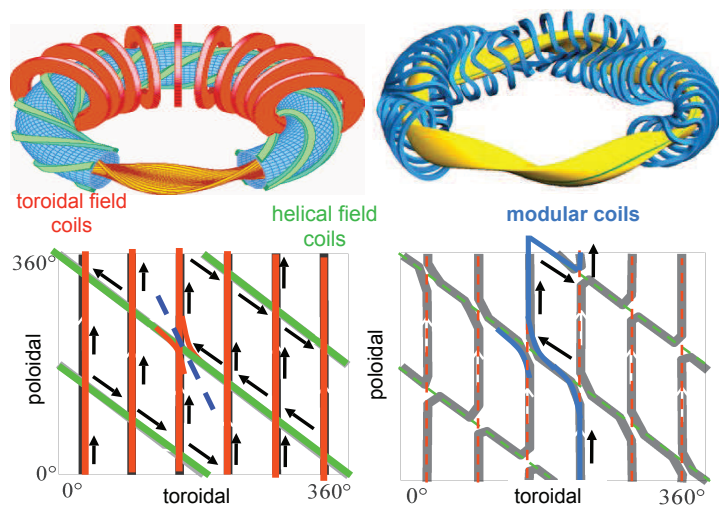


6.18. ábra. Klasszikus sztellarátor a plazma körül helikális tekercsekkel

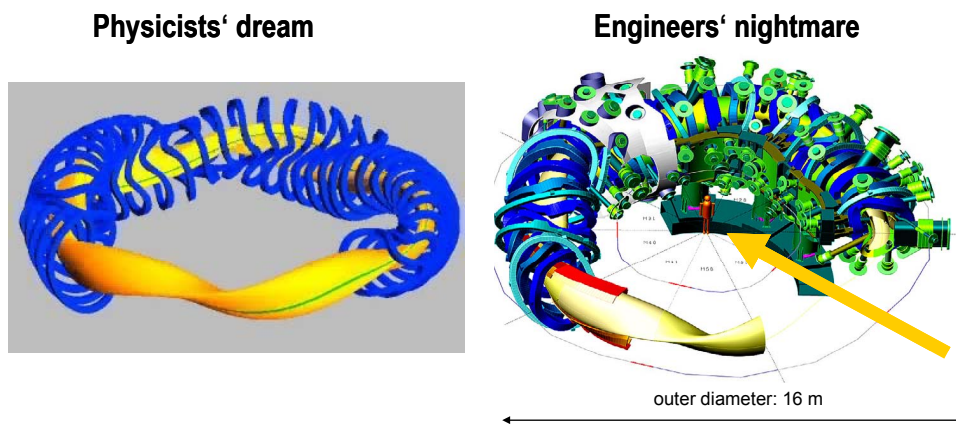


6.19. ábra. A Wendelstein 7-AS sztellarátor plazmakeresztmetszete különböző toroidális szögeknél.

aminek gyártása és összeszerelése jóval egyszerűbb. A moduláris sztellarátorokban nem síkbeli tekercsek, helikálisan kimozdított vagy elliptikus tekercsek adják a helikális térstruktúrát. A 6.20. ábra szematikusan szemlélteti a sztellarátor modularizálás alapelvét.

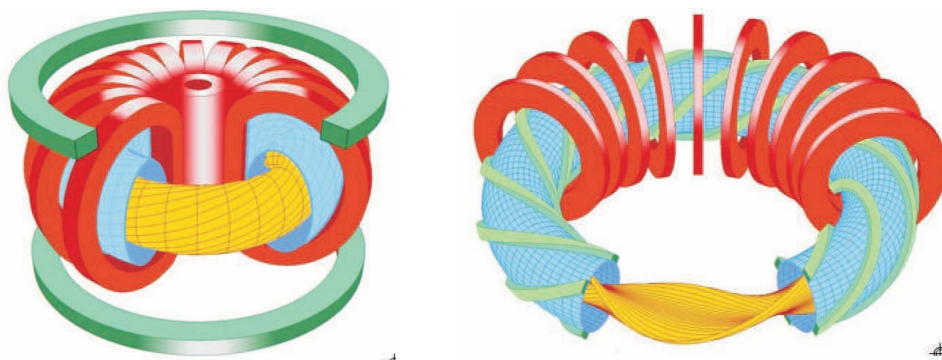


6.20. ábra. Sztellarátor modularizálásának sematikus ábrázolása. Balra: klasszikus sztellarátor, jobbra: a Wendelstein 7-X optimalizált, moduláris tekercsrendszere.



6.21. ábra. Sztellarátor: a fizikusok álma – a mérnökök rémálma (Wendelstein 7-X).

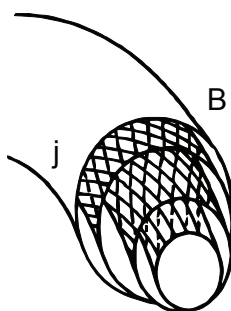
Tokamak	Sztellarátor
- Impulzus üzem	+ Folyamatos üzem
- Plazmaáram \Rightarrow instabilitások	+ Nincs hajtott plazmaáram
- Diszrupciók	+ Nincsenek diszrupciók
+ Technológiailag előrehaladottabb	- Technológiailag elmaradottabb
+ Egyszerű 2D geometria	- Bonyolult 3D geometria



6.22. ábra. Tokamak vs. sztellarátor.

6.5. Csavart toroidális mágneses terek szerkezete

A toroidális geometria definícióit bár bemutattuk a 6.14. ábrán. Most az egyszerűség kedvéért válasszunk egy hengerszimmetrikus esetet, ahol a fizikai mennyiségek nem függenek a ϕ toroidális szögtől. Ebben az esetben a szimmetria következtében a mágneses erővonalak egymásba ágyazott mágneses felületeken nyugszanak, ahogy a 6.23. ábrán látható. Ezzel megegyező állítás, miszerint ha egy mágneses erővonalat kellően sokáig követünk, akkor azt figyeljük meg hogy egy topológiailag tórusz felületet jár be, amit *mágneses felületnek* hívunk. A részecskék első közelítésben az erővonalak mentén hosszú szabad úthosszal mozognak, tehát a mágneses felületeken kiegyenlítődnek a plazmaparaméterek.



6.23. ábra. Mágneses erővonalak és áramfonalak által kirajzolt egymásba ágyazott mágneses felületek.

Az egyensúly alapvető feltétele (részletesen lásd 9.1. fejezet), hogy az elektromágneses erők kiegyenítsék a plazma nyomást:

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p. \quad (6.17)$$

A (6.17). egyenletből $\mathbf{B} \times \nabla p = 0$ következik, azaz a mágneses felületek egyben konstans nyomású felületek. Ehhez hasonlóan $\mathbf{j} \times \nabla p = 0$, tehát az áramfonalak szintén a mágneses felületeken futnak, ahogy a 6.23. ábrán is látható.

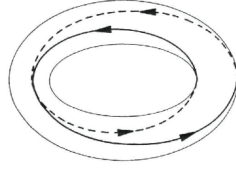
Amennyiben a plazma keresztmetszete nem körszimmetrikus, úgy a 6.14. ábrán bemutatott radiális koordináta helyett szükséges bevezetni egy általános radiális koordinátát. Egyensúlyban, egymásba ágyazott felületek létezése esetén az egymást követő felületeket tetszőleges fizikai mennyiséggel jellemezhetjük, amennyiben ez a mennyiség állandó egy adott felületen, illetve a felületeken keresztülhaladva szigorúan monoton módon változik. A nyomás, bár állandó egy adott felületen, nem garantált hogy a felületeken keresztül haladva egyértékű és monoton változik. A általános radiális koordinátát ψ -vel jelöljük. Egy lehetséges választás a *toroidális fluxus*, Ψ_t , ami az adott mágneses felületnek egy, a mágneses tengelyre merőleges keresztmetszetén átmenő mágneses fluxus. Ez a mennyiség egyértelműen hozzárendelhető az adott felülethez, mivel $\nabla \mathbf{B} = 0$ és a teljes mágneses felületre integrált fluxus nulla. Az egyszerűség kedvéért ezt a mennyiséget dimenziótlanjuk és normáljuk: $\psi = \Psi_t / B_0 a^2$, ahol B_0 egy a normáláshoz használt karakterisztikus mágneses tér és a a berendezés kis sugara. Kör alakú keresztmetszet esetén $\psi \equiv r^2$, ahol r a dimenziótlanjított, normált sugár (a -val skálázva). Az így választott koordináta rendszerben a mágneses tengelyt $\psi = 0$ jellemzi és az utolsó zárt fluxusfelület (Last Closed Flux Surface – LCFS) pedig $\psi = 1$. Az így választott (ψ, θ, ϕ) koordináták (a 6.14. ábrán látható irányítással) egy görbült koordináta rendszert alkotnak, amely a szögek megfelelő megválasztásával ortogonalizálható.

6.5.1. A biztonsági tényező

Az egyes erővonalak helikálisan csavarodnak körül egy mágneses felületen. Ez a csavarodás jellemezhető a *biztonsági tényezővel* (q) vagy a *rotációs transzformációval* (ι). A biztonsági tényező a korábban vázolt erővonalkövetős módszerrel analóg módon számítható: nagy számú körülfordulásra átlagolva kiszámítjuk a toroidális és poloidális szögelfordulások arányát:

$$q = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\sum \phi_n}{\sum \vartheta_n} \quad (6.18)$$

A biztonsági tényező egyszerűen szólva azt adja meg, hogy az adott erővonal „*hány toroidális körülfordulás alatt fog egyszer poloidálisan körülfordulni*”. Egy mágneses felületen minden erővonalnak azonos a biztonsági tényezője, ezt a q értéket rendeljük hozzá az adott felülethez. Az egy toroidális körülfordulás alatti poloidális szögelfordulás ι . $\iota = \iota / 2\pi$ a rotációs transzformáció (rotational transform), a biztonsági tényező inverz mennyisége: $q\iota = 1$. Berendezéstől függ hogy melyiket jobb használni. Tokamakokban tipikusan a biztonsági tényező, sztellarátorokban a rotációs transzformáció használata a praktikusabb. A biztonsági tényező bevezetése Shafranov nevéhez fűződik (1954). Több közelítő kifejezés is létezik a q -ra, amelyek használata bizonyos esetben megkönnyíti a



6.24. ábra. Gyakorló feladat: mennyi az ábrán jelölt erővonal q és rotációs transzformációs értéke?

számításokat. Nagy sugárárányú ($R_0 \gg a$) kör keresztmetszetű tokamakban

$$q(r) \simeq \frac{r}{R_0} \frac{B_\phi}{B_\theta}, \quad (6.19)$$

ahol B_ϕ és B_θ a toroidális- és poloidális mágneses tér komponensek. Egy alternatív kifejezést kaphatunk a mágneses fluxusok felírásával:

$$q = \frac{d\Psi_t}{d\Psi_p} \quad (6.20)$$

ahol Ψ_t és Ψ_p a toroidális- és poloidális fluxusok.

Ha a mágneses erővonal egzaktul 1 toroidális körülfordulás után visszatér kiindulási pontjába, úgy $q = 1$. Ha a biztonsági tényező racionális szám, azaz $q = m/n$, $m, n \in \mathbb{Z}$, akkor az erővonal m toroidális és n poloidális körülfordulás után önmagára záródik. Egy mágneses felületet *racionális felületnek* hívunk, ha a hozzá tartozó q érték racionális. Mivel a \mathbb{Q} racionális számok a \mathbb{R} valós számok sűrű részhalmaza, ezért csak az alacsony rendű racionálisokat (kicsi m, n) nevezzük racionális felületeknek. A racionális felületeknek kiemelt szerepük van a plazma stabilitása szempontjából. Ugyancsak fontosak amennyiben meg akarjuk érteni a mágneses struktúra perturbációk hatására történő torzulását, erre még a fejezet során visszatérünk.

6.5.2. A mágneses erővonalak Hamiltoni természeté

A stacionárius \mathbf{B} mágneses tér kielégíti a $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ és $\mathbf{B} \cdot \nabla \psi = 0$ egyenleteket, azaz a mágneses tér divergencia mentes és a mágneses erővonalak a $\psi = \text{konst.}$ mágneses felületeken fekszenek. A mágneses tér amely megfelel ezen feltételeknek kifejezhető az ún. Clebsch-reprezentációban:

$$\mathbf{B} = \nabla \psi \times \nabla \theta - \nabla \Psi_{p,0}(\psi) \times \nabla \phi, \quad (6.21)$$

ahol a felületi mennyiség

$$\Psi_{p,0}(\psi) = \int_0^\psi \frac{d\psi'}{q(\psi')} \quad (6.22)$$

a dimenziótlan poloidális fluxus, amely a mágneses felülethez adott poloidális szög mellett hozzárendelt, toroidális irányú felületen vett fluxusa. A (6.21) egyenletben a mágneses tér és a gradiens operátorok is dimenziótlanok, B_0 és a megfelelő alkalmazásával. A (6.21). egyenletből a mágneses erővonalak (ψ, θ, ϕ) koordinátákban felírt alakja egyszerű geometriai számításokkal kapható. Válasszuk a toroidális szöget mint futó paraméter, ez esetben az erővonal a $\psi(\phi)$ és $\theta(\phi)$ függvényekkel jellemezhető, melyekre a következő differenciál egyenletek igazak:

$$\frac{d\psi}{d\phi} = -\frac{\partial\Psi_{p,0}}{\partial\theta}, \quad \frac{d\theta}{d\phi} = \frac{\partial\Psi_{p,0}}{\partial\psi}. \quad (6.23)$$

A (6.23) egyenletek struktúrája Hamiltoni: $\Psi_{p,0}$ játsza a Hamilton függvény szerepét, ϕ analóg az idővel, ψ és θ pedig a kanonikusan konjugált mennyiségek.

Perturbálatlan esetben, amikor $\Psi_{p,0}$ felületi mennyiség és csak ψ -től függ, a (6.23) egyenletek egy 1 szabadsági fokú, azaz integrálható dinamikai rendszert írnak le:

$$\frac{d\psi}{d\phi} = 0, \quad \frac{d\theta}{d\phi} = W(\psi), \quad (6.24)$$

ahol a perturbálatlan csavarodási szám a következőképpen definiálható:

$$W(\psi) = \frac{\partial\Psi_{p,0}}{\partial\psi} \implies \Psi_{p,0}(\psi) = \int_0^\psi W(\psi')d\psi'. \quad (6.25)$$

Amennyiben összevetjük a (6.20) definíciót a (6.25) egyenlettel, észrevehetjük hogy a csavarodási szám a korábban bevezetett rotációs transzformációval egyenlő: $W \equiv \iota = 1/q$. ψ egy hatásmennyiség, mozgásállandó, a hozzá kanonikusan konjugált θ (szög)koordináta az időben lineárisan növekszik. A (6.24) egyenlet értelmében a mágneses erővonal ψ -ben kifejezett radiális pozíciója állandó marad, míg a θ poloidális szög $W(\psi) \equiv \iota(\psi)$ -el változik minden toroidális körülfordulás után. Ez egzaktul megegyezik a fluxusfelület és a rotációs transzformáció korábbi definícióival.

6.5.3. Poincaré ábrázolás

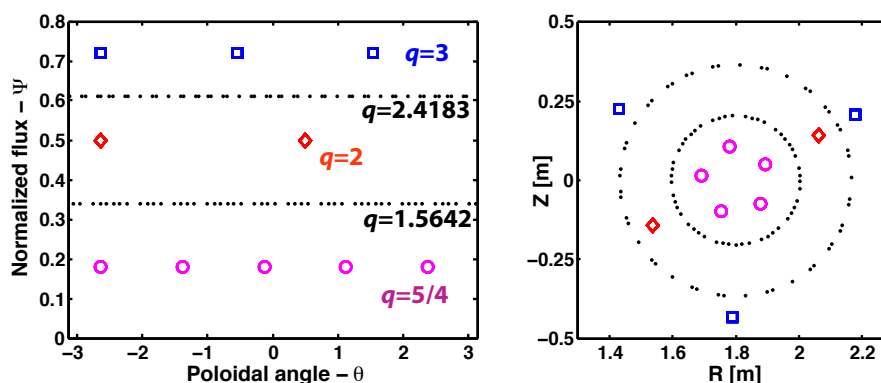
A mágneses erővonalak szerkezete kényelmesen tanulmányozható az ún. Poincaré ábrázolásban, amit úgy kapunk, hogy feljegyezzük a (ψ_n, θ_n) koordinátákat amikor egy erővonal keresztülhalad egy kiválasztott ϕ_0 poloidális keresztmetszeten: $(\phi_n = \phi_0 + 2\pi n, n \in \mathbb{N})$, $\phi_0 = \text{const}$. Ezek a koordináták definiálják az erővonalakhoz rendelt dinamikai rendszer fázisterét. Poincaré leképezés tetszőleges plazma alak és topológia esetén számítható. Ábrázolható a berendezés koordináta rendszerében, vagy (θ, ψ) fluxuskoordinátákban: a poloidális szög (modulo 2π) függvényében ábrázoljuk a radiális koordinátát. Ilyen ábrázolás esetén a $\psi = 0$ függőleges koordináta-hoz rendelt egyenes reprezentálja a mágneses

tengelyt. A perturbálatlan rendszer Poincaré ábrája a berendezés koordináta rendszerében – kellő számú iteráció után – koncentrikusan egymásba ágyazott görbékből áll (ezek a nem racionális felületek) melyeket diszkrét pontok szakítanak meg (ezek a racionális felületek). Fluxus koordináták esetén a nem racionális felületek horizontális vonalak, a racionális felületek (periodikus pályák) pedig horizontálisan rendezett különálló pontok. Egy példát mutat a 6.25. ábra. Az iterációk számával a nem racionális felületekhez rendelt erővonalakat reprezentáló pontok száma nő, míg a racionális $q = m/n$ értékű erővonal m ponttal van reprezentálva.

A perturbálatlan eset Poincaré leképezése analitikusan megadható:

$$\psi_{n+1} = \psi_n, \quad \theta_{n+1} = \theta_n + W(\psi_{n+1}) \pmod{2\pi}, \quad (6.26)$$

ami egyben az integrálható hamiltoni rendszer egzakt megoldása. Valós berendezés geometriákban a Poincaré leképezés számítása az erővonalak numerikus integrálásával történik (de léteznek közelítő leképezések is).



6.25. ábra. Öt különböző q értékkel jellemzett erővonal Poincaré ábrája. (a) fluxuskoordinátákban (b) a TEXTOR tokamak koordináta rendszerében.

6.5.4. Mágneses perturbációk

A toroidális szimmetria garantálta egymásba ágyazott felületekből álló ideális struktúra szignifikánsan módosul amennyiben valamilyen, a szimmetriát megbontó perturbáció lép fel. A perturbáció lehet külső, úgymint a tekercsek véges számából adódó fodrozódás (ripple), a tekercsek tökéletlenségei, vagy szándékos külső perturbációk; illetőleg belső, úgymint instabilitások vagy fluktuációk. A perturbált teret szintén felírhatjuk a (6.21) Clebsch-alakban, de a hamiltoni itt már mindhárom koordináta függvénye

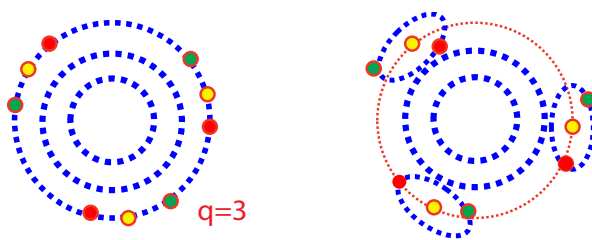
$$\Psi_{p,0} \rightarrow \Psi_p(\psi, \theta, \phi) = \Psi_{p,0}(\psi) + \epsilon \delta \Psi_p(\psi, \theta, \phi). \quad (6.27)$$

A perturbált hamiltoni $\epsilon\delta\Psi_p$ a θ és ϕ szögkoordináták 2π periodikus függvénye. Az $\epsilon \in \mathbb{R}^+$ paraméter a dimenziótlan sztochaszticitási paraméter, ami a perturbáció erősségének mértékét határozza meg. A perturbált eset erővonalainak egyenletei

$$\frac{d\psi}{d\phi} = -\epsilon \frac{\partial\delta\Psi_p(\psi, \theta, \phi)}{\partial\theta} \quad (6.28a)$$

$$\frac{d\theta}{d\phi} = W(\psi) + \epsilon \frac{\partial\delta\Psi_p(\psi, \theta, \phi)}{\partial\psi}. \quad (6.28b)$$

Ezek egy másfeles szabadsági fokú dinamikai rendszer egyenletei (egy 1 szabadsági fokú hamiltoni rendszer ami ϕ -től periodikusan függ), ami általában nem integrálható. A (6.28) egyenletek megoldására lehetséges különböző leképezéseket konstruálni a perturbáció speciális eseteiben. Azonban általánosságban a mágneses erővonalak direkt numerikus számítása szükséges a mágneses egyensúly és a perturbációs áramok ismeretében. Ez a megoldás bár számításigényes, de tetszőleges mágneses struktúra vizsgálható vele. A korábban kapott $\psi = \text{const.}$ már nem lesz általánosságban igaz, az erővonalak radiálisan vándorolhatnak ($d\psi \neq 0$ - szemléltetve a 6.26. ábrán).



6.26. ábra. Egy $q = 3$ mágneses felület felbomlása perturbáció hatására.

A (6.28) erővonal egyenletek hamiltoni szerkezetének köszönhetően a perturbált tokamak szerkezete sok tekintetben *analóg* (de nem azonos!) a perturbált hamiltoni rendszerek fázisterével, aminek kiterjedt irodalma van a nemlineáris rendszerek és a konzervatív káosz témakörében. Analógiára példa a közismert Chirikov-Taylor sztenderd leképezés:

$$\hat{\psi}_{n+1} = \hat{\psi}_n + \theta_n, \quad \theta_{n+1} = \theta_n + \epsilon \sin(\hat{\psi}_{n+1}) \quad (\hat{\psi}, \theta \bmod 2\pi). \quad (6.29)$$

A sztenderd leképezés több okból sem hű modellje a tokamaknak. Az egyik legfontosabb, hogy sztenderd tokamak scénáriókban $W(\psi)$ monoton nő ψ függvényében, ami a sztenderd leképezésre nem igaz. A nemlineáris dinamika különböző leképezései esetében a perturbáció erőssége tipikusan globális. Toroidális fúziós berendezésekben a perturbáció erőssége erősen függhet ψ -től. Például MHD perturbációk esetén a perturbáció a plazma közepén lokalizált, míg külső perturbációk esetén a perturbáció erőssége radiálisan csökken a szélekről a tengely felé haladva.

A mágneses felületek racionális vagy irracionális volta rendkívül fontos amikor a perturbációk vizsgálatáról van szó. Racionális felületeken a mágneses felületek viszonylag hamar egzaktul önmagukra záródnak, így a perturbáció hatása felhalmozódhat. Irracionális felületeken a perturbáció könnyebben kiátlagolódik. A perturbációk hatására a racionális felületek előbb torzulnak majd felbomlanak, ezért ezeket gyakran *rezonáns felületeknek* is nevezik. A rezonáns felületeken a részecskék szabad úthosszával összemérhető hosszúságú úton önmagába záródik az erővonal. Ez egy periodikus határfeltételt jelent, ahol könnyen tudnak állóhullámok keletkezni. Az alacsony rendű racionálisok könnyebben bomlanak fel mint a magasabb rendűek, míg az irracionálisok felbomlásához jelentősen erősebb perturbáció szükséges. Érdekes módon meghatározható, hogy mennyire racionális vagy irracionális egy szám. Bármely $0 < q < 1$, $q \in \mathbb{R}$ szám felírható mint egy végtelen emeletes tört

$$q = \frac{1}{a_1 + \frac{1}{a_2 + \frac{1}{a_3 + \dots}}} \equiv [a_1, a_2, a_3, \dots], \quad a_i \in \mathbb{N}. \quad (6.30)$$

Ez a felírás egyértelmű, és n lépés után megadja egy tetszőleges irracionális szám racionális közelítését. Racionális számokra a konstrukció szükségszerűen véges. Minél kisebbek az a_i együtthatók, annál lassabb a konvergencia, és így a regiracionálisabb szám definíció szerint az $[1, 1, 1, 1, \dots] \equiv G = (\sqrt{5} - 1)/2$ aranymetszés.

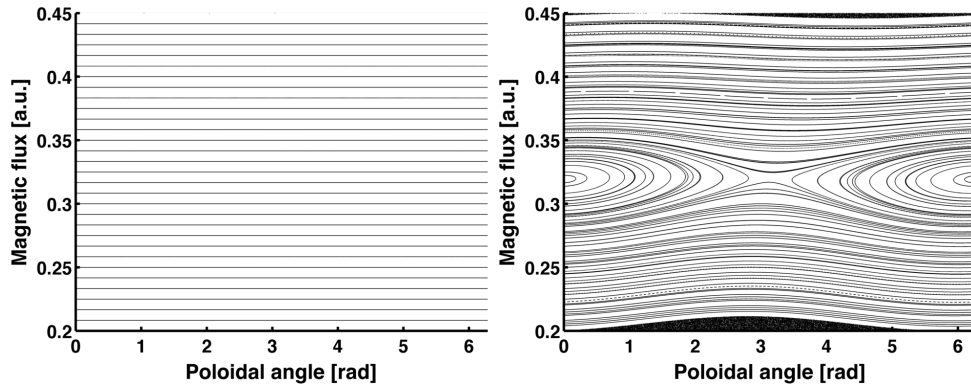
A Kolmogorov-Arnold-Moser (KAM) tétel azt is meghatározza, hogy egzaktul hogyan bomlanak fel a racionális és irracionális számok a perturbáció erősségének függvényében. Amennyiben a perturbáció nem túl erős ($\epsilon \ll 1$), akkor azok a felületek maradnak érintetlenek, amelyekre

$$\left| W - \frac{r}{s} \right| > \frac{\mathcal{K}(\epsilon)}{s^{5/2}}, \quad (6.31)$$

ahol r/s a csavarodási szám $W \equiv \iota$ vagy inverz biztonsági tényező racionális közelítése. A $\mathcal{K}(\epsilon)$ paraméter csak a perturbáció erősségétől függ, és eltűnik amennyiben $\epsilon \rightarrow 0$. A KAM tétel értelmében minden r/s racionális tóruszt körülvesz egy $2\mathcal{K}(\epsilon)s^{-5/2}$ széles réteg, amiben minden felület felbomlott. A fel nem bomlott felületek sokszor *KAM-felületeknek* nevezik. A KAM tételből következik az is, hogy a felbomlott felületek teljes térfogata nem nulla már tetszőlegesen kicsiny ($\epsilon > 0$) perturbáció esetén sem.

Mi kerül a felbomlott felületek helyére? A Poincaré-Birkhoff tétel értelmében amennyiben $W(\psi)$ monoton függvény, úgy egy $q = m/n$ racionális felület páros számú $2m$ fixpont-ra bomlik fel, amiből m elliptikus- vagy O-pont felváltva m hiperbolikus- vagy X-ponttal. Erre mutat példát a 6.27. ábra.

A racionális felületek mágneses szigetek láncolatává bomlanak fel. Az O-pontot új KAM felületek veszik körbe, míg az X-pont körül egy nem nulla térfogatú ergodikus térfogat jön létre. Az *ergodikus zónák* nevüket az ergodikus rendszerek fázistérbeli trajektóriáival analóg mágneses erővonal viselkedésről kapták. Az ergodikus zónákban kellő

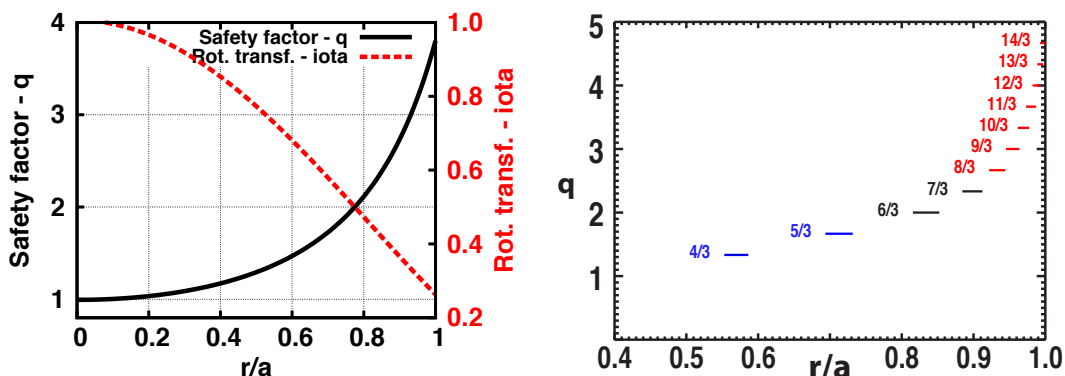


6.27. ábra. Perturbálatlan (a) és perturbált (b) mágneses tér Poincaré ábrája. Egy $m = 1$ mágneses sziget látható egy X ($\theta \simeq \pi$) egy O ponttal ($\theta \simeq 0$).

idő eltelte után az erővonal áthalad a tér minden pontján, az erővonalak kaotikusan bejárják a térfogatot. Ha a perturbáció kellően erős, úgy ez az ergodikus rész makroszkopikussá válhat és a perturbációval együtt nő, a mágneses szigetlánc teljes elemésztéséig. A sztochasztikus réteg mindig az X pont környékén indul a sziget szeparátrixán – az X pontok a szigetlánc legsérülékenyebb pontjai. Klasszikus értelemben véve ergodikus zónák jönnek létre amennyiben két különböző módusszámú sziget szeparátrixa összeér (eltűnik közülük az utolsó KAM felület is).

Láthatjuk tehát, hogy perturbációk jelenlétében a mágneses tér topológiája jelentősen módosul. Először különböző mágneses sziget láncok jelennek meg (helyüket a racionális felületek határozzák meg), ezek keverednek a fel nem bomlott, de deformált mágneses felületekkel az irracionális q értékeknél, a kettő között pedig ergodikus zónák töltik ki a teret. Ez a kaotikus tartományokkal és fel nem bomlott felületekkel jellemzett kevert mágneses topológia a toroidális berendezések általános jellemzője, megértése alapvető fontosságú a transzport tanulmányozásához. Mint már korábban említettük, a töltött részecskék a mágneses erővonalak mentén szabadon mozoghatnak, míg az erővonalakra merőlegesen a transzport nagyságrendekkel lassabb. Ezáltal perturbálatlan esetben a plazmaparaméterek a fluxusfelületeken kiegyenlítődnek. Amennyiben létrejön egy mágneses sziget, úgy az erővonalak a sziget külső és belső felét összekötik, a plazmaparaméterek a sziget külső és belső oldalán kiegyenlítődnek. Makroszkopikus ergodikus zónákra hasonlóan igaz, hogy a zónán belül az erővonalak kaotikus bolyongását követő részecskék miatt az ergodikus zóna teljes térfogatában kiegyenlítődnek a plazmaparaméterek. Ilyen szempontból az ergodikus zónák egyfajta „transzport rövidzárként” funkcionálnak, megjelenésük jelentősen lerontja a plazmaösszetartást.

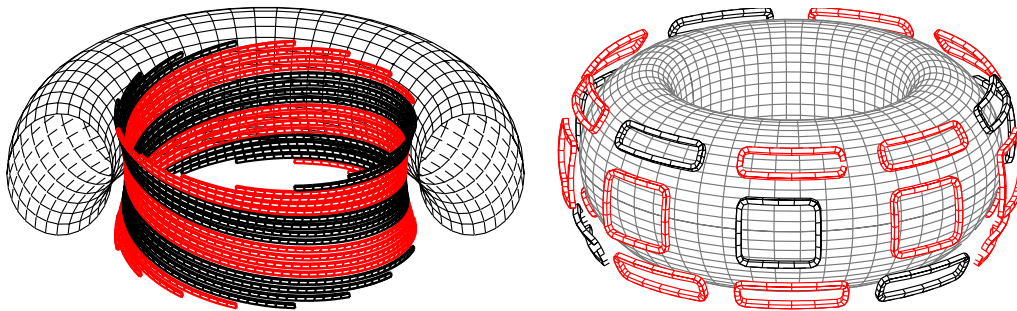
A W csavarodási szám egzakt ψ függése, azaz plazmafizikai nyelven a $q(\psi)$ q -profil hatalmas jelentőségű a perturbációk hatása szempontjából. Egy tipikus tokamak q -profil



6.28. ábra. (a) Tipikus tokamak q és rotációs transzformáció profilok. (b) Mágneses szigetek tipikus pozíciója és szélessége.

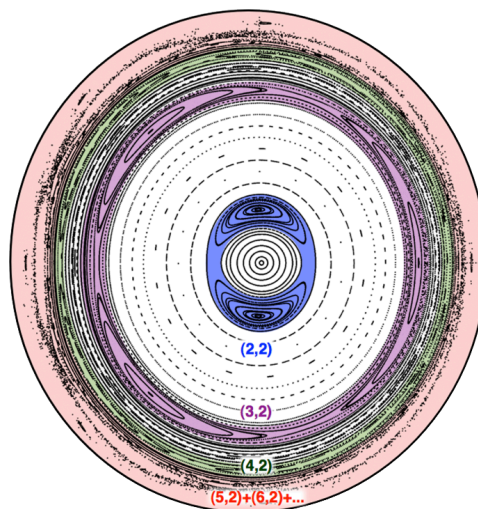
mutat a 6.28a ábra. Általában q mágneses tengelyen vett értéke (q_0) 1 vagy 1 alatt van ($W_0 \equiv \iota_0 \gtrsim 1$), míg a széleken (q_a vagy esetekben $q_{95} \equiv q|_{\psi=0.95}$) 3–5 között alakul ($W_a < 1/3$), de ettől eltérő értékek is lehetségesek. A q_0 értéknek kiemelt jelentősége van, ugyanis (monoton profil esetén) ez határozza meg hogy létezik-e $q = 1$ ($W(\psi) = 1$) felület vagy sem. A KAM tétel értelmében ez a felület a legérzékenyebb a perturbációkra, a mágneses erővonal itt kapcsolódik önmagába a leghamarabb. Ha egy $q = 1$ felület megjelenik a plazmában akkor majdnem mindig megfigyelhető egy $(m, n) = (1, 1)$ módus kialakulása, és az úgynevezett *fűrészfog-oszcillációk* megjelenése. A tipikus q -profil lapos a plazma közepén, így az alacsony rendű racionálisok távol esnek egymástól (6.28b ábra). Amennyiben a perturbáció kellő erősségű a plazma közepén (mint pl. plazmaközepi MHD módusok) úgy viszonylag széles szigetek tudnak létrejönni a felbomlott rezonáns felületek helyén. Ezeket a szigeteket továbbra is szigetelő KAM-felületek választják el egymástól. Ilyen módon jelennek meg a rezisztív kink módusok illetve a neoklasszikus szakító módusok (Neoclassical Tearing Modes – NTM).

A q -profil alakja miatt az alacsony rendű racionálisok egyre közelebb vannak egymáshoz a plazma széle felé. Ha a perturbáció kellően erős és eltűnik az utolsó KAM-felület is a keletkező mágneses szigetek mellől, úgy egy nagy kiterjedésű plazmaszéli ergodikus zóna jöhet létre. Bár az egyedi szigetek szélességének becslésére többféle módszer is rendelkezésre áll, a mágneses szigetek átlapolása és a KAM-felületek eltűnése kaotikus folyamat. A perturbáció erősségének növekedésével hirtelen változások következhetnek be amikor eltűnik két makroszkopikus ergodikus zónát elválasztó utolsó KAM-zóna is. A plazmaszéli ergodikus zónák keltése az egyik lehetséges módja a plazmaszéli transzport külső perturbációkkal történő növelésének, mint amilyen például a dinamikus ergodikus divertor (Dynamic Ergodic Divertor - DED) a TEXTOR tokamakon (6.29a ábra – $n = 2$ vezető toroidális módusszámú konfiguráció) vagy az ELM-ek elnyomására használt rezonáns mágneses perturbálás (Resonant Magnetic Perturbation - RMP). Utóbbira mutat példát az ITER-en $n = 3$ -as vezető toroidális módusszámú konfigurációban a 6.29b ábra.



6.29. ábra. (a) A TEXTOR tokamak DED rendszere $n = 2$ konfigurációban - a piros és fekete tekercsekben ellenkező irányban folyik az áram. (b) Az ITER tokamak tervezett ELM perturbációs tekercsrendszere, egy lehetséges $n = 3$ konfigurációban.

A 6.30 ábrán egyszerre láthatunk példát plazmaközepi és plazmaszéli mágneses szigetekre, fel nem bomlott KAM-felületekre és plazmaszéli ergodikus zónára. Az ábrát úgy kaptuk, hogy a TEXTOR tokamakon alacsony plazmahőmérséklet mellett (gyenge árnyékolás) $n = 2$ vezető toroidális módusszámú perturbációt alkalmaztunk a DED tekercsekkel.



6.30. ábra. Globális, 180° toroidális szimmetriájú ($n = 2$ vezető toroidális módusszámú) perturbáció hatása egy közel kör keresztmetszetű plazmára. A plazma közepe felé különálló mágneses szigetek jönnek létre, $(m, n) = (2, 2)$, $(3, 2)$ módusszámokkal. A szélen átlapoló mágneses szigetek széles ergodikus zónát alakítanak ki $q = 2$ -n kívül. A legkülső fekete vonal a perturbálatlan utolsó zárt mágneses felületet mutatja.

6.5.5. Szigetek szélességének becslése

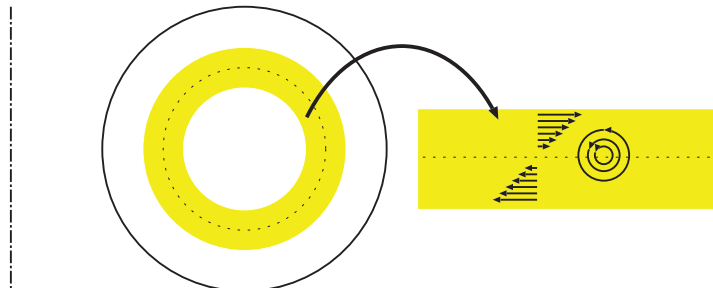
A KAM-tétel dinamikai szempontból tárgyalja a szigetek létrejöttét. A szigetek szélességét megbecsülhetjük az alábbi fizikai megfontolásokkal. Mint korábban mondtuk, a q vagy ι nem állandó a sugár függvényében, az erővonalaknak *nyírása* van (magnetic shear). Vegyünk pl. egy tokamakot nagy sugárárány közelítésben:

$$B_p(r) = \frac{1}{2\pi r \mu_0} \int_0^r I(r') 2\pi r' dr' \quad (6.32)$$

$$\iota = \frac{R B_p}{r B_t} = \frac{R}{B_t \mu_0 r^2} \int_0^r I(r') 2\pi r' dr' \quad (6.33)$$

Ha tehát $I(r) = \text{const.}$ úgy $\iota = \text{const.}$, ez a nyírásmentes konfiguráció. Sztellarátorokban, amikben nincsen hajtott plazmaáram, a mágneses tér nyírása többnyire kicsi és a rotációs transzformáció profilja lapos. Tokamakokban az árameloszlás csúcsos, és így a rotációs transzformáció profilja is csúcsos (lásd 6.28a ábra).

Vegyünk egy konfigurációt, ahol $q(r_0) = m/n$. Vegyünk egy olyan mágneses perturbációt, amely a racionális felületen az erővonalakkal párhuzamosan fut, pl $B \propto \sin(m\theta + n\phi)$. „Tekerjük le” a geometriát helikálisan és terítsük ki egy r_0 körüli téglalappá (6.31. ábra). A „letekert” geometriában a perturbálatlan mágneses tér:



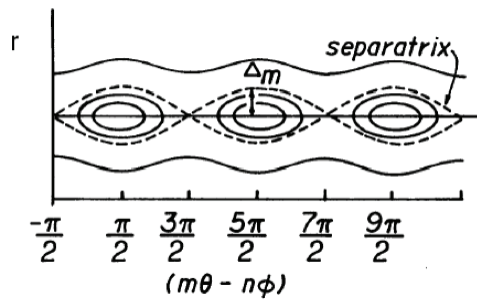
6.31. ábra. „Letekert” mágneses geometria r_0 körül.

$$\hat{B}_p(r) = (r - r_0) \frac{dB_p}{dr}. \quad (6.34)$$

A perturbáció amplitúdója legyen B' , ennek van radiális és poloidális komponense is. Ha a perturbáció polaritása ellentétes a fő mágneses tér polaritásával, akkor a poloidális terek összeadódnak, és zárt mágneses felületek alakulnak ki r_0 körül. Ezek a mágneses szigetek. A sziget tartományt az eredeti topológiától a szeparátrix választja el.

Becsüljük meg a sziget δr szélességét! δr távolságban indulva akkor lesz a felület zárt, ha

$$\delta r \frac{dB_p}{dr} \approx B', \quad (6.35)$$



6.32. ábra. Mágneses szigetlanc kialakulása.

$$\delta r \approx \frac{B'}{dB_p/dr}. \quad (6.36)$$

A sziget szélessége tehát arányos a perturbáció nagyságával és fordítottan arányos a mágneses nyírással.

6.6. Feladatok

6.1. Feladat A feladat egy online szimulációhoz köthető: <https://deep.reak.bme.hu:8080/home/pub/11/> A szimuláció a q biztonsági tényezőt szimulálja a tokamak egy adott fluxusfelületén, és ábrázol egy erővonalat a beállított hosszban.

- Honnan ismerjük fel a racionális felületeket? A paraméterek változtatásával próbáljunk minél közelebb kerülni egy ilyen felülethez!
- Keressünk valós tokamak paramétereiket, és számoljuk ki a plazmaszéli q értékeket. Milyen tartományban mozognak?
- A fluxusfelületen belüli plazmaáram és a kissugár változtatásával próbáljunk realiztikus q -profilokat reprodukálni!

6.2. Feladat Mutassuk meg, hogy a Θ -pinch instabil a kolbász (sausage) instabilitásra.

6.3. Feladat Tokamak geometriában egy racionális felületen adjunk a konfigurációhoz egy rezonánsan (az erővonalakkal párhuzamosan futó) áramfonalat, amely azonos irányú mint a toroidális plazmaáram. A kialakuló mágneses sziget melyik része lesz az áramfonalnál, az O - vagy az X -pont?

6.4. Feladat Mennyi a 6.24. ábrán jelölt erővonal q és ι értéke?

6.5. Feladat *A nagy sugárárányú ($R \gg a$) cirkuláris (kör keresztmetszetű) tokamak gyakran közelíthető egy $2\pi R$ szerint periodikus hengeres geometriával. Ez az ún. egyenes tokamak közelítés. Számítsuk ki a biztonsági tényező radiális profilját ebben a közelítésben, ha a tokamakban $I(r) = I_a r^2/a^2$ áram folyik az r kissugáron belül! $R = 1,75$ m, $a = 46$ cm, $B_t = 3$ T, $I_a = 800$ kA.*

7. fejezet

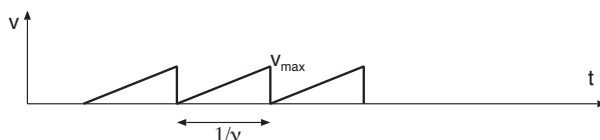
Részecskék ütközése plazmában: ellenállás, transzport

Eddig a plazma részecskék mozgását ütközés nélkül vizsgáltuk. Valójában az ütközések hatása nagyon jelentős lehet. A plazma sok komponensből áll, az egyes komponensek közötti ütközés hatása más és más. Az ütközések hatása:

- Azonos részecskék között termalizáció (hővezetés, viszkozitás).
- Különböző részecskék között energia- és impulzusátadás (súrlódás), gerjesztés, ionizáció, sugárzás, transzport.

7.1. Gázkisülések (elektron-atom ütközések)

Az elektronok az atomsugáron belül kerülve vagy rugalmasan szóródnak az atomokon vagy gerjesztenek és ionizálnak. Tekintsünk egy semleges gázt, amelyben véletlenszerűen elektronok keletkeznek. Elektromos teret létesítve az elektronok két ütközés között irányított sebességre tesznek szert. Minden ütközésben elvesztik az irányított sebességet.



7.1. ábra. Plazmarészecske ütközése atomokkal.

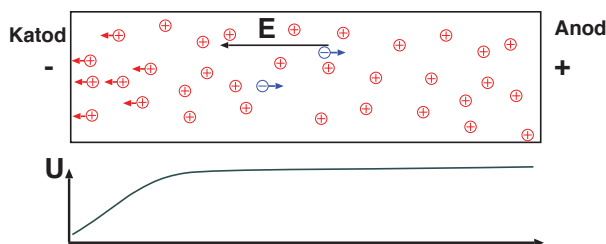
$$eE = \nu_c m v_{\max} = \frac{1}{2} \nu_c m \langle v \rangle, \quad (7.1)$$

ahol ν_c az ütközési frekvencia és v a sebesség. Az elektronok állandó átlagsebességgel mozognak (Townsend-kisülés). Ha az elektronok $mv^2/2$ energiája az ionizációs potenciálhoz közelít, akkor ionizálni kezdenek. Ha egy elektron egy ütközésben átlagosan α -szor ionizál, akkor az elektronok száma az elektromos tér mentén exponenciálisan nő:

$$n_e(x) \sim \exp \left\{ \ln(1 + \alpha) \frac{x}{v/\nu_c} \right\}. \quad (7.2)$$

Ez az elektron lavina (avalanche). A lavina effektust használják különböző detektorokban: egy kiváltott elektron egy lavinát okoz.

Az ionizációban keletkezett ionok a katód felé gyorsulnak. Ha onnan újabb elektront váltanak ki, akkor a kisülés önfenntartó tud lenni. Az ionok a katód felé mozognak és csak a katód közelében lesz potenciálesés. Ez a glimm kisülés (glow discharge). Ekkor az ionok folyamatosan bombázzák a katódot.



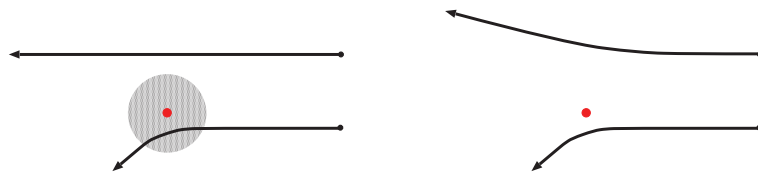
7.2. ábra. Glimm kisülés.

Ha a kisülés egy toroidális (pl tokamak) mágneses térben indul be, akkor a gázban az elektronok száma exponenciálisan nő \rightarrow plazma keletkezik (breakdown). Becsüljük meg az ehhez szükséges elektromos teret! Ha L_c a szabad úthossz és E_i az ionizációs potenciál, akkor $E_i = eEL_c$ és $L_c\sigma_c n = 1$ miatt $E_i = eE/\sigma_c n \rightarrow E = E_i\sigma_c n/e$. Nagyságrendileg $\sigma_c \approx 1 \text{ \AA}^2 = 10^{-20} \text{ m}^2$, $E_i \approx 10 \text{ eV}$ (hidrogénre). Léggöri sűrűség esetén $n = 10^{25} \text{ m}^{-3} \rightarrow E = 10^6 \text{ V/m}$. Tehát 10^{-6} atm nyomású gázban csak 1 V/m . Kis sűrűségű gázban kis elektromos tér is lavinakisülést hoz létre. Az ionizáció feltétele, hogy a keletkező töltött részecskéket a mágneses tér a tóruszban tartja.

Amint az atomok nagy része ionizálódik, az ütközéseket már nem az elektron-atom ütközések dominálják, hanem az elektron-ion ütközések. Töltött részecskék szórása atomokon: csak az atomi sugáron belüli találkozásokra.

7.2. Coulomb szórás

Töltött részecskék szórása töltött részecskéken: Coulomb-szórás. Hosszú hatótávolságú erő, nagy ütközési távolságoknál is működik. A Coulomb szórás rugalmas ütközés töl-



7.3. ábra. Coulomb szórás.

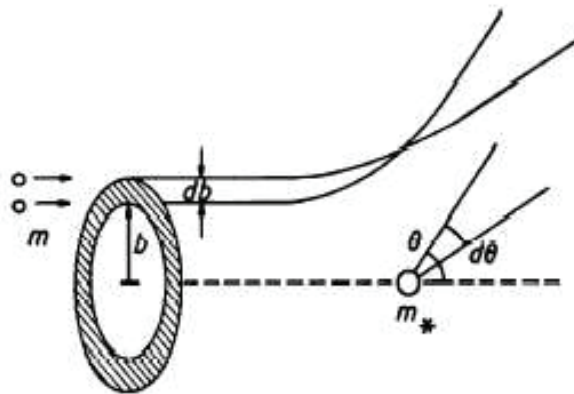
tött részecskék közötti Coulomb erő hatására. Vizsgáljuk egy tesztrészecske szóródását háttér részecskéken.

- Tesztrészecske: m, v, q .
- Háttér részecske: m_*, v_*, q_* .
- Relatív sebesség: $u = v - v_*$.

A differenciális hatáskeresztmetszet

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) \quad (7.3)$$

az a keresztmetszet, amelyen áthaladó részecskék Θ irány körüli $d\Omega$ térszögbe szóródnak.



7.4. ábra. Coulomb szórás differenciális hatáskeresztmetszete.

A háttér részecskék sebességeloszlása $f(v_*)$. Az összes háttér részecskén a tesztrészecske impulzusváltozása:

$$\frac{dp}{dt} = \int d\Omega \int dv_* (v - v_*) f(v_*) \delta p(\Theta) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta). \quad (7.4)$$

Ki kell tehát számolni δp -t és $d\sigma/d\Omega$ -t. Mivel a szórások minden azimutális szögben azonos valószínűséggel történnek, ezért δp_{\perp} várható értéke 0, és csak δp_{\parallel} -t kell kiszámolni. Tekintsük Θ irányú szórásra a sebességváltozásokat. Az impulzusmegmaradásból

$$m\delta v = m_*\delta v_*. \quad (7.5)$$

Ha a háttér részecskék sokkal nagyobb tömegűek mint a teszt részecskék, akkor a szórásnál a relatív sebességnek csak az iránya változik.

$$\delta u = \delta v - \delta v_* = \delta v(1 + m/m_*) = \delta v(m/m_r), \quad (7.6)$$

ahol

$$m_r = \frac{mm_*}{m + m_*} \quad (7.7)$$

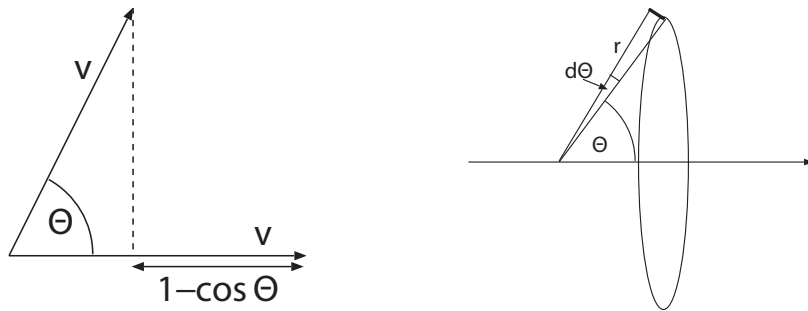
a redukált tömeg. Geometriából és abból, hogy u -nak csak az iránya változik:

$$\delta u_{\parallel} = -u(1 - \cos \Theta) = -2u \sin^2 \left(\frac{\Theta}{2} \right) \quad (7.8)$$

$$\delta p_{\parallel} = -2m_r \sin^2 \left(\frac{\Theta}{2} \right). \quad (7.9)$$

A $d\sigma/d\Omega$ szórási hatáskeresztmetszet a jól ismert Rutherford-szórás hatáskeresztmetszete:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{e^2 Z}{8\pi\epsilon_0 m_r u^2 \sin^2 \left(\frac{\Theta}{2} \right)} \right]^2. \quad (7.10)$$



7.5. ábra. Segédábrák a Coulomb-szórás számításához.

Mivel $d\Omega = 2\pi \sin(\Theta)d\Theta$, így a teljes szórási hatáskeresztmetszet (7.4) integráljába behelyettesítve a következő integrálra jutunk:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{e^4 Z^2}{4\pi\epsilon_0^2 m_r} \int d\mathbf{v}_* \frac{f(\mathbf{v}_*) \mathbf{u}}{u^3} \int_{\Theta_{\min}}^{\pi} d \left(\frac{\Theta}{2} \right) \cot \left(\frac{\Theta}{2} \right). \quad (7.11)$$

A Θ szerinti integrál $\Theta_{\min} \rightarrow 0$ közelében $1/x$ integráljához tart, tehát divergens:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{e^4 Z^2}{4\pi\epsilon_0^2 m_r} \int d\mathbf{v}_* \frac{f(\mathbf{v}_*) \mathbf{u}}{u^3} \ln \left[\frac{1}{\sin \left(\frac{\Theta_{\min}}{2} \right)} \right]. \quad (7.12)$$

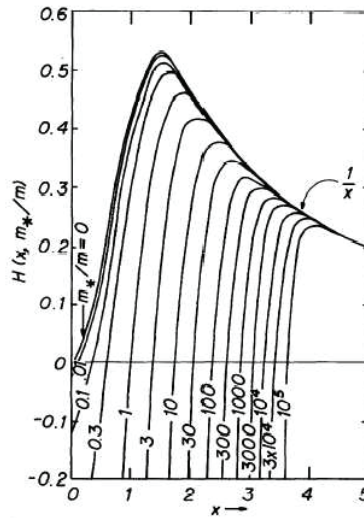
Korábban már láttuk (2. fejezet), hogy a plazmában az elektrosztatikus potenciál a Debye-hosszon leárnyékolódik. Ezért az integrálást olyan Θ_{\min} -ig végezzük, amely $b = \lambda_D$ -hez tartozik. λ_D egy logaritmikus függvényben jelenik meg és így nagyon gyengén függ tőle az eredmény. A logaritmikus faktort nevezzük *Coulomb-logaritmusnak*. Értéke 10-30 között változik a különféle plazmákra, fúziós plazmákra $\ln \Lambda \approx 18$.

Most vizsgáljuk egy részecske kölcsönhatását Maxwell eloszlású háttér részecskékkel!

$$\frac{dp_{\parallel}}{dt} = -n \frac{e^4 Z^2 (v_*^{\text{th}})^2 \ln \Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_r} \frac{H(x, 0)}{x} \quad (7.13)$$

$$\frac{dW}{dt} = -n \frac{e^4 Z^2 (v_*^{\text{th}})^2 \ln \Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_*} H(x, m_*/m) \quad (7.14)$$

ahol $x = v/v_*^{\text{th}}$, $v_*^{\text{th}} = (2kT/m_*)^2$. A $H(x, m_*/m)$ függvény tipikus értékeit mutatja a 7.6. ábra.



7.6. ábra. A $H(x, m_*/m)$ függvény tipikus értékei.

Ha a teszt részecskék is Maxwell eloszlásúak, akkor kiintegrálva a sebességekre kiszámíthatjuk a hőmérséklet-kiegyenlítődési időt. Elektron-ion ütközésekre az ionhőmérséklet elhanyagolható. Hasonlóan számítható az impulzusátadási idő is, amely az ütközési

időnek tekinthető:

$$\tau_e \sim \frac{T_e^{3/2}}{n_i Z^2}. \quad (7.15)$$

Ez az ütközési idő nem egy ütközés hatását írja le, hanem a sok kisszögű szórás kumulatív hatását: azt a karakterisztikus időskálát adja meg, ami alatt a teszt részecske mozgásiránya jelentősen (pl. 90°) megváltozik.

7.3. Vezetőképesség

A termikus mozgás miatt az elektronok τ_{ei} ütközési idővel ütköznek az ionokkal. Minden ütközésben a sebességük véletlenszerűen szétszóródik (termalizálódik).

$$\nu_{ei} = \frac{1}{\tau_{ei}} \sim Z_i^2 n_i T_e^{-3/2}. \quad (7.16)$$

Ha különböző ionok vannak jelen, akkor az ütközések összeadódnak:

$$\nu_{ei} = \frac{1}{\tau_{ei}} \sim T_e^{-3/2} \sum Z_i^2 n_i = T_e^{-3/2} n_e Z_{\text{eff}}, \quad (7.17)$$

Ahol

$$Z_{\text{eff}} = \frac{\sum n_i Z_i^2}{n_e} \quad (7.18)$$

az *effektív töltés* (effective charge).

Ha a plazmában elektromos tér van, akkor az elektronok egy kis plusz irányított sebességre tesznek szert két ütközés között. Az átlagsebesség:

$$\bar{v} = \frac{1}{2m_e} e E \tau_{ei}. \quad (7.19)$$

Az ionok sebessége m_e/m_i arányban kisebb, tehát egy nettó plazmaáram lép fel:

$$j = e n_e \bar{v} \sim \frac{e^2 E}{2m_e} \frac{T_e^{3/2}}{n_e Z_{\text{eff}}} n_e = E \frac{e^2}{2m_e} \frac{T_e^{3/2}}{Z_{\text{eff}}}. \quad (7.20)$$

Az áram tehát lineárisan változik az elektromos térrel, a plazma meghatározott ellenállású vezetőként viselkedik. A vezetőképesség

$$\sigma \sim \frac{T_e^{3/2}}{Z_{\text{eff}}} \quad (7.21)$$

a *Spitzer-vezetőképesség*, amely nem függ az elektronsűrűségtől, és a hőmérséklet növekedésével erősen nő. Mágnesezett plazmában a Spitzer-vezetőképesség a mágneses tér mentén érvényes, arra merőlegesen nem.

A fúziós plazmák jó vezetők, egy 100 eV-os plazma vezetőképessége már az acél közelében van, tipikusan $\sigma > 10^6 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$. Például egy 2 V/m elektromos tér 10 cm sugarú plazmában 10 kA áramot hajt.

7.4. Elfutó elektronok

Egy v sebességű elektronra ható súrlódási erőt a lassulási frekvencia (inverz karakterisztikus lassulási idő) határozza meg. Ez alapvetően a többi plazmarészecskével, főképp az elektronokkal történő ütközésből származik:

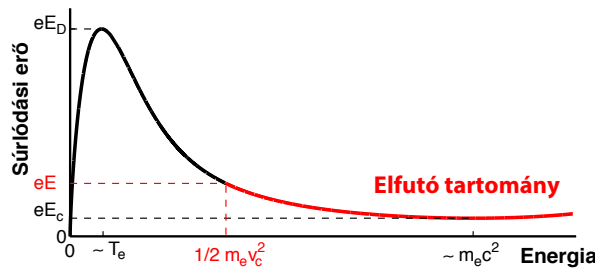
$$\frac{m_e \langle \Delta v_{\parallel} \rangle^{ee}}{\Delta t} = -m_e v \nu_s^{ee} \propto G(x_e), \quad (7.22)$$

ahol ν_s^{ee} az elektron-elektron ütközésekből származó lassulási frekvencia, $x_e = v_e/v_{Te}$ és $G(x_e)$ a Chandrasekar-függvény:

$$G(x) \equiv \frac{\operatorname{erf}(x) - x \cdot \operatorname{erf}'(x)}{2x^2} \rightarrow \begin{cases} \frac{2x}{3\sqrt{\pi}}, & x \rightarrow 0 \\ \frac{1}{2x^2}, & x \rightarrow \infty \end{cases} \quad (7.23)$$

$$\operatorname{erf}(x) \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy. \quad (7.24)$$

Ahogy a közelítő formulákból látható, a (7.23) függvény nem monoton. Nagy argumentumokra $G(x)$ csökken, aminek az a figyelemreméltó következménye, hogy az elektronon ható (7.22) átlagos súrlódási erő az impulzus növekedésével csökken, amennyiben az impulzus nagyobb egy határimpulzusnál. A 7.7. ábra mutatja az átlagos súrlódási erőt az elektron kinetikus energiájának függvényében. Nemrelativisztikus közelítésben a súrló-

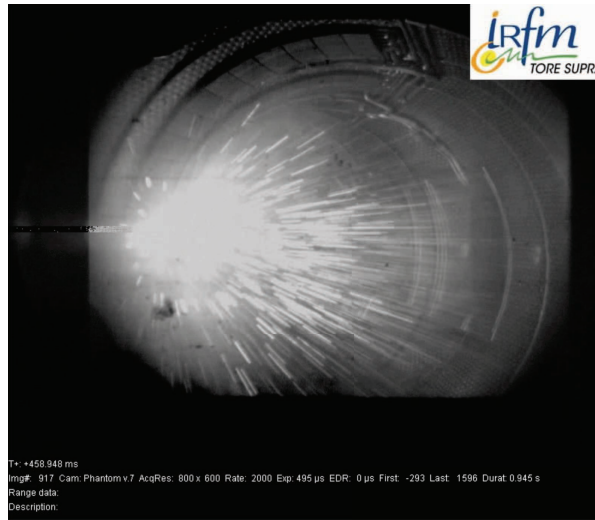


7.7. ábra. A súrlódási erő az elektron kinetikus energia függvényében.

dási erő eltűnik amint $v \rightarrow \infty$. Ha a relativisztikus hatásokat is figyelembe vesszük, a súrlódási erő nem csökken nulláig, minimumát a nyugalmi energia nagyságrendjében éri el.

Most tekintsük azt az esetet, ha egy konstans E elektromos tér is hat a plazmára. Azok az elektronok amik egy bizonyos v_c kritikus sebesség felett vannak, nagyobb gyorsulást fognak érzékelni mint a rájuk ható súrlódási erő. Tokamak geometriában a körbefutó részecskék állandó elektromos teret éreznek, így folyamatosan gyorsulnak. Mivel az ütközési frekvencia gyorsan csökken a növekvő sebességgel, a gyorsabb elektronoknak mind

több és több idejük van energiát nyerni két ütközés között. A két ütközés között nyert impulzus egyre nagyobb és nagyobb lesz mint az ütközésekben átlagosan elvesztett impulzus. Ez egy instabil szituáció: az elektronok relativisztikus energiákra gyorsulnak (tokamakokban akár több MeV), ezek az úgynevezett *elfutó (runaway) elektronok*. Vég eredményben az elfutó elektronok nyalábja anyagi felületet ér, ott komoly károsodást okozva (7.8. ábra).



7.8. ábra. Elfutó elektronok okozta károsodás a Tore Supra tokamakon. Videó formátumban megtekinthető a jegyzet online változatában. (Copyright EURATOM-CEA.)

A kritikus kinetikus energia az $eE = m_E v_c \nu_s^{ee}(v_c)$ erőegyensúlyból kapható:

$$\frac{m_e v_c^2}{2} = \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 E} \quad (7.25)$$

A súrlódási erő maximuma nagyságrendileg a T_e termikus energiánál található. Ha az elektromos tér kellően nagy és a kritikus sebesség a termikus sebességgel megegyezik, akkor átlagos termikus elektronok is elfutnak. Ez akkor következik be ha $eE > 2\hat{\nu}^{ee} m_e v_{Te}$, vagy másképpen mondva ha az elektromos tér eléri az úgynevezett *Dreicer-teret*:

$$E_D = \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2} \frac{1}{T_e}, \quad (7.26)$$

Ha a relativisztikus effektusokat is figyelembe vesszük és a súrlódási erő nem csökken nullára nagy energiáknál, akkor a súrlódási erőnek van egy minimuma ahogy a sebesség a fénysebességhez közelít. Ezért az elfutó elektronok keletkezéséhez az elektromos tér gyorsító erejének nagyobbak kell lennie mint a közel fénysebességgel haladó elektronokra

eső súrlódási erő. A minimumot akkor kapjuk ha a kritikus energia a nyugalmi energiával egyenlő, az ehhez rendelt elektromos tér a *kritikus tér*:

$$E_c = \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2} \frac{1}{m_e c^2}. \quad (7.27)$$

Általában az elektromos tér ami tokamakokban az Ohmikus áramot hajtja nincs (sokkal) felette a kritikus térnek, így elfutó elektronok csak kis számban fordulnak elő. Van azonban egy karakterisztikus eset, amikor tokamakokban nagy számban tudnak elfutó elektronok keletkezni. Ha a plazmaösszetartás valamilyen okból gyorsan leromlik (diszrupció), akkor a plazma ms időskálán hűlni kezd, és ennek hatására leromlik a (7.21) vezetőképessége. Azonban a plazma induktivitása miatt az áram nem tud ugyancsak ms időskálán eltűnni a berendezésből, így az Ohm-törvény értelmében egy toroidális elektromos tér keletkezik. Ez az elektromos tér már sokszorosa tud lenni az E_c kritikus térnek, ami szignifikáns (nagy tokamakokban több MA) elfutó elektron áram keletkezéséhez vezethet.

A korábban vázolt úgynevezett Dreicer keletkezés csak az egyik lehetséges módja az elfutó elektronok születésének. Ez egy kváziszacioner keletkezés, ami mindaddig hat amíg $E_{\parallel} > E_c$. Ennek során a Maxwell-eloszlás v_c feletti farka elfut, ugyanakkor a $v > v_c$ tartomány folyamatosan újrapopulálódik az ütközések hatására bekövetkező sebességtérbeli diffúzió hatására. Ha a plazma az ütközési idővel összemérhető időskálán hűl, akkor az úgynevezett „forró farkok” (hot-tail) keletkezés is szerepet játszik. A hűlés ideje ilyenkor túl gyors semhogy a Maxwell-eloszlás nemtermikus része követni tudná a hűlés ütemét, így nagy számú elektron lesz megtalálható a $v > v_c$ tartományban. Ha az elsődleges keletkezési módok létrehoznak egy mag populációt, nagy tokamakokban az elfutó elektronok lavinakeletkezése exponenciálisan megnövekszteti az elfutó elektronok számát. Lavina keletkezés során a már elfutó elektronok Coulomb-szóródnak termikus elektronokkal és ennek során létrejöhet olyan állapot hogy az ütközés után mind az eredeti elfutó elektron továbbra is a kritikus sebességen felül marad, mialatt a korábban termikus elektront fellökte a $v > v_c$ tartományba. Az elfutó elektronok problémájának kezelésében kulcsfontosságú a lavinakeletkezés elnyomása.

7.5. Transzport mágnesezett plazmákban

Homogén mágneses térben a B_{\parallel} és B_{\perp} transzport sebesség erősen különböző. A B_{\parallel} irányban a részecskék $\lambda_c = v\tau_c$ szabad úthosszat futnak be két ütközés között, ezután v_{\parallel} véletlenszerűen változik. Tehát a részecske λ_c átlagos lépéshosszal bolyong a mágneses tér mentén. Legyen általánosan a bolyongás során Δx_i az i . lépésben megtett távolság. N lépés után a hely várható értéke 0, de az elmozdulásé nem:

$$\langle x^2 \rangle = \left\langle \left(\sum \Delta x_i \right)^2 \right\rangle. \quad (7.28)$$

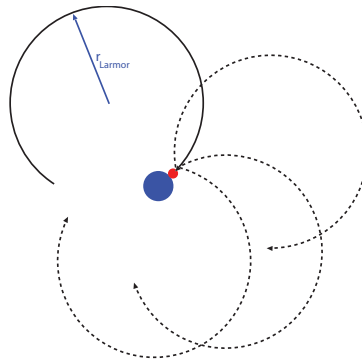
A kereszttagok várható értéke 0, így

$$x^2 = \sum \langle \Delta x_i^2 \rangle = N \langle \Delta x^2 \rangle. \quad (7.29)$$

A mágneses tér mentén tehát a részecske t idő alatt

$$x = \lambda_c \sqrt{\frac{t}{\tau_c}} \quad (7.30)$$

távolságra kerül. Ez egy diffúziós folyamat.



7.9. ábra. B_{\perp} irányú elmozdulás ütközések hatására.

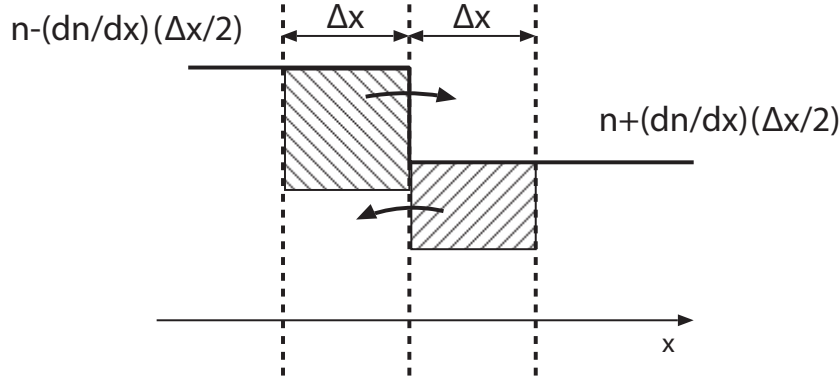
B_{\perp} irányban (homogén térben) nem mozdulnak el a részecskék, csak ütközések miatt. Egy ütközésben a részecske Larmor-pálya középpontja átlagosan r_L -el ugrik el. Az egymás utáni elmozdulások egymástól függetlenek, ami egy véletlen bolyongáshoz vezet a mágneses térre merőlegesen, r_L lépéshosszal. Legyen a plazma sűrűségének gradiense (7.10. ábra)! Ekkor egységnyi felületen keresztül egy ütközési idő alatt átjutó részecskék száma:

$$\Gamma \frac{1}{\nu_c} = \frac{1}{2} \Delta x \left(n - \frac{\partial n}{\partial x} \frac{\Delta x}{2} \right) - \frac{1}{2} \Delta x \left(n + \frac{\partial n}{\partial x} \frac{\Delta x}{2} \right) \implies \Gamma = -\frac{1}{2} (\Delta x)^2 \nu_c \frac{\partial n}{\partial x} \quad (7.31)$$

$$\Gamma = -D \frac{dn}{dx} \implies \boxed{D = \frac{\Delta x^2 \nu_c}{2}}. \quad (7.32)$$

Ez a *klasszikus diffúzió* plazmában mind a térre merőlegesen, mind párhuzamosan. Külön beszélhetünk D_{\perp} és D_{\parallel} diffúzióról. A hővezetés ennek analógiájára szintén egy χ_{\perp} és χ_{\parallel} hővezetési együtthatóval írható le, ahol $\chi_{\parallel} \gg \chi_{\perp}$.

Mágnesezett plazmában a B_{\perp} és B_{\parallel} diffúzió alapvetően különböző folyamat. A diffúziós állandó általában $D = d^2 \nu_c / 2$, ahol d a karakterisztikus lépéshossz. A B_{\parallel} diffúzió



7.10. ábra. Plazmadiffúzió sűrűséggradiens esetén.

lépéshossza $\lambda_c = v/\nu_c$, a B_\perp esetben viszont r_L . Általában $\lambda_c \gg r_L$. Másrészt

$$D_{\parallel} = \frac{1}{2} \left(\frac{v}{\nu_c} \right)^2 \nu_c = \frac{1}{2} \frac{v^2}{\nu_c}, \quad (7.33a)$$

$$D_{\perp} = \frac{1}{2} r_L^2 \nu_c. \quad (7.33b)$$

Tehát D_{\parallel} csökken, míg D_{\perp} nő az ütközési frekvencia függvényében.

Nézzük elektronok diffúzióját teljesen ionizált plazmában!

$$\nu_c \sim T^{-3/2}, \quad v^2 \sim T_e, \quad r_L = mv_{\perp}/eB \sim T_e^{1/2}; \implies D_{\parallel} \sim T_e^{5/2} \text{ és } D_{\perp} \sim T_e^{-1/2}. \quad (7.34)$$

A diffúziós anizotropia a hőmérséklet növekedésével egyre nő. A két folyamat tömegfüggése is eltérő. Ha az ütközési hatáskeresztmetszet azonos ionokra és elektronokra, akkor

$$D_{\parallel}^e = (m_e/m_i)^{-1/2} D_{\parallel}^i > D_{\parallel}^i \quad (7.35a)$$

$$D_{\perp}^e = (m_e/m_i)^{+1/2} D_{\perp}^i < D_{\perp}^i. \quad (7.35b)$$

7.5.1. Klasszikus transzport gyengén ionizált plazmában

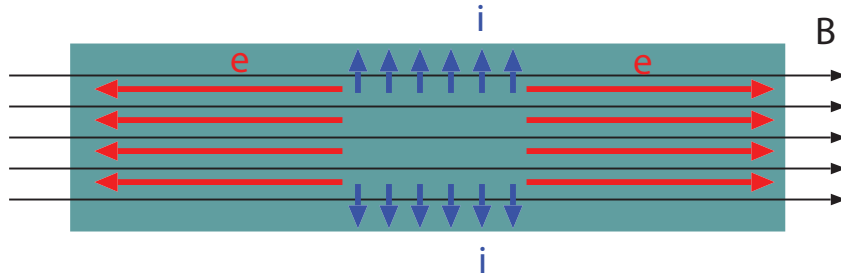
Ha a plazma gyengén ionizált, akkor a töltött részecskék transzportját az atomokkal történő ütközések szabják meg. Az ütközési hatáskeresztmetszet az ionokra és elektronokra nagyjából azonos, így az ütközéseket a szabad úthossz jellemzi.

$$\nu_c = \frac{v}{L_c} \quad (7.36)$$

$$D_{\parallel} = \frac{1}{2} (\Delta x)^2 \nu_c = \frac{1}{2} L_c^2 \frac{v}{L_c} = \frac{1}{2} L_c v \quad (7.37a)$$

$$D_{\perp} = \frac{1}{2} \left(\Delta \frac{mv}{eB} \right)^2 \frac{v}{L_c} = (\dots) = \frac{2T^2}{e^2 B^2} \frac{1}{v L_c}. \quad (7.37b)$$

A mágneses tér mentén az elektronok, arra merőlegesen az ionok fognak gyorsabban diffundálni. Emiatt ambipoláris terek épülnek fel addig, amíg a két fluxus ki nem egyenlítődik. Ez a folyamat az *ambipoláris transzport*.



7.11. ábra. Ambipoláris transzport szemléltetése.

Teljesen ionizált plazmában

Teljesen ionizált plazmában az ütközésekben az e-i Coulomb szórás a meghatározó. ebben az effektív ütközési frekvencia különböző az elektronokra és ionokra. Ha az elektronok egy 90°-os Coulomb-szórással eltérülnek, akkor az ionok csak kis impulzust kapnak. A sok e-i ütközés kumulatív hatása téríti el az ionokat a Larmor-pályáról. Ez éppen úgy lecsökkenti a transzportsebességüket hogy teljesen ionizált plazmában a klasszikus elektron és ion B_{\perp} transzport azonos, nem lépnek fel ambipoláris terek.

7.5.2. Klasszikus transzport helikális toroidális geometriában – neoklasszikus transzport

Toroidális geometriában a részecskék mozgását a driftsebességek is befolyásolják. Neoklasszikus transzportnak nevezzük, mikor a toroidális geometria (driftek) hatását és a klasszikus transzportot egyszerre vesszük figyelembe. A viselkedést alapvetően az ütközési frekvencia és a szabad úthossz határozza meg. A tipikus értékek tokamak / sztellarátor plazmában:

$$\lambda_c^e \sim 10 - 100 \text{ m} \quad (7.38a)$$

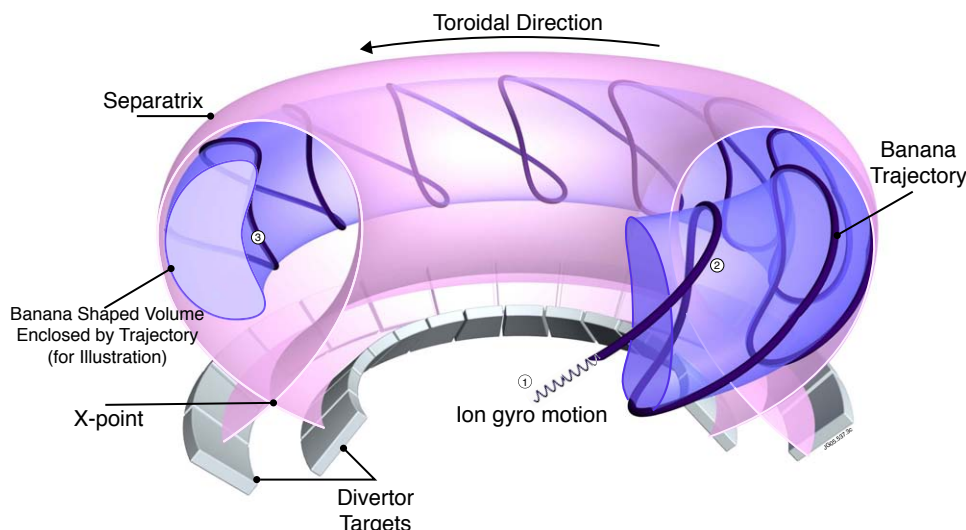
$$r_L^e = 0.05 \text{ mm}. \quad (7.38b)$$

A nagy lépéshossz különbségek miatt a diffúzió elsősorban az erővonalak mentén zajlik, tehát először a mágneses felületek mentén. Redukálhatjuk a 3D problémát 1D-ra: a mágneses felületek mentén legyen a hőmérséklet és sűrűség állandó, transzport csak a felületekre merőlegesen zajlik. Írjunk fel egy általános transzport egyenletrendszert:

$$\Gamma_e = -R_{00} \frac{dn_e}{dr} - R_{01} \frac{dT_e}{dr} \quad (7.39a)$$

$$q_e = -R_{11} \frac{dn}{dr} - R_{11} \frac{dT_e}{dr}. \quad (7.39b)$$

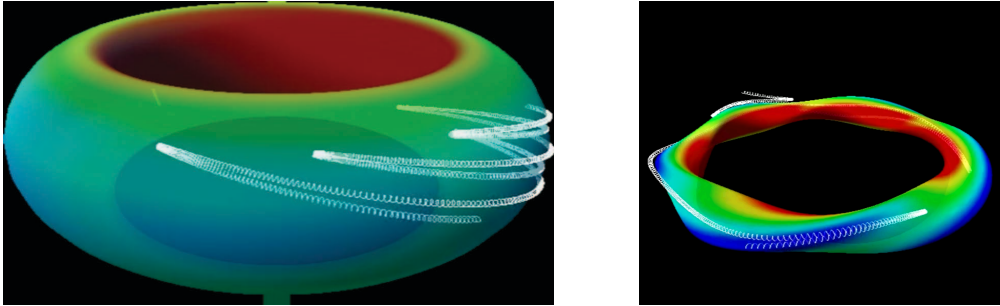
Az \mathbf{R} mátrix a mágneses felületekre átlagolt transzport együtthatók mátrixa, $R_{00} = D$, $R_{11} = n\chi$. Az egyenletrendszert az ionokra és elektronokra is fel kell írni. A kettő között a csatolást az ambipoláris elektromos tér biztosítja. Toroidális geometriában az elektron- és ion transzport különböző lehet a drift mozgás miatt!



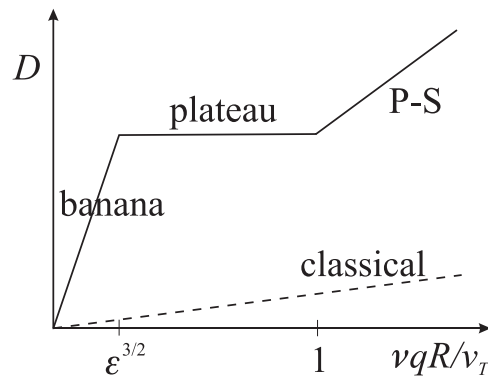
7.12. ábra. Banán pálya szemléltetése. (Copyright EFDA-JET.)

Ha a szabad úthossz sokkal nagyobb mint a berendezés mérete, akkor a részecskék egy része úgynevezett *banán pályákra* fogódik be: a nagyobb terű tartományok ($B \propto 1/R$) mágneses tükörként működnek (7.12. ábra). A befogott részecskéke a B_{\perp} transzport lépéshossza nem r_L , hanem a banán pálya szélessége. Ez megnöveli a transzport értékét, de $D \sim \nu_v$ továbbra is igaz. Ez a banán tartomány (banana regime). Ha az ütközési frekvencia nagyobb mint a banán pályán a körüljárási frekvencia, akkor megszűnnek a banán pályák (Pfirsch-Schlüter-tartomány). A két tartomány között a diffúziós együttható közel független az ütközési frekvenciától. Ez a plató tartomány.

A neoklasszikus transzport számítások tisztán klasszikus fizikai feladatok, de igen bonyolult, általában csak numerikusan megoldható problémák.



7.13. ábra. Csapdázott részecskepályák a JET és WEGA berendezésekben. A videók megtekinthetők a jegyzet online változatában.



7.14. ábra. Transzport tartományok az ütközési frekvencia függvényében.

7.5.3. Bohm diffúzió

Lineáris berendezésekben a várt klasszikus B_{\perp} diffúziós együttható

$$D_{\perp} = \frac{1}{2} r_L^2 \nu_c = \frac{1}{2} \left(\frac{mv}{eB} \right)^2 \nu_c \sim \frac{T}{B^2} n T^{-3/2} = \frac{T^{-1/2} n}{B^2}. \quad (7.40)$$

Ezt a lineáris berendezésekben próbálták kimérni, de sem nagyságrendileg, sem tendenciában nem kaptak egyezést. Bohm foglalta össze a kísérleti eredményeket a

$$D_B = \frac{1}{16} \frac{kT_e}{eB} \quad (7.41)$$

képlettel, amit *Bohm diffúzió*nak hívunk. Fontos tulajdonságai:

- Nem függ a sűrűségtől – a plazma hőmérséklet exponenciálisan csökken,
- $1/B^2$ helyett $1/B$ függése van,

- Kedvezőtlen a hőmérsékletfüggése.

A Bohm diffúzió meglepően jól leírja berendezések egész sorát, legalábbis ami a tendenciát és nagyságrendeket illeti.

A neoklasszikus transzporttól való eltérést *anomális transzportnak* hívjuk. Erre a mai napig nincs általános magyarázat. Mai tudásunk szerint a plazma mikroturbulencia áll mögötte.

7.5.4. Bootstrap áram

Érdekes és fontos neoklasszikus effektus a bootstrap áram. A banán pályákon az adott pontban \mathbf{B} irányú sebességű részecskék nagyobb sűrűségű (kisebb r) tartományból érkeznek, az ezzel ellentétes irányúak kisebb sűrűségűből. Emiatt egy anizotrópia lép fel a v_{\parallel} sebességben. A banán pályán az elektronok és ionok ellentétes irányban haladnak ($\nabla\mathbf{B} \times \mathbf{B}$ drift töltésfüggő) így az anizotrópia ellentétes az elektronokra és ionokra, egy eredő B_{\parallel} áram lép fel. Ez az anizotrópia az ütközések miatt átkerül a nem befogott részecskékre is, és egy eredő áram alakul ki.

$$j_{\text{BS}} \approx \frac{dp}{dr}, \quad (7.42)$$

tehát nagy nyomású plazmákban jelentős. A bootstrap áram mágneses tere hozzájárulhat a helikális szerkezet kialakításához. Energiatermelő tokamakokban cél a bootstrap áram növelése, mert ezzel csökkenthető az áramhajtás szükségessége. Egy pusztán bootstrap árammal is stabil tokamak már nem csak impulzus üzemmódban tud működni.

7.6. Feladatok

7.1. Feladat A TEXTOR egy cirkuláris tokamak, $R = 1,75$ m nagy sugárral, $a = 0,46$ m kis sugárral, és $I = 0,8$ MA maximális plazmaárammal. Mennyi lesz az Ohmikus fűtés maximális teljesítménye egy $n = 2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ sűrűségű és $T = 300$ eV hőmérsékletű tiszta deutérium plazmában, ha lapos sűrűség és hőmérséklet profilokat teszünk fel?

(Ebben a tartományban $\ln \Lambda = 15,2 - 1/2 \ln(n/10^{20}) + \ln T$, ahol T -t keV-ben adjuk meg [7].)

8. fejezet

Bevezetés mágnesezett plazmák elméleti leírásába: kinetikus elmélet, MHD

Az előző fejezetekben a plazma viselkedése kapcsán kiragadott folyamatokat vizsgáltunk: atomfizikai folyamatokat, drifteket, ütközéseket, stb... Jelen fejezetben a plazma leírására alkalmas általános módszereket tárgyaljuk a legáltalánosabbtól a legkönnyebben megoldható irányba haladva. A fejezetben ezen módszereknek leginkább az alkalmazási területét és struktúráját vizsgáljuk, de a fejezet végén megnézzünk pár olyan jelenséget, amit a folyadék modellek viszonylag egyszerűen leírnak, de eddig nem találkoztunk velük, mert a plazma kollektív viselkedésével függnek össze.

8.1. Sokrészesecske probléma

A plazmafizikában sokszor jó közelítés a klasszikus fizikai leírás. Különösen igaz ez a viszonylag híg, de magas hőmérsékletű mágnesesen összetartott plazmákra, ahol a kvantuumechanikai effektusok maximum egységnyi nagyságrendű korrekciókat okoznak. Ennek tükrében a részecskékre felírható a (8.1) mozgásegyenlet minden $i = 1, \dots, N$ részecskére.

$$m\ddot{\mathbf{r}}_i = q_i (\mathbf{E}(\mathbf{r}_i) + \dot{\mathbf{r}}_i \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_i)), \quad (8.1)$$

ahol az \mathbf{E} elektromos és \mathbf{B} mágneses tereket a külső terek és az egyes részecskék pillanatnyi helyzete és pályája határozza meg. A legegyszerűbb nemrelativisztikus és áramentes

esetben (8.2) szerint.

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_i) = \mathbf{E}_{ext}(\mathbf{r}_i) + \sum_{j=1, j \neq i}^N q_j \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3} \quad (8.2)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}_i) = \mathbf{B}_{ext}(\mathbf{r}_i) \quad (8.3)$$

A probléma ezzel a megközelítéssel, hogy a lokális elektromos és mágneses tereket a Debye-gömbön beüli összes részecske befolyásolja, ez pedig a számításban részt vevő részecskék minimális számát a $N \approx 10^{12} - 10^{20}$ tartományba helyezi, ami $3N + 2$ darab differenciálegyenletet jelent. Ilyen nagy számú csatolt differenciálegyenlet szimultán megoldása a jelenlegi számítási kapacitással lehetetlen, és ez várhatóan még egy ideig így is marad.

8.2. Kinetikus elmélet

A 8.1 fejezetben vázolt problémára a részecskék statisztikus kezelése kínál megoldást. A 6 dimenziós (\mathbf{r}, \mathbf{v}) fázistérben egy részecskét egy pont jellemez, mozgását egy trajektória írja le. Az egyes részecskék mozgása általában nem érdekel minket – és ezt mérni sem tudjuk, – a közeg viselkedését a részecskék statisztikus tulajdonságai határozzák meg. Az a típusú részecske $f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ eloszlásfüggvénye egy valószínűség-sűrűségfüggvény: a fázistér egy (\mathbf{r}, \mathbf{v}) pontjának (dr, dv) sugarú környezetében (8.4) részecske található átlagosan.

$$F(\mathbf{r}, \mathbf{v}, dr, dv, t) = f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d^3r d^3v \quad (8.4)$$

Ha $(dr, dv) \rightarrow (0, 0)$, akkor beszélünk mikroszkopikus eloszlásfüggvényről.

8.2.1. Boltzmann-egyenlet

Amennyiben a részecskeszám megmarad, a fázistérben érvényes a (8.5) kontinuitás egyenlet ((Liouville-tétel).

$$\frac{\partial f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \dot{\mathbf{r}} \cdot \frac{\partial f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{r}} + \dot{\mathbf{v}} \cdot \frac{\partial f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (8.5)$$

A $\nabla f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \frac{\partial f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{r}}$ jelölést és a $\dot{\mathbf{v}} = \frac{q_a}{m_a} (\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) + \mathbf{v} \times \tilde{\mathbf{B}}(\mathbf{r}))$ Lorenz-erőt alkalmazva jutunk a (8.6) Vlasov-egyenletre.

$$\frac{\partial f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \dot{\mathbf{r}} \cdot \nabla f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \frac{q_a}{m_a} (\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) + \mathbf{v} \times \tilde{\mathbf{B}}(\mathbf{r})) \cdot \frac{\partial f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{v}} = 0, \quad (8.6)$$

A (8.6) egyenletet mikroszkopikus kinetikus egyenletnek is hívjuk, benne a $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r})$ és $\tilde{\mathbf{B}}(\mathbf{r})$ mennyiségek pontosan a részecske helyén értendők, és magukban foglalják a Debye-hosszon belüli erős fluktuációkat is.

A $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r})$ és $\tilde{\mathbf{B}}(\mathbf{r})$ mikroszkopikus elektromos és mágneses tereket nem tudjuk mérni, és általában nem is érdekel minket a részecskék viselkedése ezen a skálán, ezért ezen fluktuációk hatását különválaszthatjuk egy

$$\frac{\partial f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t}(\text{coll.}) = C_a(f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)) \quad (8.7)$$

ütközési operátorba. Ennek segítségével már a makroszkopikus $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ és $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ elektromos és mágneses terekkel felírhatjuk a (8.8) Boltzmann-egyenletet.

$$\frac{\partial f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \dot{\mathbf{r}} \nabla f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \frac{q_a}{m_a} (\mathbf{E}(\mathbf{r}) + \mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{r})) \frac{\partial f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{v}} = C_a(f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)) \quad (8.8)$$

Ez a kinetikus elmélet alapegyenlete, amiből a különböző részecskepopulációk eloszlásfüggvényeinek időfejlődését számoljuk. Értelemszerűen minden populációhoz tartozik egy-egy Boltzmann-egyenlet.

A (8.8) Boltzmann-egyenlet speciális esete, amikor a vizsgált folyamat szempontjából az ütközések hatását első rendben elhanyagoljuk. Ekkor formálisan visszkapjuk a (8.6) Vlasov egyenletet, csak ezúttal a makroszkopikus elektromos és mágneses terekkel:

$$\frac{\partial f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \dot{\mathbf{r}} \nabla f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \frac{q_a}{m_a} (\mathbf{E}(\mathbf{r}) + \mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{r})) \frac{\partial f_a(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{v}} = 0, \quad (8.9)$$

A (8.9) egyenletet szintén Vlasov-egyenletnek hívjuk, ezért ha Vlasov-egyenletről van szó mindig tisztázni kell hogy a mikroszkopikus vagy a makroszkopikus változatról beszélünk. A (8.9) makroszkopikus változat egy jellemző felhasználási területe a gyors plazmahullámoké, ahol a hullám periódusideje sokkal kisebb, mint a karakterisztikus ütközési idő.

Megjegyzem, hogy a fejezetben következetesen olyan ütközéseket vizsgálok, amik a részecskeszámot megőrzik. Ha ez ne teljesül, mert atomfizikai – vagy esetleg magfizikai – folyamatok játszódnak le a plazmában, akkor ezen folyamatok a (8.8) egyenlet jobb oldalán nyelőként és/vagy forrásként jelentkeznek.

8.2.2. Ütközési operátor

A plazmafizikában rengetegféle ütközési operátort használunk, de van egy pár tulajdonság, ami az operátor (8.7) definíciójából következik. A első ilyen tulajdonság, hogy az adott a részecskepopulációra a többi b populációval való ütközések hatása (8.10) értelemben additív.

$$C_a(f_a) = \sum_b C_{ab}(f_a, f_b) \quad (8.10)$$

Több egyenlőség következik az ütközésekre érvényes megmaradási tételekből. A jelen fejezetben vizsgált ütközési operátorok nem változtatják meg a részecskék számát és

közvetlenül a helyzetét sem, ezért érvényes a (8.11) összefüggés.

$$\frac{\partial n_a(\mathbf{r}, t)}{\partial t}(\text{coll.}) = \int C_{ab}(f_a) d^3v = 0 \quad (8.11)$$

Az egyes ütközésekre mikroszkopikusan érvényes impulzusmegmaradás miatt az a populáció által b populációval való ütközésekben elveszített impulzus pontosan meg kell egyezzen a b populáció által a populációval való ütközésekben nyert impulzussal a (8.12) egyenlet szerint.

$$\int m_a \mathbf{v} C_{ab}(f_a) d^3v = - \int m_b \mathbf{v} C_{ba}(f_b) d^3v \quad (8.12)$$

Hasonló összefüggés érvényes az a populáció által b populációval való ütközésekben elveszített energia és a b populáció által a populációval való ütközésekben nyert energia viszonyára a (8.13) egyenlet szerint.

$$\int m_a v^2 C_{ab}(f_a) d^3v = - \int m_b v^2 C_{ba}(f_b) d^3v \quad (8.13)$$

Az ütközési operátorok ugyancsak általános tulajdonsága, hogy az eloszlásfüggvényeket a (8.14) egyensúlyi Maxwell-sebességeloszláshoz közelítik.

$$f_{Ma}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = n_a(\mathbf{r}, t) \left(\frac{m_a}{2\pi k_B T_a(\mathbf{r}, t)} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(- \frac{m_a |\mathbf{v} - \mathbf{V}(\mathbf{r}, t)|^2}{2k_B T_a(\mathbf{r}, t)} \right), \quad (8.14)$$

ahol $n_a(\mathbf{r}, t)$ a sűrűség, $T_a(\mathbf{r}, t)$ a hőmérséklet és $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$ az átlagsebesség.

Fokker-Planck-operátor

A plazmafizikában a rugalmas ütközések hatását legjobban a Fokker-Planck operátor írja le. Itt azt használjuk fel, hogy a plazmákban általában a kisszögű szórások kumulatív hatása dominál a ritka de nagyszögű szórásokhoz képest.

Az eloszlásfüggvény ütközések miatt bekövetkezett időbeli változását – az egyszerűség kedvéért most egy sebesség dimenzióban – a következő képlet írja le:

$$f(v, t + \Delta t) = \int f(v - \Delta v, t) F(v - \Delta v, \Delta v) d\Delta v, \quad (8.15)$$

ahol $F(v - \Delta v, \Delta v)$ magfüggvény annak a valószínűségét jelzi, hogy Δt idő alatt milyen valószínűséggel változik meg a $v - \Delta v$ sebességű részecske sebessége pont Δv -vel. Fentiek szerint az integrandus sorba fejthető $\Delta v = 0$ körül:

$$f(v, t + \Delta t) = \int \left[f(v, t) F(v, \Delta v) - \Delta v \frac{\partial f(v, t) F(v, \Delta v)}{\partial v} + \frac{\Delta v^2}{2} \frac{\partial^2 f(v, t) F(v, \Delta v)}{\partial v^2} - \dots \right] d\Delta v. \quad (8.16)$$

Az ütközési operátor a (8.16) kifejezésből már kifejezhető az alábbi differenciával:

$$C(f) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{f(v, t + \Delta t) - f(v, t)}{\Delta t} = -\frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\langle \Delta v \rangle}{\Delta t} f \right) + \frac{\partial^2}{\partial v^2} \left(\frac{\langle (\Delta v)^2 \rangle}{2\Delta t} f \right) - \dots, \quad (8.17)$$

ahol a (8.16) sorfejtés első tagja kiesett a $\int F(v, \Delta v) d\Delta v = 1$ azonosság miatt, $\langle \Delta v \rangle$ és $\langle (\Delta v)^2 \rangle$ pedig az $F(v, \Delta v)$ valószínűségi sűrűség függvény Δv -ben első illetve második momentumai. A (8.17) kifejezés első tagja az átlagsebesség megváltozásáért felelős, míg a második tag egy sebességtérbeli diffúziót hajt. Ezen két folyamat alakítja ki zárt rendszer esetében elég idő elteltével a (8.14) Maxwell-eloszlásokat. A (8.17) Fokker-Planck-operátor gyakorlatban is használható alakjának levezetéséhez figyelembe kell venni az ütközések statisztikáját – a levezetés megtalálható a javasolt irodalomban.

Gyakorlatban használt ütközési operátorok

Az előző fejezetben bevezetett általános Fokker-Planck-operátor pontos kifejezését Coulomb-ütközésekre Landau már 1936-ban levezette. Ennek ellenére használata igen ritka. Általában az ütközésben részt vevő részecskepopulációk speciális tulajdonságai lehetővé teszik az ütközési operátor jelentős egyszerűsítését, de az is előfordul, hogy az ütközéseknek csak egy meghatározott aspektusa érdekel minket.

Előbbi esetben tartoznak azok az esetek, amikor az ütköző részecskék tömege jelentősen eltér. Az *elektron-ion ütközési operátor* elektronok szóródását írja le ionokon. Ha az elektron- és ionhőmérséklet nagyságrendileg megegyezik, az ionok termikus sebessége nullával közelíthető. Ezt szemlélteti a <https://deep.reak.bme.hu:8080/home/pub/19/> interaktív animáció is. Ebben az esetben az ütközési operátor legerősebb része a szögszórás lesz, amikor az elektronok sebességének csak az iránya változik. Az elektron- és ionpopuláció közötti impulzuscsere csak a következő rendben jelentkezik.

Ettől az esettől jelentősen eltér amikor az elektronok hatását vizsgáljuk az ionokra. Ezt az *ion-elektron ütközési operátor* írja le. Itt szintén kihasználjuk a termikus sebességekben tapasztalható nagyságrendi különbséget, de az elsődleges hatás ebben az esetben az ionok sűrűlódását jelenti az elektronokon. Következő rendben lehetséges az ion-elektron hőáramlás.

Ha nincsen nagyságrendi különbség az ütköző részecskék tömegében – például mert a populáció önmagával vett ütközéseit vizsgáljuk, – akkor nincs lehetőség a fentiekhez hasonló egyszerűsítésekre. Ebben az esetben annyit tehetünk, hogy ha az eloszlásfüggvényünk közel Maxwell-eloszlás, akkor linearizálhatjuk az ütközési operátorunkat, ez lesz a *linearizált Fokker-Planck-operátor*. Erre az ad lehetőséget, hogy a fejezet elején leírt általános tulajdonságok miatt a Maxwell-eloszlásra nem hat az ütközési operátor. (Vegyük észre, hogy a teljes $C_{ab}(f_a, f_b)$ operátor (8.10) szerint bilineáris, azaz a populációnak önmagával vett ütközéseire nem lineáris!)

Fenti egyszerűsítések fizikailag erősen motiváltak, de előfordul az is, hogy a modell egyenleteinkben az ütközéseknek csak bizonyos aspektusait szeretnénk figyelembe venni.

Ebben az esetben *modell operátorokat* használunk. Ezekkel szemben általában annyi a követelmény, hogy a kiemelt jelenséget jól modellezzék, és nem árt az sem, ha teljesülnek a (8.11), (8.12) és (8.13) megmaradási tételek. A legegyszerűbb modell operátor, ami csak annyit tud, hogy adott τ időállandóval a Maxwell-eloszláshoz közelíti a részecskeel-oszlásunkat, a (8.18) *Krook-operátor*.

$$C(f) = \nu (f_{Ma} - f), \quad (8.18)$$

ahol $\nu = 1/\tau$ az ütközési frekvencia.

8.2.3. Teljes kinetikus egyenletrendszer

Fentiek alapján a teljes kinetikus egyenletrendszer egy kétkomponensű plazmára a következőképpen áll elő:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla f_e + \frac{q_e}{m_e} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{v}} = C_{ee}(f_e) + C_{ei}(f_e, f_i) \quad (8.19)$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla f_i + \frac{q_i}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{v}} = C_{ii}(f_i) + C_{ie}(f_i, f_e) \quad (8.20)$$

$$\begin{aligned} \frac{q}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} &= q_e \int \mathbf{v}_e f_e d^3 v_e + q_i \int \mathbf{v}_i f_i d^3 v_i + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ \epsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E} &= q_e \int f_e d^3 v_e + q_i \int f_i d^3 v_i \end{aligned} \quad (8.21)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

A (8.19) és (8.20) egyenletek az elektron illetve ion eloszlásfüggvényekre felírt Boltzmann-egyenletek. Ezek parciális differenciálegyenletek, amiket az ütközési operátorok közvetlenül is csatolnak.

A (8.19) és (8.20) kinetikus egyenletek között egy közvetett csatolás is létezik a makroszkopikus elektromos és mágneses tereken keresztül. Ezek a mennyiségek egyrészt szerepeknak a Boltzmann-egyenletek erőtagjában, másrészt az időfejlődésüket a (8.21) Maxwell-egyenleteken keresztül a ez elektron és ion eloszlásfüggvények sebesség szerinti megfelelő momentumai határozzák meg.

Fenti egyenletrendszert kézenfekvő több plazmaösszetevőre általánosítani: egyrészt a kinetikus egyenletek száma gyarapodik, másrészt az ütközési tagok száma és a Maxwell-egyenletek forrástagjainak száma nő meg.

8.3. Többfolyadék elmélet

A 8.2 fejezetben leírt kinetikus egyenletrendszer a problémák egy széles körére alkalmazható, de megoldása rendkívül nehéz, illetve numerikusan rendkívül erőforrásigényes. A többfolyadék elmélet egy kezelhetőbb egyenletrendszert kínál, de alkalmazásának már komoly feltételei vannak.

A folyadék egyenletek származtatásának elve, hogy ha a részecskepopuláción belüli ütközések karakterisztikus idejéhez képest lassú folyamatokat vizsgálunk ($\frac{\partial}{\partial t} \ll \nu_{aa}$), és a vizsgált rendszer mérete sokkal nagyobb, mint az átlagos szabad úthossz ($\lambda \ll L$). Ekkor az egyes részecskepopulációk eloszlásfüggvénye lokálisan jól közelíthető a (8.14) Maxwell-eloszlással, amit teljes mértékben leír az első pár sebességbeli momentuma.

Mágnesezett plazmákban ehhez jön még az a kritérium, hogy a Larmor-sugárnak sokkal kisebbnek kell lenni, mint a plazmában előforduló gradiensnek minimális skálahossza.

8.3.1. Többfolyadék egyenletek származtatása

A folyadék egyenletek nem az eloszlásfüggvények időfejlődését írják le, hanem azok sebesség szerinti momentumait. A nulladik momentum a sűrűség:

$$n_a = \int f_a d^3v_a. \quad (8.22)$$

Általánosan az A szerinti momentumokat a (8.22) sűrűséggel normálva definiáljuk:

$$\langle A \rangle_f = \frac{1}{n_a} \int A f_a d^3v_a \quad (8.23)$$

A (8.23) definíció szerint többek között a következő mennyiségeket definiálhatjuk:

$$\text{átlagsebesség: } \mathbf{V}_a(\mathbf{r}, t) = \langle \mathbf{v} \rangle_f \quad (8.24)$$

$$\text{hőmérséklet: } T_a(\mathbf{r}, t) = \frac{2}{3} \langle \frac{m_a \mathbf{v}'^2}{2} \rangle_f, \quad (8.25)$$

ahol $\mathbf{v}' = \mathbf{v} - \mathbf{V}$ az átlagsebességtől való eltérés.

A részletes levezetést mellőzve a következőkben végigvesszük a (8.8) Boltzmann-egyenlet első három sebesség szerinti momentumaként előálló folyadék egyenleteket. A nulladik momentum ($A = v_a^0 = 1$) adja a (8.26) *kontinuitás egyenletet*, ami szemléletesen a részecskemegmaradást fejezi ki.

$$\frac{dn_a}{dt} + n_a \nabla \cdot \mathbf{V}_a = 0, \quad (8.26)$$

ahol

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V}_a \cdot \nabla \quad (8.27)$$

a teljes derivált. Az első momentum ($A = \mathbf{v}_a$) a (8.24) átlagsebesség időfejlődését leíró (8.28) Navier-Stokes-egyenlet.

$$m_a n_a \frac{d\mathbf{V}_a}{dt} = -\nabla p_a - \nabla \cdot \pi_a q_a n_a (\mathbf{E} + \mathbf{V}_a \times \mathbf{B}) + \mathbf{R}_a, \quad (8.28)$$

ahol $p_a = n_a T_a$ a nyomás, $\pi_a = m_a n_a \langle \mathbf{v}'_a \mathbf{v}'_a \rangle_f - p_a \mathbf{1}$ a nyírás tenzor és $\mathbf{R}_a = \int \mathbf{v}_a C_a(f_a) d^3 v_a$ a többi folyadék által az a folyadékra gyakorolt súrlódási erő. A Boltzmann-egyenlet harmadik momentuma ($A = \frac{m_a v_a^2}{2}$) adja a (8.25) hőmérséklet időfejlődését leíró (8.29) hőtranszportegyenletet.

$$\frac{3}{2} n_a \frac{dT_a}{dt} + p_a \nabla \cdot \mathbf{V}_a = -\nabla \mathbf{q}_a - \pi_a : \nabla \mathbf{V}_a + Q_a, \quad (8.29)$$

ahol $\mathbf{q}_a = \frac{m_a n_a}{2} \langle v_a'^2 \mathbf{v}_a \rangle_f$ az energiaáram-sűrűség, $\pi_a : \nabla \mathbf{V}_a$ a súrlódási hő és $Q_a = \frac{m_a}{2} \int v_a'^2 C_a(f_a) d^3 v_a$ a hőátadás a különböző folyadékok között.

Vegyük észre, hogy a mindegyik momentum egyenletben szerepel egy magasabb momentumú mennyiség. Ilyen a (8.26) kontinuitás egyenletben az átlagsebesség, a (8.28) Navier-Stokes-egyenletben a nyomás és a nyírás tenzor, míg a (8.29) hőtranszportegyenletben a súrlódási hő. Ezek kiszámításához mindig egyel nagyobb momentumhoz tartozó mérlegegyenletet kell megoldani, így az egyenletrendszer csak végtelen momentum esetén lenne teljes. Viszont a fejezet bevezetőjében már leírtuk, hogy a többfolyadék modellt akkor alkalmazhatjuk, ha az eloszlásfüggvény közel maxwelli, és így jó jellemezhető az első pár momentummal. A gyakorlatban az azt jelenti, hogy az egyenletrendszert valamelyik momentum fölött lezárjuk egy állapotegyenlettel. Egy lehetséges lezárás a $\pi_a : \nabla \mathbf{V}_a = 0$, vagy ha a (8.29) egyenlettel sem akarunk számolni az adiabatikus állapotegyenlet:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{p_a}{n_a^\gamma} \right) = 0, \quad (8.30)$$

ahol $\gamma = (f + 2)/f$ a fajhőhányad és f a szabadsági fokok száma. Az is előfordulhat, hogy egy populáció dinamikáját teljesen figyelmen kívül akarjuk hagyni, ebben az esetben minden momentum konstans.

8.3.2. Teljes többfolyadék egyenletrendszer

A teljes kétfolyadék egyenletrendszer egy kétkomponensű plazmára a következőképp áll elő:

$$\begin{aligned} \frac{dn_e}{dt} + n_e \nabla \cdot \mathbf{V}_e &= 0 \\ m_e n_e \frac{d\mathbf{V}_e}{dt} &= -\nabla p_e - \nabla \cdot \pi_e q_e n_e (\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) + \mathbf{R}_{ei} \end{aligned} \quad (8.31)$$

$$\frac{3}{2} n_e \frac{dT_e}{dt} + p_e \nabla \cdot \mathbf{V}_e = -\nabla \mathbf{q}_e - \pi_e : \nabla \mathbf{V}_e + Q_{ei}$$

lezáró állapotegyenlet

$$\begin{aligned}
\frac{dn_i}{dt} + n_i \nabla \cdot \mathbf{V}_i &= 0 \\
m_i n_i \frac{d\mathbf{V}_i}{dt} &= -\nabla p_i - \nabla \cdot \pi_i q_i n_i (\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) + \mathbf{R}_i e \\
\frac{3}{2} n_i \frac{dT_i}{dt} + p_i \nabla \cdot \mathbf{V}_i &= -\nabla \cdot \mathbf{q}_i - \pi_i : \nabla \mathbf{V}_i + Q_i e
\end{aligned} \tag{8.32}$$

lezáró állapotegyenlet

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} &= q_e n_e \mathbf{V}_e + q_i n_i \mathbf{V}_i + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\
\epsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E} &= q_e n_e + q_i n_i \\
\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\
\nabla \cdot \mathbf{B} &= 0
\end{aligned} \tag{8.33}$$

Itt a lezáró állapotegyenletek általában a vizsgált jelenségtől függően mások az elektronokra és az ionokra, ami nagyban megkönnyíti a probléma megoldását. A kétfolyadék leírás általánosítása több komponensre kézenfekvő: megfelelő számú (8.32) mérlegegyenletet kell bevezetni, megnövelni a sűrűlási erő és hőátadás tagok számát, és szerepeltetni kell az összes populáció hozzájárulását a (8.33) Maxwell-egyenletekben.

8.4. Magnetohidrodinamika

A magnetohidrodinamikai (MHD) leírás alapgondolata, hogy ha a jelenség időskálája az ion-elektron termalizáció karakterisztikus idejénél nagyobb ($\frac{\partial}{\partial t} \ll \nu_{ei}$), a plazma egyetlen, elektromosan vezető folyadékként is leírható.

8.4.1. A magnetohidrodinamikai egyenletek származtatása

A magnetohidrodinamikai egyenleteket a többfolyadék egyenletekből származtathatjuk. Ehhez olyan fizikai mennyiségeket kell bevezetni, amik egyetlen folyadékot jellemeznek, de előállnak a többfolyadék modell fizikai mennyiségeinek megfelelő kombinációjából:

$$\text{tömegsűrűség: } \rho_m = \sum_a m_a n_a \tag{8.34}$$

$$\text{áramlási sebesség: } \mathbf{V} = \frac{1}{\rho_m} \sum_a m_a n_a \mathbf{V}_a \tag{8.35}$$

$$\text{elektromos áramsűrűség: } \mathbf{j} = \sum_a q_a n_a \mathbf{V}_a \tag{8.36}$$

Ezen fizikai mennyiségeket használva az MHD egyenletek az adiabatikus állapotegyenlettel lezárt többfolyadék egyenletek megfelelő összegeiként előállnak. Fontos megjegyezni, hogy az MHD egyenletek egy semleges vezető folyadékot írnak le, ami lehet a plazma, de akár folyékony fém is.

8.4.2. Teljes magnetohidrodinamikai egyenletrendszer

A teljes MHD egyenletrendszert a következő egyenletek alkotják:

$$\frac{d\rho_m}{dt} + \rho_m \nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (8.37)$$

$$\rho_m \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (8.38)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{p}{\rho_m^\gamma} \right) = 0 \quad (8.39)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} = \rho \mathbf{j} \quad (8.40)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} &= \mathbf{j} \\ \epsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \end{aligned} \quad (8.41)$$

Itt (8.37) a tömegsűrűségre felírt kontinuitás egyenlet, (8.38) az impulzusegyenlet vagy mozgásegyenlet, amiben a p nyomást a (8.39) adiabatikus állapotegyenletből, \mathbf{j} elektromos áramsűrűséget pedig a (8.40) Ohm-törvényből lehet kiszámolni. Az egyenletrendszert a (8.41) Maxwell-egyenletek semleges vezető közegre érvényes alakja egészíti ki.

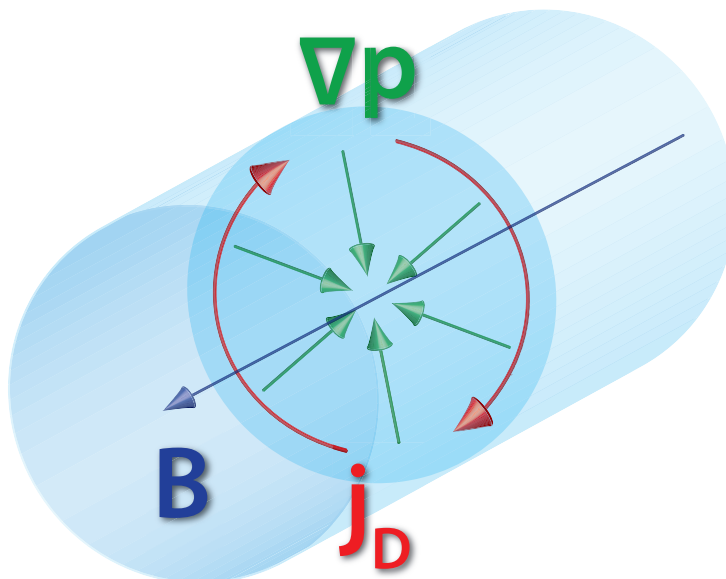
Az MHD egyenletrendszer fontos speciális alakja az ún. ideális MHD közelítés, amikor $\rho = 0$ nulla elektromos ellenállást teszünk fel. Ebben az esetben nem jöhet létre a plazmában elektrosztatikus tér és a mágneses erővonalakra merőleges elmozdulás sem, azaz $\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} = 0$. A nem ideális MHD egyenleteket szokták rezisztív MHD egyenleteknek is hívni.

8.5. Kollektív jelenségek

A folyadék elméletek lehetőségét biztosítanak arra, hogy egyszerűen vizsgáljunk olyan kollektív jelenségeket, amiket a 4. fejezetben tárgyalt egyrészecske mozgások nem adnak vissza.

8.5.1. Diamágneses drift

Vegyünk egy hengeres plazmát, amiben a mágneses tér tengelyirányú, a nyomásgradiens pedig befelé mutat a 8.1 ábra szerint.



8.1. ábra. Diamágneses drift hengeres geometriában.

Kétfolyadék képpen megengedhetünk még egy radiális elektromos teret is. Az elektronokra és ionokra felírt (8.28) mozgásegyenlet stacioner megoldását keresve, a nyírás és sűrűdés tagokat elhagyva, az egyenletet jobbról B -vel keresztiszorozva a következő átlagsebességet kapjuk:

$$\mathbf{V}_a = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} - \frac{1}{q_a n_a} \frac{\nabla p_a \times \mathbf{B}}{B^2}, \quad (8.42)$$

ahol az első tag a már jól ismert $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift, a második tag viszont egy kollektív jelenség, az ún. diamágneses drift. A diamágneses drift iránya töltésfüggő, hajtóereje a mágneses térre merőleges nyomásgradiens. Ez az egyrészesecske képpen nem szerepelt, mert ott a nyomás nem értelmezhető.

Mivel a diamágneses drift iránya ellentétes az elektronokra és ionokra, ezért egy azimutális irányú elektromos áramot fog hajtani:

$$\mathbf{j}_D = q_i n_i \mathbf{V}_i + q_e n_e \mathbf{V}_e = -\frac{\nabla(p_i + p_e) \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (8.43)$$

A diamágneses áramot megkaphatjuk a *magnetohidrodinamikai egyenletekből* is a (8.38) mozgásegyenlet állandósult állapotú megoldását keresve és az előzőekhez hasonló-

an jobbról B -vel keresztszorozva:

$$\mathbf{j}_D = -\frac{\nabla p \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (8.44)$$

A diamágneses drift irányokat sokszor a poloidális koordinátarendszer orientációjának rögzítéséhez használják, a diamágneses áram pedig fontos szerepet játszik a plazma erőegyensúlyának alakításában, mint azt a 9. fejezetben tárgyaljuk majd.

8.5.2. Mágneses tér diffúzió

Ha a plazma nyugalomban van, azaz $\mathbf{V} = 0$, az MHD egyenletek közül az elektromos tér rotációjára vonatkozó (8.41) összefüggésbe \mathbf{E} helyére a (8.40) Ohm-törvény alapján \mathbf{j} -t behelyettesítve, majd \mathbf{j} -t a (8.41) indukció törvényből \mathbf{B} -vel kifejezve egy diffúzióegyenletet kapunk. Felhasználva, hogy a mágneses tér divergenciamentes, ez a következő alakot veszi fel:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\rho}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (8.45)$$

Egy dimenziós esetben ennek megoldása a

$$B(x, t) = B_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau} - \frac{x}{L}\right) \quad (8.46)$$

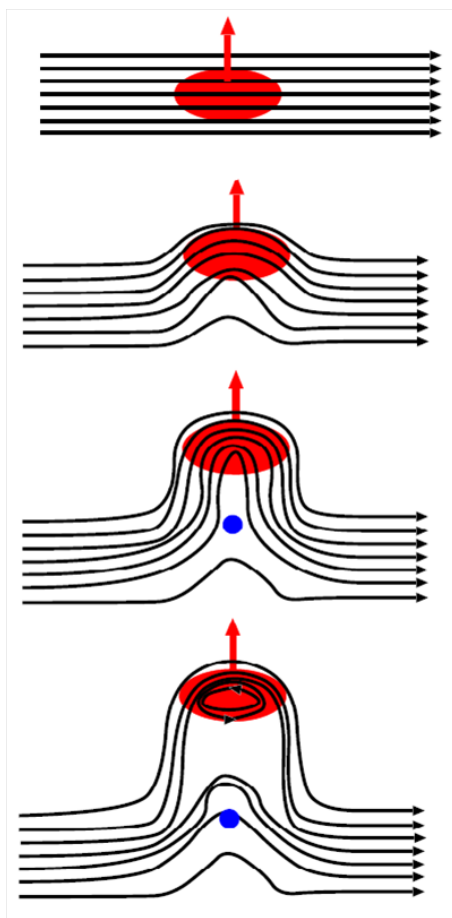
kifejezés, ahol L a mágneses tér változásának karakterisztikus skálahossza, $\tau = \mu_0 L^2 / \rho$ pedig a diffúzió időállandója. Látszik, hogy ha nagyon jó vezető a plazmánk, azaz $\rho \rightarrow 0$, akkor $\tau \rightarrow \infty$, azaz nem fog behatolni a mágneses tér a plazmába. Ezt úgy is megfogalmazhatjuk, hogy a mágneses tér bele van fagyva a plazmába.

A mágneses tér befagyása azt is jelenti, hogy ha valamilyen instabilitás miatt a plazma egy része kiszakad az összetartott térfogatból, akkor egy ideig viszi magával a mágneses teret is, mágneses tér mentén elnyúlt filamentumok keletkeznek. Ennek a folyamatnak egy metszete látható a 8.2. ábra felső részábráin. Az alsó részábrákon az látszik, hogy ha a mágneses erővonalak már nagyon megnyúltak, akkor a kék ponttal jelzett tartományban átcsatolódnak, ami már egy rezisztív MHD effektus.

A 8.3 felvételen egy filamentumképződéssel és -leszakadással járó napkitörés látható egy NASA felvételen. Hasonló folyamatok mennek végbe a mágnesesen összetartott plazmák szélső tartományaiban is.

8.6. Összegzés

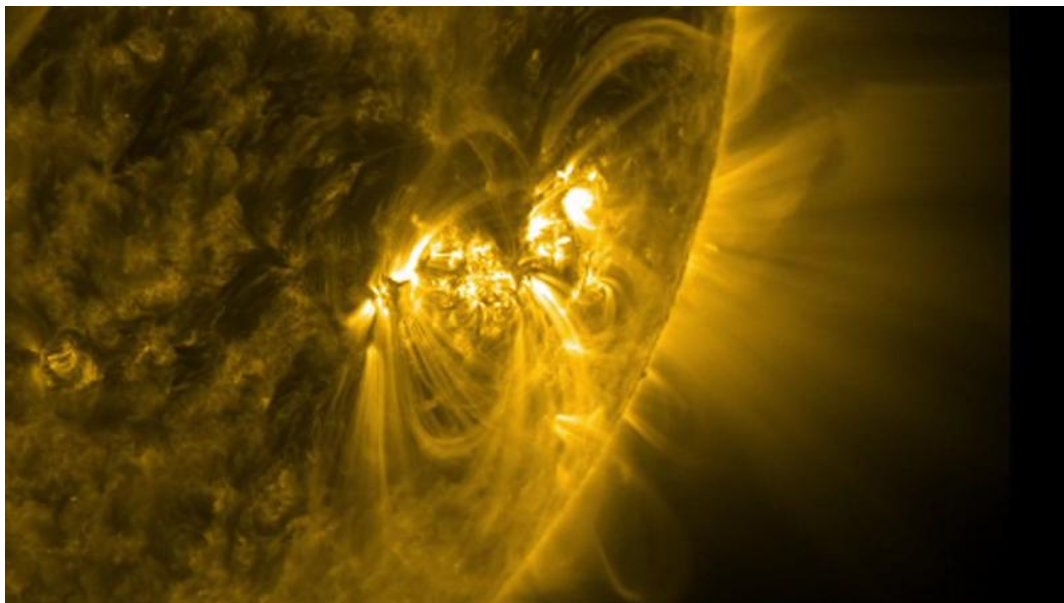
A fejezet befejezéseként összefoglalom a plazmák leírására használt általános elméletek főbb ismérveit.



8.2. ábra. A filamentum kialakulásának folyamata egy anyagkitörés folyamán.

A *kinetikus elmélet* egy statisztikus fizikai megközelítés. A különböző részecskepopulációk eloszlásfüggvényének időbeli fejlődését Boltzmann-egyenletekkel írjuk le. Ezekben az egyenletekben szerepel a makroszkopikus elektromos és mágneses tér, amit a Maxwell-egyenletekkel az eloszlásfüggvények megfelelő momentumait forrásként használva számolunk ki. A problémák egy széles körére használható, de térben és időben kiterjedt számításokra nagyon erőforrás-igényes.

A *többszöglet elméletben* az eloszlásfüggvényeket az első pár momentumával jellemezzük, így a kinetikus egyenlet parciális differenciálegyenlete közönséges differenciálegyenletekre – a mérlegegyenletekre – esik szét. Ezt akkor tehetjük meg, ha az eloszlásfüggvények jól közelítik a Maxwell-eloszlást. Az elektrosztatikus és mágneses erőterek kiszámításához ebben az esetben is szükség van a Maxwell-egyenletekre. A momentum egyenletek sorozatának lezárása pedig egy állapotegyenlettel történik. A Larmor-sugárnál nagyobb térbeli léptékű és a termalizációs időknél lassan folyamatok leírására



8.3. ábra. Filamentumok kialakulása egy napkitörés folyamán. A video megtekinthető itt: http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/7/75/AR1515_Releases_X1.1_Class_Flare.ogv

alkalmazzuk, ahol még fontos a különböző részecskepopulációk eltérő viselkedése.

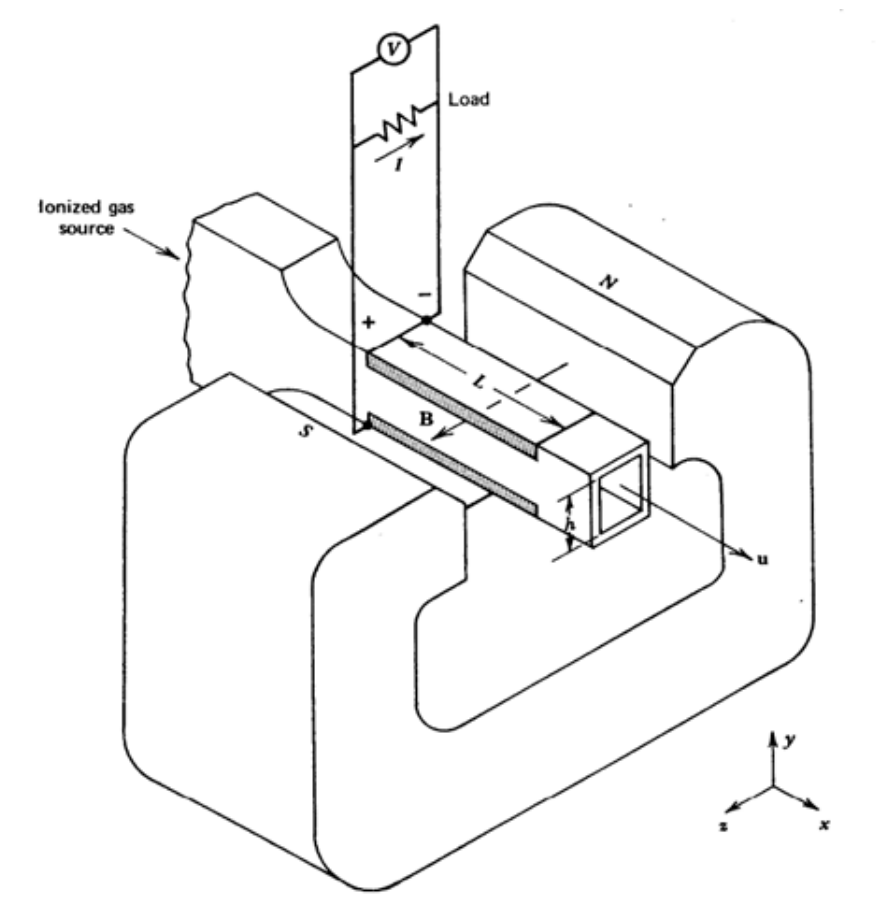
A *magnetohidrodinamika* a nagy térbeli és időbeli skálákon lezajló folyamatok elmélete. Itt már a hőmérsékletek kiegyenlítődték, a plazma egyetlen áramvezető folyadék-ként írható le. Ezen folyadék jellemzőire felírt mérlegegyenleteket általában az adiabatikus állapotegyenlettel zárjuk le. A makroszkopikus elektromos és mágneses terek az impulzus-egyenletben a Lorenz-erő által jelennek meg, az árammal való összefüggést az Ohm-törvény adja. Igen lassú és nagy térbeli skálájú jelenségek leírására használjuk, aminek szélsőséges esete a mágneses egyensúly számolása.

Az *ideális MHD egyenletek* a magnetohidrodinamikai egyenletek nulla ellenállású határesetek. Általában jó vezetőképességű, forró plazmák instabilitásainak leírására alkalmazzuk, ahol az instabilitás időskálája rövidebb a mágneses tér diffúziójának időskálájánál. A könnyű megoldást az biztosítja, hogy a mágneses tér együtt mozog a plazmával, "bele van fagyva" abba.

8.7. Feladatok

8.1. Feladat *Ha egy mágneses térre merőlegesen plazma áramlik, akkor az áramlás irányára és a mágneses térre merőlegesen elektromos tér keletkezik, áram tud folyni. Ez az*

MHD generátor (lásd 8.4. ábra). Mennyi a generátor üresjárási kapocsfeszültsége, ha $B = 5 \text{ T}$, $u = 30 \text{ m/s}$, $h = 3 \text{ cm}$ és $L = 50 \text{ cm}$?



8.4. ábra. MHD dinamó

Javasolt irodalom

A fejezet nagyban épített Per Helander és Dieter J. Sigmar: Collisional transport in magnetized plasmas című könyvére. Az itt kvalitatíven elmagyarázott formulák ott teljes levezetéssel, részletesen tárgyalva megtalálhatók.

9. fejezet

Mágnesesen összetartott plazma egyensúlya, instabilitások

A 8 fejezetben áttekintettük a plazmák leírására alkalmas módszereket. Ebben a fejezetben ezen elméletek tipikus fúziós plazmafizikai alkalmazásait mutatjuk be.

9.1. Mágneses egyensúly

A fúziós plazmák mágneses egyensúlyát általában a 8.4. fejezetben bevezetett MHD elméletből számoljuk. Az MHD alkalmazásának feltétele, hogy az elektron-ion termalizációhoz elég lassú folyamatokat vizsgáljunk és a részecskék átlagos szabad úthossza és Larmor-sugara kisebb legyen, mint a plazmaparaméterek változásának skálahossza. Ez a toroidális berendezésekben a zárt fluxusfelületek tartományában teljesül.

Ebben az esetben az (8.38) MHD impulzusegyenletből stacioner esetben rögtön adódik az erőegyensúly egyenlete:

$$\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (9.1)$$

Ebből rögtön következik, hogy $\nabla p \cdot \mathbf{B} = 0$ és $\nabla p \cdot \mathbf{j} = 0$, vagyis a mágneses erővonalak és az áramfonalak állandó nyomású felületekre esnek, amint az a 9.1. ábrán látható.

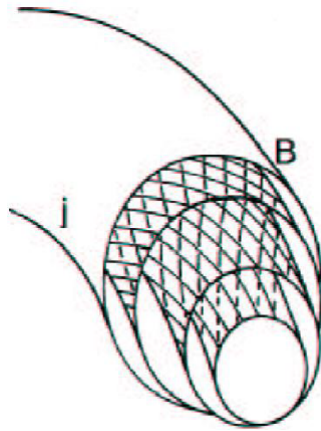
(9.1) egyenletbe beírva a (8.41) Faraday-törvényt a következő összefüggést kapjuk:

$$\nabla p = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \times \mathbf{B}, \quad (9.2)$$

amiből egy vektoranalízis összefüggés alkalmazásával a következő forma adódik:

$$\nabla \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) = \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}. \quad (9.3)$$

Amennyiben a (9.3) egyenletben a jobb oldal elhanyagolható (például nagy sugárarányú cirkuláris tokamakok esetén), a $B^2/2\mu_0$ mágneses nyomás változása tart ellen a kinetikus nyomásnak változásának. Amennyiben a jobb oldal nem elhanyagolható, a teljes



9.1. ábra. Mágneses erővonalak és áramfonalak az egymásba ágyazott fluxusfelületeken.

egyenletet kell megoldani – ennek a speciális koordinátarendszerben felírt változata az ún. Grad-Shafranov-egyenlet, amit numerikusan oldanak meg.

Tokamak és sztellarátor típusú berendezésekben a mágneses konfiguráció csak a mágneses nyomásnál jóval kisebb kinetikus nyomások esetén stabil. Ez azt jelenti, hogy a berendezés legbelső fluxusfelületén, az ún. mágneses tengelyen, is még közel ugyanolyan erős a mágneses térerősség, mint a plazma szélén. A mágneses konfiguráció stabilitását a plazma bétával szoktuk jellemezni:

$$\beta = \frac{p}{B^2/2\mu_0} \quad (9.4)$$

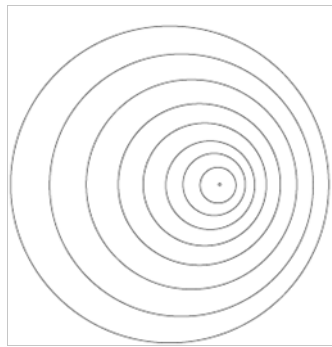
Definiálhatunk még poloidális

$$\beta_p = \frac{p}{B_p^2(r=a)/2\mu_0} \quad (9.5)$$

és toroidális

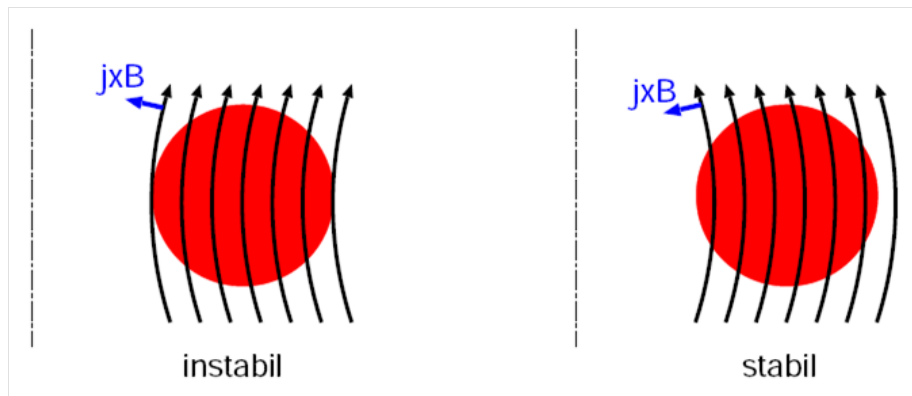
$$\beta_t = \frac{p}{B_t^2(r=0)/2\mu_0} \quad (9.6)$$

bétákat is, ahol a (9.5) poloidális kifejezésben csak a poloidális mágneses térrel számolunk az (a) kissugárnál vett értékkel, míg a (9.6) toroidális kifejezésben csak a toroidális mágneses térrel számolunk a mágneses tengelyen vett értékkel. A (9.5) poloidális béta a toroidális plazmaáram és az általa keltett poloidális mágneses tér plazmaösszetartó hatását számszerűsíti – ez a Pinch-effektus, ami tokamakokban jelentős. A (9.6) toroidális béta a toroidális mágneses tér és a (8.44) diamágneses áram összetartó hatását jellemzi. Sztellarátorokban ez utóbbi effektus az uralkodó.



9.2. ábra. Shafranov-eltolódás cirkuláris tokamakban.

A mágneses felületek általános esetben bonyolult geometriájúak lehetnek (lásd 6. fejezet). A legegyszerűbb alakot nagy sugárarányú cirkuláris keresztmetszetű tokamakokra kapjuk alacsony nyomású ($\beta \ll 1$) esetben. A fluxusfelületek ebben az esetben kör keresztmetszetűek, ám az ún. Shafranov-eltolódás miatt nem közös a középpontjuk: a belső fluxusfelületek a 9.2. ábra szerint a nagysugár irányában kifelé tolódnak. Ennek oka a mágneses nyomás változása a mágneses térerősség függvényében, de véges β esetén a kinetikus nyomás is hozzájárul. A Shafranov-eltolódás egy kellemetlen effektus, mert a plazma külső oldalán lecsökkenti a fluxusfelületek közötti távolságot ezzel megnövelve a nyomásgradienst. Tokamakok esetén ez elkerülhetetlen, de optimalizált sztellarátorokban megpróbálják minimalizálni.



9.3. ábra. A mágnesese egyensúly függőleges stabilitása a függőleges mágneses tér görbületétől függően.

Míg sztellarátorokban a Shafranov-eltolódás csak a belső fluxusfelületeket érinti, addig tokamakokban a plazmát az eltolódást kompenzáló függőleges mágneses térrel tartják

a berendezés közepén. Mint azt a 9.3. ábrán láthatjuk a cirkuláris plazmák függőleges stabilitása a függőleges tér görbületétől függ: belülről konvex görbület esetén stabil, konkáv esetén instabil lesz. Erősen formált plazmaalak (például D-alakú plazma) esetén a függőleges pozíció mindenképpen is instabil, a plazma helyben tartására aktív szabályozás szükséges.

9.2. Plazmahullámok

Ha kiszámoltuk az egyensúlyt, megvizsgálhatjuk, hogy mi történik, ha kis mértékben kitérítjük a rendszert ebből az állapotból. Már a 9.1. fejezetben felmerült a stabilitás vizsgálata a függőleges eltolódás kapcsán, ebben a fejezetben olyan eseteket vizsgálunk, amikor a kitéréssel szemben első közelítésben stabil a plazma.

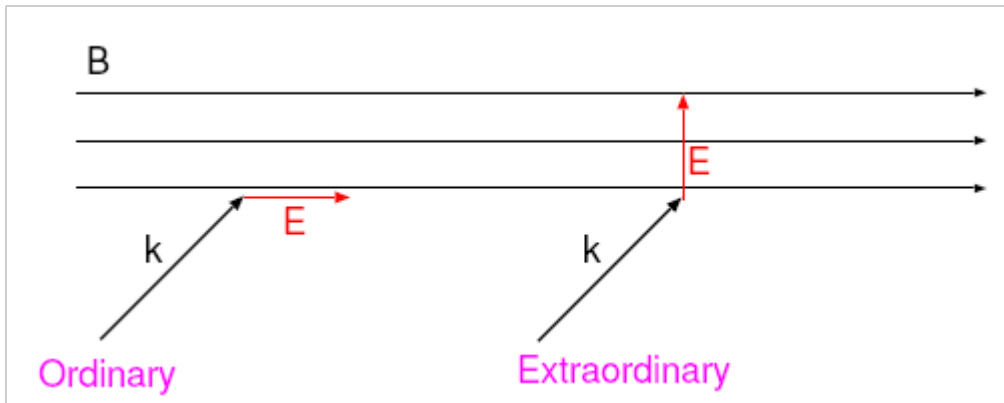
Amennyiben stabil egyensúlyi helyzetből kis mértékben kitérítjük a rendszert, akkor általában a kitéréssel arányos visszatérítő erő keletkezik. Azt a tartományt nevezzük lineáris tartománynak, ahol ez jó közelítéssel igaz. Ha a visszatérítő erő mellett a többi tag (például a sebességgel arányos csillapítás) elhanyagolható a linearizált egyenletrendszerben, harmonikus rezgőmozgás vagy hullám jön létre. A plazmában a többi közeghez képest sokféle hullám jöhet létre, attól függően, hogy melyik részecskepopulációk vesznek részt a hullámzásban és milyen típusú kölcsönhatások járulnak hozzá a visszatérítő erőhöz.

A plazmahullámok elméleti leírására általában több lehetőség van. A legáltalánosabb módszertan a kinetikus elméletből indul ki a (8.19-8.21) egyenletrendszernek az egyensúlyi megoldáshoz körüli linearizált alakjának megoldásával. Egy szemléletesebb megközelítés a (8.31-8.33) többfolyadék egyenletek megoldásán alapul, és speciális esetekben használhatjuk a (8.37-8.41) magnetohidrodinamikát. Ez utóbbiakat összefoglaló néven MHD hullámoknak hívjuk, és nagy hullámhosszuk miatt jellemzően az adott berendezés geometriájától függő sajátmódus-szerkezetet alakítanak ki.

A hullámok számolásának többfolyadék egyenletek esetében, homogén geometriára az általános módszertana a következő:

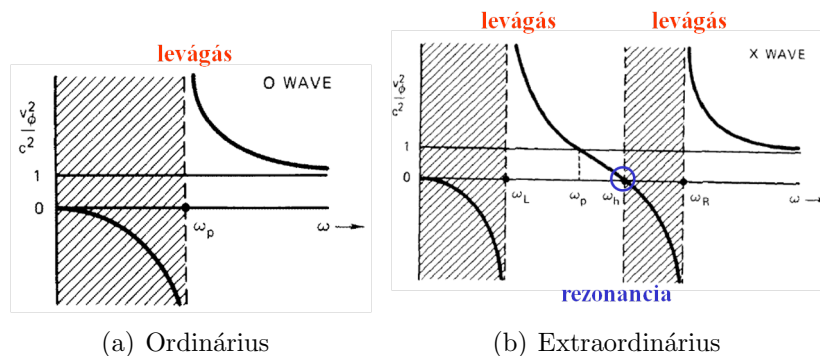
1. Vesszük a folyadék egyenleteknek az adott hullám szempontjából releváns alakját.
2. Az egyenletrendszert Fourier-transzformáljuk térben és Laplace-transzformáljuk időben – avagy behelyettesítjük a $\mathbf{A} \exp i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)$ síkhullám próbafüggvényt, hol \mathbf{A} az amplitúdó vektor, \mathbf{k} a hullámszám vektor és ω a hullám frekvenciája.
3. Linearizáljuk az egyenletrendszert az egyensúlyi állapot körül.
4. Kapunk egy lineáris algebrai egyenletrendszert, aminek akkor van nemtriviális megoldása, ha az együttható mátrix determinánsa nulla – ez a diszperziós reláció: $\omega = \omega(\mathbf{k})$.

5. A diszperziós relációból kiszámolható a hullám $v_p = \omega/k$ fázissebessége és $v_g = d\omega/dk$ csoportsebessége, valamint megadható a hullámegyenlet megoldása is.



9.4. ábra. A mágneses térre merőlegesen terjedő elektromágneses hullám két nevezetes polarizációja: ordinárius és extraordinárius hullámok.

Az összes plazmahullám tárgyalására jelen jegyzet keretei között nincs lehetőségünk, ezért csak a kitüntetett irányban terjedő nagyfrekvenciájú elektromágneses hullámok terjedését vizsgáljuk. A kitüntetett irányok a nyugalmi mágneses térrel párhuzamos illetve az arra merőleges irányok. A mágneses térre merőleges terjedés esetén a 9.4. ábra szerint két kitüntetett síkpolarizált hullámunk van: az ordinárius és az extraordinárius hullámok.



9.5. ábra. A mágneses térre merőleges elektromágneses hullámok diszperziója.

Az ordinárius hullámok esetén a hullámzó elektromos térerősség vektor, és így az elektronok kitérülése is párhuzamos a mágneses térerősség vektorral, így a Lorenz-erő

nem hat, a nem-mágnesezett esethez teljesen hasonló elektromágneses hullámot kapunk: a 9.5 ábra szerint a (2.18) szerint definiált ω_p plazmafrekvencia alatt nem terjednek a hullámok. Felülről a plazmafrekvenciához közelítve a fázissebesség végtelenhez tart, az ilyen felületekről visszaverődnek a hullámok.

Extraordinárius esetben más a helyzet, mert itt már a Lorenz-erő is hat a kitérült elektronokra. Ekkor a 9.5 ábra szerint az első levágás a

$$\omega_L = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_p^2} - \omega_{ce} \right) \quad (9.7)$$

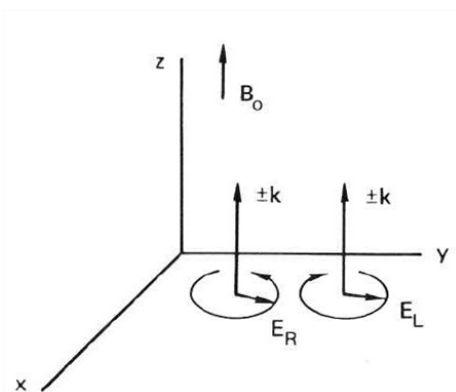
frekvenciánál van, ahol ω_{ce} az elektron ciklotron frekvencia. A következő nevezetes frekvencia a

$$\omega_L = \sqrt{\omega_{ce}^2 + \omega_p^2} \quad (9.8)$$

felső hibrid frekvencián egy rezonancia, ahol a fázissebesség nullába tart és így lehetséges az energiaáramlás a hullám és a részecskék között. Egy tiltott frekvenciasávon túl a

$$\omega_L = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_p^2} + \omega_{ce} \right) \quad (9.9)$$

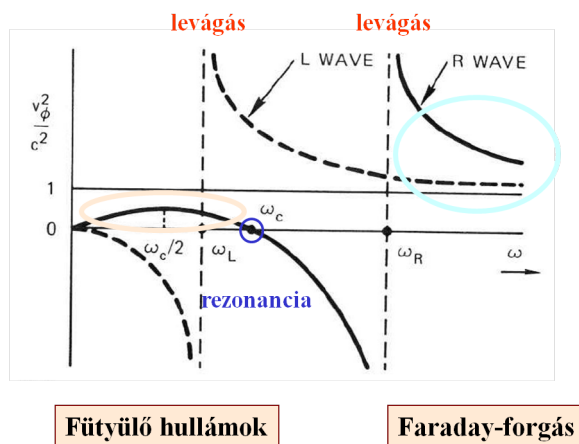
frekvencián újra egy levágás található.



9.6. ábra. A mágneses térrel párhuzamosan terjedő elektromágneses hullám két nevezetes polarizációja: jobbra és balra cirkulárisan polarizált, avagy R- és L-hullámok.

Az előbb tárgyalt mágneses térre merőleges terjedéssel szemben a mágneses térrel párhuzamos terjedés esetén nem a síkpolarizációk terjednek különböző módon, hanem a 9.6. ábra szerinti cirkuláris polarizációk. A különböző cirkuláris polarizációk különböző terjedésének oka az, hogy a polarizáció foroghat a hullám által megmozgatott elektronok Larmor-pályájának irányában és azzal ellentétesen is.

A balra cirkulárisan polarizált hullámok az elektronok Larmor-pályájával ellentétes irányban forognak. Ekkor a diszperzió viszonylag egyszerű: a 9.7. ábra szerint van egy levágás a (9.7) egyenlettel definiált ω_L frekvenciánál, és e fölött terjed a hullám.



9.7. ábra. Az R- és L-hullámok diszperziója.

A jobbra cirkulárisan polarizált hullám esetén más a helyzet. Ez a hullám a (9.9) egyenlettel definiált ω_R frekvencia fölött terjed, de van egy alacsony frekvenciás ága is. Ezt a hullámot fütyülő hullámnak (angolul: whistler) hívjuk, és egészen alacsony frekvencián már terjed - az elektron hullámok érvényességi tartományát elhagyva fokozatosan átmegy a magneto-akusztikus hullámba. Ennek a hullámnak az ω_c ciklotron frekvencián van egy rezonanciája, mikor a polarizáció együtt forog a rezonáns elektronok Larmor-pályájával. Ezen a frekvencián energiaátadás van a hullám és az elektronok között, amit diagnosztikai célra, de akár plazmafűtésre is felhasználhatunk.

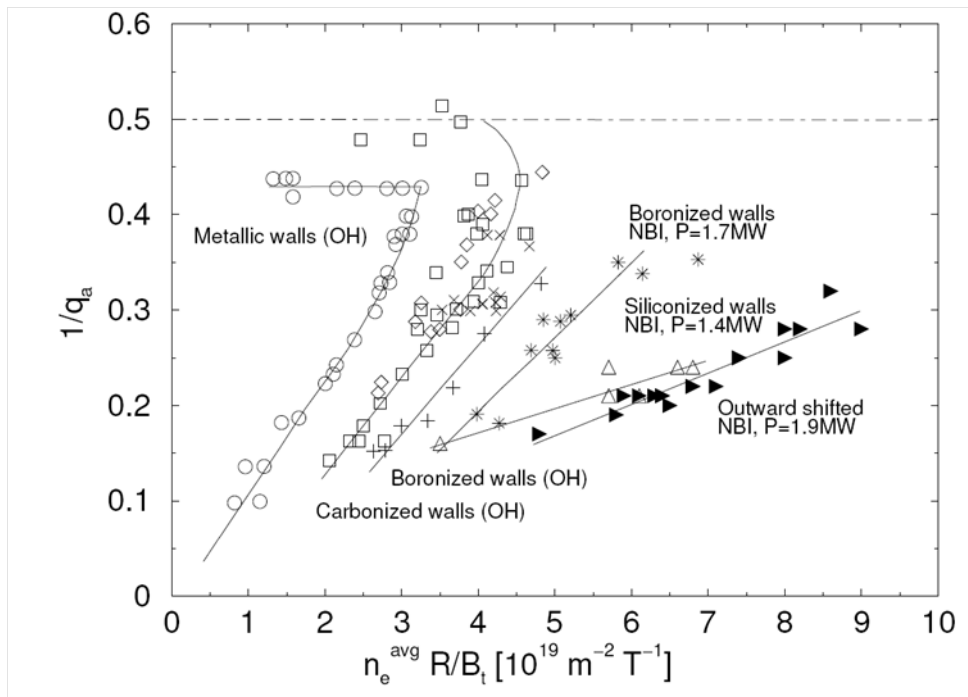
9.3. Instabilitások

A fúziós plazmákban nem csak plazmahullámból, de instabilitásból is rengeteg féle van. Egy lehetséges csoportosításuk a destabilizáló szabadenergia forrása szerint történik. Négy fő csoportot különböztetünk meg:

1. Az *áramlási instabilitás* akkor jöhetnek létre, ha a plazmában az egyik plazmakomponensnek jelentős átlagsebessége van a többi komponenshez képest.
2. A *Rayleigh-Taylor- vagy kicserélődési instabilitást* az okozza, hogy a mágneses tér úgy támasztja meg a nagy nyomású plazmát kívülről, mint amikor egy kis sűrűségű folyadék felé nagyobb sűrűségű rétegezzünk. Plazmák esetén nem olyan egyszerű megmondani, hogy mikor lesz ez a konfiguráció instabil a stabilizáló hatású toroidális tér ellenében, de ez az instabilitás előfordul.
3. A plazma összetartásával kapcsolatos nyomás- és hőmérsékletgradiensek többfajta instabilitást kelthetnek. Ezek az *univerzális instabilitások*, és sokszor a proflok me-

revségéhez vezetnek, ami azt jelenti, hogy egy kritikus meredekségnél nem tudunk meredekebb profilt elérni.

4. Az utolsó csoport azon instabilitásoké, amik az eloszlásfüggvények Maxwell-eloszláshoz képesti jelentős torzulásukból adódnak. Ezeket csak a kinetikus elmélet képes leírni, és így *kinetikus instabilitásoknak* hívjuk őket.



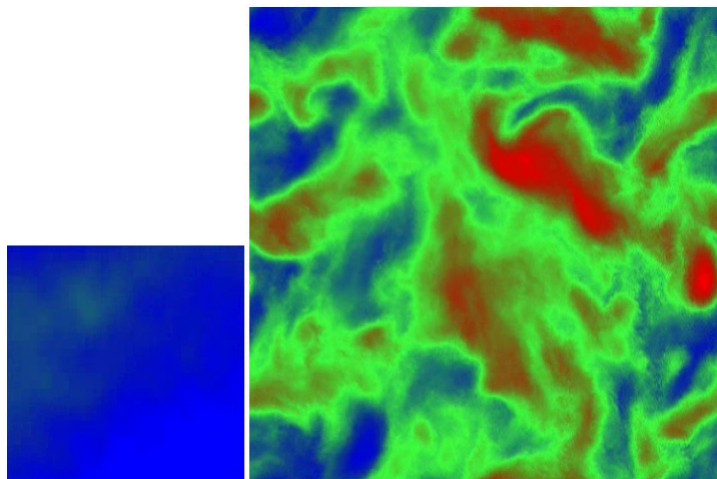
9.8. ábra. A TEXTOR tokamak Hugill-diagramja.

A plazmainstabilitások jelentősen behatárolják a fúziós berendezések működési tartományát, amit stabilitási diagramokon ábrázolhatunk. A leggyakrabban használt ilyen diagram a 9.8. ábrán is látható Hugill-diagram. A függőleges tengelyen a q plazmaszéli biztonsági tényező inverze látható, ami egy normált áramerősség. Egy minden tokamakra jellemző stabilitási limit a $q = 2$ értéknél van, ahol a plazma szélén keletkező MHD instabilitás a plazmaösszetartás teljes összeomlásához, *diszrupcióhoz*, vezet.

A 9.8. ábrán látható másik limit a nagy normált sűrűségeknel jelentkezik. Ez az ún. *Greenwald-limit*, aminek a pontos mechanizmusát még csak most kezdjük megérteni, de az már a 9.8. ábráról is egyértelmű, hogy a plazmát határoló első fal anyagának nagy szerepe van benne.

A mágnésesen összetartott fúziós plazmák uralkodó transzportmechanizmusát is univerzális instabilitások adják. Ezek a döntően elektrosztatikus hullámok az $E \times B$ drift

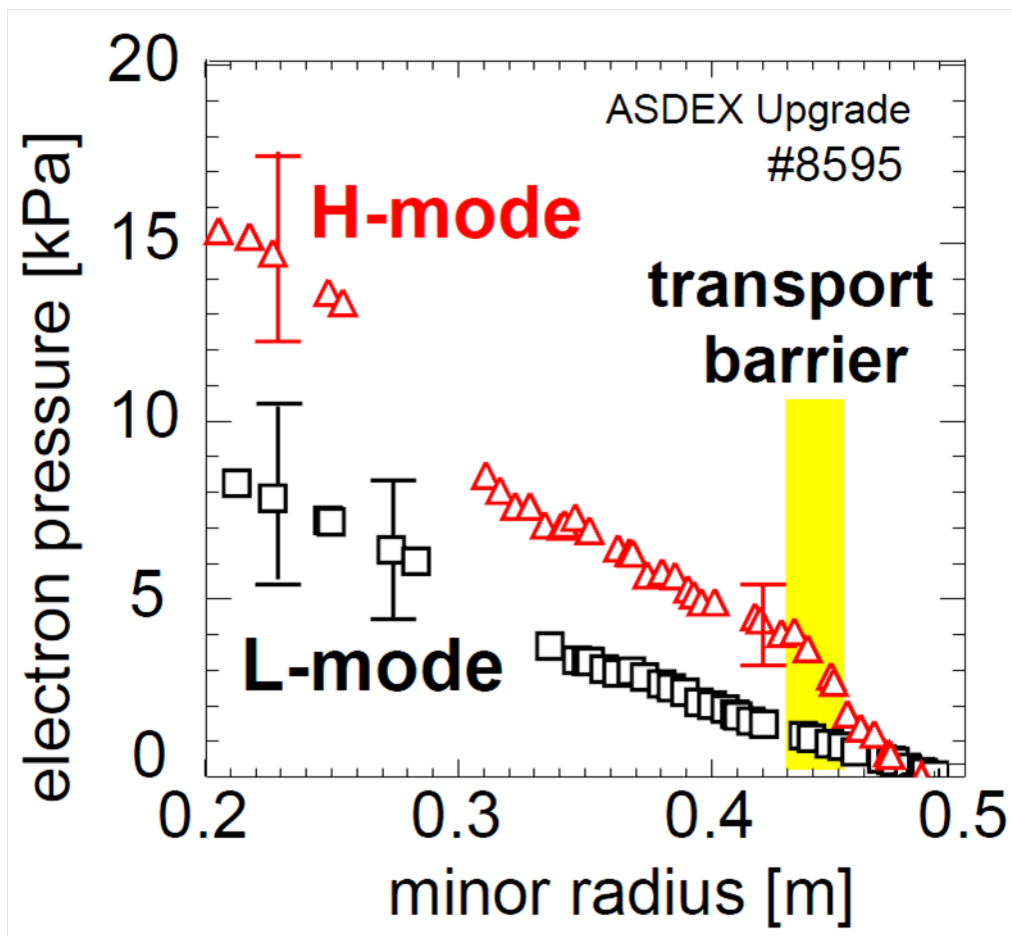
által örvényeket keltenek, amik a különböző méretű örvények közötti energiacsere révén turbulens áramlást alakítanak ki. A jellemzően kis domináns örvényméret miatt ezt a jelenséget *mikroturbulenciának* hívják. Ezen áramlás konvektív jellegű transzportot okoz a mágneses felületeken keresztül, és ezzel a plazma legtöbb régiójában a domináns transzport mechanizmust adja.



9.9. ábra. Plazmaturbulencia kialakulásának modellezése. (A videó megtekinthető a jegyzet online változatában.)

A 9.9. ábrán egy olyan szimuláció eredményét látjuk, ami segített eldönteni, hogy a mikroturbulenciát a milliméter hullámhosszú elektronhőmérséklet-gradiens által hajtott módusok (ETG, angolul: electron temperature gradient modes) vagy a centiméter hullámhosszú ionhőmérséklet-gradiens által hajtott módusok (ITG, angolul: ion temperature gradient modes) dominálják-e. A szimuláción színskálával feltüntetett elektrosztatikus potenciál változásain látszik, hogy előbb az ETG módusok alakulnak ki. (Ez a bal oldali kis kinagyított tartományon látszik leginkább.) Majd az ITG turbulencia beindulásával ez lesz az uralkodó folyamat. Érdekes megfigyelni, hogy a lineáris növekedési fázist hogyan követi mind a két esetben a turbulens áramlás kialakulása.

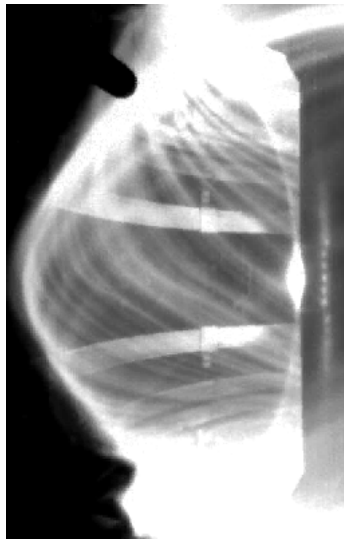
A a mikroturbulencia érdekes módon makroszkopikus áramlások kialakulásához is vezethet. Ennek egy érdekes megnyilvánulása, mikor a plazma szélén olyan erős nyírt áramlás jön létre, hogy a turbulens struktúrákat szétnyírja, azok nem tudnak kijutni a plazma összetartott tartományából. A turbulens transzport kioltása – a *plazmaszéli transzportgát* létrejötte – a gradiensek drasztikus emelkedését vonja maga után, ami az ún. *pedesztál* kialakulásához vezet a 9.10. ábrán is látható radiális plazmaparaméter-profilokban. Az így létrejövő jó összetartású üzemmódot hívjuk *H-módnak* (angolul: high confinement mode) szemben a korábbi rossz összetartású üzemmóddal, ami az *L-mód*.



9.10. ábra. Egy jellegzetes L-mód és egy jellegzetes H-mód profil.

H-módban a plazma szélén a gradiensek olyan meredek lehetnek, hogy makroszkopikus MHD instabilitások is megjelenhetnek. Ezek szembetűnő megnyilvánulása a *plazmaszéli módus* (ELM, angolul: edge localized mode). Az ELM olyan mértékben megperturbálja a mágneses geometriát, hogy rövid időre transzport rövidzárat hoz létre a transzportgát két oldala között, ami jelentős anyag és energia kiáramlást okoz. A plazma belsejéből az anyag nagy része erővonalak mentén elnyúlt struktúrákban, filamentumokban, szabadul ki, és az összetartott tartományon kívül lehülve látható fény tartományban világít, amint az a 9.11 videón is látszik.

A 9.12 videón egy nagy teljesítményű H-mód kisülés látható elejétől a végéig. Itt különösen nagy ELM-ek láthatók. Ezek a plazmát határoló elemeken olyan nagy hő- és gyorsrészecske-terhelést okoznak, ami nagyobb berendezéseken károsíthatja a falat.



9.11. ábra. A látható fény tartományban kivilágított ELM által keltett filamentumok a MAST tokamakban. (A videó megtekinthető a jegyzet online változatában.)



9.12. ábra. Erőteljes plazma-fal kölcsönhatás egy ELM alatt egy H-mód kisülésben a JET tokamakon. (A videó megtekinthető a jegyzet online változatában.)

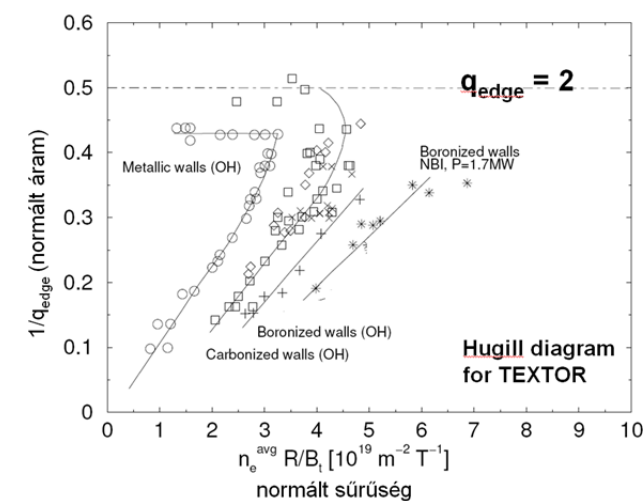
9.4. Feladatok

9.1. Feladat A feladat egy online szimulációhoz köthető: <https://deep.reak.bme.hu:8080/home/pub/10/> A szimuláció egy toroidális berendezésbe a mágneses térre merőlegesen belőtt ordenárius elektromágneses hullám terjedését és visszaverődését számolja. A hullám visszaverődésig és az után megtett útját interferométerrel mérjük. (A referencia nyálábot a plazmán kívül vezetjük.) A grafikon alatt egy szimulált interferencia

kép látható, a mért fáziseltérést a kép felett tüntettük fel.

- A frekvencia változtatásával próbáljunk egy sűrűségprofilt kimérni! Milyen effektus nehezíti a visszaállítást?
- Mi történik nagyon alacsony sűrűségeken?

9.2. Feladat Mennyi volt a TEXTOR tokamakon boronizált fém fallal elért maximális sűrűség a 9.13. ábra alapján, ha a nagysugár 1,75 m, a kissugár 46 cm és a toroidális mágneses tér 2,6 T? Mennyi volt ekkor a toroidális plazmaáram?



9.13. ábra. TEXTOR Hugill-diagram különböző falanyagokra.

10. fejezet

Laboratóriumi plazmakísérletek technológiája

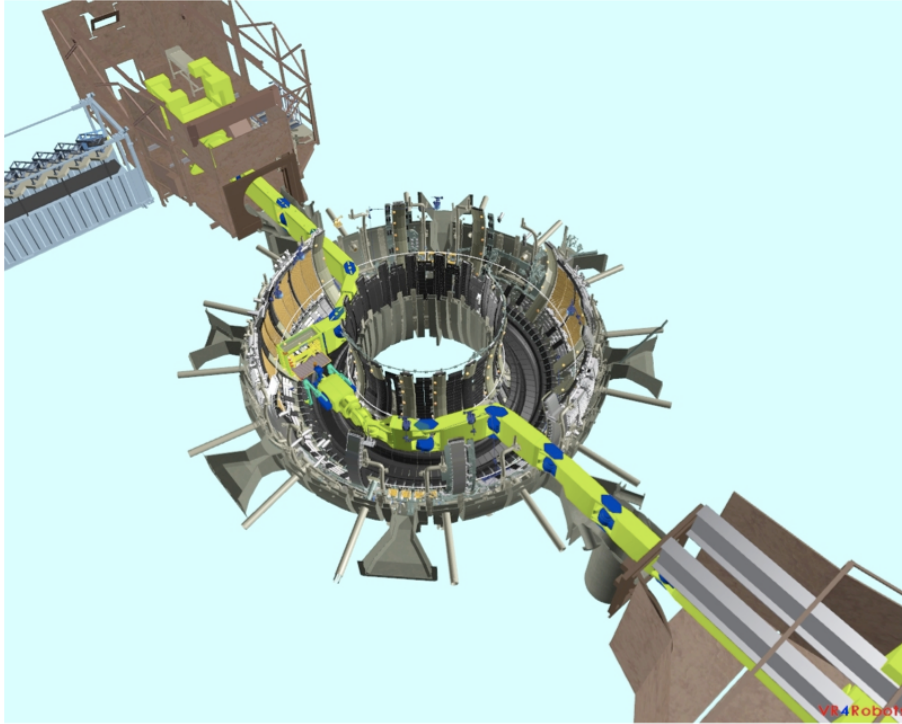
Az előző fejezetekben mágneses konfigurációkat egyre növekvő méretű és teljesítményű kísérletekben próbálták ki. Ezek a kísérletek eddig leginkább a plazma előállítására összetartására, fűtésére és vezérlésére irányultak, konkrét fúziós energiatermelési szándék nélkül. Ennek megfelelően a berendezések túlnyomó többsége nem képes tríciummal üzemelni, hanem leginkább deutérium plazmát használ. Összehasonlítás céljából rendszeresen folynak kísérletek hidrogén és hélium plazmában is.

A trícium használat mellőzésének gazdasági, sugárvédelmi és technológia okai vannak. A trícium béta bomló radioaktív izotóp, amelyből nagyon kevés mennyiség található a Földön. Bár kozmikus sugárzás hatására folyamatosan keletkezik a magaslégkörben, a teljes földi légkörben csak kg nagyságrendben fordul elő. CANDU típusú fissziós reaktorokban keletkezik trícium, melyet kivonnak és különböző ipari és fúziós alkalmazásokra forgalmazznak, azonban grammja millió dollár körüli árú.

Magas költsége mellett másik problémája sugárzásából fakad. A béta bomlásból keletkező elektron igen kis áthatolóképeségű, egy papírlap is befogja, azonban élőlények szervezetébe kerülve a sejteket belülről rombolja. Mivel a hidrogénnel kémiaiilag azonos, ezért nem vonható ki a szervezetből, kizárólag higítható. A trícium szennyezés elkerülésére a tríciummal működő fúziós berendezések kettős vákuumrendszerrel rendelkeznek, a közbülső teret folyamatosan monitorozzák. A vákuumrendszer által eltávolított gázokat speciális trícium szeparáló berendezésekben kell kezelni. A tríciummal működő berendezésben általában nem lehet embereknek dolgozni, ezért bonyolult és nagyméretű robotkarokat kell üzemeltetni, mint amilyent a 10.1. ábra mutat. Mindez a technológia nagyon megrágtja a trícium használatát.

A harmadik probléma a DT plazmák üzemeltetésében jelentkezik. Mivel a DT reakció hatáskeresztmetszete sokkal nagyobb mint a DD reakcióé, ezért DT plazma sokkal nagyobb neutron fluxust generál és ez károsítja a mérőberendezéseket. Mivel a mai kísérleteken sokféle fizikai mérés is zajlik, sok érzékeny detektor is üzemel, ezeket DT

plazmában nem lehetne használni. Egy majdani fúziós erőműben csak a már ismert folyamatok szabályzásához szükséges mérésekre lesz szükség, így ki lehet választani a neutron sugárzást jobban elviselő eszközöket.



10.1. ábra. Robotkar mérnöki terve a JET tokamakon. A tokamak nagysugara 3 m. (Copyright JET-EFDA)

Az inerciális fúziós kutatások a mágneses fúziótól eltérő úton haladnak. A mikro-robbantások során olyan anyagállapotok keletkeznek, melyek a nuklális fenyverek robbanásában fellépőkhöz hasonlítanak, ezért jelentős katonai érdeklődés mutatkozik irántuk. Konkrétan a fúzióhoz kapcsolódó kutatások itt is nagyrészt nyilvánosak, azonban a berendezések üzeme jelentős részben katonai célt szolgál, így titkos. Technológiai és fizikai szempontból is eltér az inerciális és mágneses fúziós téma, ezért a köcsönhatás ma nagyon korlátozott.

10.1. Plazma előállítás

A mágneses fúziós berendezésekben a plazma kísérleteket megelőzi a megfelelő vákuum létrehozása. A fúzióhoz szükséges hőmérséklet (10keV nagyságrend) és a technológiailag elérhető maximális toroidális mágneses tér ($5 - 10\text{T}$) adott. Mivel $nkT \ll B^2/(2\mu_0)$,

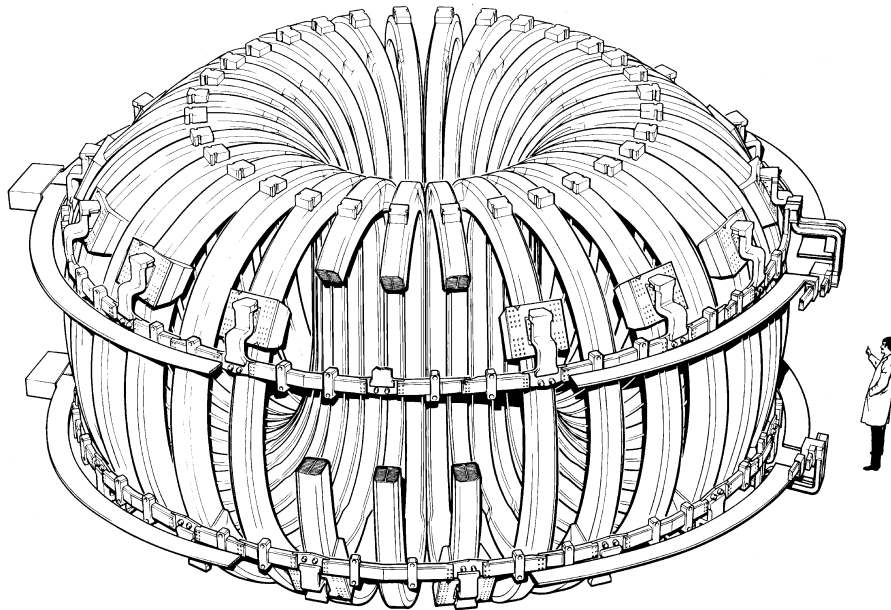
ezért a plazma sűrűségére is van egy felső korlát, ami $10^{20}m^{-3}$ nagyságrendben van. Ez 5 nagyságrenddel kisebb mint a normál légköri sűrűség, tehát vákuumra van szükség. A plazma fékezési sugárzása az effektív rendszám négyzetével arányos, azért a hidrogén plazma más elemekkel való szennyezését legalább százalék alá kell csökkenteni. Gyakorlatban a mágneses fúziós berendezések alapvákuuma a légköri sűrűség $10^{10} - 10^{11}$ -ed része ($10^{-5} - 10^{-6}Pa$). Ennek eléréséhez kétlépcsős vákuumrendszer szükséges amely valamilyen elővákuum szivattyúból és turbomolekuláris szivattyúból áll. Egyes nagy szívássebességet igénylő helyeken krioszivattyúkat is használnak, amelyek folyékony héliummal hűtött panelokon kötik meg a gázokat. (Ezeket természetesen rendszeresen fel kell melegíteni és az elpárolgó gázokat turbószivattyúkkal el kell szívni.

A vákuumkamra falán megkötődő gázok még komolyabb problémát okoznak, ezért a vákuumkamra lezárása után 150-300 fok közötti hőmérsékletre hevítik azt és napokig ott tartják, ami alatt a gázok nagyrésze eltávozik a vákuumszivattyúkon keresztül. Az erősen kötött szennyeződések eltávolítására alacsonyhőmérsékletű glimm kisülést hoznak létre általában hélium plazmában. A kamra falát bombázó hélium ionok eltávolítják a megkötött könnyebb atomokat, molekulákat azonban a nehezebb rendszámú fémeket nem károsítják.

A jó vákuum előállítása után a toroidális mágneses teret hozzák létre. Ez a legtöbb berendezésben réz tekercsekkel történik. A disszipálódó nagy teljesítmény miatt ez csak néhány tíz másodpercre lehetséges, részben a teljesítményigény, de méginkább a tekercsek hűtésének lehetetlensége miatt. Nióbium-ón vagy nióbium-titán szupravezető tekercsekkel építettek már számos berendezést az elmúlt évtizedekben, a most épülő újabb berendezések szinte kizárólag ilyen technológiát használnak. Ezekben az áram folyamatosan fenntartható. A szupravezető tekercseket 5 K körüli hőmérsékleten kell üzemeltetni, ami külön technológiai bonyodalmat jelent. A toroidális térben tárolt $B^2/(2\mu_0)$ energiasűrűség nagyon jelentős, nagyobb berendezéseknél $100MJ$ nagyságrendű. A szupravezetés esetleges elvesztése (quench) esetén ennek kivonásáról külön eszközökkel kell gondoskodni, ellenkező esetben a szupravezető tekercsek véglegesen tönkremehetnek.

A mágnesetekercsekben folyó áram és a mágneses tér $J \times B$ ereje óriási mechanikai terhelést jelent a tekercseken, valójában ez a korlátja a mágneses tér emelésének. A tekercsrendszert megfelelően tervezett mechanikai tartószerkezettel kell ellátni, ennek ciklikus mechanikai terhelése korlátozhatja a berendezés élettartamát. Egyes nagy szupravezető berendezésekben e miatt csak ritkán kapcsolják le a mágneses teret.

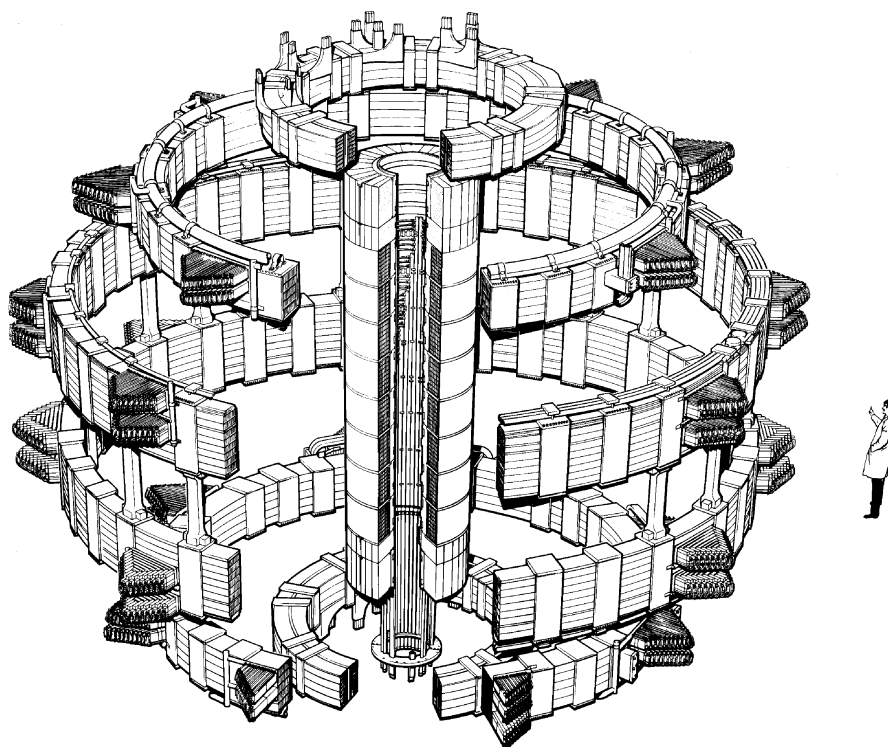
A toroidális tekercsekek mellett poloidális, tehát a kamra mentén körbefutó tekercsek is szükségesek a plazmaegyensúly kialakításához, ezeket összefoglaló néven poloidális tekercseknek nevezzük. Tokamakban a tórusz szimmetriatengelyében található a központi szolenoid, amely elsődleges funkciója a plazmagyűrűn átmenő, időben változó mágneses fluxus létrehozása, mely a plazmaáram hajtásához szükséges toroidális elektromos teret állítja elő a $\nabla \times E = d\Phi/dt$ Maxwell egyenletnek megfelelően. Régebbi tokamak berendezésekben ezt a fluxust egy vasmagban vezették körbe, hogy a mágneses tér ne jelenjen meg a plazma helyén. A plazma helybentartásáról és alakszabályzásáról külön



10.2. ábra. A JET tokamak toroidális mágneses tér előállítására szolgáló tekercsrendszere. (Copyright JET-EFDA)

poloidális tekercsek gondoskodtak. A vasmag telítési indukciója azonban korlátozta az elérhető maximális fluxusváltozást, ezért modern tokamakokban nem található vasmag, hanem a központi szolenoid és a poloidális tekercsek egy rendszert alkotnak.

A mágneses tér létrehozása után $10^{-2} Pa$ nagyságrendű nyomással gázt engednek a kamrába. Tokamak berendezésen a központi szolenoidban a maximális negatív fluxusig növelik az áramot majd annak hirtelen csökkentésével a fluxusváltozáson keresztül egy toroidális irányú elektromos teret keltenek, melynek körintegárja (a hurokfeszültség) több tíz volt. A ritka gázban az elektronok szabad úthosszuk alatt elérhetik a hidrogén 13.6 eV ionizációs energiáját és ekkor a gáz átüt (breakdown), lavina ionizáció keletkezik. Rendkívül fontos, hogy az átütés pillanatában kiegészítő poloidális tekercsekkel a kamrában a mágneses tér poloidális komponensét 0-ra kompenzálják, így a tisztán toroidális tér az elektronokat bent tartja a kamrában. Sztellarátor berendezésben az ionizációt elektron-ciklotron frekvenciájú hullámokkal érik el. A kialakuló kezdeti áramfonal pozícióját és alakját mágneses szondákkal mérik és a poloidális tekercsek segítségével szabályozzák. Tokamakban a toroidális plazmaáramot a tápegységek és a radiális áramdiffúzió által meghatározott meredekséggel növelik a tervezett értékre. Nagy berendezéseken a plazmaáram több száz kA vagy több MA, amely elérése másodpercekig tart. Eközben a plazmát az áram Ohmikus fűtése a 100 eV-1keV elektronhőmérséklet tartományba fűti és így vezetőképessége drámaian lecsökken. Ilyenkor a hurokfeszültség már lényegesen



10.3. ábra. A JET tokamak poloidális tekercsrendszere. (Copyright JET-EFDA)

1V alatt van, ezért a központi szolenoidban a fluxusváltozás is lassabb lehet. A plazmát addig lehet így fenntartani míg a központi szolenoid el nem éri maximális áramát, ami több 10, akár 100 másodperc is lehet.

A kisülés élete során a plazma részecskéket veszít, melyet a vákuumszivattyúk elszív-
nak. A plazma sűrűségét mérik és elsősorban gázszelepek nyitásával pótolják az elszívott
részecskéket. Gázadagolással csak a plazma szélső rétegébe lehet részecskéket juttatni,
amelyek onnan diffúzióval kerülnek a plazma belsejébe. Lehetőség van a plazma bel-
ső tartományának közvetlen táplálására is fagyasztott hidrogén jégdarabok (pelletek)
formájában, melyeket néhány száz vagy akár 1 km/s sebességgel lőnek be.

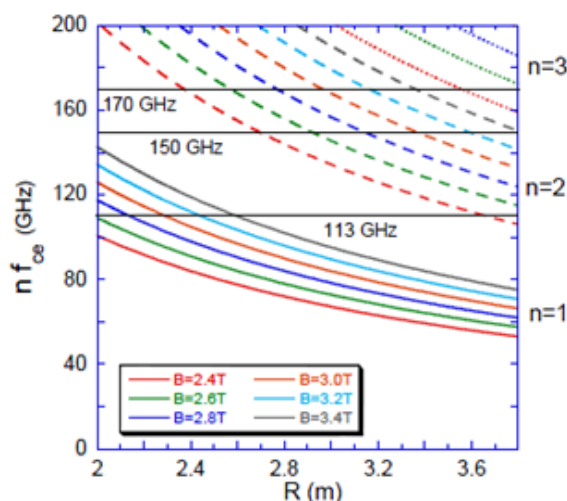
A kisülés szempontjából meghatározó a kezdeti ionizáció, ha ez nem megfelelő időben
vagy helyen következik be a vezérlőrendszer nem tudja átvenni a kisülés irányítását
és a kísérletet leállítja. Ha túl nagy toroidális elektromos teret indukálnak a kisülés
indulásakor akkor sok fluxusváltozást használnak el és csak rövid ideig lehet fenntartani
a plazmát.

Sztellarátorban a plazma mágneses vezérlése sokkal egyszerűbb, a sztatikus mágne-
ses terek nagyrészt meghatározzák a plazma alakját, áramhajtásra pedig nincs szükség.
Poloidális tekercseket a plazma nyomásának hatására bekövetkező vízszintes eltolódás

kompenzálására vagy a plazma mozgatására használják, központi szolenoidra pedig csak a nyomásgradiensből eredő "bootstrap áram" kompenzálására van csak szükség.

10.2. Kiegészítő fűtések, áramhajtás

Mivel tokamakban a plazmaáram értéke a konfiguráció meghatározó paramétere azért az Ohmikus fűtés értéke lényegében adott, mellyel csak 1 keV körül hőmérsékletet lehet elérni, és az elektronhőmérséklet mindig nagyobb mint az ionoké. A 10 keV feletti ionhőmérséklet eléréséhez kiegészítő fűtésre van szükség. Erre számos változatot dolgoztak ki.

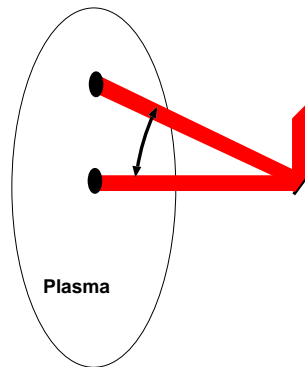


10.4. ábra. Elektron-ciklotron frekvencia $n=1,2,3$ harmonikusainak térbeli változása a JET tokamakban. (Copyright JET-EFDA)

Az elektron-ciklotron fűtésben olyan elektromágneses hullámot bocsátanak a plazmába, melynek frekvenciája megegyezik az elektronok ciklotron frekvenciájával:

$$f_c = \frac{eB}{2\pi m_e}. \quad (10.1)$$

Néhány Tesla mágneses tér esetén a ciklotron frekvencia 50-100 GHz tartományba esik. Ilyen frekvenciájú elektromágneses hullámok hullámhossza cm alatt van, tehát lényegesen kisebb mint a berendezés mérete. Ennek megfelelően a hullámok jó közelítéssel a geometriai optika szerint fognak terjedni a plazmában feltéve, hogy frekvenciájuk a plazmafrequencia felett van. Mivel a mágneses tér toroidális geometriában $1/R$ szerint változik, azért a ciklotron frekvencia is csökken a tórusz mentén kifelé haladva. Erre mutat



10.5. ábra. Elektron-ciklotron fűtés elve.

példát a JET tokamak esetén a 10.4 ábra. Adott frekvenciájú hullámra az $f = f_c$ rezonancia egy körülbelül függőleges vonal mentén következik be, elég nagy plazmasűrűség esetén a hullám itt elnyelődik, energiája átadódik a plazma elektronoknak. A mágneses fluxusfelületek mentén nagyon gyors energiatranszport miatt a fűtés effektíven egy egész fluxusfelületet érint. A mikrohullámú nyaláb tükör segítségével le-fel mozgatható és így a fűtés radiális helyzete szabályozható, ezért az elektron-ciklotron fűtés rendkívül flexibilis eszköz a plazma hőmérsékletprofiljának szabályzására. Mivel a plazmafrequencia arányos az elektronsűrűség gyökével, nagysűrűségű plazmáknál a plazmafrequencia az elektron-ciklotron frequencia fölé kerülhet. Ebben az esetben a hullám nem tud eljutni a rezonancia felületig. Ekkor a fűtés a ciklotron frequencia második vagy esetleg harmadik felharmonikusán lehetséges, ahol az elnyelés kisebb, de akár több áthaladás és a vákuumkamra faláról történő visszaverődés után, a hullám elnyelődik.

Elektron ciklotron fűtést több MW teljesítménnyel üzemeltetnek különböző berendezéseken. Mikrohullámú forrásként girotron nevű vákuumcsöveket használnak, melyekben egy felgyorsított elektronnyaláb energiáját konvertálják 50% körüli hatásfokkal mikrohullámmá.

A semleges atomnyaláb fűtést az ionok hőmérsékletének növelésére dolgozták ki, a mai modern berendezéseken ez a legjelentősebb fűtési eljárás. A sémát a 10.6 ábra szemlélteti. A plazmával megegyező gázban alacsony hőmérsékletű plazmakisülést hoznak létre, amelyet ionforrásként használnak. Ebből egy rácson keresztül elektromos térrel ionokat és molekulaionokat húznak ki, majd több rácson átfuttatva felgyorsítják őket 50-100 keV energiára. Az ionnyaláb egy ritka gázzal töltött kamrán halad át, ahol töltéscsere folyamattal az ionok és molekulák egy elektront vesznek át a gázatomoktól. A töltéscsere folyamatban impulzuscserre nem történik, tehát a nyaláb mint semleges atomnyaláb folytatja útját az eredeti irányban a tokamak plazma felé. A semlegesítő kamrában a semlegesítés sohasem teljes, tipikusan 50-70 % hatásfokú. A megmaradó ionnyalábot a semlegesítő kamra után elhelyezkedő tekerccsel keltett mágneses tér téríti el. Ezek a

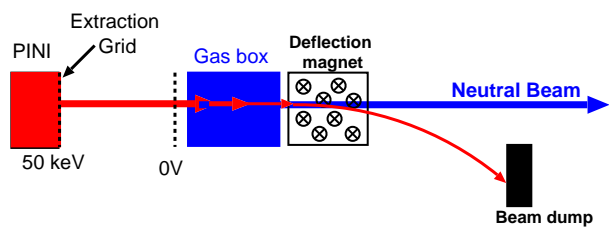
kamra oldalán vagy belsejében elhelyezkedő vízhűtésű blokkoknak ütköznek és leadják energiájukat. A gázcellából a kiáramló gázt tipikusan krioszivattyúkkal szívják el, hogy ne terhelje a tokamak vákuumszisztémáját.

A semleges atomnyaláb akadálytalanul áthalad a tokamak mágneses terén. A plazmába érve a plazmaelektronok, és kismértékben az ionok ismét ionizálják az atomokat és disszociálják a molekulákat, majd a keletkező hidrogén, deutérium ionok Larmor pályára állnak. Mivel ezeknek az ionoknak nagyobb az energiája a plazma ionoknál ezért ütközéseken keresztül termalizálódnak a plazmában, fűtik azt és valamelyest hozzájárulnak a részecskeutánpótláshoz is. Fontos, hogy a fűtő nyalábokat megfelelő irányban lőjük be, a nagy Larmor sugarú ionok ne ütközzenek rövid idő után a falba. Például a nagysugarú mentén belőve az ionok egy körpályára térnének és a ∇B drift miatt le- vagy fel kijutnának a plazmából. Tangenciális irányban löve be a nyalábot ez kevésbé probléma. A plazmaáram irányába löve be a nyalábot (co-injection) kisebbek a veszteségek, de ekkor figyelembe kell venni a nyaláb által bejuttatott impulzust is, amely gyors toroidális sebességre gyorsítja a plazmát. A toroidális sebesség szabályzására egyes berendezéseken különböző tangenciális irányban álló semleges nyalábokat juttatnak a plazmába. A plazmába belőtt nagyenergiás ionok csak néhány 10 ms alatt adják át energiájukat a termikus ionoknak illetve elektronoknak. Ez alatt sokszor körbefutnak a tokamakban. Mivel a nyaláb ionizációja sem pontszerű, ezért a semleges atomnyaláb csak gyengén lokalizált fűtést eredményez.

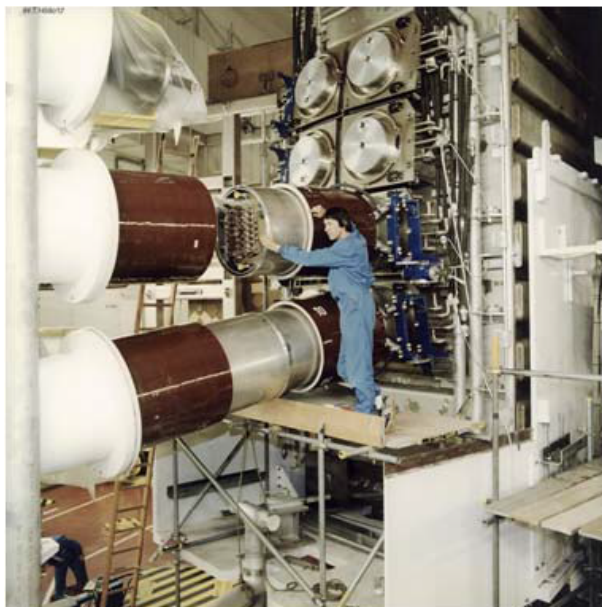
A semleges nyalábok áramsűrűsége nagy, tipikusan $0.1 A/cm^2$ a nyalábtérkéző 20-30 cm. így egy ionforrásból 1-3 MW semleges nyalábteljesítmény nyerhető ki. Az ionforrások mérete technikai okokból nem növelhető nagyon nagyra ezért általában több ionforrást szerelnek egy nyalábra úgy, hogy a nyalábok a tokamakba való belépés környékén keresztezzék egymást. A nyalábok ionsűrűsége nagyon kicsi, egymáson akadálytalanul áthaladnak és így akár 10-15 MW teljesítményt is el lehet érni egy atomnyaláb injektorból. Az elektromos hálózathoz felvett teljesítményhez viszonyított hatásfok 40-50%.

A legnagyobb kísérletek plazmájába — de méginkább a jövő sűrű és nagy reaktor plazmáiba — az 50-100 keV energiájú nyalábok már nem hatolnak be eléggé, ezért szükséges lenne a nyalábenergia növelése. Sajnos ennek határt szab az, hogy a semlegesítési hatásfok 80 keV felett drámaian esik és 100 keV felett már nagyon alacsony, evvel a semleges injektorok hatásfoka nagyon lecsökken. Ennek kiküszöbölésére fejlesztették ki a negatív ionforrásokat, melyekben nagy valószínűséggel keletkeznek egy plusz elektronnal ellátott negatív ionok. Az elektron ezeken nagyon gyengén kötött és még 0.5-1 MeV energián is magas semlegesítési hatásfok érhető el. A negatív ion források fejlesztése nem lezárt, jelenleg is fejlesztenek különböző típusokat.

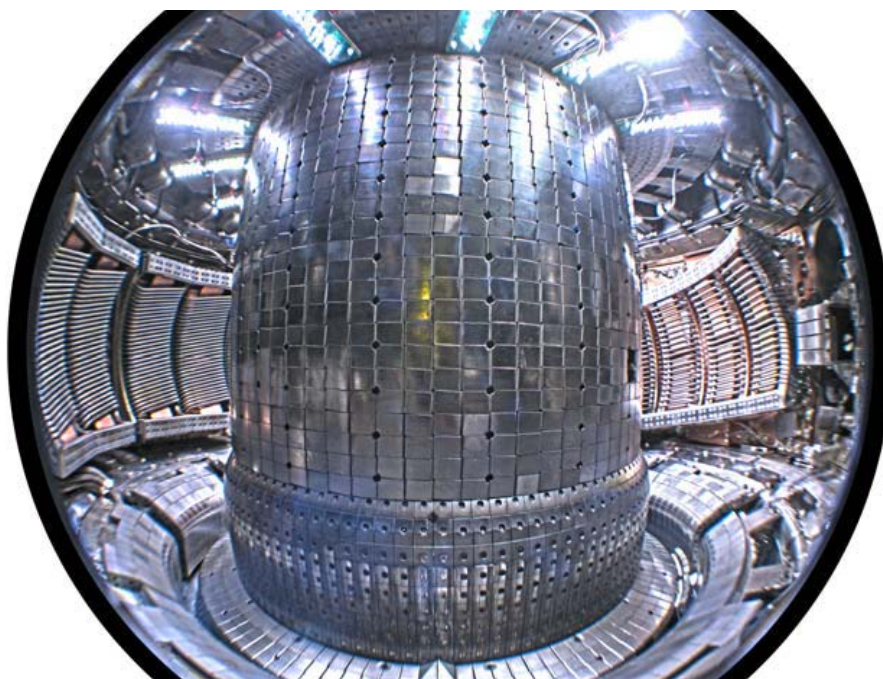
A semleges atomnyalábok a plazma ionokat fűtik, azonban óriási berendezéseket és speciális hozzáférést igényelnek a plazmához. Ráadásul a jövő nagyméretű plazmákhoz szükséges 1 MeV körüli energián a fűtőnyaláb és a termikus ionok sebessége nagyon különbözik, így az ütközési hatáskeresztmetszet lecsökken és a fűtés nagyrészt az elektronokra vonatkozik majd. Az ionok fűtésére tehát szükség lenne egy másik módszerre. Erre



10.6. ábra. Semleges atomnyaláb fűtés elve.



10.7. ábra. A JET tokamak egyik semleges nyaláb fűtőberendezésének fényképe karbantartás közben. A munkás által szerelt egység egy ionforrás. Egy JET fűtőberendezésen 8 ionforrás van, melyek összesen kb. 17 MW teljesítményt juttatnak a plazmába.



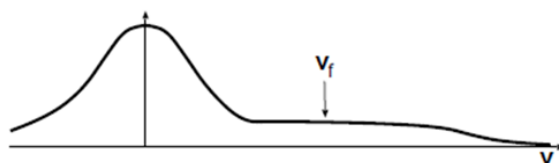
10.8. ábra. Ion-ciklotron antennák fényképe az Alcator C-mod tokamak belsejében. (A hátsó falon mindkét oldalt.) A széles réz szalagok a tulajdonképpeni antenna, előtte a rácsszerkezet a Faraday árnyékolás, amely távol tartja a plazmát. (Copyright MIT.)

dolgozták ki az ion-ciklotron frekvenciatartományban működő eljárásokat. Mivel az ion ciklotron frekvencia 50 MHz tartományba esik, így lényegesen alatta van a plazmafrequenciának és ezért ilyen frekvenciájú elektromágneses hullámok nem terjednek a plazmában. Vannak azonban olyan plazmahullámok amelyek frekvenciája ebbe a tartományba esik. Gerjesztésüket az teszi lehetővé, hogy vákuumban az ion ciklotron frekvenciájú hullámok hullámhossza méter nagyságrendű és így összemérhető a plazma méretével. A hullámterjedés nem követi tehát a geometriai optikát, de hullámhossz nagyságrendben a hullám mindenképpen behatol a plazmába. Az ion-ciklotron fűtőberendezésekben a plazmához való csatolást hurokantennával oldják meg, melyet koaxiális tápvezetőn hajt meg egy nagyteljesítményű generátor. A tápvezetőt hulláminpedanciával kell lezárni, hogy a hullám ne verődjön vissza, a lezáró impedanciában természetesen a plazma mint terhelés is részt vesz. Ez feltételezi, hogy a plazma sűrűségprofilja meghatározott távolságban és értékkel van jelen. Az ion-ciklotron antennák gyenge pontja éppen ez, a plazmaparaméterek változásakor dinamikusan hangolni kell a meghajtó áramköröket. A másik probléma, hogy a hurokantenna közelében nagy elektromos terek lépnek fel, melyek a plazma elektronokat és ionokat gyorsítják. Ennek minimalizálására egy Faraday rácst építenek az antenna elé. Egy ion-ciklotron antenna fényképét mutatja a 10.8 ábra.

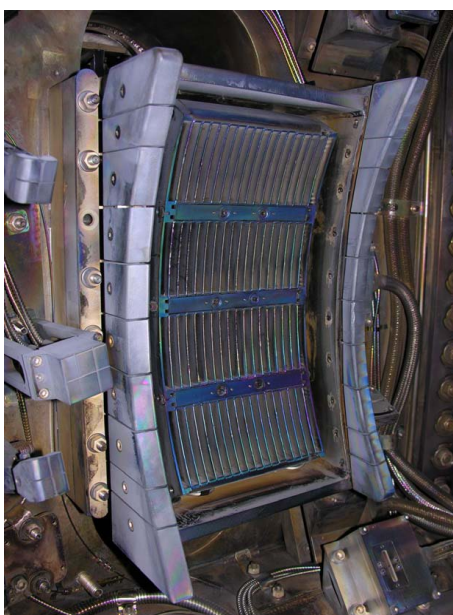
Tokamak berendezéseken a plazma fűtése mellett a plazmaáram fenntartásáról is gondoskodni kell. Ez a mai 10-20 másodperces plazmakisülések esetén megoldható a szokásos induktív módon, a központi szolenoid által keltett fluxusváltozással. Egy jövőbeli reaktor plazmában ez azonban nem elég, valamilyen folytonos áramhajtási eljárásról kell gondoskodni. Erre irányuló kísérletek a jelenlegi berendezéseken folynak. A fent leírt fűtési eljárások közül a semleges nyaláb és az elektron ciklotron fűtés alkalmas áramhajtásra is a toroidális szimmetria megtörésével. A semleges atomnyalábokat valamelyik irányban tangenciálisan lövik be. Mivel az impulzusátadási hatáskeresztmetszet különböző elektronokra és ionokra, ezért a nyaláb természetes módon áramot is képes hajtani. Az áramhajtás a fűtéshez hasonlóan nem nagyon lokalizált. Az elektron ciklotron fűtési sémák esetén is toroidális irányban térítik el a mikrohullámú nyalábot. Ekkor a mágneses tér mentén különböző irányban mozgó elektronok mozgásához képest a mikrohullám frekvenciája Doppler eltolódást szenved és ezért az elnyelődés különböző lesz a két sebesség irányra, tehát áram keletkezik. Toroidális és radiális irányban is mozgatva a mikrohullámú nyalábot az áramhajtás sugár szerint lokalizálható és erőssége szabályozható. Ezzel az eljárással a plazma árameloszlásba be lehet avatkozni, akár különböző instabilitásokat el lehet nyomni.

Sajnos mindkét eljárás esetén az egységnyi teljesítményre jutó áramhajtás kicsi. Számítások szerint egy fúziós reaktorban több száz MW fűtési teljesítményre lenne szükség a 10-20 MA plazmaáram hajtásához. Ez nem biztos, hogy kompatibilis a fűtési igénnyel. Figyelembe véve a fűtőberendezések hatásfokát, valamint az elektromos áram előállításának termikus hatásfokát 1 GW körüli primér fúziós teljesítményt kellene felhasználni az áram fenntartására, ami jelentős része a teljes fúziós teljesítmények.

Az elmúlt évtizedekben egy olyan fűtési eljárást is kifejlesztettek, amely alkalmas lehet legalább a plazmaáram egy részének hajtására, ez az alsó-hibrid fűtés. Nevét onnan kapta, hogy a plazmában alsó-hibrid hullámokat kelt, melyek fázissebesége az elektronok termikus sebessége felett van. Az elektronok befogódnak a hullám elektrosztatikus potenciáljába, amely a hullámnál lassabb elektronokra gyorsító erővel hat, míg a gyorsabbakat lassítja. Mivel a Maxwell eloszlásban kevesebb gyors elektron van mint lassú, ezért a hullám energiát ad át az elektronok hullám mentén mozgó populációjának. Egy nagyenergiás plató alakul ki az elektron eloszlásban, ahogy azt a 10.9 ábra mutatja. A fenti eljárás problémája, hogy az alsó hibrid hullám frekvenciája 1 GHz tartományban van, ami lényegesen alacsonyabb mint a plazmafrequencia a plazma belső tartományában, ezért a hullám csak a plazma szélén terjed. A mágneses tér mentén terjedő hullámot úgy gerjesztik, hogy toroidális irányban egymás mellé építik hullámvezetők sorát. Ezekbe más-más úthosszal csatolják be a generátorból érkező hullámot, és a toroidális irányú fázisban eltolt hullámok egy kitüntetett toroidális irányban haladó hullámot közelítenek. Egy ilyen "grill"-nek nevezett antennát mutat a 10.10 ábra. Sajnos ezen a módon csak a plazma széle érhető el, így az alsó-hibrid áramhajtás csak a plazma szélső rétegeiben alakalmazható.



10.9. ábra. Alsó hibrid fűtés hatása az elektron eloszlásra.



10.10. ábra. Alsó hibrid antenna fényképe.

10.3. Plazma-fal kapcsolat

A 7. fejezetben leírtuk a toroidális plazmában zajló transzport folyamatokat. Mint megmutattuk a mágneses felületeken kiegyenlítődnek a mennyiségek, arra merőlegesen pedig diffúziós transzport zajlik. Vizsgáljuk meg mi történik a plazma szélén! A plazma közepéből kifelé haladva elérünk egy mágneses felületet amely valahol éppen érinti a vákuumkamra belső falát. Ezt a felületet hívjuk utolsó zárt mágneses felületnek. Az e felületen kívülre kerülő részecskék erővonalak mellett haladva igen gyorsan eljutnak egy szilárd felülethez. Ott ez elektronok áramként bekerülnek a kamra falába, az ionok semlegesítődnek, elnyelődnek vagy visszaverődnek. A felületbe becsapódó ionok atomokat üthetnek ki a felületből (porlasztanak, angolul sputtering) amelyek a plazmába kerülve ionizálódnak és egy részük a plazma mélyebb rétegeibe diffundál. A fal tehát szennyező



10.11. ábra. A leváló réteg vázlata.

forrásként működik.

Az utolsó zárt mágneses felületen kívüli tartományt leváló rétegnek (angolul Scrape Off Layer, SOL) nevezzük. Ebben a tartományban a plazma valamilyen L hosszú erővonal mentén érintkezik szilárd testekkel. Az elektronok nagyobb termikus sebessége miatt a szilárdtest határa közelében elektronhiány alakul ki, mivel a szilárd test felől nem érkeznek elektronok. Ennek hatására egy potenciálgát (angolul sheath) felépüléséhez vezet. A potenciálgát az elektron hőmérséklet nagyságrendjébe esik és kiegyenlíti az elektron- és ionáramokat. Ezen a rétegen áthaladva az ionok gyorsulnak és így még nagyobb energiával ütköznek a szilárd felületbe mint az termikus sebességükből következne.

Tegyük fel, hogy a leváló réteg egy pontjából L kapcsolódási hosszú erővonal vezet a falhoz és hogy az ionok nem verődnek vissza a falról. A potenciálgátat L -hez képest vékonyknak tekintve felírhatjuk az ionokra vonatkozó kontinuitási egyenletet:

$$D_{\parallel} \frac{n_i(r)}{L} = \frac{\partial}{\partial r} \left(D_{\perp} \frac{\partial n_i(r)}{\partial r} \right). \quad (10.2)$$

Ha L és D_{\perp} nem függ r -től, akkor ennek megoldása:

$$n_i(r) = n_{i,0} e^{-r/\lambda}, \quad \lambda = \sqrt{\frac{D_{\perp} L}{D_{\parallel}}}, \quad (10.3)$$

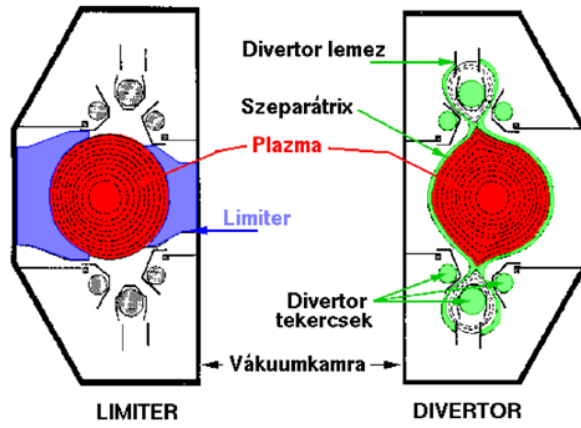
ahol r a szeparátrixtól mért radiális távolság, $n_{i,0}$ pedig az ionsűrűség a szeparátrixnál. A sűrűség tehát exponenciálisan csökken a leváló rétegben. Hasonlóan változik a hőmérséklet is, ezért a fal közelében a hőmérséklet gyorsan az eV tartományba esik és megindul az ionok rekombinációja. Mivel ebben a tartományban sok szennyező is található a vonalas sugárzás is jelentős amely — különösen nagy sűrűségeken — jelentős járulékot adhat az energiatranszportba. Ez előnyös is lehet, mivel a falat érő hőterhelést szétosztja a környezetbe. A leváló rétegben tehát plazmafizikai, atomfizikai és szilárdtestfizikai folyamatok bonyolult kölcsönhatása zajlik.

A plazma-fal kölcsönhatás lokalizálására hőálló anyagból készült bordákat, limitereket építenek a fúziós berendezések kamrájába. Ezek anyaga grafit vagy szénszálak kompozit (CfC) mivel a szén nem olvad meg. E mellett előnye, hogy alacsony rendszámú anyag, ezért kevésbé sugároz a plazmába kerülve. Sajnos porlódása jelentős és a hidrogén izotópok kémiaiilag is lebontják szénhidrogén molekulák keletkezése közben. Az elmúlt tíz évben ennek hatására alakult ki az a vélemény, hogy szén limiterrel nem lehet fúziós

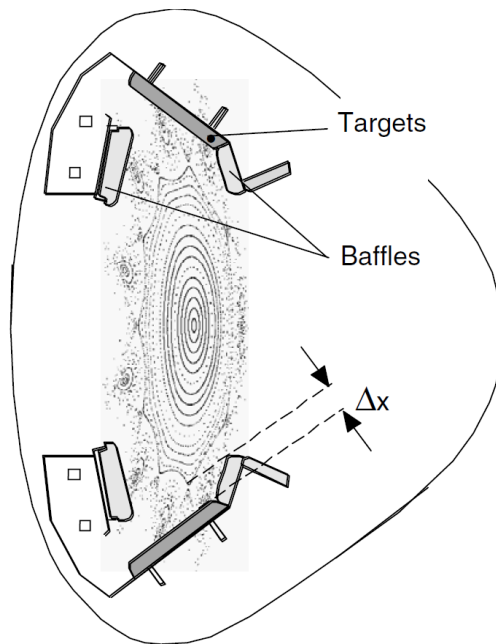
reaktort építeni, így aktív kísérletek folynak wolfrám bevonatokkal vagy szilárd wolfrám téglákkal.

A limiterekről porlódo szennyezők közvetlenül bekerülnek a plazmába és jelentős szennyezést okoznak, ezért már korábban felmerült, hogy a plazmától távolabb kellene őket elhelyezni. Ezt az is indokolja, hogy a plazmából kikerülő és a falon semlegesítődő hidrogén atomok is nagyobb nyomást hoznának létre egy zártabb tartományban, mint közvetlenül a plazma mellett, így nagyobb hatásfokkal lehetne őket elszívni. Ezekre a problémákra született tokamak berendezésekhez a divertor, melynek vázlatát mutatja a 10.12 ábra. A plazma közelébe egy toroidálisan körbefutó tekercset helyeznek, amelyben a plazmaárammal azonos irányú áram folyik. A plazma és a tekercs között egy ponton a plazmaáram és a tekercs mágneses tere kioltja egymást, ez a null pont. Ettől a tekercs felé haladva a mágneses felületek a tekercs körül záródnak, míg a plazma felé haladva a szokásos plazmán belüli zárt mágneses felületeket találjuk. A null ponttól jobbra és balra átfutó mágneses felületek mind a plazmát, mind a divertor tekercset körülveszik. A három tartományt elválasztó felület a szeparátrix. A szeparátrixon kívüli mágneses felületeket egy szilárd testtel átmetszve lényegében egy limitert kapunk amely azonban most távol van a plazmától. Látható tehát, hogy ekkor az utolsó zárt fluxusfelület szerepét a szeparátrix veszi át, az ezen átdiffundáló részecskék néhány toroidális kör után a divertorlemezre kerülnek. A null (másnéven X) pont körüli összeszűkülő fluxusfelületek köré további lemezeket építve (baffle) a divertor lemez körül egy részben zárt kamrát lehet kialakítani, amely akadályozza a szennyezők visszajutását a plazmába és növeli a semleges gáz nyomását a divertor lemez körül. Ilyen divertor berendezések minden modern tokamakon vannak, azonban geometriájuk eltér egymástól. Amerikai és ázsiai berendezéseken gyakori, hogy a plazma alján és tetején is létesítenek egy divertort, ezt hívják dupla nulla (double null, DN) konfigurációnak, míg az egy divertoros megoldás az egyszeres nulla (single null, SN).

Sztellarátorok nem rendelkeznek tengelyszimmetriával, így a fenti divertoros megoldás nem alkalmazható esetükben. Hasonló viszont elképzelhető, amennyiben a plazma szélén lokálisan elhelyeztet tekercsekkel mágneses szigeteket hoznak létre és azokat metszik át divertor lemezekkel. Így a divertor geometria háromdimenziós lesz. Eddig egy ilyen sztellarátor divertor épült csak (10.13 ábra), de igen biztató eredményeket adott.



10.12. ábra. Divertor és limiter elve.



10.13. ábra. A W7-AS sztellarátor divertor rendszere.

11. fejezet

Plazmadiagnosztika, plazma vezérlés

A fúziós kutatásokban létrehozott plazmák az iparban és kutatásban megszokott hőmérsékletektől nagyon eltérő tartományban találhatóak, ezért mérésükhöz új eljárásokat kellett kifejleszteni. Ezeket a módszereket összefoglaló néven plazmadiagnosztikának nevezzük. Bár ma már a legtöbb plazmaparaméter mérésére van elfogadott eljárás, ezek nem működnek minden körülmény között, azért folyamatosan zajlik további módszerek fejlesztése, régiek korszerűsítése. A mérésekben a fizika szinte teljes eszköztárát használják: elektromágneses hullámok és jelek mérése az egyenáramú tartománytól a gamma tartományig, töltött és semleges részecskék detektálása, atom- és lézernyalábok alkalmazása. Mivel a mérések jelentős része valamilyen közvetett információval szolgál, ezért kiemelt jelentősége van a numerikus eljárásoknak, tomografikus és inverziós módszereknek. Úgynevezett szintetikus diagnosztikákat készítenek, melyek modellezik a várható jeleket úgy, hogy ezek összehasonlíthatók a tényleges mérésekkel.

A kísérleti fúziós kutatók legnagyobb része először valamilyen plazmadiagnosztikával találkozik, új eljárást fejleszt ki vagy épít meg. Ebben a fejezetben a mágnesesen összetartott plazmafizikába alkalmazott néhány tipikus módszert ismertetünk, részletesebb információk találhatóak a szakirodalomban[8].

11.1. Mágneses szondák, hurkok

Mivel a plazmák töltött részecskéket tartalmaznak ezért elektromágneses tereket keltenek, illetve módosítják az összetartásukra létrehozott mágneses teret. Különösen vonatkozik ez a tokamak berendezésekre ahol a toroidális plazmaáram jelentős külső mágneses teret kel, ennek mérése információt ad a plazma mozgásáról és alakjáról. Ennek megfelelően minden tokamak berendezés alapvető része nagyszámú hurok és tekerecs, amely a rajta áthaladó mágneses fluxus változása által indukált feszültséget méri.

A Rogowski-tekerecs (11.1 ábra) egy toroidális tekerecs, amely a rajta átfolyó teljes

áram időbeli változását méri:

$$\oint B_p dl = \mu_0 I, \quad \oint \frac{\partial B_p}{\partial t} dl = \mu_0 \frac{\partial I}{\partial t}, \quad (11.1)$$

$$U_1 = -A \frac{\partial B}{\partial t}, \quad \oint U_1 dl = -A \mu_0 \frac{\partial I}{\partial t}, \quad (11.2)$$

ahol U_1 egy kicsi, A felületű tekercs egy menetén keletkező feszültség, és $\oint dl$ a Rogowski-tekercs középvonala menti integrált jelzi. U_1 körintegrálját egy n menetsűrűségű, N menetes tekercsben indukált feszültséggel közelítjük:

$$\oint U_1 dl \simeq \sum_{i=1}^N \frac{1}{n} U_1^i. \quad (11.3)$$

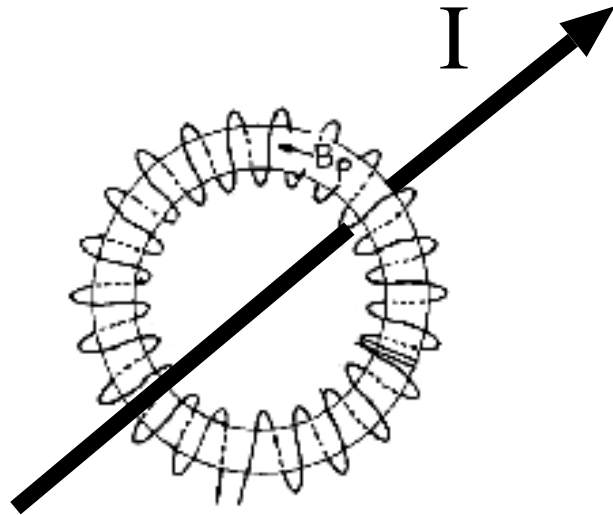
Amennyiben az n menetemelkedés állandó a teljes feszültség a tekercsen arányos az áram változásával:

$$U = n A \mu_0 \frac{\partial I}{\partial t}. \quad (11.4)$$

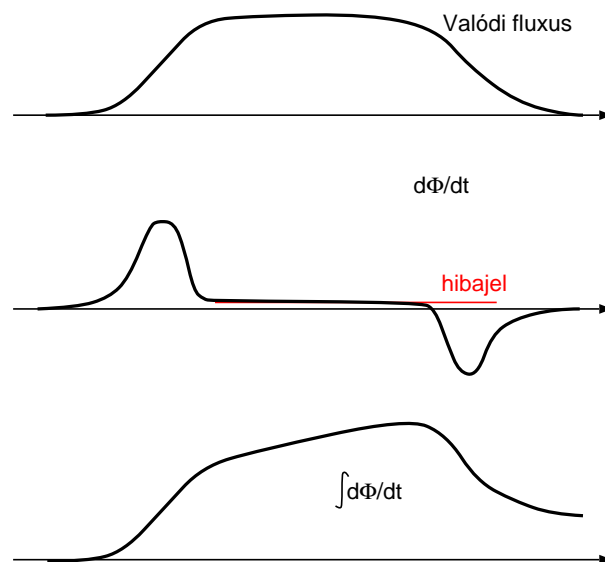
Ilyen eszköz az ipari mérés technikában használatos áramfogó is, amely vezetékekben folyó váltakozó áramot képes mérni. Tokamak kísérleteken a vákuumkamra egy keresztmetszetét körbefogó Rogowski-tekercseket használnak a plazmaáram mérésére. Mivel a feszültség a plazmaáram időbeli deriváltjával arányos, ezért a jelet integrálni kell, a folyamat problémáját a 11.2 szemlélteti. Ha az integráló elektronika valamilyen kis offset feszültséggel rendelkezik, akkor az integrált jelre egy lineáris tag adódik. Ez korai tokamak kísérleteknél — ahol a kisülés néhány 10 ms hosszúságú volt — nem volt komoly probléma, azonban a mai néhány másodperces kisüléseknél már figyelmet igényel. A jövő több száz másodperces plazmakisüléseinek és a fúziós reaktornál ilyen módon már nem is lehet majd mérni.

Tokamak berendezéseknél a Rogowski-tekercssel mért plazmaáram a legfontosabb paraméter, melyet a kisülés alatt mérnek és a központi szolenoid vezérlésével meghatározott időbeli program alapján változtatnak.

A tokamak plazma pozíciójának mérésére használatos a nyeregtekercs, melyet a 11.3 ábra szemléltet egyenes geometriában. A tekercs a plazma feletti félhengeren átmenő mágneses fluxus változását méri. Amikor a plazma a nyeregtekercs félhengerének középvonalában van a plazmaáram mágneses tere mindenhol a henger felületében van, ezért mágneses fluxus nem lép át a hengeren. Amennyiben a plazma (a benne folyó árammal együtt) elmozdul vízszintesen, a nyeregtekercsen mágneses fluxus megy át. Ellentétes irányú elmozdulás ellentétes fluxusváltozást eredményez. A nyeregtekercsben indukálódó feszültség a fluxus időbeli változásával arányos, tehát a nyeregtekercs feszültségét integrálva egy a plazma elmozdulásával arányos feszültséget kapunk. Természetesen a



11.1. ábra. A Rogowski-tekerics az általa átfolyó áram változását méri.



11.2. ábra. Mágneses hurok vagy Rogovskitekerics jelenek integrálása.

feszültség nagysága a plazmaáramtól és annak időbeli változásától is függ. Egy Rogowski-tekerces és két nyeregtekerces feszültségéből a kör keresztmetszetű plazma áramának értékét és az áramcsatorna pozíciójának vízszintes és függőleges elmozdulását meg lehet határozni. Ez alapján a poloidális tekercsek áramának vezérlésével az áramcsatorna helyzete időben előírt program szerint vezérelhető. Régebbi tokamak berendezéseken ezt a funkciót analóg elektronika látja el, míg modern berendezéseken a jeleket digitalizálják és előidejű numerikus algoritmusok futtatásával számolják ki a poloidális tekercsekben szükséges áramot.

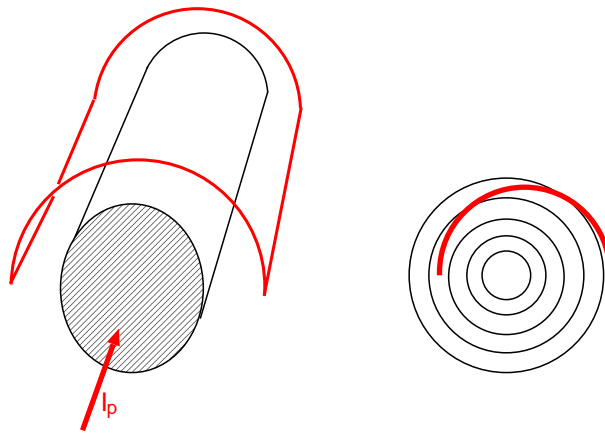
Meg kell jegyezni, hogy poloidálisan változó menetsűrűségű Rogowski-tekerccsel is lehet plazmapozíciót mérni, azonban ez a plazmaáram csatorna lokális helyzetét adja. Toroidális geometriában a hurkok a teljes toroidális irányt lefedik így a plazma átlagos mozgását szolgáltatják.

A plazma árameloszlása általában nem merev testként mozog, hanem valamilyen $I(x, y, t)$ szerint változik. Ha a plazma keresztmetszete közel sem kerek — mint a legtöbb modern tokamakban — akkor a nyeregtekerceset célszerű a poloidális szög mentén több különálló hurokra bontani. Ezek a fluxusváltozást különböző poloidális szögeknél mérik és ebből a plazma alakjára lehet következtetni. Ez a mágneses mérés azonban alulhatározott, hiszen még ideális esetben is a kétdimenziós $I(x, t)$ árameloszlásra csak egydimenziós mérés áll rendelkezésre a plazmát határoló vákuumkamra mentén. Ennek megfelelően tisztán külső mágneses mérésekből nem lehet a teljes kétdimenziós árameloszlást meghatározni. (Elvileg plazmától különböző távolságban is mérve meg lehetne határozni az eloszlást, azonban ez technikailag nem lehetséges.) Ennek megfelelően a plazma vezérlő rendszerek nagyszámú hurok jeléből közelítőleg számolják kis a plazma alakját és a kívánt alaktól való eltérésnek megfelelően vezérlik a poloidális tekercseket. A legkorszerűbb megoldásokban a mérés során élődőben számolják a plazma erőegyensúlyi állapotát a Grad-Shafranov-egyenlet megoldásával. Ehhez viszont nem elégségesek mágneses mérések, mivel az erőegyensúlyhoz a nyomáeloszlásra és a plazmaáram radiális eloszlására is szükség van. Ezek az egyensúlyi megoldó algoritmusok más mérések információit is figyelembe veszik és néhány ms vagy tíz ms idő alatt közelítő megoldást szolgáltatnak a plazma alakjára, amely a poloidális tekercs áramok vezérlésének alapja.

Tokamak berendezéseken a plazmaáramot hajtó elektromos tér is egy fontos és könnyen mérhető paraméter. Ehhez a 11.4 ábra szerint egymenetes vezető hurkokat helyeznek a vákuumkamrára. Az ebben keletkező feszültséget — amely a toroidális elektromos tér integrálja — hurokfeszültségnek hívjuk. Ha a poloidális tekercsekben folyó áram és a plazmaáram is időben állandó akkor a plazma vezetőképessége a Rogowski-tekerccsel mérhető plazmaáram és a hurokfeszültség hányadosa:

$$\sigma = \frac{I_p}{U_l}. \quad (11.5)$$

A vezetőképesség a Spizter-formula szerint az elektronhőmérséklet és az effektív rendszám függvénye. Feltéve, hogy az effektív rendszámot pld. spektroszkópai mérésekből ismerjük,

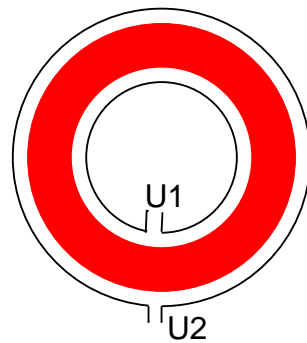


11.3. ábra. Nyeregtekerccs működésének szemléltetése.

becslés adható a plazma elektronhőmérsékletére:

$$\sigma = Z_{eff} T^{3/2}, \quad \langle T_e \rangle = \left(\frac{I_p}{U_l Z_{eff}} \right)^{2/3} \quad (11.6)$$

Az így számolt vezetőképesség azonban csak nagyon durva közelítés, mivel a vezetőképesség nemlineáris függvénye a hőmérsékletnek valamint a plazma külső tartományaiban a vezetőképességet nagyobb súllyal veszi figyelembe, azonban nagyságrendi becslésre alkalmas.



11.4. ábra. Hurokfeszültség mérése. Az ábra a tokamak felülnézetét mutatja.

A következő alapvető mágneses mérési eljárás a diamágneses hurok, mely a plazma diamágnességén alapul. A plazmában r_L Larmor-sugarú pályákon mozgó részecskék köráramokat képviselnek. Egy adott pont körül egy r_L sugarú körön belül található azon részecskék Larmor-pályájának középpontja, amelyek az adott pont körül mozognak. Egy

részecske $ev/2\pi r_L$ áramot képvisel, tehát adott pontban a köráramból adódó mágneses tér nagysága:

$$\Delta B = \mu_0 r_L^2 \pi n \frac{ev}{2\pi r_L} = \mu_0 \frac{en v r_L}{2}, \quad (11.7)$$

$$r_L = \frac{mv}{eB}, \quad (11.8)$$

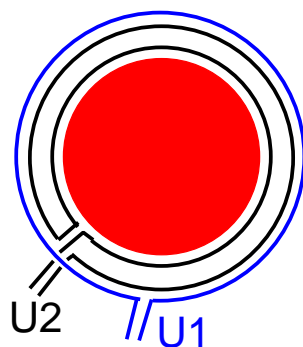
$$\Delta B = \frac{\mu_0}{B} n \frac{1}{2} m v^2 = \frac{\mu_0}{B} p. \quad (11.9)$$

Tehát a részecskék Larmor-mozgása mágneses teret kelt, amely éppen ellentétes a háttér mágneses térrel. Mivel az ionok és elektronok töltése és Larmor-mozgásuk iránya is ellentétes, ezért minden részecske jelenléte csökkenti a mágneses teret, és a csökkenés mértéke éppen a teljes plazma nyomással arányos. Mérve a mágneses fluxusváltozást a plazmaoszlop teljes keresztmetszetében megkapjuk a plazma teljes energiátartalmát. Az effektus nem túl nagy, tipikusan 1% nagyságrendű vagy kisebb, de mérhető. A 11.5 ábra mutat egy lehetséges elrendezést. Egy vezető hurok körülöleli a plazma egy keresztmetszetét, míg egy másik a plazma körüli, a toroidális mágneses tér által szintén átjárt tartományt fogja körbe. A diamágneses hurok jeléből a kompenzáló hurok jelét súlyfaktorial szorozva kivonják. Plazma nélkül üzemeltetve a berendezést a súlyfaktort addig állítják, míg az eredő jel 0. A toroidális mágneses tér térbeli eloszlása csak a geometria függvénye, tehát a kompenzáció minden mágneses tér értéknél ugyanolyan súlyfaktort igényel. Plazmával mérve a kompenzált jel a plazma diamágneses effektus időderiváltjából származik. Árammentes sztellarátor berendezésekben ez közvetlen kapcsolatban van a plazma teljes energiátartalmával. Tokamak berendezéseken a helyzet kissé bonyolultabb, mivel a plazmaáram által keltett Pinch effektus a plazmát jobban is összenyomhatja mint azt a kinetikus nyomással való ellentartás kívánja. Ilyen esetekben a plazma paramágneses lesz és ennek megfelelően a diamágneses jelet még egy plazmaáramfüggő korrekcióval kell kiértékelni.

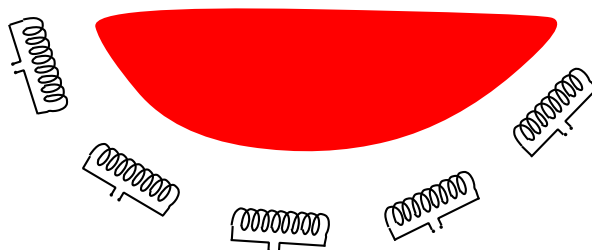
Meg kell még emlékezni egy rendkívül egyszerű, de nagyon hasznos mágneses mérési eljárásról, az úgynevezett Mirnov-szondáról. Ez semmi más, mint egy kis tekercs, amely a szokásos elrendezésben a poloidális mágneses tér változását méri, ahogy a 11.6 ábra mutatja. A magnetohidrodinamikai (MHD) perturbációk áramokat indukálnak a plazmában, az ezek által keltett mágneses tér perturbációt az alábbi alakban szokás felvenni:

$$B_p(\Theta, \phi, t) = A(r) \sin(m(\Theta + \omega_\Theta t) + n(\phi + \omega_\phi t) + \phi_0) \quad (11.10)$$

A perturbációk a legkritikább esetben állandók időben, általában ω_Θ és ω_ϕ szögsebességgel haladó hullámokat jelentenek, melyek periodikusan változó feszültséget indukálnak a Mirnov-szondákban. Megfelelően nagyszámú Mirnov-szondával az m és n módusszámok meghatározhatók. A plazmán kívül a térperturbáció radiális lecsengése leginkább az m poloidális módusszámtól függ első közelítésben $A(r) \sim 1/r^{m+1}$ szerint. Ennek megfelelően a szondákat lehetőleg a plazma közelében, a vákuumkamra belsejében kell elhelyezni.



11.5. ábra. Diamágneses hurok vázlata. Az ábra a tórusz egy keresztmetszetét mutatja, a kék vezeték a diamágneses hurok, míg a fekete a kompenzáló tekercs.



11.6. ábra. Mirnov-szondák a plazma körül.

A Mirnov-szondák alapvető eszközök az MHD instabilitások mérésére, gyenge pontjuk, hogy a perturbáció radiális elhelyezkedéséről nem mondanak semmit.

11.2. Thomson-szórás

Thomson-szórásnak nevezzük elektromágneses hullámok szóródását szabadon álló töltéseken. A hullám elektromos tere harmonikus rezgőmozgásra készíti a töltést amely a beérkező hullámmal azonos frekvenciájú dipólsugárzóként viselkedik. Ha a részecskék egyenletesen helyezkednek el a térben, akkor az egyes részecskék által szórt hullámok fázisa egyenletes eloszlást mutat. Ennek megfelelően a szórt teljesítmény arányos a részecskék sűrűségének és az egy részecske által szórt intenzitásnak a szorzatával. Ezt használja ki a Thomson-szórás diagnosztika (11.7. ábra.). Egy lézernyalábot bocsátunk a plazmába, mely a szabadon álló elektronokon szóródik. Egy megfelelő optikával a lézernyaláb egy detektorsorra képezhető, az egyes detektorokon mért intenzitás arányos a nyaláb mentén a detektornak megfelelő pontban található elektronsűrűséggel. (Az ionok tömegük miatt csak nagyon kevésbé mozdulnak el ezért nem járulnak hozzá a szórt

intenzitáshoz.) A *lokális* elektronsűrűség mérés mellett a Thomson-szórás diagnosztika az elektron-hőmérséklet mérésére is alkalmas, mivel a plazmában termikus sebességgel mozgó elektronokon szóródó hullám Doppler eltolódást szenved. 1 keV hőmérsékleten az elektron termikus sebessége kb. $2 \times 10^7 m/s$, ennek megfelelően a relatív hullámhossz változás a 10% nagyságrendbe esik. Látható tartomány közelébe eső lézertény esetén ez 100 nm körül érték ami könnyen mérhető.

A Thomson-szórás gyenge pontja, hogy a szórási hatáskeresztmetszet nagyon kicsi. Tipikus fúziós kísérletben néhány J energiájú, néhány ns impulzushosszú lézertényből lehet csak értékelhető fényjelet detektálni. Ennek részletes spektrális mérése nagyon lecsökkentené az intenzitást, ezért általában olyan detektorokat használnak, melyek interferencia szűrőkkel csak néhány spektrális sávba osztják az intenzitást. Másik probléma, hogy fenti energiájú lézerek csak 100 Hz körül frekvenciával képesek üzemelni, tehát a Thomson-szórás csak ritkán képes időbeli pontokat szolgáltatni. A technikai nehézségek ellenére a Thomson-szórás minden komoly fúziós kísérlet referencia mérési eljárása. Valójában ennek a módszernek az alkalmazásával igazolták 1969-ben a szovjet T3 tokamakon az akkori idők rekord elektronsűrűség értékét és ennek hatására indult meg tokamak rendszerű berendezések építése.

Meg kell még jegyezni, hogy ha az elektronok térbeli elhelyezkedése a plazmában nem egyenletes, hanem periodikusan változik, akkor a Thomson-szórással keletkező hullámok megfelelő irányban erősíthetik egymást. Ilyenkor nem a szórt energia, hanem az amplitúdó adódik össze és a szórás intenzitása drámaian megnő és folytonos üzemű lézertényvel lehet mérést végezni. Ez a módszer a kollektív Thomson-szórás, amely plazmahullámok mérésére alkalmas.

11.3. Mikrohullámú interferometria

A plazmán áthaladó elektromágneses hullámok diszperziós relációja:

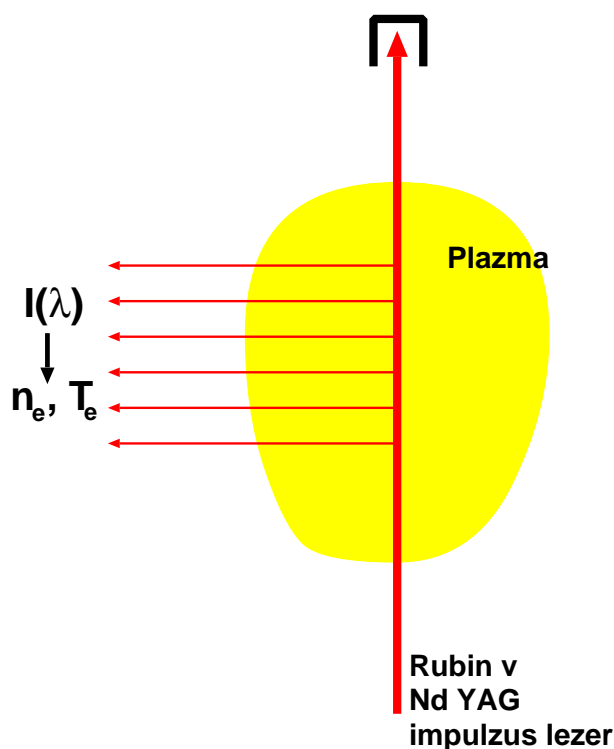
$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2, \quad \omega_p^2 = \frac{e^2 n_e}{m_e \epsilon_0} \quad (11.11)$$

Mivel a hullám fázissebessége $v_f = \omega/k$,

$$v_f = \sqrt{\frac{\omega^2}{k^2} + c^2} = \sqrt{\frac{e^2}{m_e \epsilon_0 k^2} n_e + c^2}. \quad (11.12)$$

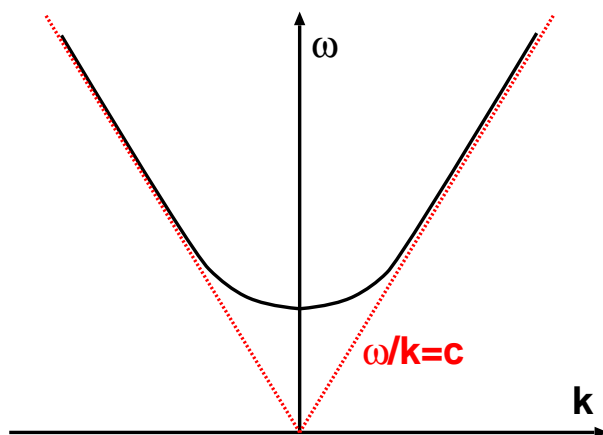
A plazmafrekvencia felett nagyságrendekkel ez közel fénysebességgel terjedő hullámot jelent, azonban a plazmafrekvencia közelében a fázissebesség az elektronsűrűség közel lineáris függvénye:

$$v_f \simeq c - \frac{1}{c} \frac{e^2}{m_e \epsilon_0 k^2} n_e. \quad (11.13)$$

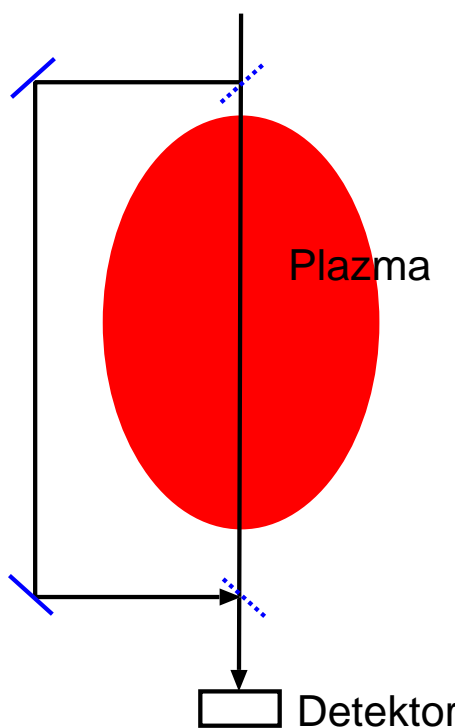


11.7. ábra. Thomson-szórás diagnosztika vázlata.

Ezt használja ki a mikrohullámú interferometria mérés, amely egy 100 GHz nagyságrendű frekvenciával (mm hullámhosszal) rendelkező mikrohullámot bocsát át a plazmán és méri, hogy mennyi fáziseltolódást szenved ez alatt (11.9. ábra). Így természetesen a plazma vonal mentén integrált sűrűsége mérhető csak, melyet vonalsűrűségnek (line density) neveznek. A detektoron a referencia hullámhoz képest csak $n2\pi$ bizonytalansággal lehet a fázist meghatározni. Ha a hullám frekvenciája csak kevéssel van a plazmafrekvencia felett, a fázistolás jól mérhető, azonban többször 2π nagyságú. Időben lassan változó sűrűség esetén a feldolgozó elektronika képes a 0 helyzettől kiindulva több 2π -n túlmenő fázisváltozást követni, azonban instabilitások és más hirtelen változások esetén elveszti a fázist. Mikrohullám helyett $10.6 \mu s$ hullámhosszúságú infravörös széndioxid lézert használva a fázistolás kisebb mint 2π , azonban a jel nagyon kicsi, és az optikai elrendezés rezgése miatt zajjal terhelt. Jó kompromisszum a $100 \mu m$ körüli távoli infravörös lézerek használata, azonban ezek technikai megvalósítása rendkívül nehéz és költséges. A nehézségek ellenére a jelentős fúziós kísérletek mind rendelkeznek 1 vagy több húr-mérő interferometrikus méréssel amelyet a plazma átlagsűrűségének szabályzására használnak, mivel időben folytonos jelet szolgáltatnak. Több húr-mérve valamelyest meghatározható a sűrűség térbeli eloszlása is.



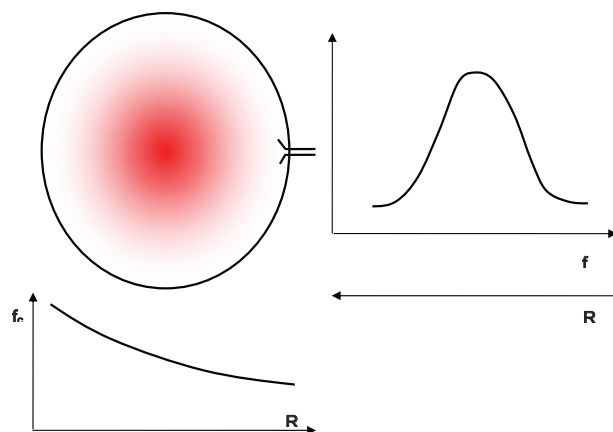
11.8. ábra. A mágneses térrel párhuzamosan polarizált transzverzális elektromágneses hullám diszperziós relációja plazmában.



11.9. ábra. Interferométer vázlata.

11.4. Elektron-ciklotronemisszió (ECE)

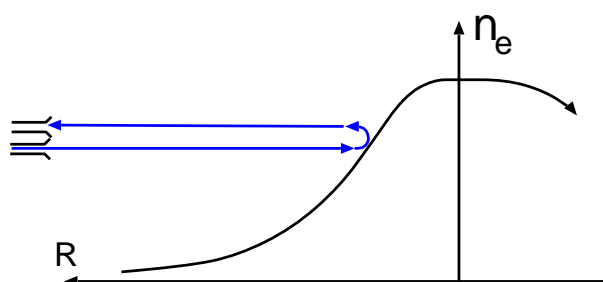
A Thomson-szórás precízen képes mérni a plazma elektronhőmérsékletét, azonban időbeli felbontása erősen korlátozott. Egy alternatív módszer az elektron ciklotron emisszió (ECE) mérés. Alapja, hogy a mágneses térben a plazma elektronjai ciklotronfrekvenciával keringenek és eközben a ciklotronfrekvenciának megfelelő frekvenciájú elektromágneses hullámokat bocsátanak ki. Mivel az elektron-ciklotron frekvencia $\omega_c = eB/m_e$ szerint csak a mágneses tértől függ, és a domináns toroidális mágneses tér a toroidális geometria miatt $B = 1/R$ szerint változik, a kibocsátott hullám frekvenciája egyértelműen köthető a kibocsátás helyéhez. A sugárzás intenzitása az elektronsűrűség és a hőmérséklet függvénye is lenne, azonban elég magas sűrűségeken a kibocsátott hullám olyan kis távolságon belül elnyelődik a plazmában, hogy adott hullámra a plazma felületi sugárzóvá válik. Ekkor a sugárzás intenzitása arányos az elektronhőmérséklettel. Ilyen sűrűségek vannak tipikusan a fúziós plazmák belsejében, azonban a szélük felé haladva egyszer elérünk egy tartományig, amikor ez már nem igaz és a sugárzási intenzitás a hőmérséklet és sűrűség kombinált függvénye lesz.



11.10. ábra. Elektron-ciklotronemisszió mérés vázlata. A ciklotronfrekvencia függése a nagysugártól látható a plazma alatt. Ez a görbe használható a spektrum mérésben a frekvencia és R között átváltásra.

Az ECE mérés elve tehát egyszerű. Egy mikrohullámú antennával detektáljuk a plazma sugárzásának spektrumát. A frekvenciaskála átváltható nagysugárra, így – legalábbis a plazma középső, sűrű tartományában – megkapjuk az elektronhőmérséklet térbeli eloszlását. A mérés korlátja, hogy nagy sűrűségek vagy kis mágneses tér esetén a ciklotronfrekvencia a plazmafrekvencia alá kerül és a hullámok nem tudnak kijönni a plazmából.

Az mikrohullámú spektrum mérésére számos megoldás létezik: sávszűrők sorozata, heterodin vevő, Michelson-interferométer. Újabb megoldásokban nem egy antennát hasz-



11.11. ábra. Reflektometria mérés elve.

nálnak, hanem műanyag lencsékkel optikai leképezést érnek el a plazmából egy antenna-sorozatra. Minden antennával egy-egy spektrumot felvéve a plazma elektronsűrűség kétdimenziós képe rajzolódik ki. Ezt az eljárást hívják leképező ECE (imaging ECE) mérésnek.

11.5. Reflektometria

A plazma sűrűségmérésének alternatív módszere a reflektometria. Ebben az elektromágneses hullámok plazmabeli terjedésének azt a tulajdonságát használjuk ki, amely a 11.8 ábrán látható: a plazmafrekvenciánál alacsonyabb frekvencián a hullám nem terjed. A 11.11 képletnek megfelelően a plazmafrekvencia az elektronsűrűség gyökével arányos. A plazma széléről befelé haladva a plazmafrekvencia tehát 0-ról növekszik. Alkalmos frekvenciájú hullámot bocsátva a plazma felületére egy ponton a plazmafrekvencia meg egyezik a hullám frekvenciájával. A diszperziós reláció értelmében itt a hullámszám először végtelen lesz majd negatív és a hullám visszaverődik. Ha egy rövid hullámcsomagot bocsátunk a plazmára akkor az oda-vissza terjedési időből meghatározható a kritikus felület távolsága az antennától.

A reflektometria módszer másik (fontosabb) alkalmazásában egy folytonos hullámot bocsátunk a plazmára és a visszavert hullám fázisának fluktuációjából következtetünk a kritikus felület közelében a elektronsűrűség fluktuációjára, amely a kritikus felületet kicsit mozgatja. Ezzel a módszerrel rendkívül érzékenyen lehet mérni plazmaturbulenciából származó sűrűség fluktuációkat.

11.6. Az iongáz tulajdonságainak mérése

A fenti módszerekkel a plazma elektronsűrűsége és elektronhőmérséklete többé-kevésbé mérhető, azonban nem kapunk információt az ionokról, pedig ez alapvető információ lenne egy tokamakban. A hidrogén ionok tulajdonságainak mérése nagyon nehéz, mivel a

magashőmérsékletű plazmában teljesen ionizáltak, így vonalas sugárzást nem bocsátanak ki. Az elektronokhoz képest nagy tömegük miatt az elektromágneses hullámokkal való kölcsönhatásban is alárendelt szerepet játszanak, tehát mikrohullámú mérések sem alkalmazhatók. Az ionok tömege lényegesen nagyobb mint az elektronoké, ezért egy-egy elektron-ion ütközésben csak kevés energia adódik át, ez elektronok és ionok között a termalizációs idő 10-100 ms nagyságrendben van. Ez egybeesik a mai berendezések energiaösszetartási idejével, ezért az elektronok és ionok hőmérséklete lényegesen eltérő lehet. Különösen igaz ez, ha a kiegészítő fűtések dominánsan ez egyik vagy másik komponensre hatnak.

Az ionok tulajdonságait leginkább a plazmában lévő szennyező ionok (pld. szén, bór) mérésével, közvetve lehet meghatározni. A hidrogén és szennyező ionok tömege sokkal közelebb van egymáshoz mint az ionok és az elektronok tömege, ezért jó közelítéssel azonos a hőmérsékletük és áramlási sebességük. A plazmában kis százalékban mindig vannak szennyező ionok és ezek egy kis része (különösen a plazma hideg szélén) nem teljesen ionizált állapotban van. Az ilyen részlegesen ionizált ionok vonalas sugárzást bocsátanak ki, mely termikus mozgásuk miatt Doppler kiszélesedést, áramlásuk miatt pedig Doppler eltolódást mutat. Spektroszkópia módszerekkel tehát meghatározható a szennyező ionok hőmérséklete és áramlási sebessége, és ebből következtetni lehet a hidrogén ionok tulajdonságaira is.

A probléma, hogy a mért spektrum nem a plazma egy lokalizált tartományából származik és intenzitása nagyon kicsi. Ezen segít ha nagyenergiás atomnyalábokat lövünk a plazmába. Ilyenek használatosak a plazma fűtésére is, tehát nem kell feltétlenül külön berendezést építeni. Az atomnyalábban levő atomok töltéscsere reakcióval elektront adnak át a plazmában levő ionoknak, melyek tipikusan magasan gerjesztett pályákra kerülnek. A legerjesztődés során az ionok vonalas sugárzást bocsátanak ki, melynek szélessége és eltolódása az ionok hőmérsékletét és áramlási sebességét adja. Ez a töltéscsere diagnosztika, angolul Charge Exchange Resonance Spectroscopy (CXRS vagy CES), amely az ionhőmérséklet-mérés alapvető eszköze.

11.7. Atomnyaláb szondák

Az elektron donor funkció mellett atomnyalábok másképpen is alkalmazhatók. A forró plazma gerjeszti is a nyaláb atomjait, melyek vonalas sugárzást bocsátanak ki. A fűtő hidrogén nyalábokat használva ez a fény nagyon gyenge a plazma szélének intenzív vonalas sugárzása mellett, mérése lehetetlen. Viszont, ha az atomnyalábra nem merőlegesen nézünk rá, akkor a nyaláb ionok sebessége több nm Doppler eltolódást okoz a plazma háttérsugárzásához képest és a két forrás elválasztható. Ez a nyaláb emissziós spektroszkópia (NyES), angolul Beam Emission Spectroscopy (BES) módszer. A fényintenzitást elsősorban a plazma elektronok által okozott gerjesztés határozza meg, ennek megfelelően a nyaláb-módszerek az elektronsűrűségről adnak (áttételes) információt. A speciális

megfigyelési irányra nincs szükség, ha a nyaláb olyan atomokból áll, amelyek nincsenek a plazmában. Erre az esetre leggyakoribb példa a lítium atomnyaláb diagnosztika. Azért használnak lítiumot, mivel ennek gerjesztési és ionizációs hatáskeresztmetszete kevésbé függ az elektronhőmérséklettől, így az elektronhőmérséklet durva ismerete mellett a fényből ki lehet számolni az elektronsűrűséget. A lítium atomokat könnyen ionizálja a plazma, így nem hatolnak mélyre, tehát ez a módszer a plazma szélén képes mérni az elektronsűrűség tér- és időbeli változását.

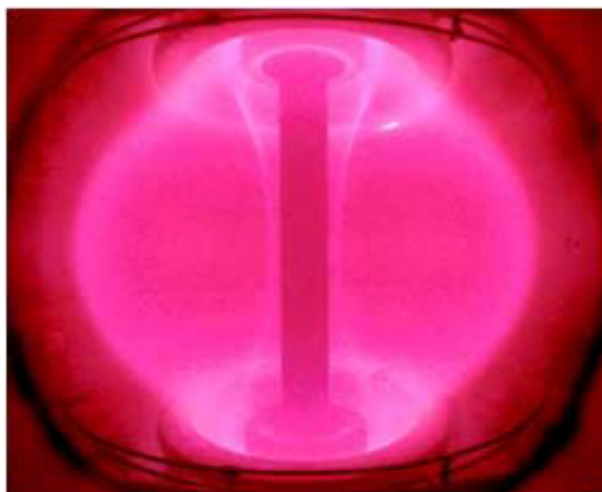
A nyalábatomok által kibocsátott fény spektruma a mágneses térről is árulkodik. A vonalak mind a mágneses tér által előidézett Zeeman-, mind az elektromos tér által keltett Stark-effektus miatt felhasadnak. Az elektromos tér lehet a plazma saját elektromos tere is, de leginkább a részecskék mágneses téren keresztüli mozgásából keletkező $v \times B$ elektromos tér. A felhasadt vonalak egyes komponenseinek intenzitásaránya valamint polarizációjuk a mágneses tér irányának függvénye. A mágneses tér iránya a poloidális tér nagyságától függ, melyet pedig a plazmaáram határoz meg. Ilyen módon spektrális mérésekből a plazmaáram eloszlását lehet meghatározni. Ez a "Mozgási Stark-Effektus" (Motional Stark Effect, MSE) mérés rendkívül nehéz és hibával terhelt, mégis szinte minden nagyberendezésen üzemel, mivel a plazmaáram térbeli eloszlásának egyetlen mérési lehetősége.

11.8. Képkalkotó és tomografikus módszerek

A plazma alakjának mérésére célszerű lenne valamilyen képkalkotó eljárást használni. Egy videokamera képet mutat a 11.12 ábra a MAST szférikus tokamakról. (A szférikus tokamakban a plazma kissugara és nagysugara közel azonos, kompakt elrendezésük miatt az egész plazmáról kaphatunk áttekintő képet.) Jól kirajzolódik a plazma széle, azonban a belső tartományokban nem láthatók részletek. Ez érthető, hiszen a plazma hőmérséklete az 1 keV tartományban van, az ehhez tartozó termikus sugárzás is ebben a fotonenergia nagyságrendben található, amit lágy röntgen tartománynak hívnak. A plazma központi tartományának alakjáról tehát a lágy röntgen sugárzás mérésével kaphatunk információt. Geometriai korlátok miatt a legtöbb mérés a plazma egy keresztmetszetében történik, ahogy a 11.13. ábra szemlélteti. Mivel a röntgen tartományban nincs lehetőség optikai leképezésre, a kamerát egy lyuk (vagy toroidális irányban elnyújtott rés) és detektorok sorozata jelenti. A plazma kis sűrűsége miatt a saját lágy röntgen sugárzására átlátszó, tehát az egyes detektorok a látóirányuk mentén integrált röntgensugárzást mérnek.

A fúziós plazmadiagnosztika számos módszere szolgáltat vonalintegrált vagy más térben integrált információt a plazmáról. Egy példa volt erre az interferometrikus sűrűségmérés. A vonalintegrált adatokból tomografikus eljárásokkal nyerhetünk ki a plazma egy keresztmetszetére vonatkozó kétdimenziós térbeli információt. Ehhez természetesen nem elég egy irányból nézni a plazmára, hanem többirányú megfigyelés kell. Általánosságban a Radon transzformáció adja a mérés matematikai alapját, ahogy a 11.14. ábra mutatja.

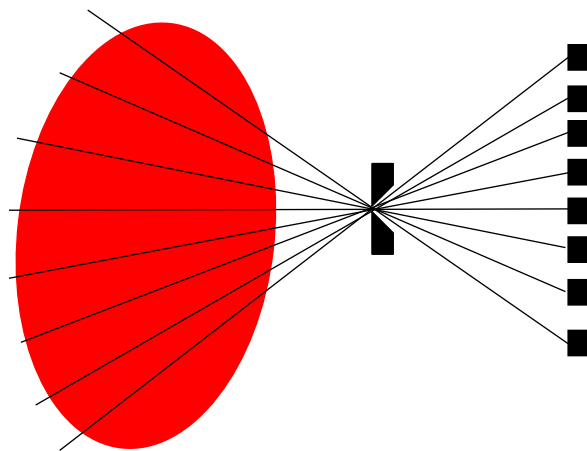
Ebben az $I(x, y)$ kétdimenziós eloszlásnak vonalintegráljait vesszük az origótól p távolságra levő, Θ szögben dőlő vonalak mentén. Az $I(p, \Theta)$ eloszlásfüggvényt hívjuk $I(x, y)$ Radon transzformáltjának. Általánosságban az olyan mérési eljárást, ahol kétdimenziós eloszlás több irányból vett vetületeiből határozzuk meg az eredeti eloszlást tomográfiának hívjuk. A vetületek nem feltétlenül Radon transzformációt jelentenek, elképzelhető, hogy vonalanként kényesebben szélesebb tartományokra történik az integrálás. A tomografikus mérésekből a kétdimenziós eloszlás meghatározására számos eljárás létezik. Az orvosi tomográfiában a detektor forgatásával nagyszámú (10^5) vetületből határoznak meg nagy felbontású eloszlásokat. Ilyen sok mérésre a plazmafizikában nincs lehetőség, mivel a tárgy gyorsan változik. Fúziós berendezéseken maximum 200-300 mérődetektor elhelyezésére van lehetőség, ezekből különböző feltevésekkel lehet meghatározni egy közelítő eloszlást.



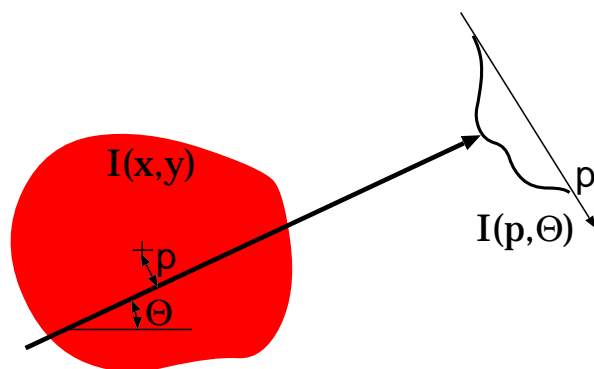
11.12. ábra. Videokamera kép a MAST szférikus tokamakról. A plazma egy henger alakú vákuumkamrában található, a tórusz alakú plazma kép közepén látható központi oszlop körül alakul ki.

11.9. Plazmadiagnosztika összefoglalás

A fent leírt plazmadiagnosztikai eljárások csak ízelítőt adnak a technika sokféleségéből, a lehetséges mérésekből. Ezek mellett számos más eljárás létezik és folyamatosan fejlesztenek ki számos új eljárást is. A világ legnagyobb tokamakja, a JET diagnosztikai rendszerének egy részét mutatja a 11.15 ábra. Általában mindegyik méréssel több specialista foglalkozik, így a fúziós berendezések üzemeltetése nagy kutatócsoportok együttműködését igényli.



11.13. ábra. Tipikus lágyröntgen mérőrendszer elrendezése a plazma egy keresztmetszetében.

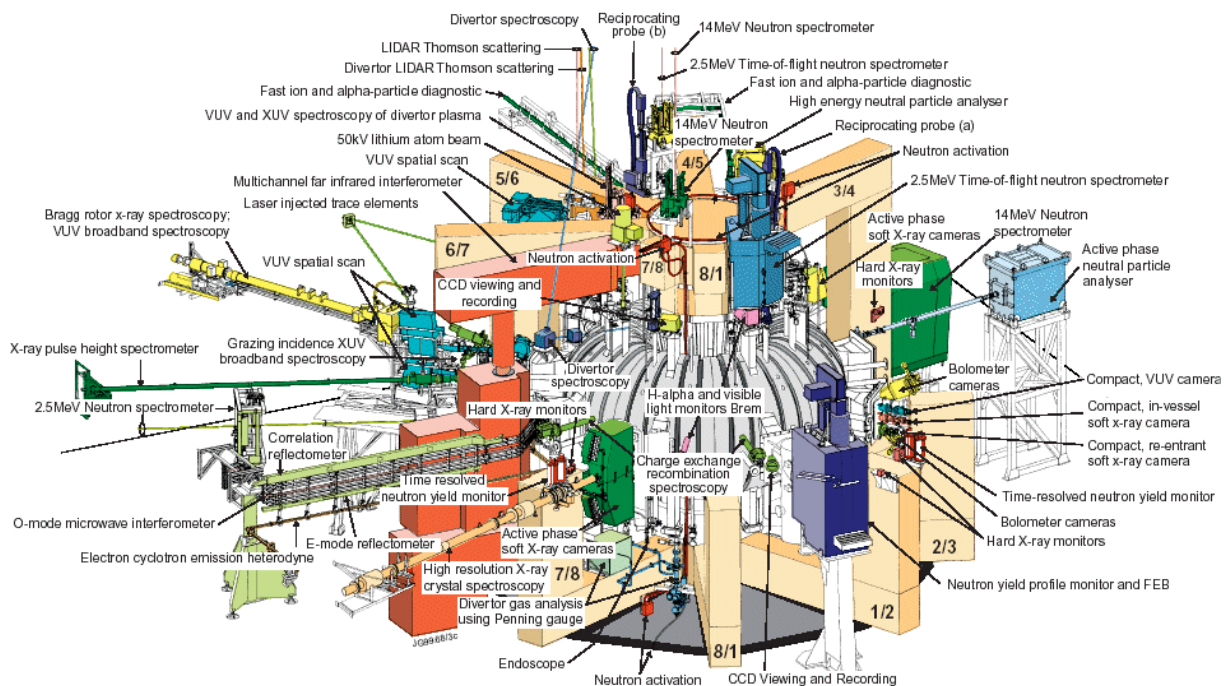


11.14. ábra. Tipikus lágyröntgen mérőrendszer elrendezése a plazma egy keresztmetszetében.

Fontos az adatok közös archiválása, validálása, az elérés biztosítása a csoport más tagjai részére. Egy-egy berendezés ma már sok gigabyte adatot szolgáltat másodpercenként, ezek tárolása, a megfelelő mérések megtalálása külön számítástechnikai probléma.

11.10. Feladatok

11.1. Feladat A feladat egy online szimulációhoz köthető: <https://deep.reak.bme.hu:8080/home/pub/9/> A szimuláció egy toroidális berendezésben mérhető elektron-ciklotronemisszió intenzitását szimulálja. Az intenzitás értékek a grafikonok felett jelen-



11.15. ábra. A JET tokamak diagnosztikai rendszere.

nek meg, a grafikonokon a mérési pozíció látható.

- a) Milyen paraméterekkel tudjuk a mérési pozíciót változtatni?
- b) Vegyük fel egy adott mágneses térerősség esetén a relatív hőmérséklet-profil!
- c) Mi történik nagyon magas sűrűségeken?
- b) Mi történik nagyon alacsony sűrűségeken? (Függ-e az emittált intenzitás a sűrűségtől?)

11.2. Feladat 1 keV hőmérsékletű plazmát vizsgálunk 1 J energiájú NdYAG lézermimpulzusokat használó Thomson-szórás diagnosztikával. Milyen széles lesz a detektált szórt csúcs? Hány foton található egy lézermimpulzusban?

12. fejezet

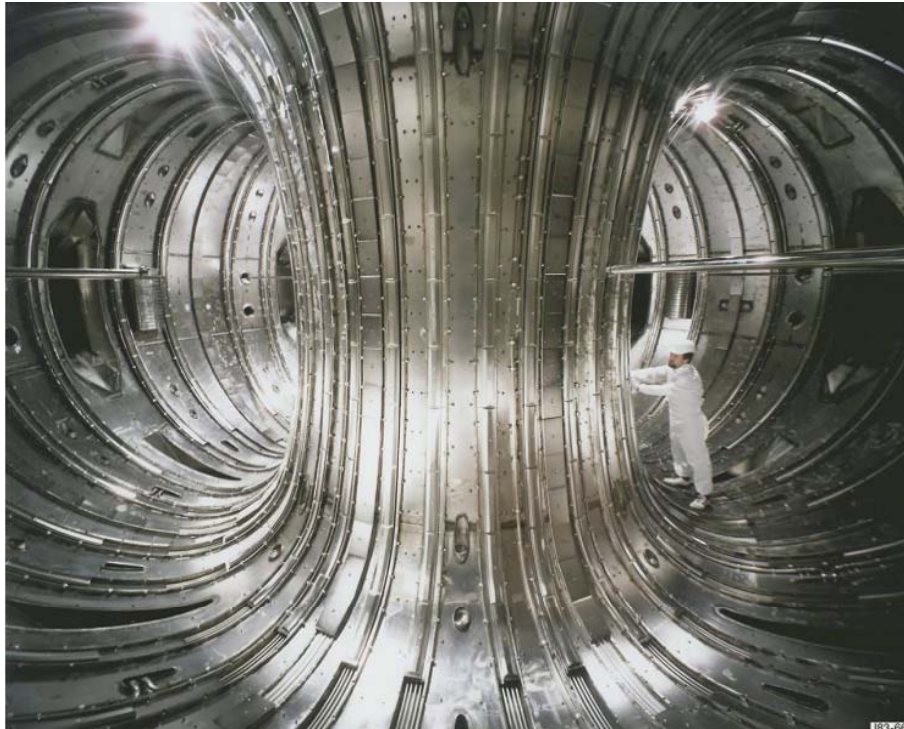
Aktuális eredmények a fúziós kutatásokban

A szabályozott magfúziós kutatások az 1950-es évek elején kezdődtek azzal a reménnyel, hogy rövid idő alatt megépíthető egy energiatermelő fúziós reaktor. Ezt alátámasztotta, hogy a hidrogénbomba már 1952-ben elkészült, ezzel bizonyítottá vált, hogy a magfúziós energia felszabadítható. Néhány év alatt azonban az is világossá vált, hogy a feladat sokkal nehezebb mint eredetileg gondolták, ezért a kutatók hosszú munkára és együttműködésre rendezkedtek be. 1958-ban nyilvánosságra hozták az addigi összes kutatási eredményt és a mágneses összetartású szabályozott magfúziós kutatások azóta is széles nemzetközi együttműködésben zajlanak. Az eredményeket a szakma nyilvános folyóirataiban publikálják. A tehetetlenségi fúziós kutatások kissé más körülmények között folynak. A fúziós kapszulák összenyomásakor keletkező anyagállapotok hasonlítanak a nukleáris fegyverek robbanása során előállókhhoz, ezért a kutatások egy része titkos és szorosan kapcsolódik a katonai kutatásokhoz.

12.1. Mágneses összetartású fúziós berendezések

Az 1950-es években a legkülönbözőbb berendezéstípusokat próbálták ki. Ezek egy része lineáris berendezés volt, melyből a mágneses erővonalak kilépnek. A részecskéket különböző mágneses tükör konfigurációkkal akarták a berendezésben tartani, azonban a veszteségek mindig nagyok bizonyultak. A toroidális geometriájú berendezések közül a különböző alakú sztellarátorok tűntek a legbiztatóbbnak, azonban az 1960-es években a tokamak berendezésről bebizonyosodott, hogy sokkal jobb plazmaösszetartást képes elérni. Ekkor a kutatások hangsúlya a tokamak berendezésekre került, és a lineáris konfigurációk lényegében eltűntek. A tokamak berendezésekből egyre nagyobbakat építettek és az 1970-es évek közepére úgy látszott, hogy $R=3$ m körüli tokamak képes lenne megközelíteni azt az állapotot, amikor a DT fúzióban termelt teljesítmény eléri a plazma

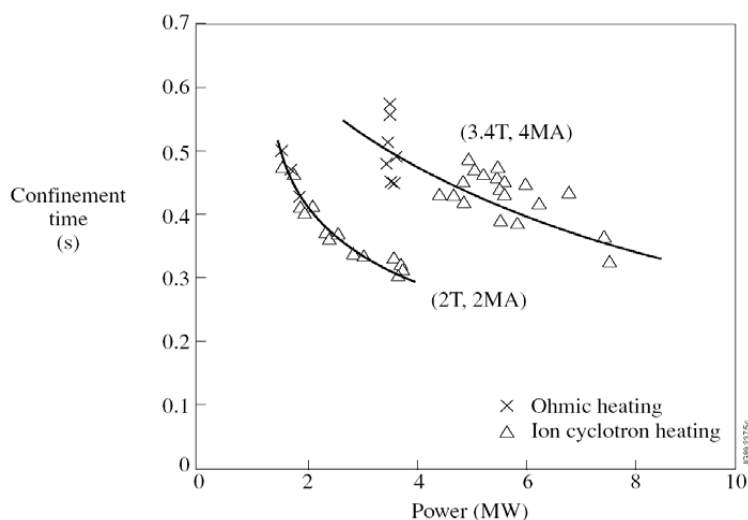
fűtésére fordítottat ($Q=1$). Ennek vizsgálatára épült több nagy tokamak berendezés is közülük az Európai Unió közös berendezésének, a JET-nek a vákuumkamráját mutatja a 12.1. ábra.



12.1. ábra. A JET tokamak vákuumkamrája a berendezés üzembe helyezésekor.

A berendezések tervezésekor már világos volt, hogy a fúzióhoz szükséges hőmérséklet elérésére az Ohmikus fűtés nem elég, felépítették a 10.2 fejezetben leírt kiegészítő fűtések is. Ezek alkalmazásakor meglepetéssel tapasztalták, hogy a plazma energiaösszetartási ideje csökken a fűtési teljesítmény növelésével, mégpedig nem a plazma paraméterek változásának, hanem magának a fűtésnek a hatására. Ez az empirikus trend (lásd 12.2. ábra.) azt mutatta, hogy csak irreálisan nagy tokamakokkal lehetne elérni a $Q=1$ állapotot.

Szerencsére 1982-ben a német ASDEX tokamakokon véletlenül felfedezték, hogy a plazma képes spontán módon egy jobb energiaösszetartású állapotba ugrani. Ezt az állapotot elnevezték H-módnak és később a legtöbb nagy tokamakokon reprodukálták. A H-mód elérésének kulcsa, hogy divertoros plazma konfigurációt kell használni és megfelelően nagy fűtési teljesítményt kell alkalmazni. Végül 1997-ben a JET tokamakokon, DT gázban és H-módban demonstrálták a $Q=0.6$ állapotot 1 s körüli tranziensben és $Q=0.2$ -t a berendezés technikai feltételei által limitált néhány másodperc hosszan. A JET kísérletek azt



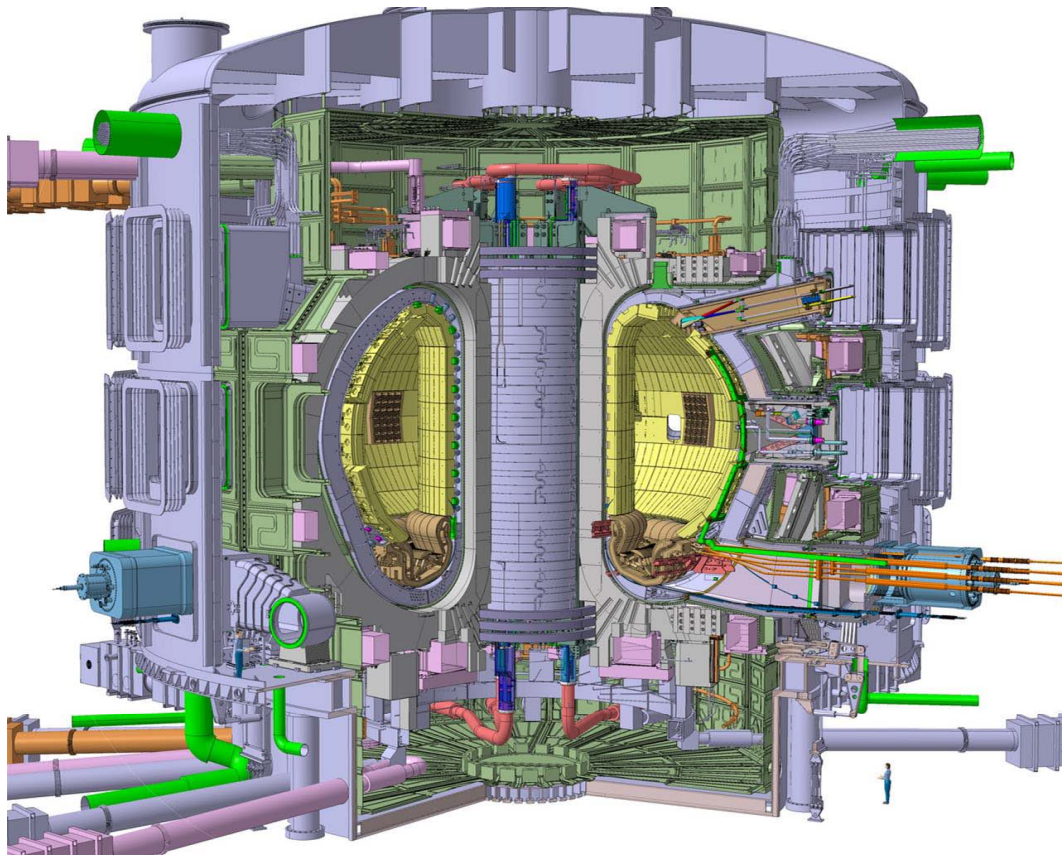
12.2. ábra. A teljesítmény degradáció (power degradation) megfigyelése a JET tokamakon.

is megmutatták, hogy a DT plazma hasonlóan viselkedik mint a D, sőt bizonyos szempontból kedvezőbb is az eredmények. A japán JT-60U tokamakon tiszta deutérium plazmában elérték a $Q=1$ közeli állapotot is.

Eddig tríciummal két tokamak kísérlet dolgozott, az amerikai TFTR és az európai JET tokamakok, azonban a konkrét DT kísérletek is csak néhány kampányra szorítkoztak. Ezek során igazolták, hogy a DT plazma működése nagy vonalakban megegyezik a deutérium plazmával, néhány esetben annál kedvezőbb is. Ez az állítás addig érvényes, míg az alfa részecske fűtés teljesítménye elenyésző a plazma energiamérlegében. Bár az alfa fűtés tényét kimutatták a JET és TFTR kísérletekben, ezeken a berendezéseken az alfa teljesítmény még nem volt jelentős ezért egy energiatermelő reaktor megépítése előtt szükséges egy olyan berendezés építése amelyben domináns alfa fűtés lesz. A trícium termelő technológiák tesztelésére is csak ilyen berendezésben lesz lehetséges. Látható tehát, hogy a fúziós berendezések technológiája, mérés technikája és elmélete párhuzamosan fejlődik és kölcsönösen feltételezi egymást.

Az $R=3$ m mérettartományú tokamakok megmutatták az utat egy nagyobb, pozitív energiamérlegű tokamak kísérlet felé. Tekintettel a nagy költségekre és a nagyon sokrétű technológiára EU-USA-Szovjet-Japán összefogásban 1998-re elkészült az ITER tokamak terve, amely $R=8$ m nagysugárral önfenntartó fúziós égést volt hivatva demonstrálni néhány száz másodperces impulzusban, konkrét áramtermelés nélkül. Ezen a berendezésen akarták tesztelni a trícium előállítási technológiákat is. (Azonban a berendezés nem lett volna önfenntartó tríciumból.) Sajnos anyagi okok miatt az eredeti ITER terv nem valósult meg, akárcsak több más berendezés sem. 2001-re egy redukált ITER tervei készültek

el (12.3. ábra), amely $R = 6$ m méretben $Q = 10$ állapotot és trícium termelési technológiát volt hivatva demonstrálni. Erről a berendezésről sok évi alkudozás után 2006-ra született megállapodás. Az eredeti szövetség közben kiegészült Dél-Koreával, Kínával és Indiával. Az ITER jelenleg épül és a tervek szerint az alapberendezés 2022 táján kezd majd üzemelni. Több lépcsőben folytatott kísérletek és továbbépítés után a 2020-as évek végén kezdenék meg a nagyteljesítményű DT kísérleteket és a trícium termelési teszteket. Az ITER a tervek szerint 500 MW fúziós teljesítményt demonstrál majd 500 másodperc körüli impulzusban, de konkrét villamos teljesítmény előállítás nélkül.



12.3. ábra. Az ITER berendezés terve.

Az ITER terveiben részben a tokamak fizika megértésén, részben empirikus extrapoláción alapulnak. Különösen kritikus a H-mód megértése, ami kulcs az ITER működtetéséhez. Ma már világos, hogy a tokamak plazmában a hő- és részecsketranszportot dominánsan a plazma mikroturbulenciája határozza meg. Ebben mm-cm hullámhosszúságú hullámok gerjesztődnek a térbeli vagy más inhomogenitások miatt. A hullámok nemlineáris kölcsönhatással rétegáramlásokat keltenek, amelyek csillapítólag hatnak vissza a turbulenciára. Ez az önszabályzó rendszer spontán állapotátmeneteket és sok más fizikailag

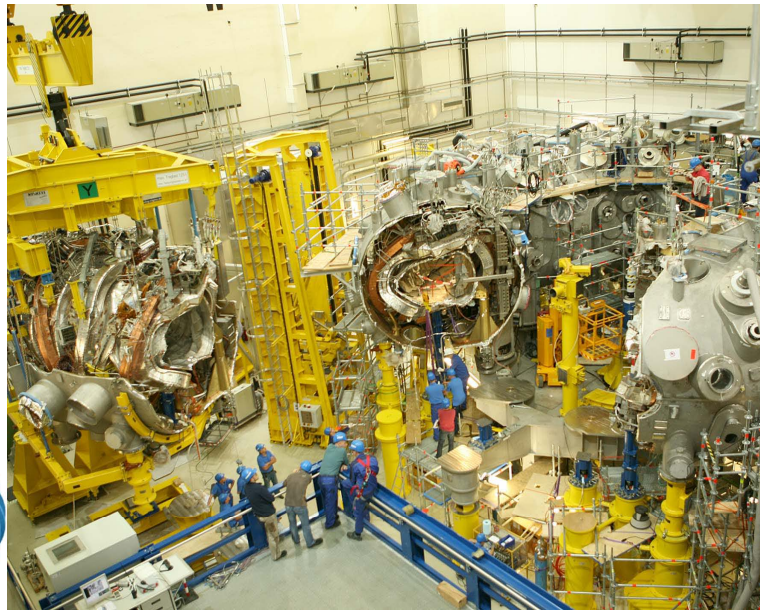
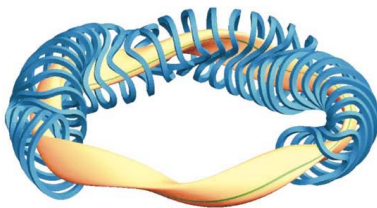
hatalatlanul érdekes jelenséget mutat, azonban ezeket ma még nagyon nehéz megbízhatóan modellezni. Az már világos, hogy a H-módban a plazma szélső rétegében a turbulenciát egy stabil nyírt áramlás elnyomja, ez okozza a kisebb veszteségeket. Sajnos a jelenséget kvantitatíven ma még egy modell sem tudja megjósolni. A H-mód mellett vannak még jobb összetartást mutató állapotok, amelyek azonban nehezen szabályozhatók. A turbulencia mérések, számolások a fúziós kutatások legfontosabb területe, a turbulencia és plazmahullámok kölcsönhatása az ITER-ben nagy számban megjelenő alfa részecskékkel pedig a jövő nagy kérdése. A fenti kritikus jelenségeket az ITER működése előtt és alatt tokamak berendezések egész sora fogja még vizsgálni Európában, Amerikában és Ázsiában.

Az ITER kísérletek után lehetne demonstrációs energiatermelő fúziós erőművet (DEMO) építeni. A tokamak alapú DEMO nagy kérdése, hogy meg lehet-e oldani a plazmaáram fenntartását és szabályozását állandó üzemben, reális energiabefektetéssel. Több más kritikus kérdés is felmerült, többek között a nagy hőterhelésnek kitett divertor védelme, a szerkezeti anyagok neutron roncsolása és a plazma szabályozása. Ezeket a kérdéseket egy részletes európai fúziós útiter[9] keretében fogja vizsgálni az európai fúziós laborok konzorciuma.

A fenti nyitott kérdések miatt nem lehet kizárni, hogy végül a tokamak helyett a sztellarátor konfiguráció lesz a megoldás a fúziós reaktorra. Az 1970-es évek óta különböző konfigurációjú sztellarátorokat építettek, és végül a német Wendelstein 7-AS kísérlet megmutatta, hogy — bár bonyolult geometriában — a sztellarátor tokamakhoz hasonló plazmaösszetartást képes elérni. A tokamakkal szemben a sztellarátor nem igényel plazmaáramot, így állandó üzemben tud működni. A tokamaknál nagyon veszélyes hirtelen plazmaösszeomlás szintén nincs jelen a sztellarátorban, ezért vezérlése sokkal egyszerűbb. Egy szupravezető tekercsekkel ellátott nagyméretű sztellarátor épül a németországi Greifswaldban, amely a geometria optimalizálását egy lépéssel tovább viszi és reaktor paraméterekhez közeli működést próbál demonstrálni 1000 másodperc körüli impulzusokban, deutérium plazmában a tokamak divertorhoz hasonló funkciójú sziget divertorral. A berendezés rendkívül bonyolult geometriával rendelkezik (12.4. ábra), építése sok technikai problémát vetett fel, de előreláthatólag 2014-ben elkezdődik a mágneses tér tesztelése. A W7-X kísérlet 2020 után fog olyan eredményeket elérni, amelyek eldönthetik, hogy alkalmas-e a sztellarátor geometria reaktor építésére. Ez után még mindig egy berendezésgeneráció kellene, egy sztellarátor-DEMO megépítése előtt.

12.2. Tehetlenségi fúziós berendezések

Mint azt a 3 fejezetben leírtuk a tehetlenségi fúziós elven működő reaktor megvalósításához a szilárdtestsűrűség kb. 1000 szeresét kell elérni. Mivel a szóba jövő időskálán mechanikai nyomás nem alkalmazható ez elképzelés ez, hogy az összenyomandó gömb felületi rétegét kell valamilyen módon fűteni úgy, hogy az elpárolgó anyag kiáramlása

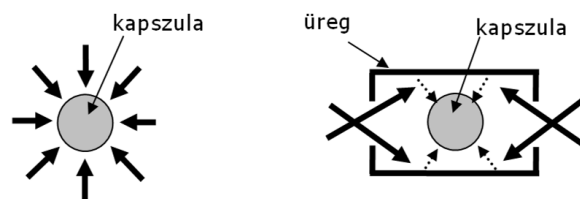


12.4. ábra. A W7-X sztellarátor plazmájának modellje a tekercsrendszer egy részével valamint a berendezés jelenlegi állapota.

a rakétahajtáshoz hasonlóan biztosítsa az összenyomó erőt. A folyamatot, amikor közvetlenül szilárdtestből energiabetáplálással plazma állapotba viszik az anyagot, ablációnak hívják. Az ablációs összenyomás néhány nanoszekundum időskálán közel petawatt ($10^{15}W$) teljesítményt igényel, ami igen szigorú követelmény. Ráadásul az összenyomás egyenletes kell, hogy legyen különben a kapszula alakja torzul és nem érhető el a kívánt sűrűség. A fenti kívánalmaknak megfelelő energiaforrásra több lehetőséget is kipróbáltak:

- **Direkt lézeres meghajtás.** Ebben a megoldásban impulzus lézerek világítják ki a targetet. A kívánt impulzushossz, energiasűrűség és teljesítmény elérhetőnek tűnik, azonban a lézerek hatásfoka jelenleg még alacsony, % nagyságrendben van. Másik probléma a target egyenletes kivilágítása.
- **Indirekt lézeres meghajtás.** A lézert egy üreg (Holhraum) belsejében elnyelve egy röntgen tartományban sugárzó plazmát hoznak létre. Ez sokkal egyenletesebben világítja ki a targetet, ezért jobb eséllyel érhető el a kívánt kompresszió. A probléma a bonyolult target-Holhraum szerkezet és az energiavesztés.
- **Részecseknyalábos meghajtás.** Töltött részecskenyalábokkal jobb hatásfokkal lehet nagyteljesítményű fűtést előállítani mint lézerekkel, viszont a töltött részecskék fókuszálása probléma. Ebben a sémában is lehetséges direkt vagy indirekt meghajtást alkalmazni.

- **Elektromos impulzus meghajtás.** Ez a séma az indirekt meghajtás egy változata amikor nem egy Hohlraum-ot alkalmaznak, hanem egy hengerpalást mentén elhelyezett vékony drótokat. Egy megfelelően nagy, hirtelen áramimpulzust át-bocsátva rajtuk a drótok plazmaállapotba mennek. A plazma jó vezető és a rajta folyó áram a pinch effektus révén összetartja, így az áram tovább folyik a drótokból keletkezett plazmafonalakon. Az áram a plazmát keV hőmérsékletre fűti és így egy röntgen tartományban sugárzó hengerpalást jön létre, mely sugárzása összenyomja a kapszulát. E megoldás előnye az egyszerű technológia és a jó hatásfok, azonban nem világos, hogyan lehet egy ilyen sémát megfelelő ismétlési rátával üzemeltetni.



12.5. ábra. Tehetetlenségi fúziós kapszula összenyomásának különböző lehetőségei.

Mindegyik megoldásban kérdés, hogy hogyan indítják meg a fúziós reakciót az összenyomott kapszulában. A legegyszerűbb megoldás, ha az összenyomó impulzus időbeli lefutásának megfelelő alakításával az összenyomás végén egy koncentrikus lökéshullámot indítanak el, amely a target közepén beindítja a fúziós égést. A lökéshullám megfelelő időben való indítása problémás, ezért felmerült, hogy az összenyomás végén egy második, rövidebb lézertimpulzussal lehetne begyújtani a kapszulát. Ezt hívják gyors gyújtásnak (fast ignitor), melyre előkísérletek folynak.

A fenti lehetőségek közül a lézeres összenyomás megvalósításával jutottak legmesszebbre. Az Egyesült Államokban felépült a National Ignition Facility (NIF) nevű berendezés (12.6. ábra), mely 192 lézernyalábbal először indirekt lézeres meghajtással, majd később esetleg direkt meghajtással kívánja elérni egy kapszulában a fúziós égés begyújtását. A berendezést számos technikai nehézséget leküzdve felépült, de a kapszula begyújtását eddig nem sikerült elérni. A problémák jelenleg nem a technika oldaláról, hanem inkább az összenyomás fizikájának megértéséből, a megfelelő szimmetria elérésének nehézségéből fakadnak. Hasonló berendezés épül Franciaországban Laser Megajoule néven. Mindkét berendezés jelentős részben katonai célokat is szolgál.

Az Európai Unió nagy kutatási infrastruktúra tervei között szerepel egy gyors gyújtást használó tehetetlenségi fúziós kísérlet javaslata is (HIPER), azonban konkrét megépítéséről jelenleg még nincs szó. Amennyiben valamelyik fenti kísérlet demonstrálja egy kapszula fúziós gyújtását a hangsúly az erőműhöz kapcsolódó problémák megoldására helyeződne át. A legfontosabb kérdések, hogy milyen áron lehetne az erőmű működtetéséhez másodpercenként 10 kapszulát gyártani és felrobbantani, milyen károsítással kell

számolni egy kapszula felrobbantása után az optikai eszközökben és milyen hatásokkal lehet a meghajtó lézerpulzust előállítani. Ezek mellett ugyanazok a problémák is felmerülnek, melyek a mágneses fúziós berendezések esetén: a szerkezeti anyagok neutron roncsolása, a trícium előállítása, a megfelelő energetikai hatások elérése.



12.6. ábra. A NIF kísérlet targetkamrája és az épület légifelvétele.

12.3. Feladatok

12.1. Feladat *Ha egy 1,65 m nagysugarú és 0,5 m kissugarú tokamak falát belülről monomolekuláris rétegben fedi a gáz, akkor annak lepárolgása mekkora sűrűségemelkedést okoz a tóruszban? (Monomolekuláris rétegen azt értve, hogy atomnyi (Angstrom) távolságra vannak egymástól a molekulák. A nagyságrendi becsléshez hengeres közelítést alkalmazhatunk.)*

13. fejezet

Fúziós reaktorok biztonsági kérdései

„Imagine, for example, the reception that would greet someone who announced that he or she had discovered a process fundamental to chemistry and biology of the planet, a phenomena that could grant to humans the power to intervene massively in the biosphere and atmosphere, that could, in effect, allow humans to reform the living world. Some critics would object on the grounds that humans were congenitally incapable of using such power wisely, that they could only harm themselves and the world. Even those who would cheer such an announcement might be quieted by the qualifying fine print, which would stipulate that control would be inevitably incomplete; that even in build environment lives and properties would be lost; that the hazard attendant with the use of this process would be so great that special crews and expensive equipment be stationed every few city blocks, that buildings possess emergency alarms and exits illuminated by separate power sources, that every residence be outfitted with instruments to detect it, that special insurance schemes be in place, . . .

Anyone advocating the universal adoption of such a discovery would be denounced as a lunatic, or looked as menace to society.”

(Stephen J. Pyne, World Fire)

13.1. Bevezetés

Ebben a fejezetben egy fúziós erőmű biztonsági illetve sugár- és környezetvédelmi aspektusait vizsgáljuk normál működés és tervezési üzemzavarok; illetve a hulladékkezelési ciklus során.

A jövő fúziós reaktorai radioaktív anyagokkal fognak dolgozni. A trícium radioaktív és rendkívül mobilis, a fúziós reakciókban keletkező neutronok pedig felaktiválják a plazmaközeli elemeket. Hogy megbecsüljük a fúzió radiológiai kockázatát, tisztában kell lennünk a radioaktív készletekkel és a lehetséges kijutási folyamatokkal.



13.1. ábra. Habár társadalmunk alaposan fel van készülve váratlan tüzesetekre, a tűz még így is ezernyi életet és több 10 milliárd \$ értéket tesz tönkre csak az Egyesült Államokban minden évben. Mégis, **akárki** vehet egy doboz gyufát...



13.2. ábra. ... vajon objektíven gondolkodunk a biztonságról?

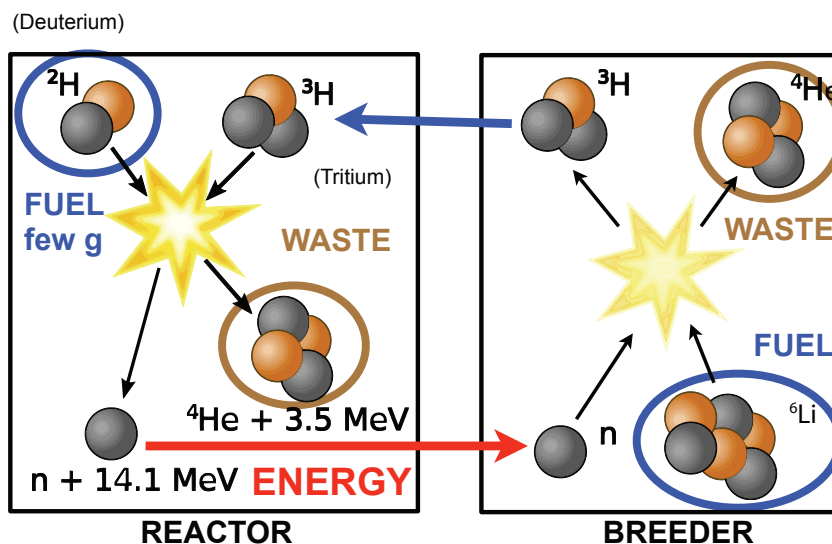
A normálüzemi kibocsájtások csökkentésének sarokköve a mobilis trícium kezelése. Ehhez kapcsolódik a balesetekben potenciálisan kiszabadulható tríciumkészlet minimalizálása már a tervezési folyamatban. A fúziós reaktorokban a láncreakciók hiánya és a relatíve mérsékelt bomláshő-sűrűség inherens, belső biztonságnövelő tulajdonságok a maghasadáson alapuló erőművekhez képest. Mivel a neutron aktivációból származó hulladék mennyisége és minősége erősen függ a felhasznált anyagoktól, a megfelelő anyagválasztással drasztikusan csökkenthető a potenciális nukleáris hulladék mennyisége és radiotoxicitása. Általánosságban szólva a fúziós hulladék karakterisztikus bomlási ideje nagyságrendekkel alacsonyabb mint a nagy aktivitású nukleáris hulladékoké. A geológiai

hulladéktárolás helyett a felhasznált anyagok újrahasznosítása reális opció egy 50-100 éves időskálán.

13.2. Inherens biztonság

Mivel a fúzió nukleáris folyamat, az első felmerülő kérdés a reaktormegszaladás vagy leolvadás lehetősége. Alapvető fizikai folyamatok és a fúziós reaktor koncepciója mindezt kizárja.

Egy fissziós reaktorban a több évnyi áramtermeléshez szükséges energiamennyiség folyamatosan a reaktormagban „van tárolva”, így potenciálisan felszabadítható. Az energiát úgymond egy „szűk szelepen” keresztül csapolják le hosszú időn keresztül. A nagy mennyiségű reaktormagban tárolt energia miatt egy olyan baleset elvi lehetősége ahol mindez az energia (vagy annak szignifikáns hányada) rövid időn belül felszabadul, definíció szerint nem nulla. Egy fúziós reaktorban az üzemanyagot folyamatosan pótolni

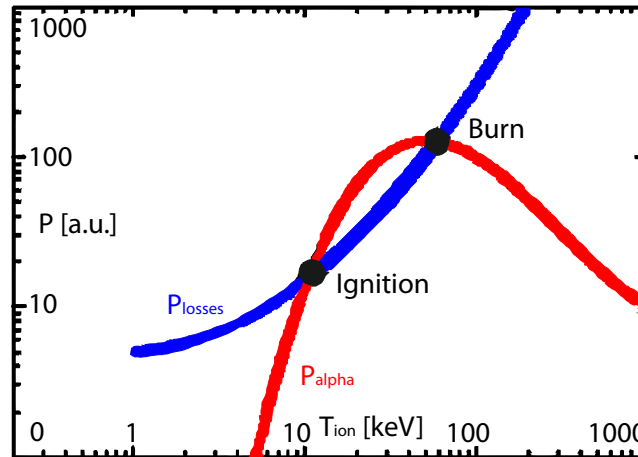


13.3. ábra. Fúziós üzemanyagciklus. Nincs láncreakció, folyamatos üzemanyagbefecskendezés szükséges.

kell, éppen olyan ütemben ahogy az fogy (13.3. ábra). Ennek következtében egy tetszőleges időpillanatban a reaktorban lévő fúziós üzemanyag mennyisége roppant csekély, nagyjából egy postabélyeg tömegével összemérhető. Mivel a potenciális energiafelszabadulás felső limitje a reaktormagban tárolt energia nagysága, a fisszió esetén fennálló egyik elméletileg lehetséges probléma a fúzió esetén nem jelentkezik.

Ezen felül, míg a fúziós plazma hőveszteségei a hőmérséklet függvényében monoton nőnek, a fúziós energiatermelésnek van egy maximuma. Ennek következtében a hőmér-

séklet a stabil egyensúlyi pont fölé nem tud emelkedni, így a megszaladás ezen lehetősége kizárt. Ezt szemlélteti a 13.4. ábra. Mivel így is kellően bonyolult a plazmaösszetartást



13.4. ábra. Veszteségi- és alfa fűtési teljesítmény az ionhőmérséklet függvényében. A két egyensúlyi pont jelöli az önfenntartó folyamat begyűjtését, illetve a stabil normálüzemi munkapontot (égés).

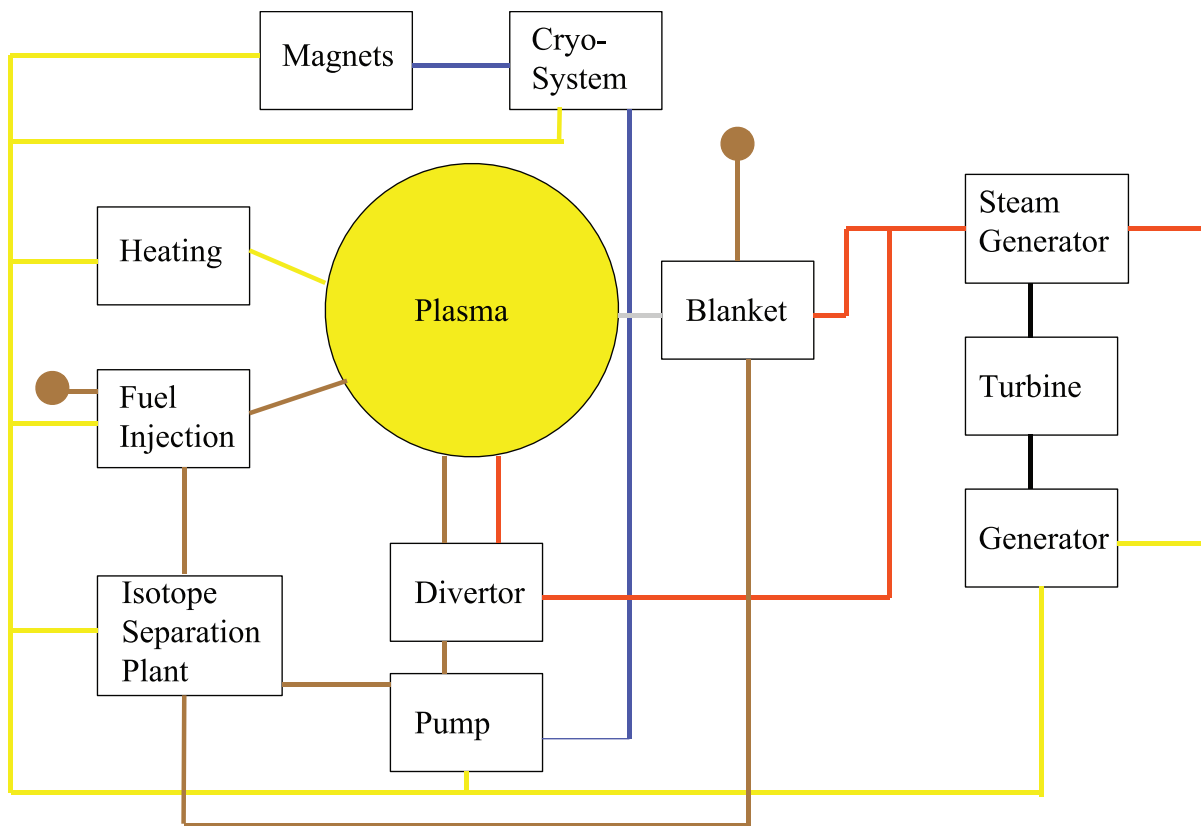
fenntartani és a megfelelő fizikai kondíciókat biztosítani a fúziós reakciók létrejöttéhez, bármilyen üzemzavar esetén a fúziós reakciók azonnal leállnak. A kontrollálatlan energiafelszabadulás lehetősége fizikailag kizárt. Az ember alkotta biztonsági berendezésekkel szemben a fizika soha nem tud hibázni. **Ezek alapján összefoglalóan azt mondhatjuk, hogy egy fúziós reaktor inherensen biztonságos.**

13.3. Nukleáris leltár

Az alap reakcióegyenlet egyből megmutatja a fő problémaforrásokat: $D + T \rightarrow He + n$. A trícium, a radioaktív 3H izotóp része az üzemanyagciklusnak. A neutronok elhagyják a plazmát hogy tríciumot tenyészessenek. Ugyanakkor a reaktor szerkezeti anyagaival kölcsönhatásba lépve aktiválódást is okoznak. Ennek fő áldozata a reaktor plazma felé néző fala.

13.3.1. Trícium

Egy fúziós erőművi telephely összes tríciumkészlete néhány kg. A plazmában tetszőleges időben nagyjából 0.5 g található. Sokkal nagyobb mennyiségben van viszont jelen egyéb rendszerekben, úgy mint a tenyészköpeny, keringető rendszerek, tríciumelválasztás- és tárolás.



13.5. ábra. Egyszerűsített fúziós erőművi vázlatrajt. A biztonsági elemzés során minden fontos komponenst figyelembe kell venni. Színek jelölik a különböző veszélyforrásokat: sárga az elektromosság, barna a radioaktív anyagok, kék az ultraalacsony hőmérsékletű, vörös a hő útja.

A trícium alacsony energiájú β^- bomló izotóp 12.3 éves felezési idővel. A maximális béta energia 18.5 keV az átlag pedig 5.7 keV. Az alacsony energiának köszönhetően a behatolási mélység élő szövetben $6 \mu\text{m}$. Az emberi bőr legkülső, élettelen rétege $\sim 70 \mu\text{m}$ vastag. A trícium tehát külső sugárforrásként nem veszélyes, de más a helyzet ha bekerül a szervezetbe lenyelés, belélegzés vagy bőrön keresztüli felszívódás által. A tríciumot tartalmazó molekulák leggyakoribb formái a HTO (tríciumos víz) illetve a HT (tríciumos hidrogén gáz). Mindkét megjelenési forma rendkívül mobilis, a normális vízhez és hidrogéngázhoz hasonlóan. A HTO különösen könnyen szívódik fel az emberi szervezetben, és amint bekerült, nagyon gyorsan szétterjed az emberi vízháztartásnak köszönhetően.

A trícium emberi testen belüli viselkedését balesetekből ismerjük. A tríciumkoncentráció csökkenését három időskála írja le. A domináns felezési idő ~ 10 nap, ez az emberi

vízháztartás körforgási ideje. Egy 70 kg-os referenciaszemély testében 42 liter víz található és a napi 3 literes vízcseréje nagyjából 10 napos biológiai felezési időhöz vezet. A hosszabb távú komponens nagyjából 30-300 napos, ami a vízháztartás és a szervek közötti vízcserének köszönhető. Átlagosan ez a lassabb folyamat a tríciumdózis mintegy 10%-áért felelős. A trícium effektív felezési ideje az emberi testben 11 nap.

Egy egyszerű számítással megbecsülhetjük hogy 1 Bq HTO a szervezetbe kerülve $1.8 \cdot 10^{-11}$ Sv effektív dózishoz vezet. Amennyiben a trícium szerves formában jut a szervezetbe, pl. szennyezett étellel, úgy az effektív dózis 2.5x-esére nő. Ennek oka hogy így a trícium nagyobbik hányada épül be a szervekbe ami hosszabb biológiai felezési időhöz vezet. Azonos légköri koncentráció mellett a tríciumos hidrogén 10^4 -szer kevésbé veszélyes mint a HTO, mert hidrogén gáz formában a szervezetbe való bejutás jelentősen nehezebb.

Izotóp	DCF [Sv/Bq]	Út	T-hez viszonyítva
Trícium	$1.8 \cdot 10^{-11}$	lenyelés	1
	$1.8 \cdot 10^{-11}$	belélegzés	1
Cs-137	$1.4 \cdot 10^{-8}$	lenyelés	800
Pu-239	$1.0 \cdot 10^{-7}$	lenyelés	5 500
	$1.0 \cdot 10^{-4}$	belélegzés	5 500 000

13.1. táblázat. Különböző izotópok dóziskonverziós tényezői.

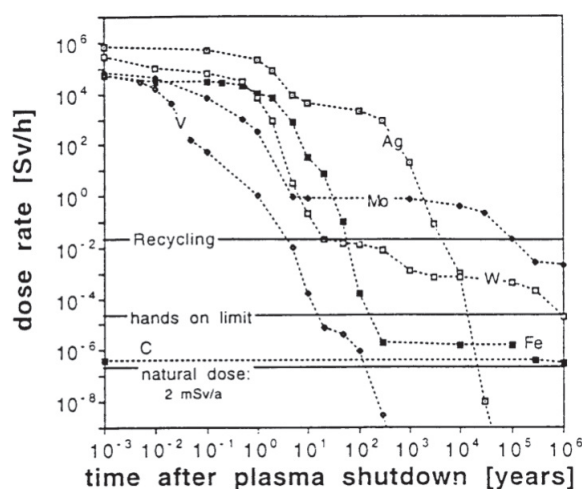
Az 13.1-es táblázat különböző izotópok dóziskonverziós tényezőit hasonlítja össze. Ez jól mutatja hogy a fizikai aktivitás (Bq) nem jó mérőszáma a radoitoxicitásnak. A trícium dóziskonverziós tényezője alacsony, mert a bomlásonként átlagosan kibocsájtott energia relatíve alacsony, és az effektív felezési ideje a testen belül is rövidebb.

A trícium speciális problémája a nagy mobilitás és hogy ezáltal nem triviális az erőművön belül tartani. Amennyiben kijut a környezetbe, a trícium továbbra is rendkívül illékony. A trícium viselkedését felszínközeli vizekben kontrollált kibocsájtási kísérletekből ismerjük. Az első évben a tríciumkoncentráció 1000-ed részére csökkent és a kísérlet előtti háttér értéket érte el. Így nagy területek hosszú távú erős szennyezésére nem kell számítani még komoly tríciumkibocsájtás esetén sem. A trícium nagy része az óceánokban végzi, ahol eleve is található a föld néhány kg-nyi természetes tríciumkészletének a nagy része. A trícium légköri nukleáris folyamatok következtében jön létre amikor a kozmikus sugárzás részecskéi eléri a földi atmoszférát, pl. $n + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \text{T}$. A nagyfokú nukleáris fegyvertesztek idején (50-es és 60-as évek) a földi készletek nagyjából 500 kg-ra nőttek. Mára a radioaktív bomlás következtében nagyjából 80 kg-ra csökkent

ez a készlet.

13.3.2. Aktivációs termékek

A falat érő becsült neutron fluxus nagyságrendileg $2\text{-}5 \text{ MW/m}^2$, ami komoly terhelést jelent a plazmaközeli szerkezeti elemek számára. Ennek következtében ezeket az elemeket 2.5-5 évente cserélni kell majd. A tervezett neutron fluencia ezzel $\sim 12.5 \text{ MWa/m}^2$. Az ilyen terhelésnek ellenálló anyagok fejlesztése nem hétköznapi kihívás.

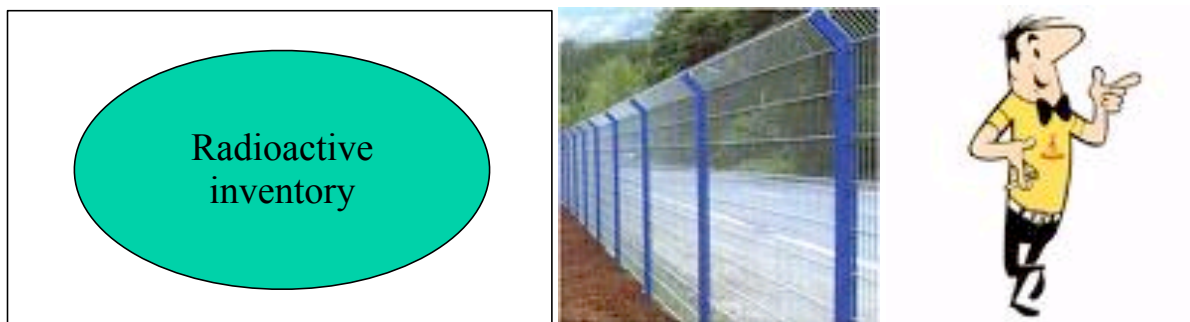


13.6. ábra. Különböző elemek dózisteljesítménye 12.5 MWa/m^2 neutron fluencia hatására.

A neutronaktivációból származó radioaktív hulladék mennyisége és minősége fűzős reaktorok esetén nagyon erőteljesen függ a választott anyagminőségtől. A 13.6. ábra különböző fal alkotó elemek dózisteljesítményét mutatja adott neutronbesugárzás hatására. A fűzős erőmű teljes aktivitását az aktivációs termékek határozzák meg. Ha hagyományos acélt használunk, akkor a fűzős reaktorok szerkezeti hulladékának nagyjából felét érjük el. Nagy különbség jelentkezik a trícium és aktivációs termékek között, többek között a mobilitásban. A szerkezeti elemekben lévő aktivitás nehezen mobilizálódik, hiszen a szerkezeti elemeknek per def. nagy terhelést kell kibírnia normál üzemben.

Különleges figyelmet igényel viszont a falból származó por, ugyanis ennek mobilitása jelentős. Nehezen aktiválódó anyagok mint pl. szén, bór nagyban csökkentenék a radioaktív por kockázatát (lásd 13.6. ábra). Hogyha nagy rendszámú anyagokat használunk (pl wolfram a divertorban) akkor az aktivált por a tríciummal összemérhető nagyságú problémát okoz. Mint arról már volt szó, az aktivációs termékek kérdése főleg a hulladékkezelésben jön elő, amiről később lesz szó. A környezeti szempontból legvonzóbb anyagok a vanádium, króm és a titán.

13.4. Normál üzem



13.7. ábra. A legkritikusabb célcsoport tagja (Most Exposed Individual – MEI) – ami a legtöbb esetben „az erőmű kerítésénél élő személy” – az a hipotetikus személy akire a modellszámításokat végezni kell.

Normál üzem során a mobilis trícium kezelése a legfontosabb kérdés. A tríciumkezelési tapasztalataink nagy része a CANDU nehézvízes reaktoroktól származik. Itt néhány száz grammnyi trícium keletkezik a nehézvízben neutron befogás során. A CANDU-s tapasztalatokból extrapolálva azt találjuk, hogy a ma létező technológiákkal a konzervatív becslés 2 gramm trícium kibocsájtása évenként, ami $1.7 \cdot 10^{12}$ Bq/nap kibocsájtásnak felel meg, de a mai működő üzemek legtöbbje ennél alacsonyabb értékekkel működik.

Egyszerű modellben napi $1.7 \cdot 10^{12}$ Bq trícium (HTO) kibocsájtással számolunk 100 m-es effektív kéménymagassággal. Ezután ez az aktivitás légköri terjedés során ritkul. A legkritikusabb célcsoportra számítva 10-30 $\mu\text{Sv}/\text{év}$ effektív dózist kapunk, ami a természetes háttérsugárzás 1%-a.

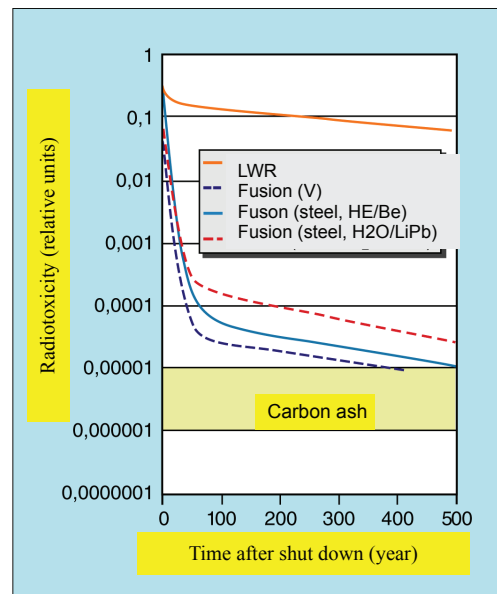
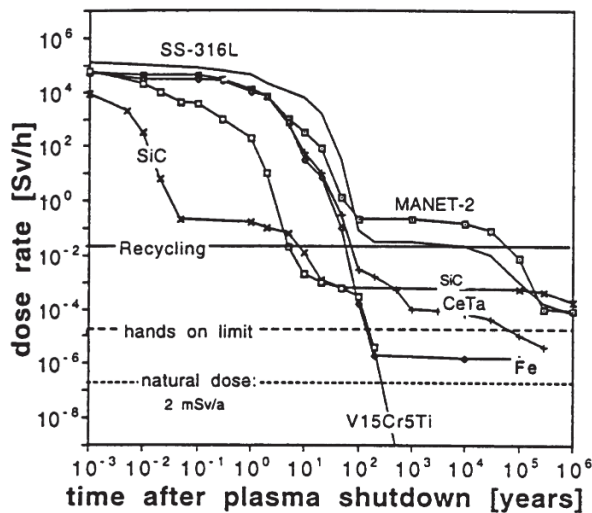
13.5. Hulladékkezelés

Fúziós reaktorokban a hulladék nagy része a divertor, első fal és tenyészköpeny alkatrészek folyamatos cseréjéből jön, illetve az erőmű lebontásakor amikor a vákuumkamra és a tekercsek is sorra kerülnek. Mindezen alkatrészeket 14 MeV-es neutronok intenzív fluxusa éri folyamatosan. Az árnyékolásnak köszönhetően a plazmától távolodva drasztikusan csökken az aktiválódás mértéke.

Nagy különbség, hogy az aktivációs termékek esetén többségben vannak a rövid felezési idők, és nincsenek alfa-sugárzó izotópok. Ennek köszönhetően már száz év hűtés után a fúziós hulladék 1/1000-ed részére csökken a fúziós hulladék radiotoxicitása (lenyelésre számítva). Ebben a becslésben az erőmű teljes élete során keletkező összes hulladék benne van.

A hulladékkezelési eljárások után visszamaradó teljes hulladéktérfogat az erőmű életciklusára nézve nagyságrendileg $25\,000\text{ m}^3$. Ez összemérhető egy hagyományos nyomott-vizes atomerőmű teljes kezelés utáni hulladéktérfogatával, a reprocesszálást is beleértve. Reprocesszálás nélkül ez a szám 30-50%-al kevesebb is lehet. Az összemérhető nettó hulladéktérfogat ellenére a fissziós hulladék teljes tárolási térfogatigénye magasabb, tekintettel a magasabb hőtermelésre ami a csomagolási sűrűséget limitálja a geológiai tárolókban.

A 13.8. ábra néhány technológiai szempontból fontos anyag dózisteljesítményének időbeli alakulását ábrázolja első fali besugárzást követően. A fúzióra optimalizált anyagok fejlesztése lassú folyamat, ezért az aktivált anyagok új reaktorokban való felhasználása a hulladékkezelés egyik lehetséges formája. Alacsony aktivitású acélok esetén becslések szerint az újrafelhasználás már 25 mSv/h felületi dózisteljesítmény alatt is megoldható gépi kezelés segítségével. A leginkább felaktiválódott szerkezeti anyagok, azaz a plazma kamra első fala, ezt a dózisteljesítmény szintet nagyságrendileg 50-100 év pihentetés után éri el.



13.8. ábra. (a) Dózisteljesítmény időbeli lefutása néhány technológiailag fontos anyagra, $12,5\text{ MW/m}^2$ neutron fluencia után. Hagyományos acél (SS-316L), fúzióra optimalizált acél (CeTa), az elméleti alsó határ vas alapú acélok esetén (Fe), kerámia (SiC) és vanádium ötvözet (V15Cr5Ti). (b) Hagyományos fissziós erőmű összehasonlítása különböző fúziós tervekkel.

Ha új típusú alacsony aktiválódású anyagokat használunk – mint például vanádium ötvözetek – akkor az újrahaznosítás néhány évtizeden belül lehetséges. Ez nagyban

egyszerűsíti az újrahasznosítás menetét ami pénzügyileg is kedvező. Ugyanakkor nagy körültekintéssel kell eljárni hogy a nemkívánatos szennyeződések mennyisége aktiválódási szempontból is alacsony szinten maradjon, pl. 0.1 ppm ezüst esetén (lásd 13.6. ábra).

13.6. Balesetek

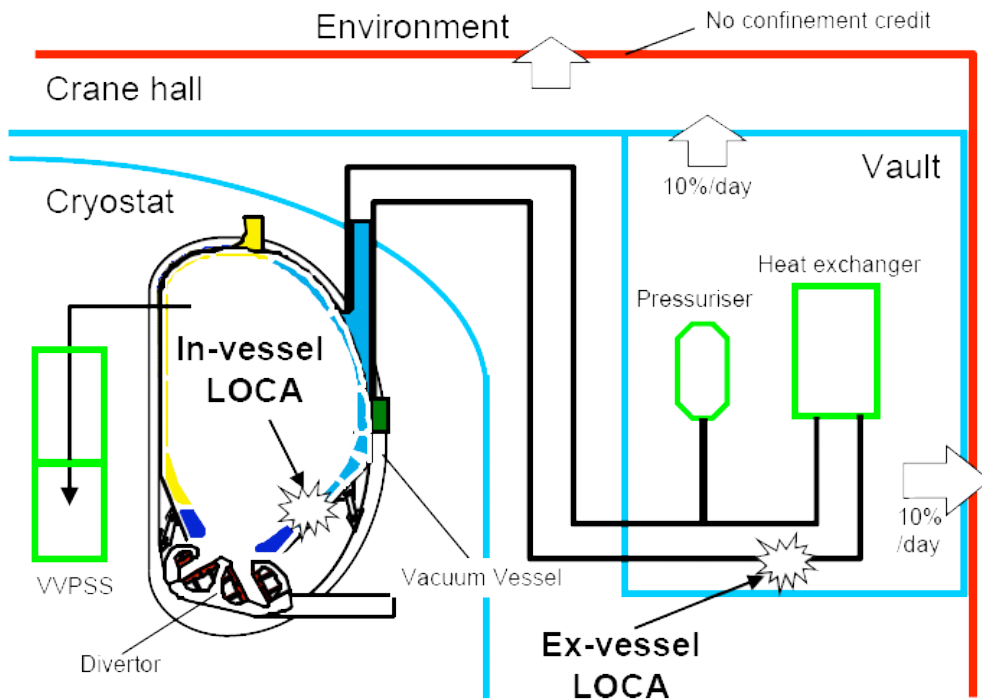
Mivel egyszerre csak nagyon kis mennyiségű üzemanyag található egy fúziós reaktor kamrában, és ebből csak a trícium radioaktív, extra figyelmet a kamrában található aktiválódott anyagok jelenléte igényel.

Egy baleset esetén biztonsági szempontból a fúziós reaktorok legfontosabb tulajdonsága, hogy a fúziós reakció azonnal és önmagától leáll bármilyen baleseti- vagy üzemzavari körülmények között (lásd 13.2. fejezet). Mivel nincs láncreakció, a **passzív biztonság** teljesíthető a fúziós reaktorok esetén. Azok az energialeltárok melyek a balesetek során szóba jöhetnek jóval alacsonyabbak mint a fisszió esetén, miközben a lényeges térfogatok és felületek nagyok. A 13.2. táblázat tartalmazza a legfontosabb energialeltárat és a tipikus kibocsájtási időskálájukat.

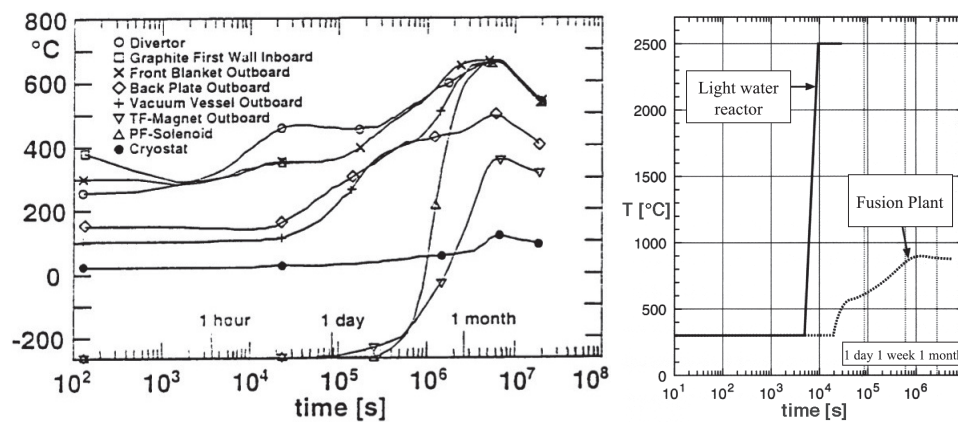
Forrás	Energia [GJ]	Időskála
Plazma	2	< 1 s
DT a plazmában	250	1 perc
Tekercsek	100	1 perc
Hűtővíz	300	10 perc
Bomláshő	80	1 óra
	550	1 nap
	2000	1 hét

13.2. táblázat. Energialeltárok és kibocsájtásuk karakterisztikus időskálája egy fúziós reaktorban (vítérfogat a primer hűtőkörben: 400 m³).

A reaktor leállása után a radioaktív magok bomlása hőforrásként szolgál (bomláshő). Ezen bomlás passzív elszállítása kulcsfontosságú biztonsági tényező. Hűtőközegvesztéses balesetek esetén (Loss Of Coolant Accident - LOCA - 13.9. ábra) egy fissziós reaktor magja külső hűtés hiányában leolvadhat. Fúziós reaktor esetén a remanens hő jóval alacsonyabb és nagy felületeken oszlik el. Megmutatható, hogy minden hűtőközeg elvesztése esetén is, pusztán hővezetéssel és hőszugárzással annyi hő távozik el, hogy a szerkezeti elemek megolvadása elkerülhető.



13.9. ábra. Kamrán belüli- és kívüli LOCA illusztrációja.



13.10. ábra. (a) Hőmérsékleti tranziens lefolyása az ITER-ben minden aktív hűtés elvesztése után. (b) Egy fissziós és fúziós erőmű összehasonlítása.

A 13.10. ábra az ITER esetére számított teljes hűtőközegvesztés esetét mutatja be. Ez jó példája a passzív biztonságoknak, hiszen a remanens hő eltávolítása tisztán fizikai effektusokkal történik és nem támaszkodik mérnöki megoldásokra, melyek valamilyen alacsony valószínűséggel mindig meghibásodhatnak. A hőmérsékleti sugárzás sosem hibásodhat meg. A fúziós erőművekben a maximális hőmérséklet bőven az acél szerkezetek 1400 °C-os olvadáspontja alatt marad.

A biztonsági tanulmányok mögötti fő motiváció a relatíve nagy nukleáris leltár. Ugyanakkor a fission és a fúzió közötti fontos különbség hogy a fúzió esetén a balesetek mögött nem állhatnak nukleáris okok. Ehelyett a legfőbb biztonsági figyelem a „hagyományos” veszélyforrásokra összpontosul. A legfontosabb baleseti kezdeményezők a következők lehetnek:

- Vákuumvesztéses baleset légbehatolással a reaktor kamrába
Veszélyek: Kémiai reakciók (tűz), tríciumtranszport
- Hűtőközegvesztéses balesetek (LOCA)
Veszélyek: Hirtelen nyomásváltozás, hidrogén keletkezés (robbanásveszély)
- Hálózatról való leszakadás vagy egyéb hirtelen áramvesztés
Veszélyek: Aktív hűtés leállása, a tekercsek „quench”-e
- Elektromos kisülések a tekercsrendszerben
Veszélyek: kapcsolódó rendszerek olvadása, trícium kibocsájtás az épületbe
- Tekercs deformáció vagy -elmozdulás
Veszélyek: környező alkatrészek károsodása, vákuumvesztés, „lövedék” effektus
- Hélium hűtőközeg térfogatváltozása
Veszélyek: hirtelen nyomásváltozás
- Robbanás a hidrogén izotóp szeparátor rendszerben
Veszélyek: az épület sérülése, trícium kibocsájtás
- Tűz a trícium tároló ágyakban
Veszélyek: trícium kibocsájtás

Az ITER kezdeti tervezési szakaszában már részletes elemzések készültek. Most egy példát hozunk, ami a levegő betörés a reaktor kamrába. Ez komoly esemény, hiszen azt jelenti hogy egy fontos védelmi vonal megsérült. Azon tervekben, ahol az első fal alapvetően szénnel burkolt, a kémiai reakciókat kell elsődlegesen figyelembe venni. Önfenntartó tűz nem tud kialakulni, hiszen a plazma mint hőforrás megszűnt, és az első fal hűtése nagyon hatékonyan csökkenti a szén hőmérsékletét. Még akkor is ha az aktív hűtés is egyidejűleg leáll, a hűtési rendszer hőtehetetlensége elég ahhoz hogy a szén

gyulladásai hőmérséklete alatt tartsa. A mobilis anyagok, főképp a trícium a szénporban és a keringető rendszerben, kiszabadulhatnak a közeli termekbe. Itt aztán a három fő védelmi vonalból a második meg tudja fogni a szennyezést.

Általánosságban véve, a fúziós biztonsági vizsgálatok célja elérni, hogy a jövőbeni fúziós berendezéseket úgy tervezzék, hogy bármilyen elképzelhető belső vagy külső hatás által kiváltott baleset esetén is a baleset következményei és a nukleáris leltár passzív módszerekkel az erőmű területén belül tarthatók legyenek. Semmilyen belső baleset nem rombolhatja le az épületeket. A stratégia alapja egy robosztus, többszörös mélységi védelemmel ellátott rendszer, a nukleáris- és energialeltárak minimalizálása, passzív védelem alkalmazása és rendkívül jó minőségű nukleáris anyagok használata. Az aktív védelmi rendszerek fontos szerepet tölthetnek be hogy csökkentsék az erőműben esetlegesen keletkező kárt.

13.6.1. A tenyészköpeny lehetséges problémái

Fúziós reaktorokban nagymennyiségű lítiumot fognak alkalmazni a szükséges trícium tenyésztésére. Ennek nagyon hatékony módja lenne a folyékony lítium felhasználása. Ezesetben a lítium, jó termodinamikai tulajdonságainak hála hőcserélőként is használható lenne, ezzel is egyszerűsítve a berendezést. Technológiai problémát jelent folyékony fémek nagy mágneses terekben történő áramoltatása. A másik nagy hátrány a lítium agresszív kémiai reakciója levegővel, vízzel, nitrogénnel és betonnal. Egy folyékony lítium üzemű reaktor esetén az energialeltár 7000 GJ-al nő. Vízzel történő érintkezéskor nagy mennyiségű hidrogén keletkezik, mely robbanásokhoz vezethet és ezáltal az épületek épségét is veszélyezteti.

Egy másik megközelítés lítium kerámiák alkalmazása, úgy mint Li_2O , Li_4SiO_4 , Li_2ZrO_3 (stb), ami megszünteti az elemi lítiummal járó kémiai veszélyeket. Sajnos az önfenntartó trícium tenyésztéshez berillium (${}^9\text{Be}(n,2n)2\times\text{He}$) neutronsokszorozóra van szükség majdnem minden kerámia tenyészköpeny esetén. A berillium mérgező anyag, ami jelentős trícium leltárt tud felépíteni neutron besugárzás alatt. 600-700 °C felett vízzel és levegővel agresszív kémiai reakcióba léphet. Ennek következtében a kerámia tenyészköpenyeket próbálják olyan irányokba vinni, ahol nincs szükség a berilliumra. A Li_2O a legjobb jelölt, mert ennek van a legmagasabb lítium sűrűsége az összes kerámia közül (magasabb, mint a fém lítiumé). Ezen felül a Li_2O neutron aktivitása szinte elhanyagolhatóan kicsi.

Egy másik lehetősége a $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$ használata, aminek olvadáspontja csupán 235 °C, így folyékony fémként is alkalmazható. Kémiai reakcióképessége jóval alacsonyabb mint a folyékony lítiumé. Ugyanakkor az ólom használata problémát okoz hiszen nehézfém és neutronbesugárzás hatására aktiválódik is. A tenyészanyag végső választása erősen befolyásolja a jövőbeni fúziós berendezések biztonsági- és környezeti tulajdonságait.

13.6.2. Baleseti kibocsátások

Részletes vizsgálatok történtek atmoszférikus baleseti trícium- és aktivációs-termék kibocsátásokra. A számított specifikus dózisok a legkritikusabb célcsoport tagjára (MEI), 1 km-re a kibocsátás helyszínéről a 13.3. táblázatban található.

Forrás	Specifikus dózis	típus
HTO	0.5 mSv/g-T	akut
	2.5 mSv/g-T	krónikus
HT	0.04 mSv/g-T	akut
AISI-316 elsőfali acél	0.03 mSv/g	akut
ITER körülmények	2 mSv/g	krónikus

13.3. táblázat. Számított specifikus dózisok a legkritikusabb célcsoport tagjára (MEI), 1 km-re a kibocsátás helyszínéről.

Belélegzés vagy bőrön keresztüli felszívódás esetén az akut dózis 0.5 mSv/g-t (per gram trícium) talajmenti kibocsátás esetén HTO formában. Ha a lenyelést is figyelembe vesszük, úgy a dózis egy 5-ös faktorialább (krónikus baleseti dózis). Gáz formájú kibocsátás esetén (HT) a dózisok legalább egy 10-es faktorialacsonyabbak. A HTO és HT radiotoxicitása közötti 10^4 különbség (13.3. fejezet) kiegyenlítődik azáltal hogy a kibocsátott HT bediffundál a talajba, ahol a mikroorganizmusok oxidálják és HTO formában újra kibocsátják. Az ITER kezdeti tervezése során felmerült acélokból származó aktivált acélpórspecifikus akut dózisa egy nagyságrenddel a trícium alatt marad, míg krónikus baleseti dózistra hasonló értékeket kapunk.

A német engedélyezési folyamatok során meg kell mutatni, hogy egy tervezési üzemi zavar (design basis accident) esetén a kibocsátott HTO mennyisége 20 g alatt marad (felszíni kibocsátás). Ez elérhető amennyiben az épület sértetlen marad. Sok országban 100 mSv effektív dózis felett kitelepítést rendelnek el. A kitelepítés elrendeléséhez a trícium kibocsátást minden körülmények között 200 g alatt kell tartani. Ennek megfelelően a cél hogy bármely komponensben kevesebb mint 150 g trícium tartalom legyen.

Amennyiben összehasonlítjuk egy fúziós erőműből származó trícium és acélpórspecifikus veszélyeit a fissionális erőművek ^{131}I és ^{137}Cs készletével, azt találjuk, hogy a fúzió egy 500-as faktorial jobban áll.

13.7. Feladatok

13.1. Feladat A feladat egy online szimulációhoz köthető: <https://deep.reak.bme.hu:8080/home/pub/13/> A szimuláció a plazmahőmérséklet változását modellezi egy fúziós reaktor leállása közben a Lawson-kritérium levezetésével használt modellel: a plazma energiaveszteségét egy fix energiaösszetartási idő határozza meg, míg az alfa-fűtés arányos a deutérium- és a trícium-sűrűségekkel. A modell égés állapotából 10^{20} $1/m^3$ deutérium- és a trícium-sűrűségekkel indul, és a hőmérséklet az üzemanyag fogyasztásának hatására kezd változni. (Feltettük, hogy az üzemanyag csak az elégés hatására fogy, ami feltételezi, hogy az elszívott üzemanyag visszatáplálása továbbra is működik. Ezt feltételezi az is, hogy végig tiszta DT plazmát tételeztünk fel, azaz az égéstermékét folyamatosan elszívjuk.)

a) Mennyi idő alatt áll le a reaktor 2s energiaösszetartási idő mellett?

b) Mi okozza a görbe végfelé a meredekebben eső szakaszt?

13.2. Feladat Magyarázd el, hogy egy fúziós reaktor miért rendelkezik passzív biztonsággal! Hasonlítsd össze a fissionnal.

13.3. Feladat Magyarázd el a trícium kezelés biztonsági és környezeti aspektusait.

13.4. Feladat Jellemezd a neutronbesugárzás és aktivált hulladék biztonsági és környezeti vonásait.

13.5. Feladat Jellemezd a baleseti energia leltárakat és a fontosságukat a biztonsági tervezésben.

13.6. Feladat Magyarázd el a biztonsági tervezés alapvető elveit (pl. leltárak limitálása).

13.7. Feladat Mik a legfontosabb baleseti veszélyforrások? Magyarázd el az okokat, hatásokat és veszélyeket!

13.8. Feladat Jellemezd a lítium szerepét. Milyen szerepe van a tenyésanyagoknak a biztonság szempontjából?

13.9. Feladat Írj körül néhány lehetséges baleseti forgatókönyvet. Mutasd be hogy az adott eset hogyan profitál az alapvető biztonsági tervezési elvek alkalmazásából.

13.10. Feladat Jellemezd a fúziós hulladékkezelést és hasonlítsd össze a fissionnal hulladékkezeléssel.

13.11. Feladat Jellemezd a külső költségek alapötletét, és hasonlítsd össze a fúziót más energiatermelési módszerekkel e téren! (Megjegyzés: ez a rész az órán hangzik el.)

13.8. Szerkesztői megjegyzés

A fúziós biztonság teljes megértéséhez az olvasónak tisztában kell lennie néhány alapvető nukleáris biztonsági fogalommal és a sugárvédelem alapjaival. Részletes bemutatása e helyen túllógna a fejezet célzott terjedelmén.

Végszó

60 évi fejlesztés alatt hatalmas technológiai előrelépés történt a szabályozott fúziós energiatermelés megteremtése felé. A jelenlegi berendezések a $Q=1$ energiamérleg környékén üzemelnek és reális esély van rá, hogy 2-3 évtized alatt legalább kísérleti energiatermelő reaktor épüljön. Az már világos, hogy egy ilyen berendezés az Emberiség által épített legbonyolultabb eszköz lesz és számos megoldatlan problémát tartogat még mind a mérnökök, mind a fizikusok számára.

Irodalomjegyzék

- [1] UnData. A United Nations Statistics Division online szolgáltatása: data.un.org
- [2] Key World Energy Statistics. Az International Energy Agency kiadványa, az interneten: <http://www.iea.org/publications/freepublications/publication/kwes.pdf>
- [3] Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC). Az interneten <http://www.ipcc.ch/>
- [4] J. Michael T. Thompson, *Geo-Engineering Climate Change: Environmental Necessity or Pandora's Box?* Cambridge University Press, ISBN-13: 978-0521198035 (2010)
- [5] Marx, G. Life in the Nuclear Valley, *Physics Education* **35** 375 (2001)
- [6] Mook, W.G. Environmental Isotopes in the Hydrological Cycle: Principles and Applications (IAEA kiadvány), (2000) Web: http://www-naweb.iaea.org/napc/ih/IHS_resources3_publication_en.html
- [7] J. Wesson, Tokamaks, *Oxford University Press ISBN: 978-0-19-959223-4* (2011)
- [8] I. H. Hutchinson, *Cambridge University Press, ISBN: 9780521675741* (2005)
- [9] A roadmap to fusion energy. www.efda.org
- [10] An Assessment of the Prospects for Inertial Fusion Energy, *National Academies Press, ISBN 978-0-309-27081-6* (2012)