

ELFUTÓELEKTRON-NYALÁB SZIMULÁCIÓJA DEMO FÚZIÓS REAKTORBAN

TDK dolgozat

Lengyel Ferenc

Konzulensek:

**Dr. Pokol Gergő,
Olasz Soma**

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem - Nukleáris Technika Tanszék

Budapest

2022

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	3
1.1. Töltött részecskék és a tokamak mágneses tere	5
1.2. Diszrupciók	8
1.3. Elfutó elektronok keletkezése	9
1.3.1. Keletkezési módok	11
2. Elfutó-elektronok elnyomása	14
2.1. Törtpellet belövés	14
2.2. DREAM diszrupció szimulációs kód	16
2.2.1. Törtpellet belövés	16
2.2.2. Analitikus toroidális geometria	18
3. Kétlépcsős törtpellet belövés	19
3.1. Referencia szimuláció az ITER reaktorra	20
3.2. DEMO szimulációk	23
3.2.1. Deutérium behatolás optimalizálása	24
3.2.2. Áramesés időtartama	26
3.2.3. Elfutóelektron-mag vizsgálata	27
4. Összefoglalás	30
5. Kitekintés	31
Irodalomjegyzék	35
A ITER törtpellet belövés szimulációhoz kapcsolódó ábrák	36
B Sztochasztikus folyamatok törtpellet belövés során	38

Kivonat

Napjaink növekvő energiaigényére ígéretes megoldás a könnyű atommagok nukleáris fúziójának alkalmazása, ugyanakkor gyakorlati megvalósítása számos kihívással jár. A legfőbb problémát a nagyságrendileg 100 millió kelvin hőmérsékletű plazma megfelelően hosszú ideig történő összetartása okozza. Ehhez a Földön nem áll rendelkezésünkre a csillagokban levő nagy gravitáció, ezért a mágneses összetartású fúzió a kutatások fő iránya. Az ilyen elven alapuló fúziós berendezések közül az egyik típus az ún. tokamak, mely forgásszimmetrikus, tórusz alakú plazmát képes fenntartani [1].

Tokamak berendezések működése során több okból kifolyólag is előfordulhat, hogy a plazmában elfutó elektronok keletkeznek. Egy lehetséges ok az ún. diszrupció, mely során a plazmaösszetartás hirtelen megszűnik. Ilyenkor a hőmérséklet hirtelen leesik, a plazma ellenállása megnő, és az önindukció következtében a plazmaáram elektromos teret kelt, mely elfutó elektron keletkezéshez vezet. Az elfutó elektron nyaláb súlyos károkat okozhat a plazmát magában foglaló vákuumkamra falának védőköpenyében. A jelenség különösen veszélyes a nagy plazmaáramú berendezésekben, mert a keletkező elfutóelektron-mennyiség függ a kezdeti plazmaáramtól. Mivel egyre nagyobb berendezések épülnek egyre nagyobb áramokkal, például az ITER tokamak Franciaországban [2], egyre fontosabb az elfutó elektronok viselkedését vizsgálni, és valamilyen módon védekezni keletkezésük ellen.

Az Európai Fúziós Útitervben [3] szerepel két fontos mágneses összetartású berendezés. Az egyik, a jelenleg építés alatt álló, a nemzetközi fúziós kutatás mérföldkövének számító, tokamak típusú ITER, illetve szintén kiemelkedően fontos utódja a DEMO tokamak, mely a tervek szerint már elektromos energiát fog termelni a hálózatra, ezzel demonstrálva a fúziós energiatermelés gyakorlati megvalósíthatóságát. Ezekben a berendezésekben, méreteikből adódóan kifejezetten fontos az elfutó elektronok vizsgálata, melyhez jelenleg más tokamakokban végzett kísérletekből származó adatok, és szimulációs eszközök is rendelkezésünkre állnak. Az egyik ilyen eszköz a DREAM [4], mely elsősorban a diszrupciók során történő elfutóelektron-keletkezés modellezése céljából készült. Dolgozatomban a DREAM segítségével vizsgálom a DEMO paramétereire a diszrupció időbeni és térbeni lefolyását, illetve egy, az ITER-re javasolt, jelenleg tervezés alatt álló diszrupció-mitigációs rendszer használhatóságát különböző paraméterekkel.

1. fejezet

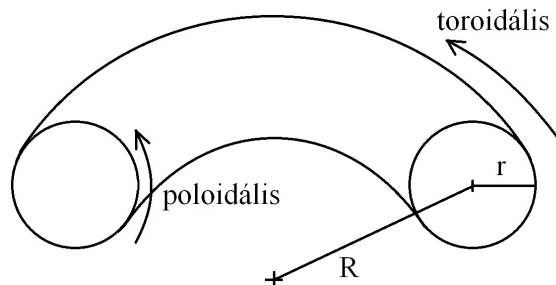
Bevezetés

Az emberiség energiafelhasználása folyamatosan növekszik, és minden eddigénél nagyobb igény van a megbízható és tiszta energiaforrásokra, melyek egyike lehet a nukleáris fúzió. A könnyű atommagok fúziójának energiatermelési célra történő felhasználása számos kihívással jár, de a kísérleti reaktorokban végzett sikeres kísérletek megnyithatják az utat a kereskedelmileg is megtérülő fúzió előtt. A 21. század második felében így kifejezetten fontos szerep juthat a fúziónak a növekvő energiaigény kielégítésében [5].

Két könnyű atommag fúziója során a keletkező részecskék tömege kisebb lesz, mint a kiindulási atommagok együttes tömege és ebből a reakcióból energia szabadul fel a tömeg-energia ekvivalencia alapján. A legtöbb fúziós erőműben a deutérium (^2H) és trícium (^3H) atommagok fúziójának megvalósítása lesz a cél, mivel ebből szabadul fel a legnagyobb energia a legkisebb (de még így is rendkívül magas) hőmérsékleten. A reakcióban α -részecske és egy neutron keletkezik. A neutron hordozza a felszabaduló energia nagy részét, melyet át tud adni valamilyen hűtőközegnek, vagy lítiumból történő trícium tenyésztésre is felhasználható. A keletkező hélium a környezetre nem veszélyes, az üzemanyagként használt deutérium vízből kivonható, a lítium pedig nagy mennyiségben rendelkezésre áll. A neutronsugárzás által felaktivált szerkezeti elemekben levő radioaktív anyagok felezési ideje a száz éves nagyságrendbe esik a fission hulladékokkal szemben, és a megújuló energiaforrásokkal ellentétben a fúziós energiatermelés nem időjárásfüggő.

Látható, hogy a fúziós energiatermelés rendkívül előnyös lenne, de a megvalósításhoz extrém magas hőmérsékletű (100 millió K nagyságrendű) plazmát kell létrehoznunk. Ekkora hőmérsékletre azért van szükség, hogy a fuzionáló atommagok egymás elektromos terének Coulomb-taszítását legyőzve megfelelően közel kerüljenek ahhoz, hogy megnőjön a maradék Coulomb-potenciálgaon keresztüli alagúteffektus valószínűsége és megtörténjen a fúzió. Ezeket a nagy energiájú részecskéket össze is kell tartani, hogy megfelelően nagy számban ütközzenek az atommagok. A plazma összetartása csillagokban a nagy gravitáció segítségével történik, de a Földön más eszközökhöz kell folyamodnunk. A kutatások fő iránya a mágneses összetartású fúzió, melyben elektromágnesekkel létrehozott mágneses terekben lebegtetik a plazmát. Kiemelkedően fontos reaktortípus a tokamak [1], mely forgásszimmetrikus, tórusz alakú plazmát képes fenntartani. A plazma összetartása lényegesen egyszerűbb feladat nagyobb méretű tokamakokban [6]. A forgásszimmet-

ria következtében kézenfekvő az 1.1. ábrán szemléltetett koordináta rendszer használata, melyben poloidális és toroidális irányok, illetve az R nagysugár és az r kissugár szerepel.



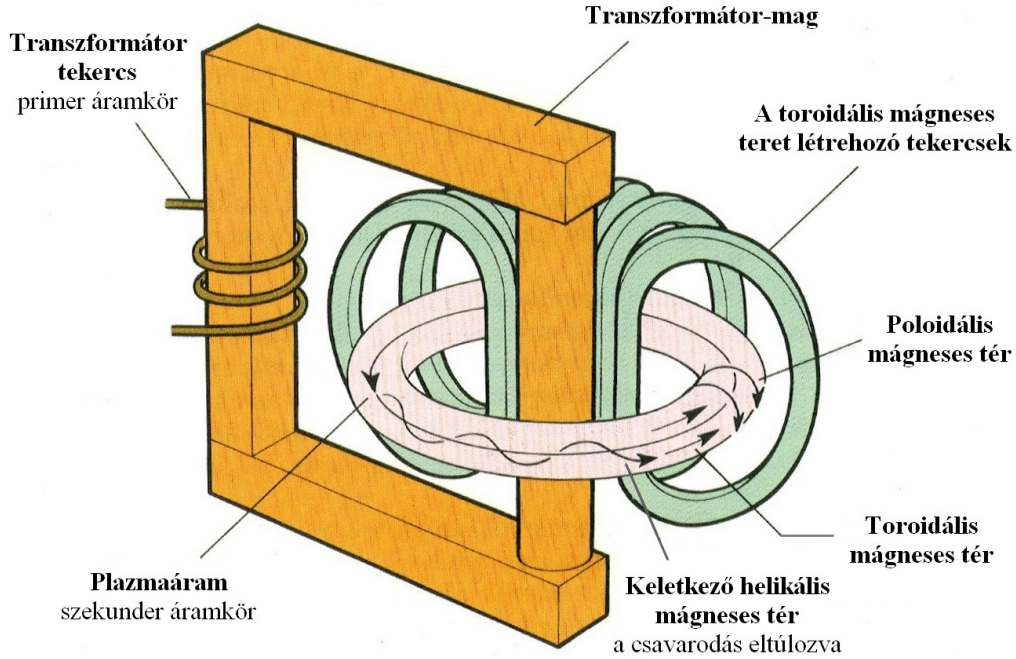
1.1. ábra. Poloidális és toroidális szögek, a kissugár (r) és a nagysugár (R)

A plazma nagy sebességű töltött részecskékből áll, melyek a mágneses indukcióvonalak mentén helikális mozgást végeznek. Megfelelő geometriájú mágneses térrel ezért el lehet érni, hogy a plazma a kissugár mentén radiálisan összetartott legyen. A tokamak alapötlete egy önmagába záródó, toroidális mágneses hurok, melyet elektromágnesesekkel hoznak létre. Ugyanakkor stabilitási okok miatt fontos, hogy a mágneses térnek ne csak toroidális, hanem poloidális komponense is legyen. Ez tokamakokban egy transzformátor-mag és egy primer tekercs segítségével történő plazmaáram hajtással van megoldva, ahogyan az az 1.2. ábrán látható. Mivel a primer tekercs áramát nem lehet a végtelenségig növelni, hogy fenntartsuk az állandó toroidális áramot keltő változó mágneses teret, ezért a tokamak impulzus üzemben képes működni, és a kutatások és kísérletek egyik fontos célja a minél nagyobb pulzushossz elérése.

Plazmafizikában gyakran az elektronok és ionok hőmérsékletére a $T_e = k_B T$ konvencióval élnek, melyben k_B a Boltzmann-állandó, T a hőmérséklet. A részecskék hőmérsékletét gyakran energiaként kezeli és eV mértékegységben adják meg:

$$1\text{eV} = 1.602176634 \cdot 10^{-19}\text{J}$$

Az Európai Fúziós Útiterv [3] meghatározza az európai fúziós kutatások főbb irányait, miközben egy időrendet is előrevetít a benne szereplő tervezett, vagy építés alatt álló berendezésekre és a berendezésekben végzett kísérletekre. Az Útitervben szereplő ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) egy kiemelt fontosságú, jelenleg épülő reaktor [2]. Minden eddigi tokamagnál nagyobb lesz (nagysugara $R = 6.2$ m, toroidális mágneses tere $B_T = 5.2$ T, plazmaárama $I_p = 15$ MA), céljai közé tartozik a 10-szer akkora fúziós teljesítmény elérése, mint amekkora teljesítményre szükség lesz a plazma fűtéséhez ($Q = 10$). Célja még továbbá erőművi komponensek, például trícium-tenyészköpeny, vagy új divertor-konfigurációk tesztelése. Az ITER utódja, az Útitervben szintén szereplő DEMO tokamak egy még nagyobbra tervezett berendezés (nagysugara $R = 9.1$ m, toroidális mágneses tere $B_T = 5.86$ T, plazmaárama $I_p = 17.75$ MA) [8], melynek céljai közt szerepel az erőművi, azaz hálózatra áramot termelő működés, a saját trícium üzemanyag tenyésztés és 7200 s-os pulzushossz demonstrálása.



1.2. ábra. Tokamak sematikus ábrája [7]

1.1. Töltött részecskék és a tokamak mágneses tere

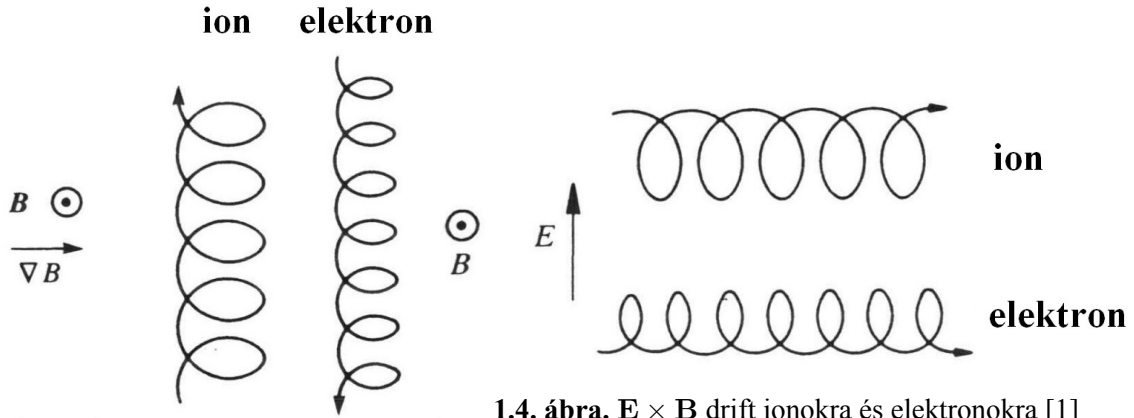
Egy m tömeggel és q töltéssel rendelkező részecske, homogén $\mathbf{B}$ mágneses térben helikális pályán halad a mágneses erővonalak mentén az $\mathbf{F}_L = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ Lorentz-erő miatt. Ezen helikális pálya sugarát Larmor-sugárnak (r_L) nevezzük, és a következőképpen számítható:

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{|qB|}, \quad (1.1)$$

ahol $v_{\perp}$ a részecske mágneses indukcióvonalakra merőleges sebessége. Görbült mágneses térben is megmarad ez az alapvető mozgása a részecskének, ugyanakkor a pálya perturbálódik a görbület hatására.

Tokamakokban a toroidális irányú mágneses indukció nagysága megközelítőleg fordítottan arányos a tórusz főtengelyétől mért R távolsággal: $B_T \sim 1/R$, melyből adódóan a tórusz külsőbb részein a mágneses tér valamennyivel gyengébb lesz, mint a tórusz főtengelyéhez közel [1]. A mágneses térerősség különbségéből adódóan (1.1) összefüggés alapján a Larmor-pálya főtengelyhez közelebb és távolabb eső pontjain más lesz a részecske pályájának Larmor-sugara. Ennek az eltérésnek a következtében a részecskék nem tiszta helikális mozgást végeznek, hanem függőleges irányban elkezdenek sodródni, driftelni [9], mint ahogyan az az 1.3. ábrán látható. Ebből az ún. $\text{grad}\mathbf{B}$ driftből adódó függőleges driftsebesség $v_{\text{grad}B}$ a következőképpen számítható:

$$v_{\text{grad}B} = \frac{mv_{\perp}^2}{2Bq} \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^2}. \quad (1.2)$$

1.4. ábra. $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift ionokra és elektronokra [1]

1.3. ábra. GradB drift ionokra és elektronokra [1]

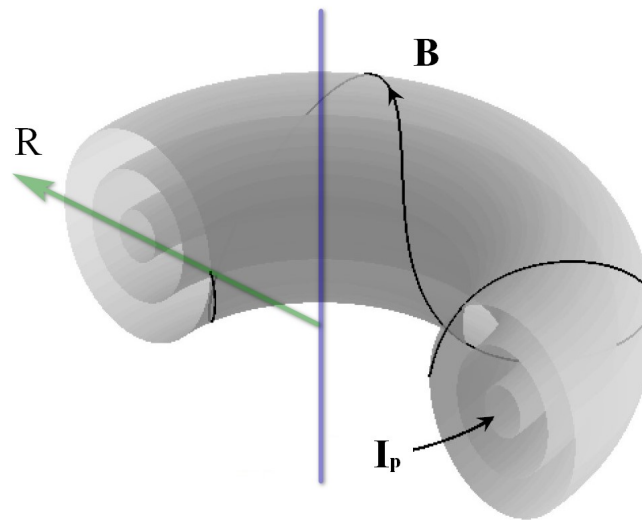
A mágneses indukcióvonalak görbületéből adódó ún. görbületi driftnek is hasonló hatása van, de az a mágneses erővonalakkal párhuzamos $v_{\parallel}$ sebességtől függ. A görbületi driftből adódó v_{curv} driftsebesség $\mathbf{R}$ görbületi sugár esetén a következő:

$$v_{curv} = \frac{mv_{\parallel}^2}{qR^2} \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (1.3)$$

Mivel az (1.2) és (1.3) összefüggésekben megjelenik a részecske töltése is, az ellentétes töltésű elektronok és ionok ellenkező irányba fognak driftelni, mely függőleges irányú E elektromos teret kelt. A qE elektrosztatikus erő a részecskék körmozgását a Larmor-kör egyik felében akadályozza, másik felében segíti. Ennek következtében mind az elektronok, mind az ionok kifelé, a kisebb mágneses terű tartomány felé driftelnek, mint ahogyan az az 1.4. ábrán látható. A létrejövő drift az ún. $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift [9], mely töltésfüggetlen és a hozzá tartozó $v_{E \times B}$ driftsebesség:

$$v_{E \times B} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (1.4)$$

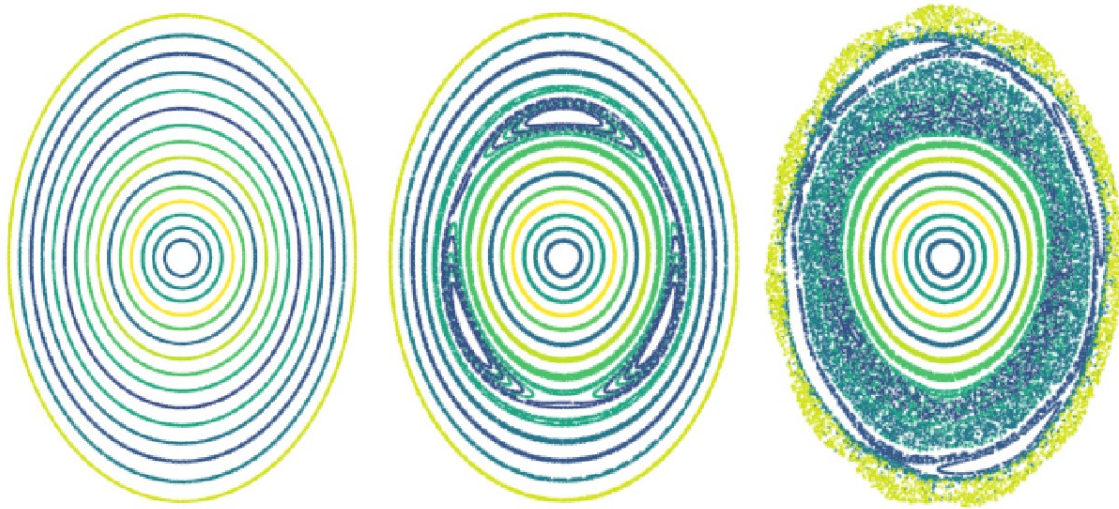
A plazmát stabilizálni kell ezekkel a driftekkel szemben, hiszen, ha a plazma eléri a vákuumkamra falát, nemkívánatos folyamatok indulnak el. Egyrészt magas rendszámú szennyezők kerülnek a plazmába a fal anyagából, melyek elkezdik lesugározni a plazma energiáját, másrészt ahol a plazma érintkezik a fallal, ott azt rendkívüli hőterhelés éri, mely károsíthatja is a falat. Mindezen folyamatok hatására a plazma hirtelen lehűl, megszűnik az összetartása, a fúzió leáll, ún. diszrupció történik. A stabilizálás egyik fontos eleme tokamakokban a poloidális mágneses tér, mely a toroidális mágneses térrel együtt helikálisan csavart mágneses térszerkezetet hoz létre. Ez a térszerkezet gyakorlatilag rövidre zárja a töltésszétválasztásból eredő elektromos teret.



1.5. ábra. A tórusz főtengelye késsel, zölddel a tengely, ami mentén a nagysugarat (R) mérik, koaxiális állandó nyomású felületek, a mágneses erővonalak csavarodása ($\mathbf{B}$ az ábrán eltűlőve), illetve a toroidális plazmaáram ($\mathbf{I}_p$) tokamakban szemléletesen [10]

A mágneses indukcióvonalak nem keresztezhetik egymást, ezért a plazmában olyan felületek alakulnak ki, melyeken állandó a mágneses fluxus. Az 1.5. ábrán jól megfigyelhetők ezek az ún. fluxusfelületek. Ezeken a felületeken a mágneses indukcióvonalakat követik a részecskék a Larmor-pályájukon, ezért a fluxusfelületeken állandó lesz a nyomás, mely a sűrűségtől és a hőmérséklettől függ. A fluxusfelületek közti transzport meglehetősen kicsi a tokamak normál működése során. Egy perturbálatlan egyensúlyi mágneses térszerkezet látható az 1.6. ábrának a bal oldalán. Ez egy Poincaré-ábra, ami úgy készült, hogy egy tokamak poloidális metszetét vettük, és az ezen áthaladó különböző mágneses indukcióvonalak metszéspontjait egy-egy ponttal megjelöltük. Egy fontos mennyiség a mágneses fluxusfelületek vizsgálatakor az ún. biztonsági tényező, amit q -val jelölünk. A biztonsági tényező egy mágneses indukcióvonal toroidális és poloidális körbefutásainak aránya, azaz azt adja meg, hogy egy indukcióvonal hányszor fut körbe toroidálisan, mire egyszer körbeér poloidálisan. A kissugár mentén q értéke változó, lehet racionális, vagy irracionális szám is. Irracionális biztonsági tényezőt úgy lehet szemléltetni, hogy az indukcióvonal soha nem tér vissza saját magába, így egyetlen indukcióvonal ki tudja rajzolni a Poincaré-ábrán a teljes fluxusfelületet.

A racionális biztonsági tényezőjű felületeken a felület különböző pontjai nincsenek erővonal mentén összekötve, ezért könnyen alakulnak ki poloidálisan nem szimmetrikus perturbációk. Ilyen perturbáció lehet külső eredetű, vagy lehet magnetohidrodinamikai (MHD) instabilitás is. Az MHD instabilitást hajthatja a radiális nyomásgradiens. Ha például a fallal történő érintkezéskor bejutnak szennyezők és lehűtik a plazma szélét, akkor ez a gradiens megnő. Az MHD instabilitás eredményeként pedig létrejöhetnek ún. mágneses szigetek. Ezt a jelenséget figyelhetjük meg az 1.6. ábrán a középső esetben. Különböző mágneses szigetek egy idő után átfedik egymást, melynek hatására a mágneses tér egy része, vagy egésze hirtelen sztochasztikussá válik. Ez figyelhető meg a jobb oldali esetben.



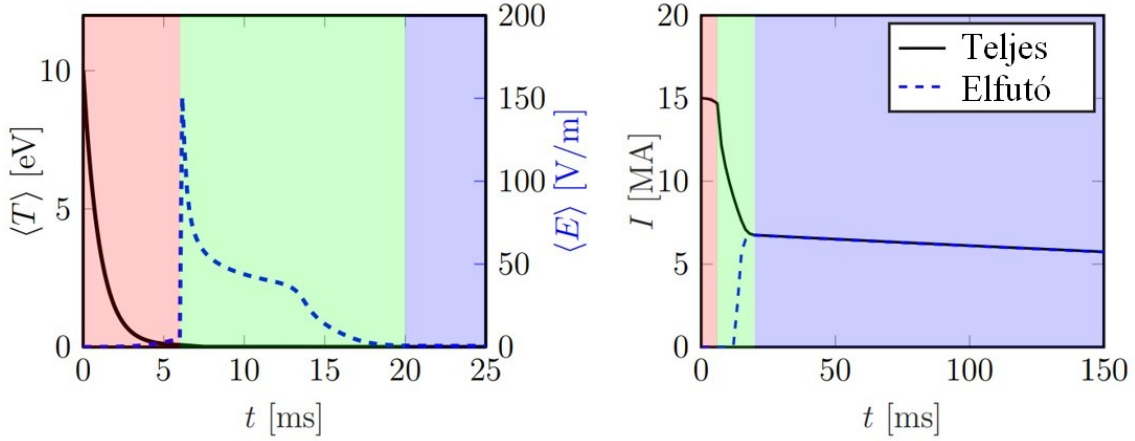
1.6. ábra. Nyújtott geometriájú mágneses tér Poincaré-ábrái. Bal oldalt a perturbálatlan mágneses tér, középen a $q = 3/2$ biztonsági tényezőjű felület környékén kialakuló mágneses szigetek, jobb oldalt pedig már a mágneses tér jelentős része sztochasztikus. [10]

Sztochasztikus mágneses térben az indukcióvonalak már nincsenek fluxusfelületre korlátozva, emiatt rendkívül megnövekszik a részecskék transzportja és a plazma hővezető képessége radiális irányban. Amennyiben a kezdeti perturbációt szennyezők idézték elő, azok atomi legerjesztődések során vonalas sugárzást bocsátanak ki, majd a plazmában levő elektronokkal ütközve újra gerjesztődnek, és ez folytatódik, amíg a plazmában tárolt hőenergia jelentős része lesugárzásra nem kerül. Rekombinációk is történhetnek, melyek során szintén sugárzásként távozik energia a plazmából, továbbá nagy rendszámú szennyezők esetén a fékezési sugárzás is jelentős energiavesztéshez vezethet. Ezen veszteségek hatására diszrupció történik és a plazmahőmérséklet hirtelen lecsökken a keV nagyságrendről néhány eV-ra. A diszrupciókkal részletesebben a következő szakaszban foglalkozom.

1.2. Diszrupciók

A diszrupciók kezdetén hirtelen lehül a plazma, és leadja energiája nagy részét. Ennek következményeként lecsökken a vezetőképessége és rövid idő alatt leesik a plazmaáram nagysága. Az önindukciós jelenség miatt ennek hatására elektromos tér indukálódik, mely képes ún. elfutó elektronokat létrehozni. Ezek nagyenergiás, relativisztikus sebességű elektronok, melyek olyan nagy számban keletkezhetnek, hogy képesek az eredeti plazmaáram jelentős hányadának megfelelő áramot szállítani, emiatt rendkívül veszélyesek a berendezésekre nézve.

Az 1.7. ábrán bal oldalt látható egy diszrupció során az idő függvényében ábrázolva az átlaghőmérséklet feketével és az elektromos térerősség kékkel. Jobb oldalt van ábrázolva a teljes plazmaáram és kékkel az elfutó elektronok által szállított áram. A színezett tarto-



1.7. ábra. Diszrupció időbeni lefolyása szemléletesen [11]

mányok a két grafikonon megfeleltethetők egymásnak. A hőmérsékletesés a pirossal színezett szakaszban látható. Ezután, vagy gyakran ezzel párhuzamosan leesik a plazmaáram nagysága. Az ennek hatására indukálódó elektromos teret és az elfutóelektron-keletkezést is megfigyelhetjük a zölddel színezett tartományban. Végül egy hosszabb ideig fennálló, elfutó elektronokkal dominált szakasz következik kékkel jelölve. A diszrupciók már a jelenleg működő tokamakokban is veszélyes események, de a nagyobb méretű berendezésekre még nagyobb veszélyt jelentenek, mert bennük a diszrupció során leadott energia és az elfutóelektron-áram is nagyobb lesz.

1.3. Elfutó elektronok keletkezése

Plazmában a részecskék közti kölcsönhatások közül a legfontosabb a Coulomb-kölcsönhatás. Egy adott lendület felett a plazma részecskéi közti lendületátadás elkezd csökkenni, ahogy a sebességkülönbségük nő [12]. Szemléletesen azzal lehet ezt a jelenséget magyarázni, hogy a részecskék kevesebb időt töltenek egymás Coulomb-terében, ezért kevesebb idő jut a kölcsönhatásnak a lendületváltoztatásra. Emiatt a részecskére ható átlagos súrlódási erő csökken. Egy v sebességű elektronra ható F_s súrlódási erő szoros kapcsolatban áll a lassulási frekvenciával, ami a karakterisztikus lassulási idő inverze ($1/e$ -ed sebességre lassulás ideje) [12]:

$$F_s = \frac{m_e \overline{\Delta v_{\parallel}^{ee}}}{\Delta t} = -m_e v \nu_s^{ee} \propto G(x_e), \quad (1.5)$$

$$\nu_s^{ee} = -\frac{\overline{\Delta v_{\parallel}^{ee}}}{v \Delta t},$$

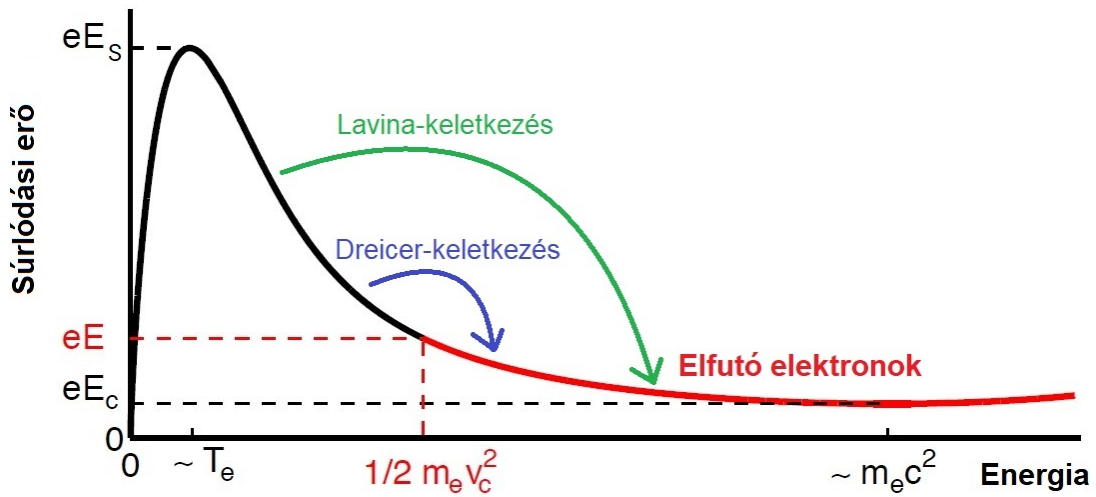
ahol ν_s^{ee} a lassulási frekvencia az elektron-elektron ütközésekből, $\overline{\Delta v_{\parallel}^{ee}}$ az átlagos ütközési sebességkülönbség, v egy adott elektron sebessége, m_e az elektrontömeg, Δt az ütközések közt eltelt idő, $x_e = v/v_{Te}$, ahol v_{Te} a termikus sebesség, és $G(x_e)$ a Chandrasekar-

függvény, aminek a definíciója a következő:

$$G(x) \equiv \frac{\operatorname{erf}(x) - x \cdot \operatorname{erf}'(x)}{2x^2} \rightarrow \begin{cases} \frac{2x}{3\sqrt{\pi}}, & \text{ha } x \rightarrow 0 \\ \frac{1}{2x^2}, & \text{ha } x \rightarrow \infty \end{cases} \quad (1.6)$$

$$\operatorname{erf}(x) \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-x'^2} dx'.$$

Az (1.6) kifejezés alapján látható, hogy nagy x -re a Chandrasekar-függvény $1/x^2$ -esen csökken, és ennek az a következménye, hogy az (1.5) súrlódási erő az 1.8. ábrán láthatóan egy adott energia felett az elektronok növekvő energiájával szintén csökken. A súrlódási erő azért nem tart zérushoz végtelen sebesség határesetben, mert a relativisztikus hatásokat, a fékezési sugárzást, és a szinkrotronsugárzást is figyelembe kell venni [13].



1.8. ábra. Elektronokra ható súrlódási erő vázlatosan az elektronok energiájának függvényében [14]

Elfutó elektronok több okból kifolyólag keletkezhetnek tokamak berendezésekben, de ehhez mindenképpen szükséges egy megfelelő térerősségű elektromos tér. A keletkezéshez szükséges elméleti legkisebb elektromos térerősség az E_c kritikus térerősség. Ha a különböző sugárzásoktól eltekintünk, akkor ezt a súrlódási erő minimuma határozza meg:

$$E_c = \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi \varepsilon_0^2} \frac{1}{m_e c^2}. \quad (1.7)$$

A kifejezésben szereplő n_e az elektronsűrűség, e az elektron töltése, ε_0 a vákuumpermitivitás, m_e az elektron nyugalmi tömege, c a fénysebesség és $\ln \Lambda$ a Coulomb-ütközésekre vonatkozó ún. Coulomb-logaritmus [15]. A Coulomb-logaritmus értéke általában 10 és 25 közötti. Ehhez a térerősséghez tartozó kritikus energia egyenlő az $m_e c^2$ nyugalmi energiával (ld. 1.8. ábra).

Tetszőleges E elektromos térhez, mely nagyobb, mint az E_c kritikus térerősség, tartozik egy kritikus elektron energia, illetve v_c sebesség, melynél az elektronra ható, elektron-elektron ütközésekből adódó súrlódási erő pontosan ellentart az elektromos tér gyorsító hatásának. Ha a plazmában vannak ennél nagyobb energiájú elektronok, akkor ők elfutó elektronokká válnak, hiszen az elektromos tér gyorsítja őket, viszont a lassító súrlódási erő egyre kisebb lesz, ahogy gyorsulnak. Fordítva is megfogalmazható ez a kapcsolat: adott energiájú elektronhoz lehet találni olyan elektromos térerősséget, mely elfutóvá tudja tenni az elektront.

Az elfutó elektron keletkezés már akkor elkezdődik, ha az E térerősség nagyobb az E_c kritikus térerősségnél, ugyanis ilyen térerősség felett az elektromos tér gyorsító hatása felülmúlja a súrlódási erőt a legnagyobb energiájú elektronokra és elfutó elektronokká alakítja őket. Ennek következtében a termikus elektronok sebességeloszlás-függvényének nagysebességű része kezd kiürülni, de sebességtérbeli diffúzióval vissza is töltődik eddig kisebb sebességű elektronokkal.

Nevezetes elektromos térerősség az ún. Dreicer-térerősség:

$$E_D = \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi \varepsilon_0^2} \frac{1}{T_e}, \quad (1.8)$$

melyet az elektronpopulációra ható maximális súrlódási erőhöz tartozó elektromos tér. Ha a plazmában kialakul a Dreicer térerősség 21.5%-nál nagyobb erősségű elektromos tér, az már olyan jelentős hatással lesz az elektronpopulációra, hogy a sebességeloszlás eltolódik a nagyobb energiák felé (slide-away) [16]. Az ehhez szükséges elektromos térerősséget az 1.8. ábrán E_S -el jelöltem.

$$E_S = 0.215 \cdot E_D. \quad (1.9)$$

Tokamakokban a plazmaáram indukálásához használt elektromos tér általában kisebb, mint a kritikus térerősség, mely azt jelenti, hogy normál működés során elenyésző számú elfutó elektron van jelen a plazmában. Ugyanakkor diszrupció során hirtelen megszűnik a plazmaösszetartás, leesik a hőmérséklet, megnő a plazma ellenállása, lecsökken a plazmaáram, és az önindukciós jelenség által keltett $E_{||}$ toroidális elektromos tér sokáig fennmaradhat, mely jelentős elfutó elektron képződéshez vezethet.

1.3.1. Keletkezési módok

Az elfutó elektronok keletkezése során a plazmában levő elektronok egy része olyan nagy energiát vesz fel elektromos terekből, hogy relativisztikus sebességekre gyorsul. Elsődleges elfutó elektron keletkezésnek nevezzük az olyan keletkezési folyamatokat, melyek nem függenek az elfutó elektron populáció nagyságától. Különböző elsődleges keletkezési folyamatok léteznek, de hagyományosan az ún. Dreicer-keletkezést értjük alatta. Ez a folyamat kvázisztatikus esetben zajlik, amikor az elektronok torzított Maxwell-féle sebességeloszlással rendelkeznek. Ha az elektromos térerősség nagyobb, mint a fentebb említett kritikus térerősség $E > E_c$ [14], az 1.8. ábrán láthatóan az elektromos tér által meghatározott kritikus sebességnél (v_c) nagyobb sebességű elektronok elfutnak. A sebességel-

oszlás ezen része így kiüresedik, majd sebességtérbeni diffúzióval újratöltődik. Az újonnan v_c fölé felgyorsult elektronok szintén elfutnak, és emiatt folyamatos lesz a Dreicer-keletkezés. Az elfutóvá váló elektronok egy része folyamatosan visszalassul az ütközések révén, ugyanakkor a kritikus sebesség felett az elfutó elektronok sebessége széteszik egy széles tartományra, és az elektromos tér továbbra is gyorsítja őket. A Dreicer-keletkezési ráta S_D a következőképpen kapható:

$$S_D = \frac{\Delta n_R}{\Delta t} = \frac{C_R n_e}{\tau} \cdot \left(\frac{E}{E_D} \right)^{-h(\alpha, Z)} \cdot \exp \left(-\frac{\lambda(\alpha)}{4} \cdot \frac{E_D}{E} - \sqrt{\frac{2E_D}{E}} \cdot \gamma(\alpha, Z) \right), \quad (1.10)$$

ahol n_R az elfutó elektron sűrűség, C_R konstans, $\tau = 1/\nu_s^{ee}$ az termikus elektronok ütközési ideje, E az elektromos térerősség nagysága, E_D a már definiált Dreicer-térerősség, Z a plazma effektív töltése,

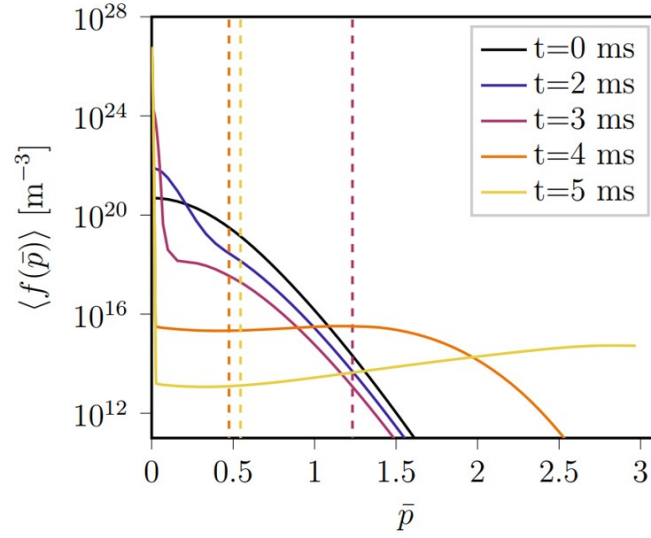
$$\alpha = \frac{E}{E_D} \frac{m_e c^2}{T_e} \quad (1.11)$$

a relatív elektromos térerősség, ahol m_e az elektron tömege, c a fénysebesség, T_e az elektron-hőmérséklet Joule-ban. A $h(\alpha, Z)$, $\lambda(\alpha)$ és $\gamma(\alpha, Z)$ faktorok definíciói a [17] cikkben találhatók.

Ha a plazma hirtelen lehűl, mint például egy diszrupció során, akkor nem élhetünk a kvázisztatikus közelítéssel, és az elfutó elektronok száma hirtelen nagyot ugorhat az ún. hot-tail (”forró farok”) keletkezés hatására [18]. A plazma lehűlésekor az elektronoknak a lassulási frekvenciától függően rövidebb vagy hosszabb időre van szükségük ahhoz, hogy beálljanak az új egyensúlyi sebességeloszláshoz. A nagyobb energiájú elektronokra ez a frekvencia kisebb, így több időre van szükségük a lassuláshoz. A lehűléssel párhuzamosan megnő az elektromos térerősség is, és a még nem visszalassult nagyenergiás elektronokat elfutóvá alakítja az 1.9. ábrán látható módon. Az idő előrehaladtával különböző színnel vannak feltüntetve a lendülettérbeni elektronsűrűség-eloszlások és szaggatott vonallal a növekvő elektromos tér által meghatározott határ, mely fölött az elfutó elektronok keletkezése megkezdődik. Az utolsó két ábrázolt időlépésben az elektronok egy jelentős része már olyannyira lehűlt, hogy a lendülettengelyen a nullához közel helyezkednek el.

Egyéb elsődleges keletkezés pl. a Compton-szórás a felaktivált szerkezeti anyagokból érkező nagyenergiás γ -sugárzás hatására, vagy a trícium β^- -bomlása [19].

Nagyméretű tokamakokban a diszrupciók során az indukált elektromos tér sokáig fennmaradhat és a másodlagos, ún. lavina keletkezés is megjelenik az elsődleges keletkezések mellett, mely nagy számban kelt elfutó elektronokat [20]. A másodlagos jelző arra utal, hogy a keletkezés a már jelen levő elfutó elektronok számától is függ. A lavina keletkezésben a már elfutó elektronok Coulomb-ütközésekkel termikus elektronokat löknek az elfutó tartományba, miközben saját maguk is az elfutó tartományban maradnak, így a lavina elnevezés jól leírja a folyamatot. Az ilyen keletkezés lecsökkentése nagyméretű tokamakokban kiemelten fontos feladat, mivel kis elfutóelektron-mag is tud rendkívül nagy végső elfutóelektron-áramhoz vezetni lavina keletkezés által.



1.9. ábra. Hot-tail keletkezés szemléltetése diszrupció során. A vízszintes tengelyen a normalizált lendület $\bar{p} = p/m_e c$, a függőleges tengelyen az elektronsűrűség [11]

A lavina keletkezés számításához széles paraméter-tartományra alkalmazható a Rosenbluth-Putvinski formula [21]:

$$\Gamma \equiv \frac{1}{n_R} \frac{\partial n_R}{\partial t} = \frac{1}{2\tau_R \ln \Lambda} \left(\frac{E}{E_c - 1} \right). \quad (1.12)$$

Ebben az egyenlőségben Γ jelöli a keletkezési rátát, n_R az elfutó elektron sűrűség és τ_R az ütközési idő relativisztikus elektronokra. A τ_R ütközési idő a következőképpen számítható:

$$\tau_R = 4\pi\epsilon_0^2 \cdot \frac{m_e^2 c^3}{e^4} \cdot \frac{1}{n_e \ln \Lambda}, \quad (1.13)$$

ahol e az elektron töltése és c a fénysebesség.

2. fejezet

Elfutó-elektronok elnyomása

A diszrupciók különböző szakaszai más-más veszélyeket rejtenek a tokamakra nézve, ezért fontos, hogy szükség esetén befolyásolni tudjuk lefolyásukat. A nagymennyiségű hőenergia hirtelen leadása a hőmérsékletesés szakaszában akár plazmaközei elemek olvadásához is vezethet, ha lokalizáltan történik. Ezért fontos, hogy a plazma lehetőség szerint homogén módon sugározza le a hőenergiát. Az ITER reaktorra várhatóan 20 ms körül lesz az az idő, amennyivel előre lehet jelezni egy természetes (azaz nem külső beavatkozás miatt történő) diszrupciót [11]. Ez ad egy megkötést a védőrendszerek reakcióidejére.

Az áramesés szakaszában egyrészt a plazma mozgása és a plazmaáram csökkenése a szerkezeti elemekben áramokat indukálhat, másrészt ahogy a plazma közeledik a vákuumkamra falához, a plazmaáram egy része átalakulhat a falban folyó árammá. Mindkét jelensége hatására a berendezésre ható nagy erők léphetnek fel. A két hatás ad egy alsó és egy felső korlátot az áramesés optimális hosszára, mely az ITER berendezésre 35 és 150 ms [11]. A védekező rendszereknek tehát befolyásolnia kell az áramesés idejét is.

Végül a talán legveszélyesebb esemény ami diszrupciók során történhet, az elfutóelektron-keletkezés. Ha kialakul elfutóelektron-áram, akkor annak nagy része eltalálhatja a tokamak védőköpenyét, mely helyi olvadáshoz, rosszabb esetben mélyebben elhelyezkedő alkatrészek károsodásához is vezethet. Az ITER-re a megengedhető maximális elfutóelektron-áram a védőköpeny elérésekor 2 MA [11].

Kiemelten fontos tehát az elfutóelektron-keletkezés visszafogása, elnyomása. Dolgozatomban ezen fejezetében fogom vizsgálni az ITER-re fejlesztés alatt álló ún. törtpellet belövésen alapuló védekező rendszert, illetve egy kódot, mely alkalmas diszrupciók és az elfutóelektron-elnyomó rendszer szimulációjára.

2.1. Törtpellet belövés

A mélyremenőbben tanulmányozott elfutóelektron-elnyomási módszerek egy csoportja nagymennyiségű anyag plazmába juttatásán alapul. Ezt meg lehet oldani gáz halmazállapotú anyag bejuttatásával a plazmához képest túlyomáson levő kamrából (MGI, Massive Gas Injection), vagy szilárd pellet, illetve törtpellet belövással (SPI, Shattered Pellet Injection) is. Ez utóbbi módszert választották az ITER fő diszrupció-védőrendszerének [22].

A plazmában tárolt hőenergia kontrollált leadásához célszerű nemesgázok, pl. neon vagy argon használata [23], melyek nagyobb rendszámuk következtében jelentős energiamennyiséget tudnak lesugározni fékezési sugárzással. Az atomi energianívók legerjesztődése során kibocsátott vonalas sugárzásuk is fontos, ugyanakkor a gerjesztési ráta egyenesen arányos a plazmában jelen levő elektronsűrűséggel. Emiatt, és a plazma hígítása céljából is érdemes megnövelni az elektronsűrűséget például hidrogénizotópok bejuttatásával. A bejuttatott anyag mennyiségével és anyagi minőségével lehet befolyásolni a diszrupció utáni hőmérsékletet, mely meghatározza az áramesés időtartamát. A bejuttatott elektronmennyiséggel lehet az elfutóelektron-keletkezést is szabályozni, hiszen az elektronsűrűség közvetlen befolyással van a kritikus elektromos térerősségre, ahogy az a (1.7) összefüggésben látható.

A legegyszerűbb a gáz halmazállapotú anyagbejuttatás lenne, ugyanakkor nagyméretű berendezésekre a gáz eloszlása, és a plazmába bejutási mélysége elégtelennek bizonyult. Emiatt más módszert érdemes használni, és felmerült a szilárd halmazállapotú, fagyasztott, ún. kriogén pelletek belövésének lehetősége, mivel ezek behatolási képessége lényegesen jobb. Bizonyos tokamakokban ezt a módszert használják jelenleg is üzemanyag bejuttatásra, instabilitások kiküszöbölésére, vagy diagnosztikai célokra [24][25]. Általában nagynyomású gázzal lövik be a pelletet, mely több száz m/s sebességre gyorsítja azt. Ugyanakkor ennek a módszernek is lehetnek hátrányai, például olyan esetben, ha már lehűlt plazmában kerül belövésre, mert ilyenkor kevésbé hatékonyan adja le az anyagát, másrészt a megmaradó pellet a túloldali falban sérülést okozhat. Másik hátrány lehet, hogy egy adott irányban történő belövással nem biztos, hogy minden fontos régiót eltalálunk a plazmában, különös tekintettel a mágneses szigetekre, melyekben a tovább fennmaradó zárt mágneses fluxusfelületek az elfutó elektronokat hosszabb ideig is képesek bent tartani [26].

Mindezen megfontolások következtében merült fel a törtpellet belövés (Shattered Pellet Injection, SPI) [24], mely során a kriogén pellet egy a repülési irányához képest valamilyen szögben elhelyezett lemezen darabokra törik, és a pelletdarabok továbbra is nagy sebességgel behatolnak a plazmába. A töredékek száma valamilyen mértékben befolyásolható a sebességgel, a törőlemez szögével, illetve a pellet fagyasztási módjával. A pelletdarabok számának növelésével növelhető a leadott anyagmennyiség, hiszen nagyobb felületen fog érintkezni a pellet anyaga a plazmával, illetve ha el is érnék a darabok a túloldali falat, akkor sem annyira veszélyesek a nagyobb felületen beérkező kisebb méretű darabok a berendezés falára. További előny, hogy könnyebb homogén anyagleadást elérni a törtpellet belövással, és így elkerülhető a nagy lokális hőterhelés veszélye.

A felsorolt előnyei miatt választották a törtpellet belövést az ITER diszrupció elnyomó rendszerének, ugyanakkor a pelletek anyagi minősége, a törési szögek, és időzítési kérdések még nem lettek rögzítve [23]. Várhatóan a belövési sebességek 200 m/s és 800 m/s közé fognak esni a pelletek tömegétől függően. A pelletbelövő és -törő berendezés fejlesztés alatt áll az Energiatudományi Kutatóközpontban, illetve szimulációs projektek is zajlanak, hogy meg lehessen határozni optimális paramétereket a törtpellet belövéshez. Ilyen szimulációs projektekben használható a következő szakaszban részletesebben tárgyalt DREAM kód.

2.2. DREAM diszrupció szimulációs kód

A DREAM [4] egy önkonzisztens, 1D pályaperiódusra-átlagolt kód, mely képes különböző plazmaparamétereket szimulálni diszrupciók során, különös tekintettel az elfutóelektron-keletkezésre. Az elektronpopulációt képes teljes 2D momentumtérben, irányátlagolt 1D momentumtérben, vagy 0D folyadékmodellben számolni. Képes továbbá formázott plazmákra számolni előírt mágneses geometriai paraméterek alapján, és a törtpellet belövés modellezésére is rendelkezik eszköztárral. Fontos megjegyezni, hogy a kód nem képes a mágneses geometriában történő változásokat önkonzisztensen modellezni. Ebből következően ha például egy diszrupció során a megnövekedett transzportot szeretnénk szimulálni, akkor meg kell adnunk előírt transzport-együtthatókat. A továbbiakban egy-két részletet kiemelek, melyeket én is használtam az általam futtatott DREAM szimulációkban.

A DREAM három kvalitatívan különböző lendülettartományra osztja az elektronpopulációt, mivel a különböző tartományokban más lesz a kölcsönhatások dinamikája: a termikus, a szupertermikus és az elfutó lendülettartományra. Ezeknek az elválasztása lehetőséget ad arra, hogy a külön kezelt elektronpopulációk időfejlődése különböző módokon – kinetikusan vagy folyadékmodellel – legyen számolva. Ez fontos, mivel gyakran bizonyos részekre nem vagyunk kíváncsiak, és ezen tartományokra a folyadékmodell rövidíti a kód futásidejét. Kinetikusan pedig lehet a számunkra fontosabb régiókkal számolni, hiszen ez valamivel pontosabb eredményeket, és több információt ad.

A lendülettartományok megadásakor a DREAM a p relativisztikus, $m_e c$ -hez normalizált lendületet használja, melynek definíciója a következő:

$$p = \frac{\gamma v}{c}, \quad \text{ahol } \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \text{ a Lorentz-faktor.} \quad (2.1)$$

A kifejezésekben szereplő m_e az elektrontömeg, c a fénysebesség, v az elektronsebesség.

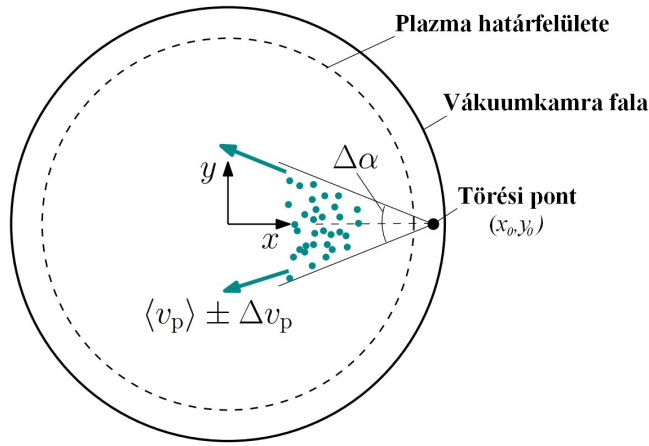
Az elfutó elektronok keletkezési módjaira több különböző modell is be van építve a kódba, tudja kezelni a Dreicer-keletkezést, a lavina-keletkezést, a Compton-szórás során történő keletkezést, a trícium-bomlásából keletkező nagyenergiás elektronokat és a hot-tail keletkezést is (ld. 1.3. szakasz). Amennyiben a szupertermikus tartomány kinetikusan van számolva, a hot-tail és a Dreicer-keletkezés ezen kinetikus számolás eredményeképpen adódik, mégpedig úgy, hogy egy felhasználó által megadott maximális momentumig tart a momentum-rács, mely felett elfutókká válnak az elektronok. Ezt a konkrét plazmaparaméterek alapján kell beállítani, mert különböző berendezésekben más és más lehet ez a határ.

2.2.1. Törtpellet belövés

A szimuláció során meg lehet adni a mágneses geometriát, mely lehet egyszerű hengeres geometria, vagy különböző formázási paraméterekkel beállított toroidális geometria is. A kezdeti áramprofilt és a különböző részecskesűrűség-profilokat és a hőmérsékletet szintén be lehet állítani, melyeket kezdeti feltételként fog kezelni a DREAM. A kezdeti

sebességeloszlást is be lehet állítani a megadott hőmérsékleten többek között Maxwell-eloszlásnak is. A kezdeti áramprofil tisztán ohmikusnak feltételezett, tehát kiindulásként csak induktívan hajtott áram van jelen.

A törtpellet belövés paraméterei közül a töredékek száma, a pelletdarabokban levő részecskeszám, illetve az anyagi minőség rögzíthető paraméterek. Ezen kívül meg lehet határozni a pelletdarabok átlagsebességét, valamekkora hibával, továbbá egy maximum szétszóródási szöget, mint ahogyan az a 2.1. ábrán látható szemléletesen. Egy-egy töredék sebessége, és repülési szöge a megadott sebesség- és szögtartományokból egyenletes eloszlással véletlenül kerül kiválasztásra. A töredékek méretei egy statisztikus modell alapján szintén véletlenül választottak. A véletlenszám generálást lehet egy random seed-del befolyásolni, így el lehet érni, hogy ugyanaz a kód többször lefuttatva mindig ugyanazt az eredményt adja, vagy ha sztochasztikus folyamatot szeretnénk vizsgálni, direkt lehet változtatni a seed-et.



2.1. ábra. Törtpellet belövés paraméterei. $\langle v_p \rangle$ az átlagsebessége a töredékeknek, mely körül $\pm \Delta v$ tartományból egyenletes eloszlással sorsol minden töredéknek sebességet a kód. A középíránytól való maximum eltérülési szög $\Delta \alpha$, és az egyes töredékek repülési iránya szintén egyenletes eloszlással választott a $[-\Delta \alpha, \Delta \alpha]$ intervallumon. A használt koordináta-rendszer középpontja a plazma geometriai középpontjában van, míg a pellet törési pontja a fal és a plazma széle között (x_0, y_0) -ban helyezkedik el. [11]

A pelletdarabok a belövés után a modellben egyenes vonalon haladnak egy sorsolt irányban a véletlenszerű sebességgel. A töredékek méretének változása egy ún. ablációs rátától függ, mely megadja, hogy milyen gyorsan adják le anyagukat a plazmának. Ez függ a lokális plazmahőmérséklettől, és többféleképp lehet modellezni. A dolgozatomban a semleges gáz árnyékolás modellt alkalmaztam [27], melynek lényege, hogy a plazmába érve a pelletdarab külső rétege azonnal szublimál, és rövid időskálán egy elektromosan semleges gázfelhőt alakít ki a töredék körül. Mindeközben a pelletdarab továbbhalad, és a gázfelhőkké ablálódás addig folytatódik, amíg az anyaga el nem fog. A hátrahagyott gázfelhők enyhén homogenizálódnak térben, majd ionizálódnak, így a mágneses tér már az abláció helyéhez közel tudja tartani a részecskéket. Mindez $\lesssim 1$ ms-os időskálán zaj-

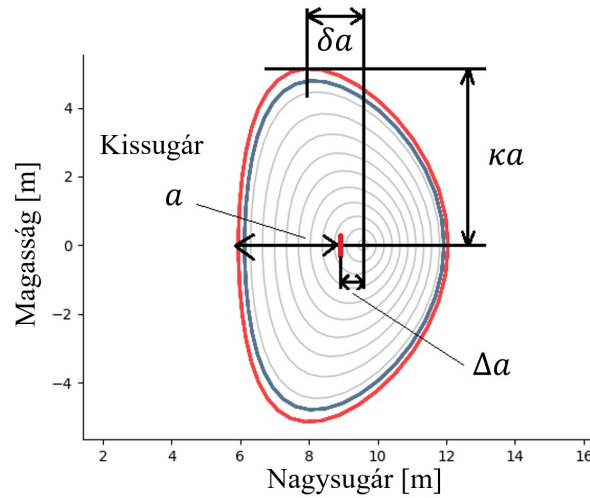
lik, mely összehasonlítható a diszrupció során bekövetkező hőmérsékletesés hosszával. A modellben a leadott anyag azonnal termikus egyensúlyba kerül a környezetével, mely gyakran alkalmazott közelítés (ld. [28], [29]). Az abláció következtében a plazma lokálisan felhígul és lehül, illetve a vezetőképessége is megváltozik. Adott radiális pozícióba a véletlen sebességeloszlás miatt később érkező pellettöredékek emiatt lassabban fognak ablálódni. Ezen folyamatokat mind önkonzisztensen számolja a DREAM, ugyanakkor a pellettekről leváló, még nem ionizált felhők sodródását nem veszi figyelembe. Ez utóbbi jelenség még kutatások tárgyát képezi.

2.2.2. Analitikus toroidális geometria

A DREAM képes formázott mágneses geometrián számolni három dimenziótlan formázási paraméter megadásával. Az egyik ilyen paraméter az elnyúltság, $\kappa(r)$, a másik a háromszögesség, $\delta(r)$, és a harmadik a Shafranov-eltolódás, Δ [4, 1]. A Shafranov-eltolást is meg lehet adni a kissugár függvényében, de én a fluxusfelületekhez a következő paraméterezést választottam:

$$\begin{aligned} \mathbf{x} &= R\hat{R} + z\hat{z}, \\ R &= R_0 + \Delta \cdot [a - r] + r \cos [\theta + \delta(r) \sin \theta], \\ z &= r\kappa(r) \sin \theta, \\ \hat{R} &= \cos \varphi \hat{x} + \sin \varphi \hat{y}, \end{aligned} \quad (2.2)$$

ahol $\mathbf{x}$ a fluxusfelület egy pontjába mutató vektor, R_0 a tokamak nagysugara, $\hat{R}$ a nagysugár irányú egységvektor, r a kissugár menti koordináta, a a kissugár, θ a poloidális szög és φ a toroidális szög (ld. 1.1. ábra). A 2.2. ábrán a legkülső zárt fluxusfelületre felrajzolva láthatók szemléletesen ezek a paraméterek a DEMO geometriájára. Az $\kappa(r)$ elnyúltság a mágneses tengelytől a kissugár mentén kifelé haladva lineárisan nő $\kappa(0) = 1$ -től az adott geometriára megadott maximális értékig. A δ háromszögesség hasonlóan kifelé növekszik, de $\delta(0) = 0$ -tól. A Δ Shafranov-eltolódás pedig az eddigiekkel ellentétben nem sugárfüggő, viszont az $[a - r]$ -el történő szorzás miatt a hatása mégis lineárisan növekszik befelé haladva.



2.2. ábra. A DREAM által használt formázási paraméterek analitikus toroidális geometria esetén.

3. fejezet

Kétlépcsős törtpellet belövés

A BME Nukleáris Technika Intézet Fúziós Plazmafizika Kutatócsoportjának egyik hagyományos kutatási területe a tokamakokban keletkező elfutó elektronok modellezése. A csoporton belül én foglalkozom a DEMO reaktorról és a törtpellet belövésen alapuló diszrupció csillapítási módszer modellezésével, és ebben a fejezetben bemutatott munkám is ehhez kapcsolódik.

A törtpellet belövésre két, lényegében különböző elképzelés van. Az egyik során egy kevert anyagi minőségű, deutériumot és például neont vagy argont tartalmazó pellet kerül belövésre (és összetörésre), a másik esetben két külön pelletben, néhány ms eltéréssel kétlépcsősen kerülnek belövésre a különböző anyagi minőségű pelletek [30].

Dolgozatomban a kétlépcsős törtpellet belövésre koncentráltam. Az első pelletből származó deutérium hígítás által hűti le a plazmát 100-1000 eV-ra anélkül, hogy a termikus energiasűrűséget, a plazmanyomást vagy az áramsűrűséget túlságosan perturbálná, ezáltal nem idéz elő azonnal diszrupciót [30]. Másrészt a két pellet belövése közötti néhány ms alatt a plazmában levő elektronoknak van idejük beállni az új egyensúlyi sebességeloszlásra, ezáltal csökken a hot-tail elfutóelektron-keletkezés veszélye. További előny, hogy az alacsonyabb hőmérsékletre induló hőmérsékletesítés során a sugárzásos energialeadás aránya megnő a transzportból származó veszteségekhez képest, így a vákuumkamra falai homogénebb hőterhelést kapnak. Végül a neon hőmérsékletesítést indító céllal kerül belövésre a második pelletben, mivel nagyobb rendszáma következtében hatékonyabban tud sugárzással energiát leadni.

Látható, hogy a kétlépcsős törtpellet belövés sok szempontból előnyös diszrupciók kontrollált levezetésére. Továbbá a bejuttatott anyagmennyiségekkel lehet szabályozni a hőmérsékletesítés utáni plazmahőmérsékletet, és így közvetve az áramesés időtartamát. Mindeközben az elfutóelektron-keletkezést is csökkenteni tudja megfelelően választott töredékszám és anyagmennyiség esetén.

Ebben a fejezetben először megvizsgálom egy referencia kétlépcsős törtpellet belövési szcenáriót az ITER-re a 3.1. szakaszban, majd hosszabban foglalkozom a DEMO paramétereken végzett szimulációimmal a 3.2. szakaszban. Mivel a DEMO és az ITER közt jelentős eltérések lesznek, fontos megvizsgálni, hogy ez az ITER-re javasolt védekezési mód hatékony lehet-e a DEMO-ra is, illetve ha igen, mire kell figyelni a DEMO

tervezésekor. A két berendezés néhány fontosabb paraméterét a [8] cikk alapján a 3.1. táblázatban foglaltam össze.

		ITER	DEMO
Nagysugár	R [m]	6.2	9
Plazmaáram	I_p [MA]	15	17.75
Toroidális mágneses indukció	B_0 [T]	5.2	5.86
Fúziós teljesítmény	P_f [MW]	500	2000
Maximális elektronhőmérséklet	T_e^{max} [keV]	20	34
Átlagos elektronhőmérséklet	$\langle T_e \rangle$ [keV]	8.9	12.49
Effektív rendszám	Z_{eff}	1.78	2.12

3.1. táblázat. ITER és DEMO néhány adata [8] alapján

Látható, hogy a DEMO jóval nagyobb méretű berendezés lesz majdnem kétszeres maximális elektronhőmérséklettel. A táblázatban szereplő effektív rendszám a plazma anyagi összetételére utal, és látható, hogy ebben is jelentős különbség van. Ebben a dolgozatban mind az ITER, mind a DEMO esetén ugyanolyan 50-50%-ban deutériumot és tríciumot tartalmazó plazmával számolt eredményeket használtam, mely esetben $Z_{eff} = 1$. Ezen felül mindkét berendezésre használtam a mágneses tér enyhe perturbációjából adódó hőtranszportot. A részecskék közül egyedül a neonra állítottam be transzportot, állandó diffúziós együtthatóval, mivel a neon beérkezésekor szinte azonnal megindul a hőmérsékletesés és megnövekszik a transzport. A diffúziós együttható értékét $D = 100 \text{ m}^2/\text{s}$ -nak vettem.

A szimulációk során a deutérium pellet darabjainak sebessége egyenletes eloszlással $\langle v_D \rangle = 800 \text{ m/s} \pm 20\%$, míg a neon pellet darabjainak sebessége egyenletes eloszlással $\langle v_{Ne} \rangle = 200 \text{ m/s} \pm 20\%$. A töredékek maximum eltérülési szöge $\Delta\alpha = 0.17$ radián. A deutérium pellet a későbbi ábrákon a $t = 0$ ms időpontban lép be a vákuumkamrába, majd széttrörik a törőfejen és a plazmába jut. A kissugár menti radiális rácspontok száma az ITER szimulációban 11, míg a DEMO szimulációkban 20. Az elektronpopulációnak a szupertermikus részét kinetikusán modelleztem, míg a termikus és az elfutó elektronokat folyadékmodellel számoltam [4].

3.1. Referencia szimuláció az ITER reaktorra

A referencia szimulációhoz a [31] cikkben szereplő adatokat használtam fel annyi különbséggel, hogy a neonra én alkalmaztam diffúziót. A cikk szerzőjéhez hasonlóan hengeres geometriára futtattam a szimulációkat. Az elfutóelektron-keletkezés határának az $m_e c$ -hez normalizált lendülettel megadva $p_{RE} = 3m_e c$ -t választottam a [31] cikk alapján.

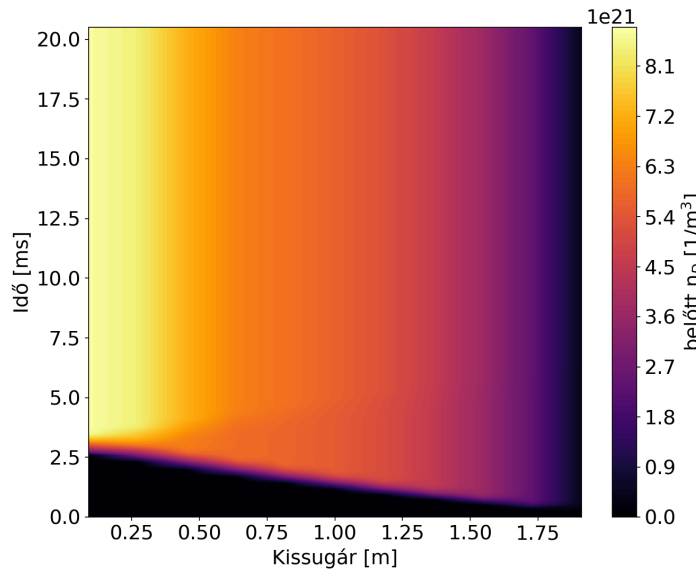
A neon pellet a $t = 3.4$ ms időpontban lép be a vákuumkamrába. A neon belövéstől számítva 17 ms-os időtartamra futtattam a szimulációt. A kétlépcsős törtpellet belövéshez használt további paraméterek a 3.2. táblázatban találhatók.

Törtpellet belövés		
Deutérium részecskeszám (atom)	N_D [db]	$2 \cdot 10^{24}$
Deutérium peletdarabok száma	$n_{D,t}$ [db]	1688
Neon részecskeszám	N_{Ne} [db]	10^{23}
Neon peletdarabok száma	$n_{Ne,t}$ [db]	100

3.2. táblázat. Az ITER-re futtatott kétlépcsős törtpellet belövés szimuláció fontosabb paraméterei [31] alapján

A szimulációm eredménye hasonló a [31] cikkben közölt eredményekhez. A 3.1. ábrán a törtpelletként belőtt deutérium sűrűség-eloszlása látható lineáris színskálával ábrázolva a vízszintes tengelyen felvett kissugár és a függőleges tengelyen szereplő idő függvényében. Viszonyításképp az ITER plazmasűrűsége a 10^{20} m^{-3} nagyságrendbe fog esni. A kissugár mentén kívülről befelé haladó peletdarabok 2.5 ms körül érkeznek a mágneses tengelyhez, és közben folyamatosan ablálódnak. Ez okozza az első jelentős sűrűség-növekedést. A hárta azért nem élesebb, mert minden egyes töredék a 2.2.1. szakaszban bemutatott módon véletlenül sorsolt sebességgel halad. A töredékek egy része túlhalad a mágneses tengelyen, és már a kissugár mentén kifelé haladva tovább ablálódik. Ez egy kevésbé látható sűrűség-növekedésként jelenik meg az ábrán.

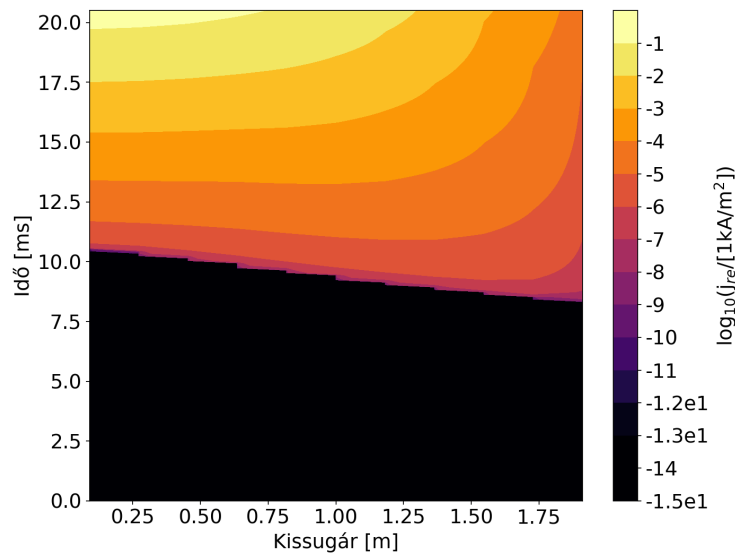
Megfigyelhető, hogy a közölt paraméterekkel jó deutérium behatolást lehet elérni. Mivel a plazma hőmérséklete a mágneses tengely felé nő, arra nagyobb lesz a peletdarabok ablációs rátája, több anyag kerül ott leadásra.



3.1. ábra. A pelletként belőtt deutérium eloszlása a plazmában a kissugár és az idő függvényében

A 3.2. ábrán szintén a kissugár és az idő függvényében látható az elfutó elektronok által hordozott áramsűrűség. Logaritmikus skálát választottam, hiszen hirtelen nagyságrende-

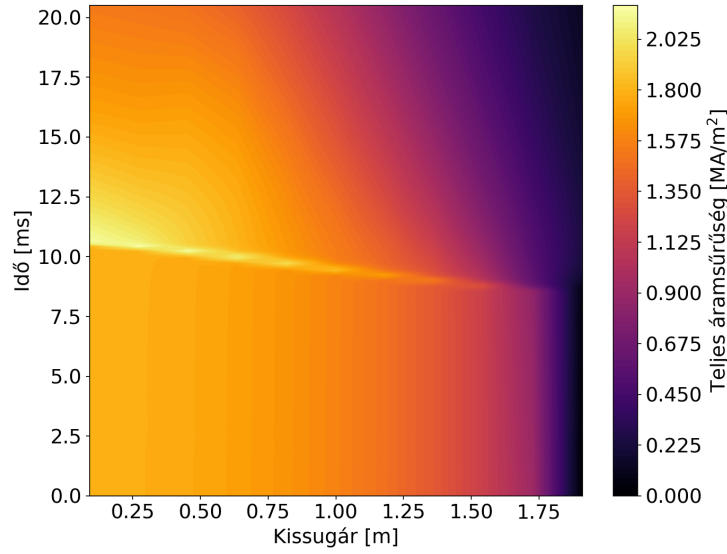
ket ugrik ez az áramsűrűség az árameséskor indukálódó elektromos térerősség hatására. Az áramesés pedig a neon bejuttatásának a közvetett következménye, mely pár ms-mal a megfigyelhető elfutóelektron-keletkezés előtt történt ugyan, de a keletkezés kintről befelé megindulása arra utal, hogy a neon által előidézett hőmérsékletesés is így zajlik le. A neon bejutásról, a hőmérsékletesésről és az elektromos térerősségről készült ábrákat az A. függelékben helyeztem el. A 3.2. ábrán megfigyelhető, hogy a szimulált időtartam végén az elfutó elektronok 100 A/m^2 -es nagyságrendű áramsűrűséget hordoznak, ami alapvetően jónak mondható. Lavina keletkezéssel ugyanakkor akár MA-es nagyságrendű elfutóelektron-áram is keletkezhet egy ilyen esetben.



3.2. ábra. Az elfutó elektronok által hordozott áramsűrűség a kissugár és az idő függvényében

A 3.3. ábrán megfigyelhető a teljes plazma áramsűrűsége a kissugár és az idő függvényében. Látható, hogy a deutérium belövésnek nem volt különösebb következménye az áramsűrűségekre nézve, elvárásainkank megfelelően. A radiálisan befelé haladó éles áramsűrűség-növekedés a neon befelé haladásának a következménye. A neon ugyanis elkezd hűteni azokat a régiókat ahol a töredékek anyagot adtak le a plazmának. Itt a már említett okokból megnövekszik az elektromos térerősség, és elkezd kidiffundálni innen a még a neonpellet töredékei által le nem hűtött régiókba. Ennek hatására a még nagyobb hőmérsékletű, jobb vezetőképességű plazmában lokálisan jelentősen megnövekszik az ohmikus áram.

A 3.3. ábrán látható esetben a teljes plazmaáram-sűrűséget túlyomó többségben az ohmikus áramsűrűség és a szupertermikus elektronok áramsűrűsége adja, de beleszámít az elfutó elektronok áramsűrűsége is, mely a nagyságrendi különbségek miatt nem figyelhető meg az ábrán. Hosszabb szimulációs időtartamok esetén meg lehetne figyelni azt az időpontot, ami után az elfutó elektronok árama dominálja ezt a grafikont.



3.3. ábra. A teljes áramsűrűség a kissugár és az idő függvényében

3.2. DEMO szimulációk

Az ITER és a DEMO maximális elektron-hőmérsékleteinek arányában (ld. 3.1. táblázat) meg kellett növelnem a kinetikusán számolt tartomány felső határát $p_{RE} = 5m_e c$ -re. Erre azért volt szükség, mert az elektronok Maxwell-eloszlása nem lóghat bele az elfutó tartományba az összeomlás előtt, hiszen a használt modellben az elfutó tartományban levő elektronok nem hatnak kölcsön a többi elektronnal, ami a kezdeti termikus eloszlásban nem lehet így.

A DEMO szimulációkhoz használt többi paraméter a 3.3. táblázatban található. A megadott formázási paramétereket a 2.2.2. szakaszban bevezetett módon használtam. A keletkező fluxusfelületek geometriája a 2.2. ábrán látható.

Formázás		
Elnyúltság	κ	1.65
Háromszögesség	δ	0.33
Shafranov-eltolódás	Δ	0.2
Faltávolság	a [m]	3.05
Törtpellet belövés		
Neon részecskeszám	N_{Ne} [db]	10^{23}
Neon peletdarabok száma	$n_{Ne,t}$ [db]	50

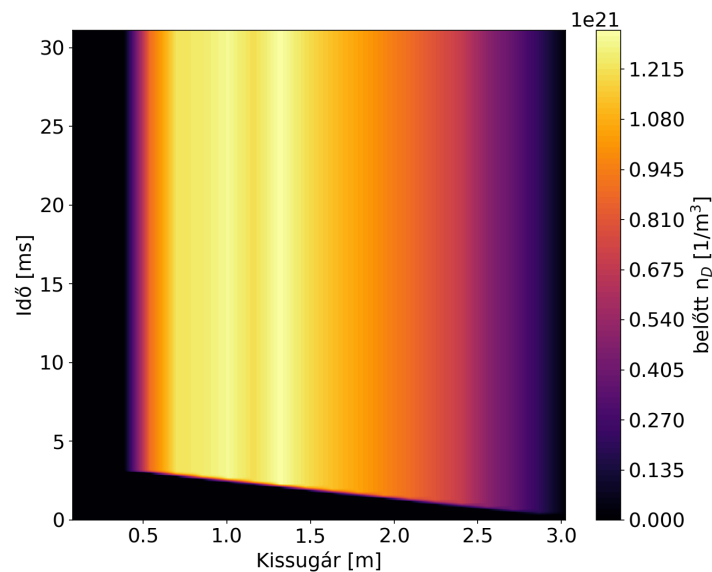
3.3. táblázat. Az DEMO-ra futtatott kétlépcsős törtpellet belövés minden szimulációra azonos paraméterei

A DEMO scenáriókban több különböző deutérium mennyiségre futtattam szimuláci-

ókat. A neon pellet a $t = 6$ ms időpontban lép be a vákuumkamrába. Az ITER szimulációhoz képest a neon belövéstől számítva hosszabb időtartamra, 25 ms-ra futtattam a DEMO szimulációkat, mely különösen az elfutó elektronok áramsűrűségének összehasonlításakor fontos.

3.2.1. Deutérium behatolás optimalizálása

Az első, deutériumból álló pellet belövéseivel az a célunk, hogy hígítással hűtsük a plazmát, ezért fontos, hogy minél nagyobb behatolást elérjünk. A behatolást lehet befolyásolni a pelletben levő anyagmennyiséggel és a töredékek számával. Minél nagyobb az anyagmennyiség, és minél kisebb a töredékek száma, annál jobb a behatolás. Az értékeket úgy kell megválasztani, hogy a egy-egy töredék a mágneses tengelyen túlhaladva már ne tartalmazzon sok anyagot, mert akkor nagy a valószínűsége, hogy a vákuumkamra falának ütközik. A mágneses tengelyen túl már másodjára haladna át a töredék minden fluxusfelületen, de mivel azokon a felületeken már hűtötte a plazmát, jóval alacsonyabb lesz az ablációs rátája.

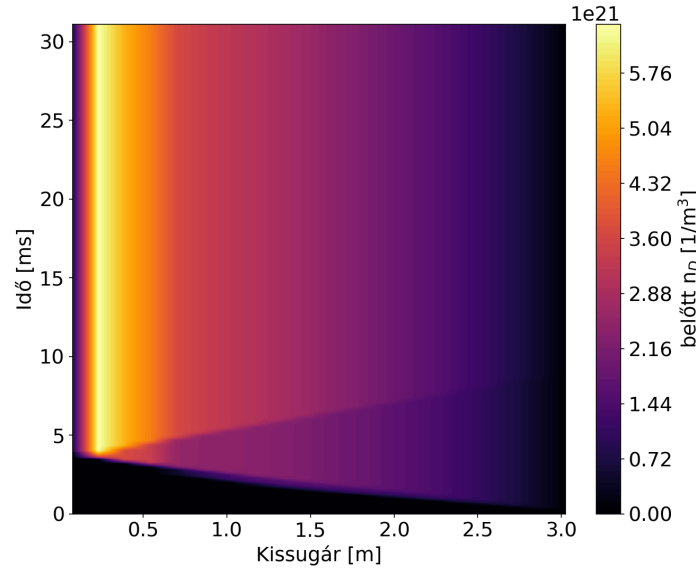


3.4. ábra. A pelletként belőtt deutérium eloszlása a plazmában a kissugár és az idő függvényében, $N_D = 2 \cdot 10^{24}$, töredékszám = 1

Vizsgálatomat egy, az ITER-re tervezett anyagmennyiségű ($N_D = 2 \cdot 10^{24}$, 3.2. táblázat) pellettal kezdtem, ugyanakkor a berendezés méretéből adódóan várható, hogy még igen kis töredékszám esetén sem lehet jó behatolást elérni. A 3.4. ábrán látható, hogy összetörés nélkül (azaz 1 töredékként) sem képes bejutni a deutérium a mágneses tengelyig. Az ábrán az is megfigyelhető, hogy a deutériumra nem hat transzport az általam használt modellben.

Az anyagmennyiség növelésével és a töredékszám változtatásával igyekeztem megfelelő behatolási mélységet elérni. Egy ilyen szimuláció eredménye látható a 3.5. ábrán.

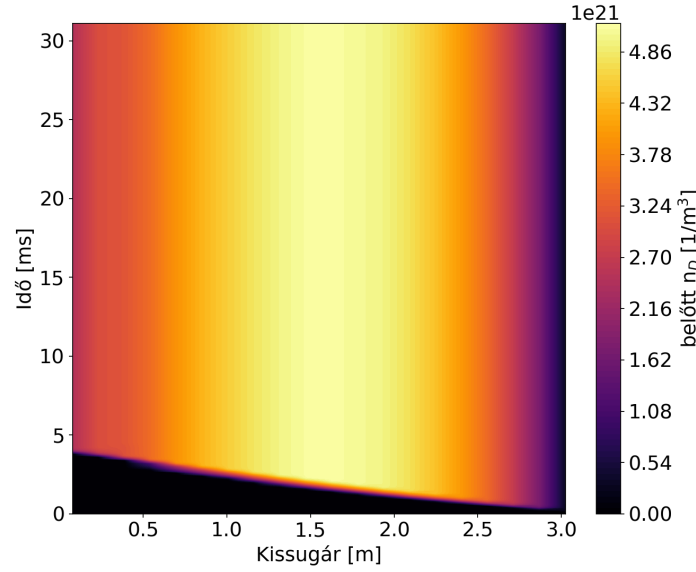
A töredékek egyértelműen túljutottak a mágneses tengelyen. Erre utal az ábrán körülbelül 4 ms után látható, időben a kissugár mentén kifelé növekvő sűrűség. Az ábrán az is megfigyelhető, hogy a mágneses tengelyhez közelebb nagyobb mennyiségű anyag adódik le. Ez ebben az esetben is a kezdeti hőmérséklet-profilból következik, hiszen jellegében ugyanolyan profilt alkalmaztam a DEMO és az ITER szimulációkban.



3.5. ábra. A belőtt deutérium eloszlása a plazmában a kissugár és az idő függvényében, $N_D = 6 \cdot 10^{24}$, töredékszám = 10

A 3.5. ábrán látható deutérium behatolás háromszoros anyagmennyiséggel ($N_D = 6 \cdot 10^{24}$) és 10 töredékkal készült. Észrevehető, hogy a 20 részre osztott radiális rácson a legbelső rácspontba igen kevés deutérium jut be. Ez azzal magyarázható, hogy kis töredékszámnál a véletlen irányokban való szóródás következtében nem biztos, hogy a töredékek eltalálják a legbelső régiókat. Kevés töredék esetén a pelletdarabok véletlen méretére is sokkal érzékenyebb a szimuláció. Előfordulhat, hogy lesznek kifejezetten nagy töredékek, melyek mélyebbre be tudnak hatolni a plazmába. Ezeknek a sztochasztikus eseményeknek a vizsgálatára is kiválóan alkalmas a DREAM kód, hiszen amint a 2.2. szakaszban említettem, egy seed megadásával lehet befolyásolni a pellet töredékekkel kapcsolatos véletlenszám-generálást. Néhány ezzel kapcsolatos eredményem a B. függelékben látható.

Ugyan a radiális rácspontok számának növelése növeli a szimulációs kód futásidejét, de ezen sztochasztikus folyamatokat jóval könnyebb észrevenni és részletesebben megfigyelni egy nagyobb felbontású rácson.



3.6. ábra. A belőtt deutérium eloszlása a plazmában a kissugár és az idő függvényében, $N_D = 10^{25}$, töredékszám = 1742

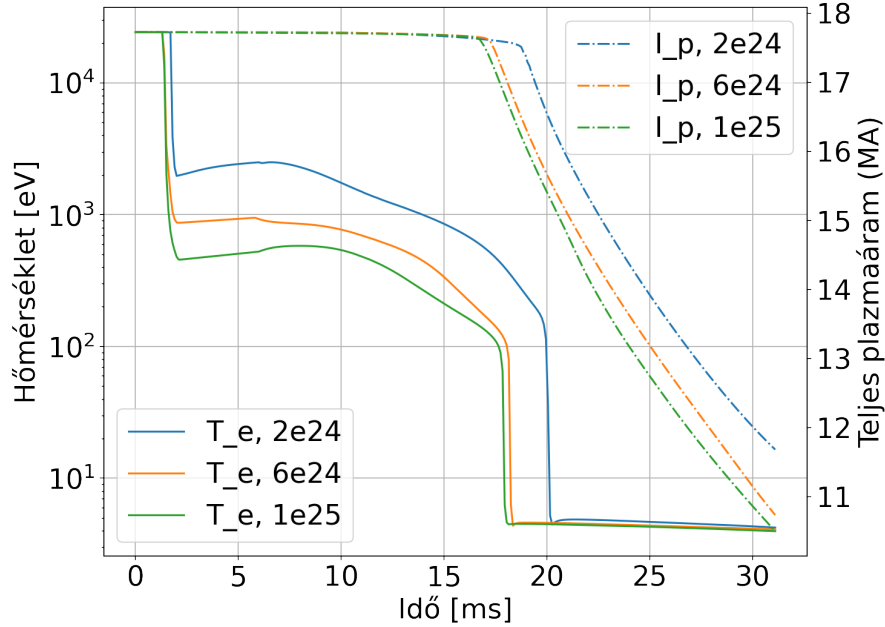
Optimális deutérium behatolást és homogenizációt lehet elérni $N_D = 10^{25}$ részecskeszámmal és 1742 db-os töredékszámmal, amint azt a 3.6. ábra is mutatja. Ilyen nagy számú pelletedarab esetén a sorsolt sebességek, irányok és töredék-méretetek statisztikája is jobb. Ezen a sűrűségprofilon nem a mágneses tengely közelében a legnagyobb a pellet anyagából származó deutérium sűrűsége, mivel a töredékek jelentős része elablálódott mire odaért volna.

3.2.2. Áramesés időtartama

A 3.7. ábrán három különböző, az előző szakaszban is használt anyagmennyiségű szimuláció esetén szaggatott vonalakkal ábrázoltam a teljes plazmaáram időfejlődését a deutérium belövésétől kezdve. A folytonos vonalak a hőmérsékletet ábrázolják logaritmus skálán a kissugár nagyjából felénél levő radiális rácspontban. A deutérium belövésnek a hőmérsékletre gyakorolt hatása 2 ms körül figyelhető meg, mégpedig egy szinte azonnali hőmérsékletesésként. A kezdetben ~ 10 keV-os plazma $\sim$ keV-os nagyságrendre hűl le. A 6 ms után beérkező neon lassan kezdi hűteni a plazmát, majd 18-20 ms körül előidézi a szintén rendkívül hirtelen hőmérsékletesést, ezúttal az eV-os nagyságrendbe. Ennek a hőmérsékletesésnek az időpontja azért különböző, mert a neon sűrűségeloszlásának időfejlődése más volt a különböző ábrázolt esetekben, hiszen a lokális plazmahőmérséklet a neon ablációs rátájára is hatással van. A plazmaáram is elkezd csökkenni 1-2 ezredmásodperccel a második hőmérsékletesés előtt. Az áramesés meredeksége megközelítőleg -450 kA/ms mindhárom esetben, ugyanakkor ebből a rövid vizsgált időtartamból még nem érdemes az áramesés időtartamát extrapolálni.

Jól látható, hogy a deutérium mennyisége befolyásolja a kezdeti hőmérsékletesés

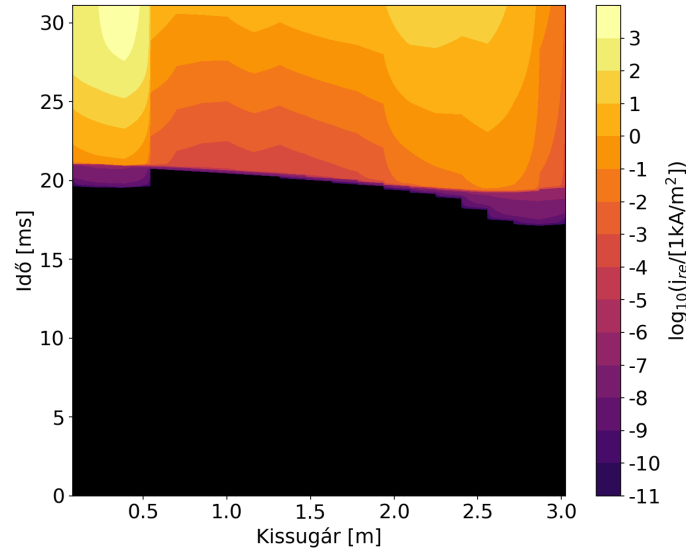
nagyságát, elvárásainknak megfelelően. A szimulációk megerősítették továbbá azt is, hogy a deutérium mennyisége sem a diszrupció végén beálló hőmérsékletre, sem az áram-esés gyorsaságára nincs jelentős hatással.



3.7. ábra. Különböző deutérium anyagmennyiségek (ld. a jelmagyarázatokban) bejuttatásával, és minden esetben $N_{Ne} = 10^{23}$ db neon atommal előidézett diszrupciók során plazmaáram és a T_e hőmérséklet a 11. radiális rácspontban. A $6 \cdot 10^{24}$ részecskeszámú esetben egy 120 töredékes szimuláció eredményét használtam.

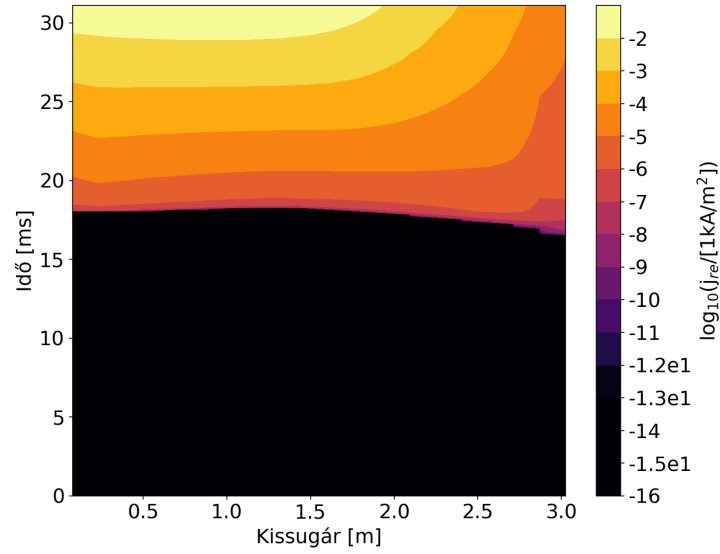
3.2.3. Elfutóelektron-mag vizsgálata

A 3.8-3.10. ábrákon a különböző deutérium mennyiségek esetén elfutó elektronok által szállított áramsűrűségeket figyelhetjük meg a kissugár és az idő függvényében, logaritmi-kusan ábrázolva. A 3.8. ábrán az összetörés nélkül bejuttatott $N_D = 2 \cdot 10^{24}$ részecskeszámú szimuláció során keletkező áramsűrűség-profilból is látszik, hogy nem sikerült jó behatolást elérni a deutériummal, ott nem hígult fel a plazma. Ennek hatására a mágneses tengely közelében az elektronok nem lassultak vissza, és a neon belövése által előidézett hőmérsékletesés során megfigyelhető hot-tail keletkezés. Ezt 20 ms körül, a 0 és 0.5 m közti tartományon lehet megfigyelni, melynek hatásaként a szimulációs időtartam végén jelen levő elfutó elektronok által hordozott áramsűrűség MA/m²-es nagyságrendű. Ebből a már így is jelentős elfutó elektron magból még lavina keletkezéssel hosszabb, ~ 50 –100 ms-os időskálán rendkívül veszélyes elfutó elektron populáció keletkezhet.



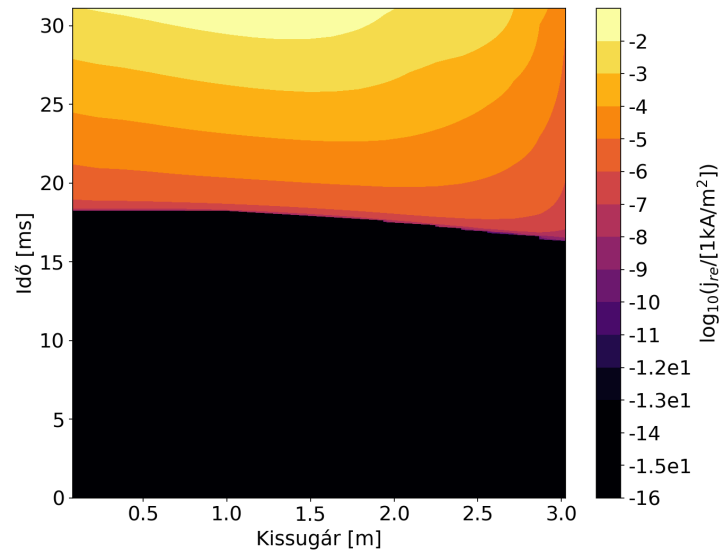
3.8. ábra. Az elfutó elektronok által hordozott áramsűrűség logaritmikusan ábrázolva az idő és a kissugár függvényében $N_D = 2 \cdot 10^{24}$, töredékszám = 1

Ehhez képest a 3.9. ábrán a háromszoros anyagmennyiség, és a jó behatolás hatására azt látjuk, hogy az elfutó elektron áramsűrűség a 10 A/m^2 -es nagyságrendbe esik. A lava keletkezés ilyen kis áramsűrűség esetén is jelentős elfutó elektron populációhoz tud vezetni, de ahhoz, hogy veszélyes elfutóelektron-áram alakuljon ki egy ilyen áramsűrűségből, több időre van szükség. Ez alatt az idő alatt egyéb folyamatok is lejátszódhatnak, amik akadályozzák az elfutóelektron-áram túlságos megnövekedését. Ez ígéretes eredmény, ugyanakkor fontos megjegyezni, hogy a szimulációkban használt plazmaösszetétel közelebb áll egy ITER plazmához, mint egy DEMO plazmához.



3.9. ábra. Az elfutó elektronok által hordozott áramsűrűség logaritmikusan ábrázolva az idő és a kissugár függvényében $N_D = 6 \cdot 10^{24}$, töredékszám = 120

A 3.10. ábrán látható, hogy a deutérium mennyiség további növelésével nem csökkenthető érdemben az elfutó elektronok által hordozott áramsűrűség. Az eredményekből az látszik, hogy az elfutó elektronokat megfelelő törtpellet paraméterek választásával a DEMO-ban sikeresen el lehet nyomni a hot-tail keletkezést 50-50%-os deutérium-trícium plazma esetén, de a lavina keletkezésére tekintettel érdemes más védekező rendszereket is beépíteni.



3.10. ábra. Az elfutó elektronok által hordozott áramsűrűség logaritmikusan ábrázolva az idő és a kissugár függvényében $N_D = 10^{23}$, töredékszám = 1742

4. fejezet

Összefoglalás

Dolgozatomban vizsgáltam a tokamakokra veszélyes diszrupciókat, különös tekintettel az elfutóelektron-keletkezésre. Kiemelten foglalkoztam a törtpellet belövással, mint diszrupció és elfutóelektron-elnyomó módszerrel. A törtpellet belövésnek számos előnye van a más, anyagbejuttatáson alapuló védőrendszerrel szemben. Emiatt is választották a jelenleg épülő, az Európai Fúziós Útitervben és a nemzetközi fúziós kutatásokban is mérföldkőnek számító ITER tokamakra diszrupció elleni védőrendszernek.

Dolgozatom motivációja a Oskar Vallhagen cikke volt [31], mely az ITER-re szimulált kétlépcsős törtpellet belövással foglalkozik. A cikkben található eredményeket reprodukáltam és az ITER-rel összehasonlítva DREAM szimulációkkal megvizsgáltam a kétlépcsős törtpellet belövés hatékonyságát különböző pellet-paraméterekre a DEMO reaktorra. Ez azért fontos, mert a DEMO a tervek szerint jóval nagyobb berendezés lesz mint az ITER, és így nagyobb lesz az elfutóelektron-keletkezés szempontjából kritikus maximális plazmaáram is [8].

A DEMO-ra végzett szimulációkban a deutérium pelletben levő anyagmennyiséget és a töredékszámot változtatva igyekeztem jó behatolást elérni. Ezen vizsgálataim során megfigyeltem a fellépő sztochasztikus folyamatokat, melyek befolyásolhatják a diszrupciók során keletkező elfutó elektronok elleni védekezés hatékonyságát. Úgy találtam, hogy ez a befolyás különösen kis töredékszámok esetén jelentős. Az ITER plazmaösszetételhez hasonló plazmára végzett szimulációim azt mutatják, hogy megfelelő paraméterek választásával bizonyos plazmaösszetétel esetén az ITER-hez hasonló hatékonysággal működhet az elfutó elektronok elnyomása a DEMO reaktorban is.

5. fejezet

Kitekintés

A dolgozatomban bemutatott DREAM szimulációs kód sok lehetőséget teremt a diszrupciók modellezésével kapcsolatban. Lavina keletkezést is lehet vizsgálni vele, amihez jóval hosszabb szimulációs időtartamokat kell választani. Ilyen hosszabb időtartamokra futtatott szimulációkkal az áramesés időtartamát is meg lehetne figyelni, különös tekintettel a bejuttatott neon mennyiségétől való függésére. Érdeemes lenne továbbá a deutériumra és az elfutó elektronokra megvizsgálni a transzport hatását a neon által előidézett hőmérsékletesés során. Az ITER-re visszatérve lehetne analitikus toroidális geometriára is modellezni, és megfigyelni miben térnek el az eredmények a hengeres geometrián kapottaktól.

Többféleképpen is lehet pontosítani a dolgozatban használt modellt, így érdemes olyan szimulációkat végezni, melyekben például a pellet anyagának leadása nem azonnali, hiszen valójában 1 ms körüli az az időtartam, ami alatt az ablálódott anyag a plazma részévé válik. Továbbá lehet pontos plazmaösszetétel beállításokkal is szimulációkat futtatni DEMO-ra.

Mindeközben a DREAM aktív fejlesztés alatt áll, mely által egyre nagyobb eszköztár áll rendelkezésünkre ahhoz, hogy minél több plazma-paramétert minél pontosabban és minél gyorsabban tudjunk modellezni diszrupciók során.

Köszönetnyilvánítás

A dolgozatom tartalmával kapcsolatos útmutatásukért hálás köszönet konzulenseimnek, Dr. Pokol Gergőnek, és Olasz Soma doktorandusz hallgatónak, akik szabadidejükben is vetették a fáradságot, hogy segítsenek. Köszönet Oskar Vallhagen-nek, és Pusztai Istvánnak, akikkel bizonyos kérdéses pontokat tudtunk szóban is egyeztetni.

Irodalomjegyzék

- [1] J. Wesson és D. Campbell, *Tokamaks* (International series of monographs on physics sor.). Clarendon Press, 2004, ISBN: 9780198509226.
- [2] *ITER - the way to new energy*. cím: <https://iter.org>.
- [3] *EUROfusion Fúziós Útiterv*. cím: <https://www.euro-fusion.org/eurofusion/roadmap/>.
- [4] M. Hoppe, O. Embreus és T. Fülöp, „DREAM: A fluid-kinetic framework for tokamak disruption runaway electron simulations”, *Computer Physics Communications*, 268. évf., 108098. old., 2021, ISSN: 0010-4655. DOI: 10.1016/j.cpc.2021.108098. cím: <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2021.108098>.
- [5] H. Cabal és tsai., „Fusion power in a future low carbon global electricity system”, *Energy Strategy Reviews*, 15. évf., 1–8. old., 2017, ISSN: 2211-467X. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.esr.2016.11.002>. cím: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2211467X16300529>.
- [6] J. Wesson, *The science of JET*. 1999. cím: <https://scipub.euro-fusion.org/wp-content/uploads/2014/11/JETR99013.pdf>.
- [7] G. McCracken és P. Stott, „Chapter 9 - Tokamaks”, *Fusion (Second Edition)*, G. McCracken és P. Stott, szerk., Second Edition, Boston: Academic Press, 2013, 91–105. old., ISBN: 978-0-12-384656-3. DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-384656-3.00009-X>. cím: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B978012384656300009X>.
- [8] M. Siccino és tsai., „DEMO physics challenges beyond ITER”, *Fusion Engineering and Design*, 156. évf., 111603. old., 2020, ISSN: 0920-3796. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2020.111603>. cím: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920379620301514>.
- [9] F. Chen, *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. Springer, 1984, 1. köt.
- [10] P. Svensson, „Effects of magnetic perturbations and radiation on the runaway avalanche”, Master’s thesis, Chalmers University of Technology, 2020. cím: <https://hdl.handle.net/20.500.12380/300784>.

- [11] O. Vallhagen, „Disruption mitigation in tokamaks with shattered pellet injection”, Master’s thesis, Chalmers University of Technology, 2021. cím: <https://hdl.handle.net/20.500.12380/302296>.
- [12] P. Helander és D. Sigmar, *Collisional transport of magnetized plasmas*. Cambridge University Press, 2002.
- [13] A. Stahl, M. Landreman, O. Embréus és T. Fülöp, „NORSE: A solver for the relativistic non-linear Fokker–Planck equation for electrons in a homogeneous plasma”, *Computer Physics Communications*, 212. évf., 269–279. old., 2017. márc., ISSN: 0010-4655. DOI: 10.1016/j.cpc.2016.10.024. cím: <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2016.10.024>.
- [14] G. Papp, „The role of magnetic perturbations in runaway electron and sawtooth dynamics”, Doctoral thesis, Chalmers University of Technology, 2013. cím: <https://publications.lib.chalmers.se/records/fulltext/193032/193032.pdf>.
- [15] J. D. Huba, *NRL: Plasma Formulary*. Naval Research Lab Washington DC Beam Physics Branch, 2004. cím: <https://apps.dtic.mil/sti/citations/ADA429448>.
- [16] A. Stahl, O. Embréus, M. Landreman, G. Papp és T. Fülöp, „Runaway-electron formation and electron slide-away in an ITER post-disruption scenario”, *Journal of Physics: Conference Series*, 775. évf., 2016. okt. DOI: 10.1088/1742-6596/775/1/012013.
- [17] J. Connor és R. Hastie, „Relativistic limitations on runaway electrons”, *Nuclear Fusion*, 15. évf., 3. sz., 415–424. old., 1975. jún. DOI: 10.1088/0029-5515/15/3/007. cím: <https://doi.org/10.1088/0029-5515/15/3/007>.
- [18] H. M. Smith és E. Verwichte, „Hot tail runaway electron generation in tokamak disruptions”, *Physics of Plasmas*, 15. évf., 7. sz., 72502. old., 2008. DOI: 10.1063/1.2949692. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.2949692>. cím: <https://doi.org/10.1063/1.2949692>.
- [19] L. Hesslow, „Kinetic modeling of runaway-electron dynamics in partially ionized plasmas”, Doctoral thesis, Chalmers University of Technology, 2020. cím: <https://research.chalmers.se/en/publication/518256>.
- [20] A. H. Boozer, „Theory of runaway electrons in ITER: Equations, important parameters, and implications for mitigation”, *Physics of Plasmas*, 22. évf., 3. sz., 32504. old., 2015. DOI: 10.1063/1.4913582. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.4913582>. cím: <https://doi.org/10.1063/1.4913582>.
- [21] M. Rosenbluth és S. Putvinski, „Theory for avalanche of runaway electrons in tokamaks”, *Nuclear Fusion*, 37. évf., 10. sz., 1355–1362. old., 1997. okt. DOI: 10.1088/0029-5515/37/10/i03. cím: <https://doi.org/10.1088/0029-5515/37/10/i03>.

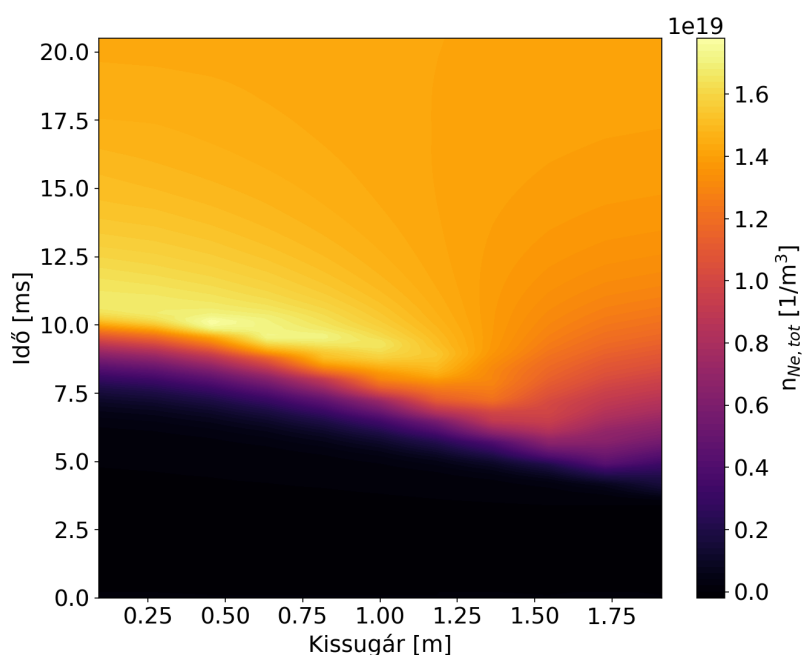
- [22] M. Lehnen, S. Jachmich, U. Kruezi és the ITER DMS task force, *The ITER Disruption Mitigation Strategy*, <https://conferences.iaea.org/event/217/contributions/17867/>, Presented by M. Lehnen at the IAEA Technical Meeting on Plasma Disruption and their Mitigation, 2020. júl.
- [23] E. Hollmann és tsai., „Status of research toward the ITER disruption mitigation system”, *Physics of Plasmas*, 22. évf., 2. sz., 21802–1., 2015. febr. DOI: 10.1063/1.4901251. cím: <https://doi.org/10.1063/1.4901251>.
- [24] B. N. Breizman, P. Aleynikov, E. M. Hollmann és M. Lehnen, „Physics of runaway electrons in tokamaks”, *Nuclear Fusion*, 59. évf., 8. sz., 83001. old., 2019. jún. DOI: 10.1088/1741-4326/ab1822. cím: <https://dx.doi.org/10.1088/1741-4326/ab1822>.
- [25] B. Pégourié és J.-M. Picchiotto, „Plasma density buildup after pellet injection”, *Physics of Plasmas*, 3. évf., 12. sz., 4594–4605. old., 1996. DOI: 10.1063/1.872030. eprint: <https://doi.org/10.1063/1.872030>. cím: <https://doi.org/10.1063/1.872030>.
- [26] K. Särkimäki, J. Artola, M. Hoelzl és the JOREK Team, „Confinement of passing and trapped runaway electrons in the simulation of an ITER current quench”, *Nuclear Fusion*, 62. évf., 8. sz., 86033. old., 2022. jún. DOI: 10.1088/1741-4326/ac75fd. cím: <https://dx.doi.org/10.1088/1741-4326/ac75fd>.
- [27] P. Parks, *A Theoretical Model for the Penetration of a Shattered-Pellet Debris plume*, <https://tsdw.pppl.gov/Talks/2017/Lexar/Wednesday%20Session%201/Parks.pdf>, Presented at the Theory and Simulation of Disruptions Workshop, 2017. júl.
- [28] A. Matsuyama, E. Nardon, M. Honda és M. Lehnen, *ITER SPI Modelling for Runaway Electron Avoidance*, <https://conferences.iaea.org/event/217/contributions/16702/>, Presented at the Theory and Simulation of Disruptions Workshop, 2017. júl.
- [29] E. Nardon, A. Matsuyama és M. Lehnen, *On the possible injection schemes with the ITER SPI system*, <https://conferences.iaea.org/event/217/contributions/16702/>, Presented at the IAEA Technical Meeting on Plasma Disruption and their Mitigation, 2020. júl.
- [30] E. Nardon, D. Hu, M. Hoelzl, D. Bonfiglio és the JOREK team, „Fast plasma dilution in ITER with pure deuterium shattered pellet injection”, *Nuclear Fusion*, 60. évf., 12. sz., 126040. old., 2020. okt. DOI: 10.1088/1741-4326/abb749. cím: <https://dx.doi.org/10.1088/1741-4326/abb749>.
- [31] O. Vallhagen, I. Pusztai, M. Hoppe, S. Newton és T. Fülöp, „Effect of two-stage shattered pellet injection on tokamak disruptions”, *Nuclear Fusion*, 62. évf., 11. sz., 112004. old., 2022. szept. DOI: 10.1088/1741-4326/ac667e. cím: <https://dx.doi.org/10.1088/1741-4326/ac667e>.

A függelék

ITER törtpellet belövés szimulációhoz kapcsolódó ábrák

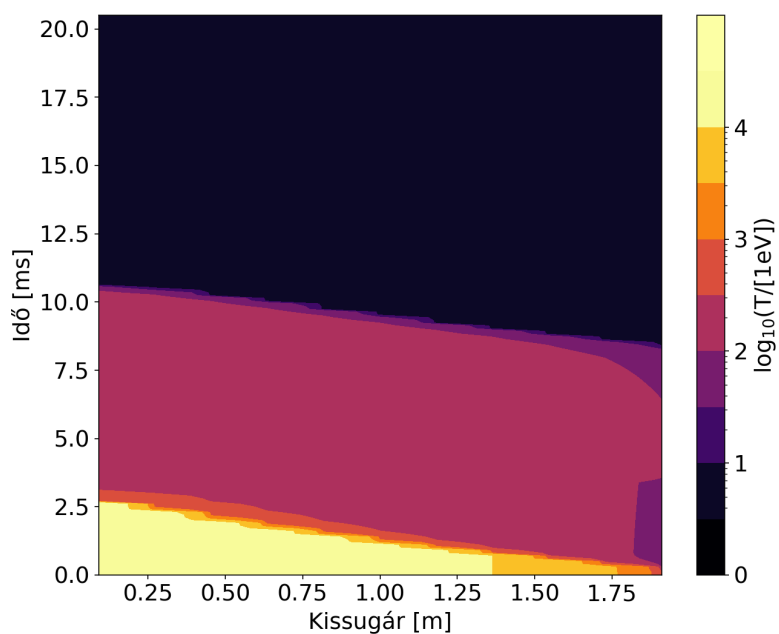
Ebben a függelékben a 3.1. szakszban bemutatott ITER szimulációhoz tartozó további grafikonok találhatók.

Az A.1. ábrán a neon behatolása figyelhető meg egy sűrűségeloszlás grafikonon. Jól látható a neoneloszlás időbeni homogenizációjából a diffúzió, melyet a szimulációk során egyedül a neonra alkalmaztam.

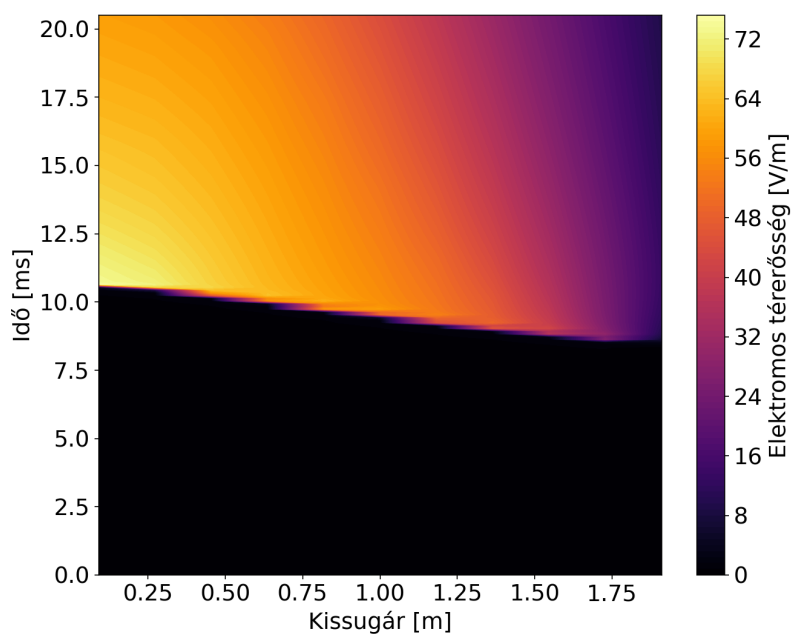


A.1. ábra. A törtpelletként belőtt neon sűrűségeloszlása a kissugár és az idő függvényében.

Az A.2. és A.3. ábrákon a hőmérséklet és az elektromos térerősség nagysága látható. Érdeemes megfigyelni, hogy jelentős elektromos térerősség csak a második hőmérséklet-esés alkalmával indukálódik.



A.2. ábra. Hőmérséklet logaritmikus skálán ábrázolva a kissugár és az idő függvényében.

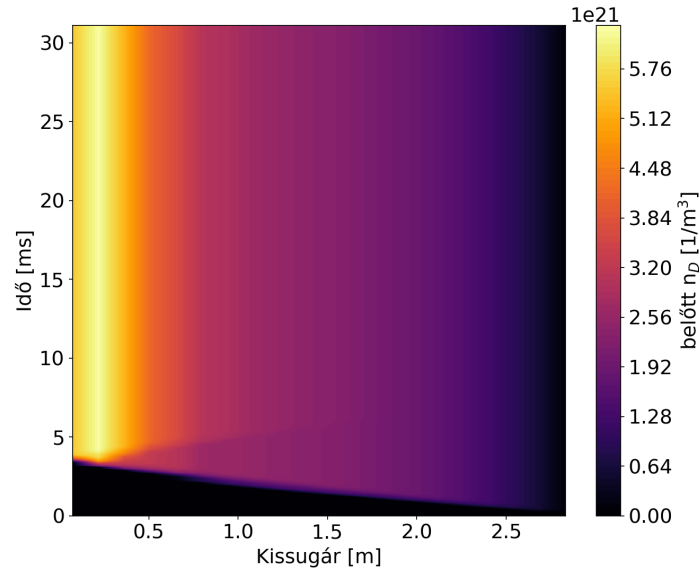


A.3. ábra. Elektromos térerősség a kissugár és az idő függvényében.

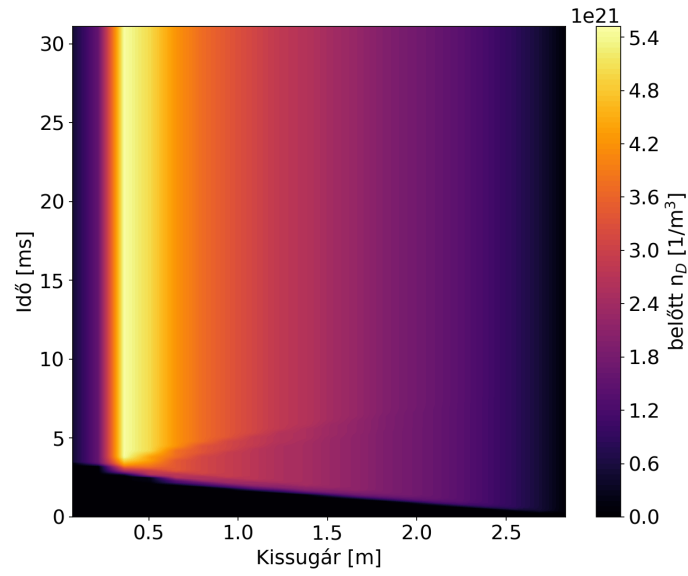
B függelék

Sztochasztikus folyamatok törtpellet belövés során

A B.1. és B.2. ábrákon ugyanolyan tört deutérium pellet paraméterekkel, de más random seed-del készült belőtt deutérium-sűrűségek láthatók. Jól megfigyelhető, hogy még 50-es töredékszámnál is jelentős eltérés lehet a legbelső fluxusfelületekbe behatolásban különböző véletlenszám-generálás esetén. Ez az egyes töredékeknek véletlenül sorsolt sebességétől, iránytól és mérettől függ.



B.1. ábra. A belótt deutérium eloszlása a plazmában a kissugár és az idő függvényében,
 $N_D = 6 \cdot 10^{24}$, töredékszám = 50, random seed = 0



B.2. ábra. A belótt deutérium eloszlása a plazmában a kissugár és az idő függvényében,
 $N_D = 6 \cdot 10^{24}$, töredékszám = 50, random seed = 1