

ELM-ekhez kapcsolódó gyors ion veszteségek vizsgálata az ASDEX Upgrade tokamakon

OTDK dolgozat

Lazányi Nóra
Fizikus MSc. 2. évfolyam

Témavezető: **Dr. Pokol Gergő**
BME Nukleáris Technikai Intézet

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem
Természettudományi Kar
Budapest
2012

Tartalomjegyzék

Kivonat	2
1. Bevezetés	3
1.1. Plazmaszéli módusok (ELM-ek)	3
1.2. Gyors ionok	6
2. ASDEX Upgrade	7
2.1. Gyors ionok detektálása	7
2.2. Mágneses és lágy röntgen diagnosztika	9
3. Matematikai háttér	11
3.1. Módusszám-meghatározás a szondák közti relatív fázis alapján	11
3.2. Implementáció	12
4. ELM-ekhez kapcsolódó módusok	13
4.1. III-as típusú ELM-ek	13
4.2. I-es típusú ELM-ek	17
5. Gyors ionok hatása a plazmaprofilokra	21
5.1. Nyomásprofilok	21
5.2. Áramprofilok	23
6. Összefoglalás	25
Irodalomjegyzék	27
A. Ábrák és táblázatok	32

Kivonat

A fúziós plazmafizikai berendezésekben lévő gyors ionok több forrásból származhatnak: egyrészt a Maxwell-eloszlásnak is van nagy energiás tartománya, de a különböző plazmafűtések (NBI, ECRH, ICRH) is gyors részecskéket hoznak létre, továbbá a jövőben a fúziós energiatermelés alapjául szolgáló D–T reakcióban is 3,5 MeV energiájú alfa-részecskék keletkeznek, így mindenképpen fontos feladat a gyors ionok tanulmányozása.

A németországi ASDEX Upgrade tokamak többféle gyors ionokra érzékeny detektorral rendelkezik. A FILD detektorral (Fast Ion Loss Detector) [1] a plazmából kiszóródott gyors ionok detektálhatók energia, és repülési irány szerinti felbontásban. A FIDA (Fast Ion D-Alpha) [2] detektor pedig a gyors deutronok Balmer-alfa -sugárzását méri, amiből a gyors ionok eloszlására következtethetünk.

A FILD detektor alapja egy szcintillációs lemez, melynek megfigyelésére CCD kamerát, és fotoelektron-sokszorozókat (PMT: photomultiplier tube) is használnak. A FILD detektorral végzett eddigi elemzések azt mutatják, hogy a PMT-k időjeléből számított spektrumban felismerhetők a különböző plazmahullámok, ami lehetővé teszi a gyors részecskéket kiszóró plazmahullámok azonosítását.

Dolgozatomban az ún. plazmaszéli módusok (ELM: Edge Localised Mode) és a gyors ion veszteségek kapcsolatát vizsgáltam. A FILD detektor segítségével azonosítható, hogy milyen módusok szórják ki gyors ionokat az ELM-ek körül. Az eddigi tapasztalatok szerint, a különböző típusú ELM-ek hozzájárulása a gyors ion veszteségekhez igen eltérő.

Továbbá vizsgáltam a gyors ionok hatását a plazma szélének az ún. pedesztálra a hatására, megpróbálom megbecsülni, hogy mekkora gyors ion populáció szükséges a plazma szélén a stabilitásának módosítására. Ezt realiztikus gyors ion sűrűség profilok mesterséges módosításával vizsgáltam.

1. fejezet

Bevezetés

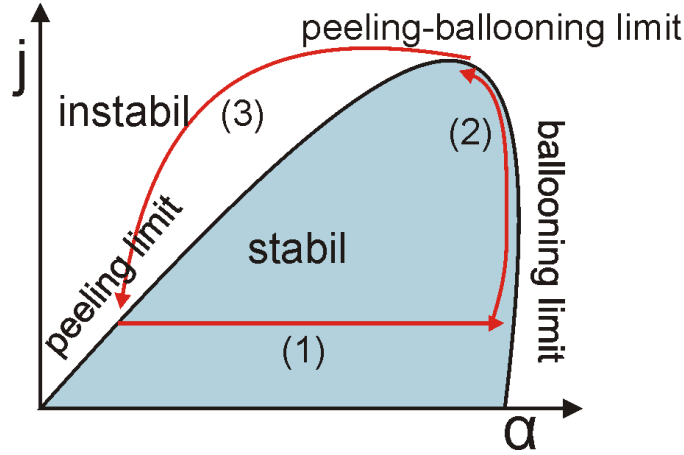
A magfúzióval történő energiatermelés földi körülmények melletti megvalósítása jelenlegi ismereteink szerint lokális termodinamikai egyensúlyban lévő közegben lehetséges. A fúzióhoz szükséges hőmérsékleten (10 keV^1 , $100\text{ millió }^\circ\text{C}$) az anyag plazma állapotban van, amit erős mágneses terekkel lehet összetartani. A mágneses összetartású berendezések egyike az ún. tokamak, ahol a plazmát külső mágneses tekercsek, és a plazmában hajtott plazmaáram mágneses terében tartják össze.

1.1. Plazmaszéli módusok (ELM-ek)

A tokamak típusú fúziós plazmafizikai berendezések egyik tipikus működési üzemmódja az ún. H-mód (magas összetartású üzemmód, angolul: high confinement mode), melyet először a németországi ASDEX tokamakon figyeltek meg [3]. H-módban a plazma szélén a hőmérséklet és nyomásgradiensek meredekké válnak, kialakul egy transzportgát, megvalósul a plazma jobb összetartása a korábbi üzemmódhoz (L-mód: alacsony összetartású üzemmód, angolul: low confinement mode) képest. A kialakult transzportgát azonban nemcsak az üzemanyagként szolgáló deutériumot és az elektronokat tartja össze, hanem a plazma-fal kölcsönhatás révén a plazmába bejutó szennyezőket (magasabb rendszámú anyagokat) is. Az ún. plazmaszéli módusok (ELM, angolul: edge localised mode) a transzportgát kváziperiodikus leomlását okozzák, minek folytán nagy mennyiségű anyag és energia áramlik ki a plazmából (akár a plazma teljes energiataralmának 10%-a is). Ez a nagy tranziens hőterhelés a plazmahatároló elemek károsodásához is vezethet [4].

A Cadarache-ban épülő ITER kísérleti berendezés egyik alapvető üzemmódja lesz a H-mód, és itt a számítások szerint az ELM-ek miatti hőterhelés a divertorlemezekeken elérheti a 10 MW/m^2 értéket is [5]. Ennek ellenére az ELM-ek teljes elnyomása nem feltétlenül cél, mivel egy-egy ELM során a plazma szennyezőtartalma is lecsökken, és a szennyezők eltá-

¹A plazmafizikában a hőmérsékletet elektronvoltban (eV), illetve kiloelektronvoltban (keV) szokás kifejezni az $E = k_B T$ összefüggés alapján.



1.1. ábra. Egy ELM-ciklus sematikus rajza a peeling-ballooning modell szerint ([6] alapján). A tengelyeken az α normalizált nyomásgradiens és a j normalizált áramsűrűség szerepel.

volítása más módon igen nehézkes. Ezért nagyon fontos feladat az ELM-ek szabályozása, vagy méretük csökkentése.

Az ASDEX Upgrade tokamakon megfigyelték, hogy az ELM-ek gyakorisága (f_{ELM}) és mérete (W_{ELM}) között fordított arányosság áll fenn [7], azaz az ELM-ek gyakoriságának növelésével az ELM-ek által kilökött anyag- és energiamennyiség lecsökkenthető.

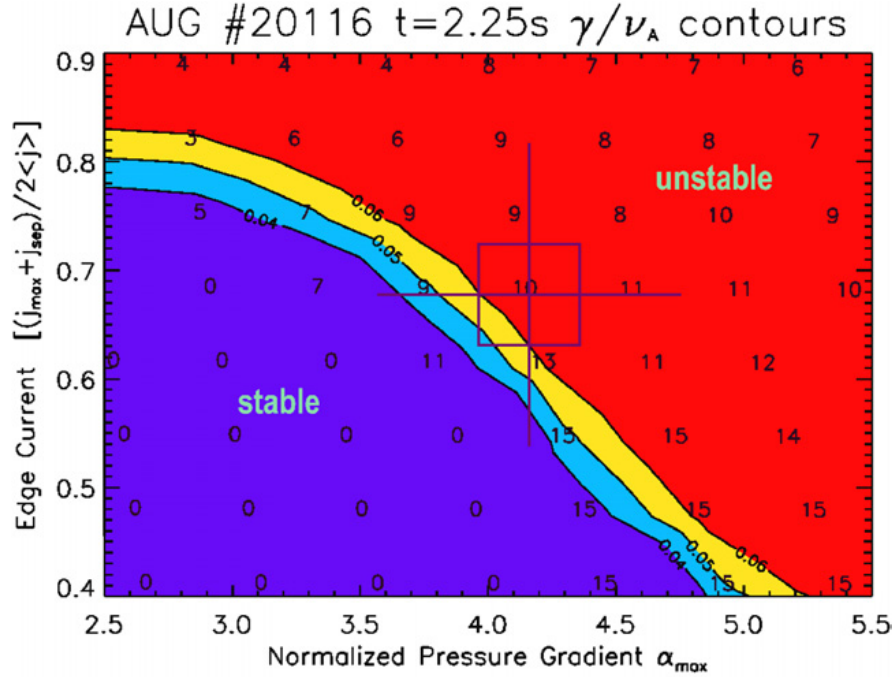
$$f_{ELM} \cdot W_{ELM} = konst. \quad (1.1)$$

Az ELM-ek szabályozására szolgáló módszerek az (1.1) összefüggés alapján leginkább az f_{ELM} frekvencia megnövelésére építenek, ezen belül 3 fő eljárást lehet megemlíteni [6]: pelletekkel vagy a plazmaszéli áram növelésével történő ELM-keltést, illetve a plazma szélén rezonáns mágneses perturbáció (RMP, angolul: resonant magnetic perturbation) létrehozását. Az utóbbi módszert (a pelletes szabályozás mellett) sikeresen alkalmazzák az ASDEX Upgrade tokamakon. A dolgozatban vizsgált kisülés idején (2011. május [8]) a berendezésre tervezett RMP tekercsek fele már működött, a többit pedig azóta szintén beépítették [9].

Az ELM-ek teljes kiküszöbölése is megoldható, mivel léteznek olyan plazmakonfigurációk, melyekben nem jönnek létre ELM-ek, ezek az ún. ELM-mentes üzemmódok. Ilyen üzemmód például az EDA (Enhanced D-Alpha), amit az Alcator C-mod tokamakon fedeztek fel, és a HRS (high recycling steady) H-mód (JTF-2M) [6]. Ezeknek az üzemmódoknak előnye, hogy nincs bennük ELM, továbbá a szennyezőfelhalmozódás sem történik, azonban csak nagyon kis paramétertartományban hozhatók létre.

Az ELM-ek leírására régebben több elméleti modell létezett [10], mára azonban az ún. peeling-ballooning modell² az általánosan legelfogadottabb.

²A peeling és ballooning kifejezésekre megszokott magyar elnevezések nincsenek, így dolgozatomban



1.2. ábra. A Maggi cikkben [11] szereplő stabilitásdiagram. A háttérben szereplő egész számok a leginstabilabb módusok toroidális módusszámjai.

A peeling-ballooning modell alapján egy ELM ciklus az 1.1. ábrán sematikusán bemutatott módon épül fel [6]. A plazma az (1)-gyel jelölt útvonal mentén haladva melegszik, a plazmaszéli nyomásgradiens nő egészen az ún. ballooning stabilitási határ eléréséig. Itt a plazma nem lépi át a stabilitási határt, hanem a (2) jelű szakaszon haladva a hőmérséklet további növekedésével az ohmikus és a bootstrap áram³ is nőni fog a peeling-ballooning stabilitási határig, ahol a plazma belép a diagram instabil tartományába. Itt gyors összeomlás következik be, a nyomásgradiens és az áram lecsökken ((3)-as szakasz), míg el nem érjük a peeling stabilitási határt. Innen a ciklus újraindul.

A fent leírt ciklus az I-es típusú ELM-eket írja le, míg kisebb ELM-eket leíró ciklusok elképzelhetők csak a ballooning (pl. II-es típus) vagy csak a peeling stabilitási határnál [12]. A III-as típusú ELM-eket nem lehet ilyen ábrán feltüntetni, mivel azok rezisztív módusok [6, 12].

Fontos megjegyezni, hogy az 1.1. ábrán a stabilitási határ függ a főbb plazmaparaméterektől, például erősen formált (háromszöges, elnyúlt) plazma esetén a peeling-ballooning limit magasabb nyomásgradiensek és nagyobb áramok irányába tolódik el [12, 13], tehát nagyobb lesz a stabil tartomány. Gyengén deformált plazmák esetén a hatás épp ellentétes, kisebb a stabil tartomány. Az 1.2. ábrán az ASDEX Upgrade tokamakra számított

én is az angol kifejezésekkel fogjuk rájuk hivatkozni.

³A bootstrap áram a nyomásgradiens által hajtott áram.

stabilitásdiagram (a γ növekedési ráta és a v_A Alfvén-sebesség hányadosa az α normalizált nyomásgradiens és a normalizált áramsűrűség függvényében) látható [11].

Az ELM-ciklusok alapos vizsgálata jelenleg is a plazmafizika fontos feladata, a témával az ASDEX Upgrade-en is többen foglalkoznak [14, 15].

1.2. Gyors ionok

A fúziós plazmafizikai berendezésekben több forrásból származó gyors ionok vannak jelen, főleg a különböző plazmafűtések, például semleges atomnyaláb fűtés (NBI, angolul: neutral beam injection), vagy ion ciklotron rezonancia fűtés (ICRH, angolul: ion cyclotron resonance heating) miatt. A gyors ionok vizsgálata a jövőbeli fúziós erőművek szempontjából is fontos, hiszen a D–T fúzió során keletkező α -részecskék szintén gyors (3,5 MeV-es) ionok, amiket össze kell tartani, míg leadják energiájukat a plazma részecskéinek (α -fűtés), de ezután el kell távolítani őket a plazma közepéről. Továbbá az ITER egyik fő feladata megvizsgálni, hogy a fúzióban keletkező α -részecskék nem keltenek-e instabilitásokat, és ezek az esetleges instabilitások milyen tulajdonságokkal rendelkeznek.

A kaliforniai DIII-D tokamakon megfigyelték, hogy a gyors ionok képesek Alfvén-instabilitásokat, például toroidicitás által okozott Alfvén-sajátmódust (TAE, angolul: toroidicity induced Alfvén-eigenmode) kelteni [16]. Azt is tapasztalták továbbá, hogy a mért gyors ion profilok laposabbak, mint a klasszikus módon számolhatók, és a számolt gyors ion transzport is kisebb, mint a mérhető [17]. Bebizonyították, hogy a gyors ionok transzportjában a mikroturbulenciának is jelentős szerepe van [18].

A plazmahullámok és a részecskék rezonáns kölcsönhatásának feltétele: $\Omega_{n,p} = n\omega_\phi - p\omega_\theta - \omega = 0$, ahol $\Omega_{n,p}$ a rezonancia szélessége, n a toroidális módusszám, p a poloidális harmonikus, ω_ϕ a precessziós frekvencia (toroidális forgás frekvenciája), ω_θ a poloidális frekvencia (poloidális forgás frekvenciája) és ω a módus frekvenciája [19]. A részecskehullám kölcsönhatás során, a különböző plazmahullámok által kiszórt gyors ionokat már sok berendezésben megfigyeltek, például a JET tokamakon Alfvén-kaskádok, TAE-k és fishbone módusok miatt [20, 21], illetve az ASDEX Upgrade-n is különféle Alfvén-instabilitások és neoklasszikus szakító módusok (NTM, angolul: neoclassical tearing mode) miatt [19, 22, 23, 24, 25].

Az ELM-ek 1.1. fejezetben röviden ismertetett peeling-ballooning modellje nem magyarázza meg az összes kísérleti eredményt [14], és felmerült, hogy a gyors ionok plazma szélére történő kiszóródása megváltoztathatja a plazmaszél stabilitását. Dolgozatomban ezért azt a vizsgáltam, hogy a plazma szélére kerülő gyors ionok hogyan változtathatják meg a plazma szélének stabilitását.

2. fejezet

ASDEX Upgrade

Az ASDEX Upgrade (AUG) Németország legnagyobb tokamak típusú berendezése, melynek fontosabb adatait a 2.1. táblázatban foglaltam össze. A plazmaáram és a toroidális mágneses tér értéke az egyes kisülések során természetesen változik, a táblázatban a számításaimban (5. fejezet) használt, tipikusnak mondható értékeket tüntettem fel.

A plazma jellemzőinek meghatározására különféle diagnosztikai rendszerek szolgálnak. Az ASDEX Upgrade tokamak egy diagnosztikákkal jól felszerelt kísérleti berendezés [26], mely kiválóan alkalmas az ITER-hez és DEMO-hoz kapcsolódó fizikai és technológiai problémák kutatására [27].

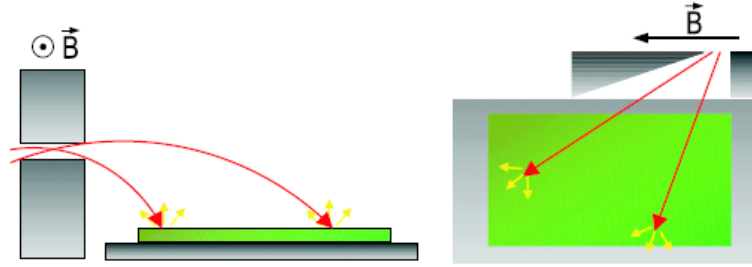
A következő alfejezetekben a dolgozat során használt legfontosabb diagnosztikák főbb jellemzőit gyűjtöttem össze, különös tekintettel a gyors ionok detektálására szolgáló diagnosztikákra. Ezek mellett röviden írok a mágneses és a lágy röntgen diagnosztikákról is, melyek jelét a módusszámok meghatározásához használtam fel (lásd 4.1. fejezet).

2.1. táblázat. ASDEX Upgrade számolásokban használt paraméterei.

Nagysugár	R_0	1,65 m
Kis sugár	r	0,5 m
Mágneses tér	B_t	1,8 T
Plazmaáram	I_p	0,8 MA

2.1. Gyors ionok detektálása

A gyors ionok detektálásának igénye már az 1980-as években felmerült, hiszen az alfa-fűtés sikeres működéséhez meg kellett bizonyosodni a fúzióban keletkező alfa-részecskék megfelelő összetartásáról. A TFTR tokamakra ezért egy műanyag nyomdetektort helyeztek működésbe, mellyel azonban nem lehetett a beérkező részecskék időbeli eloszlását meghatározni. Hogy a gyors ionok veszteségeit időben is követni tudják, egy ZnS ernyőt kezdtek



2.1. ábra. A FILD detektor vázlatos felépítése [25].

el használni. A ZnS ernyőt úgy helyezték el, hogy egyik irányban a Larmor-sugaruk, másik irányban pedig a sebességük mágneses térrel bezárt szöge szerint különüljenek el a gyors ionok. Az ernyőt videokamerával figyelték meg, majd a videokazettára mentett adatokat később digitalizálták [28].

Jelenleg szinte minden fúziós berendezésben használnak ehhez hasonló felépítésű detektort, ezek közé tartozik például a JET, a TJ-II, az NSTX és az LHD, de korábban a W7-AS is rendelkezett ilyen detektorral [19].

Az ASDEX Upgrade tokamakra telepített gyors ion veszteség detektor (FILD, angolul: fast ion loss detector) is a TFTR-on használt detektorhoz hasonlóan működik [1]. A szcintillátorlemezre beérkező részecskéket mutatja sematikusán a 2.1. ábra.

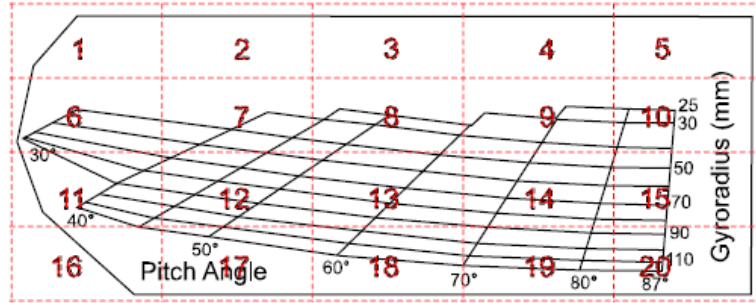
A detektor alapja egy rozsdamentes acéllapra felvitt szcintillátorpor (TG-Green, képlete: $\text{SrGa}_2\text{S}_4:\text{Eu}^{2+}$) [29]. A szcintillátoranyag kiválasztásánál szempont volt a rövid utánvilágítási idő (kb. 490 ns), továbbá a hőtűrő képesség (NBI fűtésű plazmában grafit árnyékolás mellett is lehet 900°C hőmérséklet, illetve $10^{14} - 10^{15}$ ion/cm² ionfluxus). Ezeken kívül természetesen fontos, hogy a detektoranyag érzékeny legyen a gyors ionokra (alfa-részecskék, NBI és ICRH fűtés ionjai), de ne detektáljunk neutronokat, elektronokat illetve röntgen- és gamma-sugárzást [1].

A szcintillátorlemezen a gyors ionok hatására keletkező fényfelvillanásokat CCD kamerával, és 20 db fotoelektronsokszorozóval (PMT: photomultiplier tube) figyelik meg. A kétféle megfigyelés azért szükséges, mert a CCD kamerával jó térbeli felbontás, de a lassú töltéskigyűjtés miatt rossz időfelbontás érhető el, a PMT-k viszont jó időfelbontással, de gyengébb térfelbontással rendelkeznek. A szcintillátorlemez alatti PMT-k elhelyezkedése, és a detektor elhajlási szög – Larmor-sugár skálája a 2.2. ábrán látható.

A részecske beérkezési helyéből megállapítható az energiája [30]:

$$E_i = \frac{Z^2 e^2 B^2}{2m_i} \frac{\rho_i^2}{\sin^2 \vartheta}, \quad (2.1)$$

ahol Z az ion rendszáma, e az elemi töltés, B a mágneses tér nagysága a detektor helyén, ρ_i a mért Larmor-sugár és ϑ a sebesség mágneses térrel bezárt szöge.



2.2. ábra. A FILD detektor alatt elhelyezett PMT-k pozíciója, és a Larmor-sugár – elhajlási szög felbontás [1].

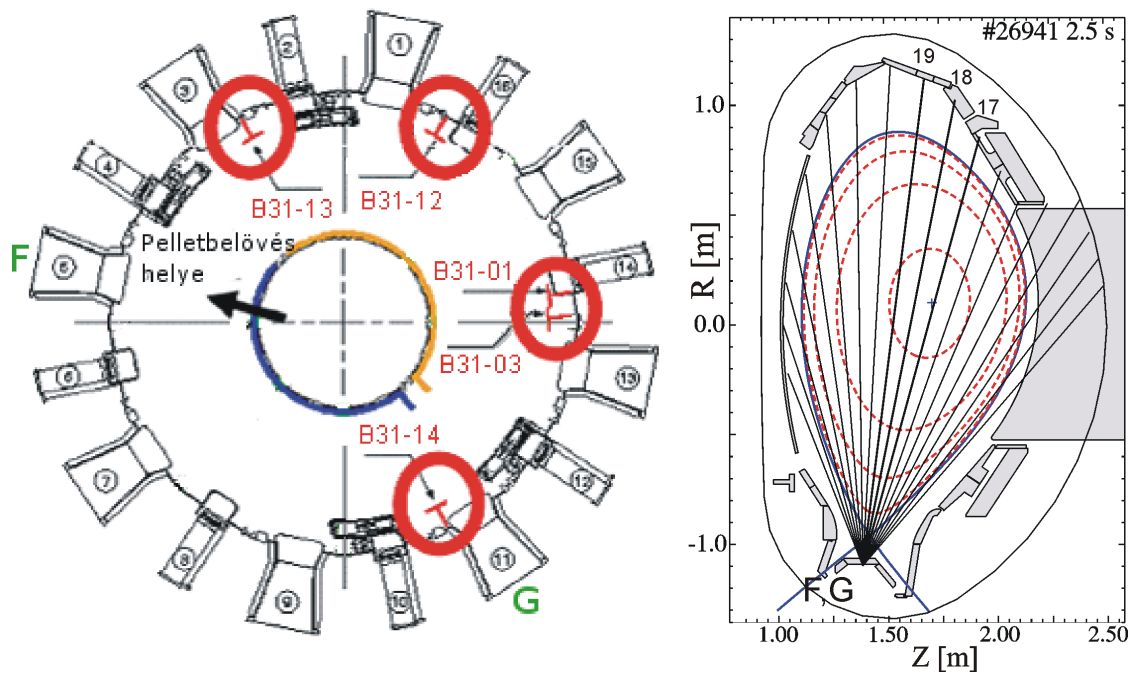
A gyors ionok térbeli eloszlásának detektálására az ASDEX Upgrade tokamakokon az ionok D- α sugárzását mérő detektor (FIDA, angolul: fast ion D-alpha) szolgál. A FIDA detektor 25 toroidális látóvonallal rendelkezik, és 10 ms-os időfelbontással tud mérni [2].

2.2. Mágneses és lágy röntgen diagnosztika

Az ELM-ek detektálására a legelterjedtebb a mágneses diagnosztikák használata, hiszen a vákuumkamra belső falára helyezett mágneses tekercsek jó időfelbontással képesek mérni a mágneses tér változásának különböző komponenseit. Dolgozatomban így én sem nélkülözhettem ezen diagnosztika jeleit, melyeket az egyes plazmahullámok toroidális módusszámának meghatározására használtam fel (lásd 4.1. alfejezet). A toroidális módusszám-meghatározáshoz használt mágneses szondák elhelyezkedését mutatja a 2.3. ábra.

Korábbi munkáimban [31, 32] a plazmahullámok módusszámát lágy röntgen (SXR, angolul: soft x-ray) diagnosztika segítségével is meghatároztam. Toroidális módusszám-meghatározáshoz azonos poloidális vetületű látóvonalakkal rendelkező, de különböző toroidális pozícióba elhelyezett kamerákra van szükség, az AUG-n ennek a feltételnek az F és G lágy röntgen kamera felel meg. Poloidális módusszám-meghatározáshoz viszont több, azonos toroidális pozícióban elhelyezett kamerára van szükség [33].

A módusszámokat több diagnosztika jelének együttes felhasználásával is ki lehet számítani. Dolgozatomban a toroidális módusszámok meghatározásánál a mágneses diagnosztika mellett két lágy röntgen kamera jelét is használtam. E két kamera (F és G) látóvonalainak poloidális vetülete látható a 2.3. ábra jobb oldalán.



2.3. ábra. Bal oldal: Az ASDEX Upgrade középsíki metszete a felhasznált mágneses szondák elhelyezkedésével. Jobb oldal: Az F és G lágy röntgen kamerák poloidális metszete a látóvonalakkal, és a q biztonsági tényező egész értékeinél lévő fluxusfelületek jelölésével.

3. fejezet

Matematikai háttér

3.1. Módusszám-meghatározás a szondák közti relatív fázis alapján

A dolgozatban használt módusszám-meghatározó módszer leírása több cikkben [32, 34, 35] és dolgozatban [31, 36] is megtörtént már, így itt most csak a legrövidebben ismertetem a módszer lényegét jelentő fontosabb képleteket.

Az $f(t)$ mért időjelet a (3.1) képlet alapján folytonos wavelet transzformációval (CWT, angolul: continuous wavelet transform) átranzformáljuk az idő–frekvencia síkra, azaz kifejtjük a (3.2) formában felírható idő–frekvencia atomok bázisán.

$$Tf(u, \xi) = \langle f, g_{u, \xi} \rangle = \int f(t) g_{u, \xi}^*(t) dt. \quad (3.1)$$

$$g_{u, \xi} = \frac{1}{\sqrt{s}} \Psi \left(\frac{t - u}{s} \right), s = \frac{\nu}{\xi}, \quad (3.2)$$

ahol u az idő-, ξ a frekvenciaeltolás, $\Psi(t)$ egy analitikus anya wavelet, melynek középfrekvenciája $\nu = \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} \omega |\Psi(\omega)|^2 d\omega$.

A wavelettranszformált (3.3) abszolútérték négyzetét skálagramnak nevezzük [37].

$$P_T f(u, \xi) = |Tf(u, \xi)|^2. \quad (3.3)$$

A koherencia számítása a (3.4) képlettel történik, ahol $\langle . \rangle$ jelöli az átlagképzést, T^* pedig a T transzformáció konjugáltját.

$$COH_{x,y}(u, \xi) = \frac{|\langle Tx(u, \xi) T^* y(u, \xi) \rangle|}{\sqrt{\langle P_T x(u, \xi) \rangle \langle P_T y(u, \xi) \rangle}}. \quad (3.4)$$

Wavelet minimum koherencia számításához az összes szondapár között kiszámított wavelet koherencia legkisebb értékét vesszük minden idő–frekvencia pontban. Ezzel a

módszerrel a globálisan koherens módusokról nyerünk információt. A módszer előnyeiről részletesebb leírást tartalmaz a [35] cikk és [31] dolgozat.

A módusszámot meghatározhatjuk a szondák közti $\phi_{x,y}$ relatív eltérés, és a transzformáltak (3.5) fázisának kapcsolatából. Ideális, szinuszos szerkezetű módus esetén a kapcsolat lineáris, és a módusszám az $n(u, \xi) = \Theta_{x,y}(u, \xi)/\phi_{x,y}$ meredekséggel adható meg. Valódi módusok esetén a meghatározás bonyolultabb, célszerű az ideális fázismenettől vett (3.6) legkisebb négyzetes eltérést venni.

$$\Theta_{x,y}(u, \xi) = \arg(Tx(u, \xi)T^*y(u, \xi)). \quad (3.5)$$

$$Q_n(u, \xi) = \sum_{x,y} \|\Theta_{x,y}(u, \xi) - n\Phi_{x,y}\|_{2\pi}^2, \quad (3.6)$$

ahol a $\|\cdot\|_{2\pi}^2$ norma azt jelenti, hogy a szabályos $n\Phi_{x,y}$ módus által meghatározott egyenesnek a $\Theta_{x,y}(u, \xi)$ -től vett legkisebb eltérését kell venni $\pm 2z\pi$ ($z \in \mathbb{Z}$) eltolás mellett.

A fent ismertetett módszer nemcsak az n toroidális módusszám, hanem az m poloidális módusszám meghatározására is alkalmas, viszont ekkor a pontosabb eredmény érdekében figyelembe kell venni a mágneses tér deformációját is (egyen-es-B koordináták használata [38]).

3.2. Implementáció

A 3. alfejezetben ismertetett számolási módszerek megvalósítása a BME Nukleáris Technika Intézetében fellesztett NTI Wavelet Tools programcsomaggal történt, melyet a nyár folyamán az ASDEX Upgrade MTR nevű adatletöltő, és -feldolgozó rendszerébe is beépítettünk. A program jelenleg grafikus kezelőfelülettel is rendelkezik, amit Horváth László készített el. A programcsomaggal lehetséges a skálagramok, koherenciák és módusszámok kiszámítása és ábrázolása is. A programcsomag a folytonos wavelet transzformáció mellett rövididejű Fourier transzformáció (STFT, angolul: short time Fourier transform) alapján is tud számolni.

A dolgozatban közölt skálagramok, koherencia- és módusszámábrák a programcsomag 1.1.0-s verziójával készültek.

4. fejezet

ELM-ekhez kapcsolódó módusok

A #26941-es kisülésben kétféle ELM fordul elő, melyek jól elkülöníthetők a H-alfa detektorok¹ jelein. A kisülés elején sok kis méretű ELM tapasztalható ($\tau_{ELM} \approx 10$ ms, $f_{ELM} \approx 100$ Hz), majd 2,7 s-tól kezdve az ELM-ek gyakorisága lecsökken ($\tau_{ELM} \approx 20$ ms, $f_{ELM} \approx 50$ Hz), méretük pedig megnő. A 2,7 s előtti ELM-ek valószínűleg III-as típusúak, míg a későbbiek I-es típusúak. A kisülés legfontosabb adatait tartalmazó főparaméterábra [8] alapján megállapítható, hogy a plazmaáram 2,7 s-kor érte el az 1,0 MA értéket, és innentől kezdődik a kisülés plató szakasza.

Mindkét fajta ELM esetén érdekes jelenségeket lehetett megfigyelni a FILD detektorok jelein. A III-as típusú ELM-ek előtt egy kváziperiodikus oszcilláció látható, ami az I-es típusú ELM-ek előtt nem jelentkezik. A nagyobb méretű ELM-ek után a FILD detektor visszhangszerű jeleket mért.

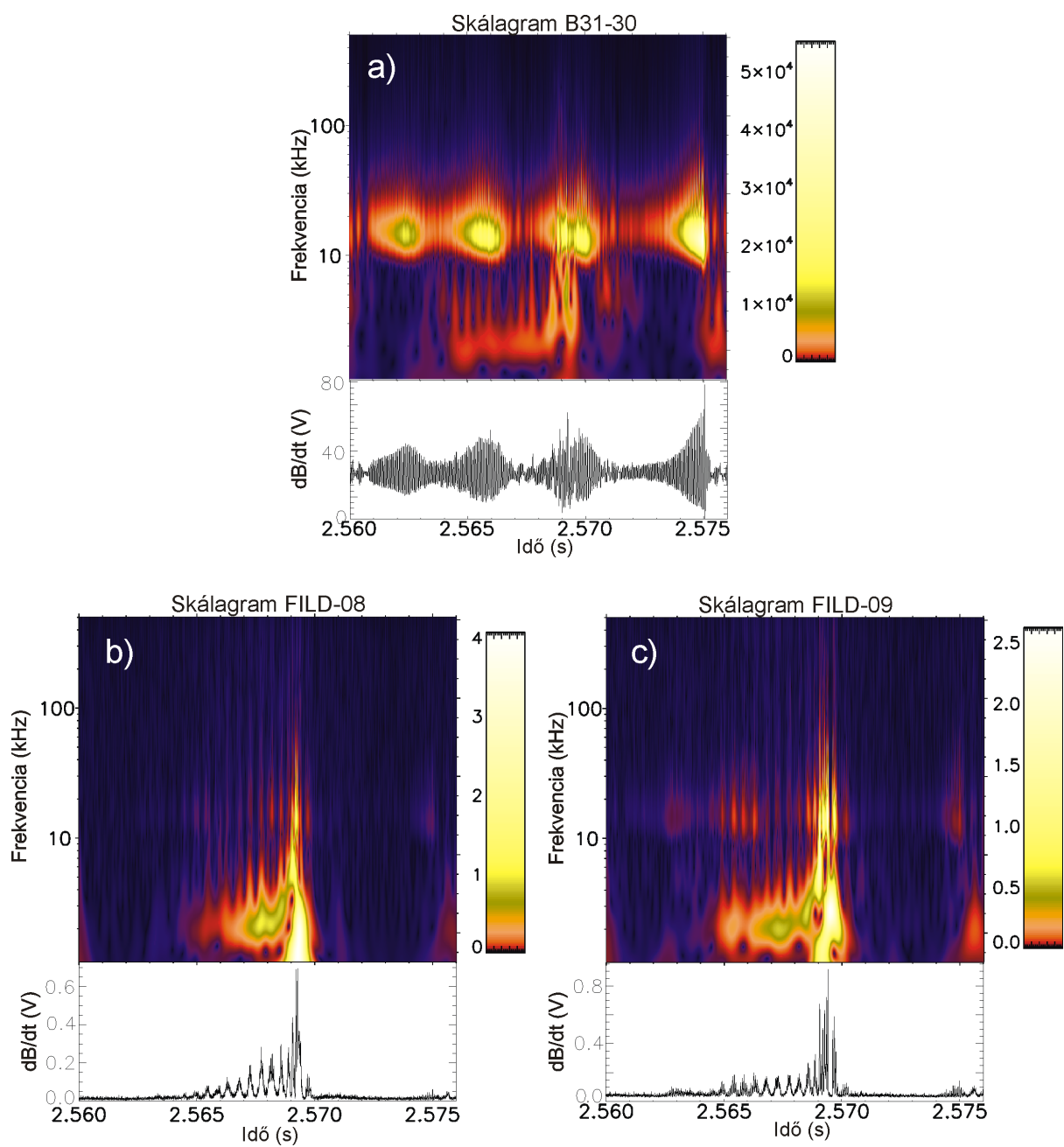
A #26941-es kisülésben a FILD detektor fotoelektronsokszorozói egy hiba folytán 3,584 ms-ig nem mértek adatot (7168 adatpont), ezért a számítások előtt az összes FILD csatorna jelét ezzel a konstanssal el kellett tolni.

4.1. III-as típusú ELM-ek

A III-as típusú ELM-ek vizsgálatát a 3. fejezetben röviden ismertetett idő-frekvencia analízis segítségével végeztem el. A számolásokhoz 3-as rendű Morlet-waveletet, a koherencia és a módusszámok meghatározásánál 3 átlagolást használtam.

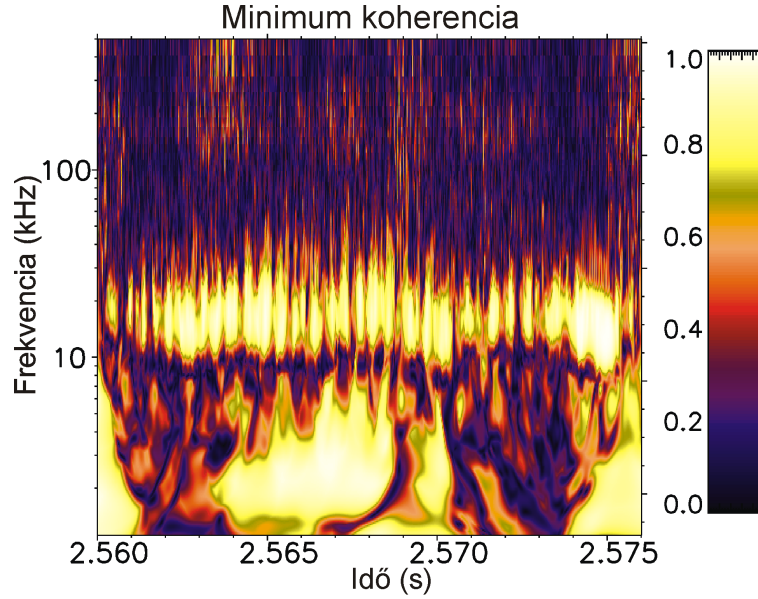
A #26941-es kisülésben a III-as típusú ELM-eket megelőző 5-8 ms időtartamban a fotoelektronsokszorozók jelein (FILD-08 és 09-es csatorna, $\rho = 30 - 40$ mm, hajlásszög: $50 - 70^\circ$) 0,5 ms-onként jelentkező, egyre növekvő csúcsok láthatók (4.1.b-c. ábra). A 0,5 ms-nak megfelelő 2 kHz-es frekvencián a FILD jelekből számított skálagramokon az ELM előtt meg is jelenik egy módus (2,564 s-tól 2,569 s-ig). Ezen a frekvencián a B31-30-

¹A H-alfa detektorok a hidrogénizotópok Balmer- α sugárzását mérik, és kiválóan alkalmasak az ELM-ek detektálására.



4.1. ábra. a) A B31-30-as mágneses szonda nyers jele, és az ebből számított skálagram, b) a FILD-08-as illetve c) a FILD-09-es csatorna nyers jelei és a belőlük számított skálagramok. A skálagramok kiszámítása 3-as rendű Morlet-wavelettel történt.

as mágneses szonda jeléből számított skálagramon is látható egy módus, mely ugyanakkor kezdődik és ugyanaddig tart, mint a FILD jeleken látható módus. A 2 kHz-es frekvencia



4.2. ábra. Minimum koherencia a B31-30-as mágneses szonda, és a FILD-08, -09-es csatornák között.

a nyers mágneses jelen a börsztök (feltehetően fishbone-ok²) között a mágneses jel kis modulációjaként látható.

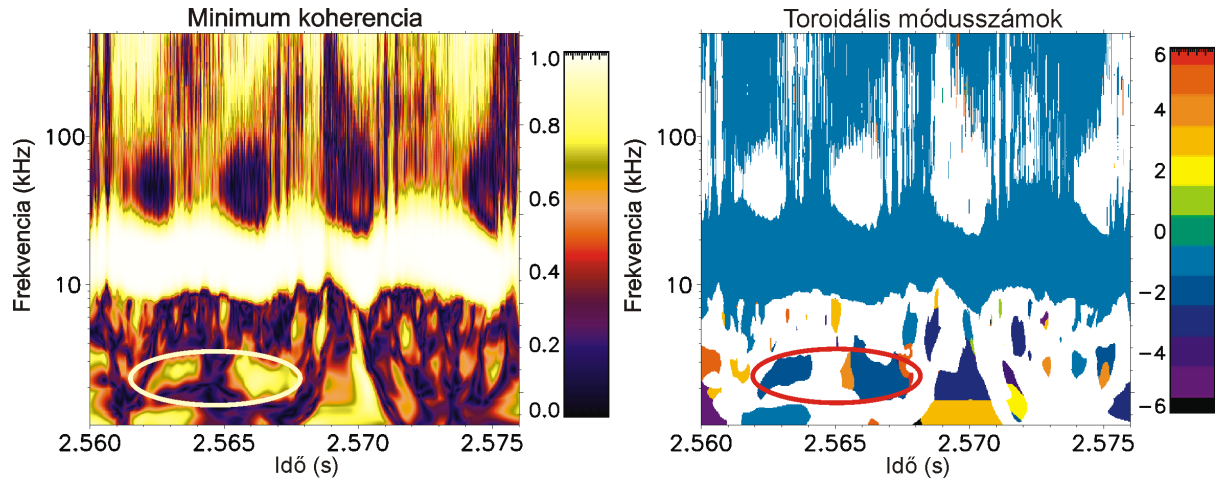
A B31-30-as mágneses szonda jeléből számított skálagramon (4.1.a. ábra) látunk egy 16 kHz körüli frekvenciával rendelkező módust, melyet az ún. fishbone módussal azonosíthatunk. Látható, hogy a módus a skálagramon is börsztökben jelentkezik, és magasabb rendű wavelettel végzett analízissel megállapítottam, hogy az egyes börsztök alatt a módus frekvenciája csökken.

A FILD-08, -09-es és a B31-30-as mágneses csatornák jeleit felhasználva számított wavelet minimum koherencia (4.2. ábra) magas értéket mutatott mind a 2 kHz-es, mind pedig a 20 kHz alatti módusra. Ez azt jelenti, hogy a FILD detektorba valóban a mágneses jeleken megjelenő 2 kHz-es módus szórt ki gyors ionokat, de kisebb mértékben a fishbone módus is, hiszen a FILD jelekből számított skálagramon a fishbone módus frekvenciája is megjelenik, bár sokkal kisebb amplitúdóval (energiasűrűséggel).

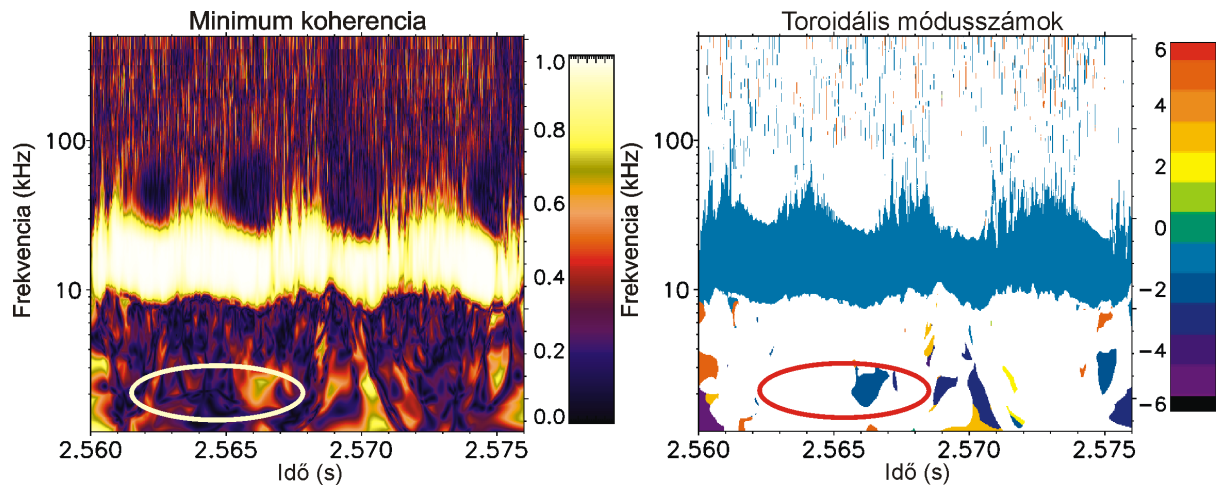
Az ábrán 2,570 s körül is látható egy 2 kHz körüli koherens folt, azaz az alacsonyfrekvenciás módus nem szűnik meg az összeomlással, hanem röviddel az ELM után is megmarad. A #23418-as kisülés vizsgálatakor [36] is találkoztunk azzal, hogy az ELM alatt jelenlévő 2 kHz-es módus az ELM összeomlás után is megmarad.

A módusokról fontos információkat nyerhetünk a térszerkezetük meghatározásával, melyet a módusszámokkal jellemezzük. A toroidális módusszámok meghatározását először

²A fishbone módus egy gyors ionok által hajtott módus, mely nevét a mágneses szondák jelen látható, halszájkás mintázata alapján kapta.



4.3. ábra. Wavelet minimum koherencia és toroidális módusszámok az 50%-nál magasabb wm-koherenciájú idő-frekvencia pontokban a B31-01,-12, -13 és -14-es mágneses szondák jelének felhasználásával.



4.4. ábra. Wavelet minimum koherencia és toroidális módusszámok az 50%-nál magasabb wm-koherenciájú idő-frekvencia pontokban a B31-01, -12, -13, -14-es mágneses szondák és az F és G lágy röntgen kamerák 17–19-es látóvonalainak felhasználásával.

a középsíkbeli toroidális mágneses szondagyűrű jeleit felhasználva végeztem el, a 4.1 és a 4.2. ábrákkal megegyező waveletfelbontással (3-as rendű Morlet-wavelet, 3 átlagolás). A fishbone módus toroidális módusszámára minden esetben $n = 1$ értéket kaptam, és a módus az ion diamágneses drift irányába terjedt (a 4.3. ábrán negatív előjel). Magasabb rendű wavelet (pl. 6-os) használata mellett a fishbone módus felharmonikusai is megjelentek 2- és 3-szoros frekvencián $n = 2$ és 3-as módusszámokkal [39], viszont ebben az

esetben a 2 kHz-es módus már nem látszott az ábrán, ezért itt most olyan ábrát nem közlök. A 2 kHz-es módus módusszámára $n = 2$ értéket kaptam, a módus terjedési iránya pedig megegyezik a fishbone móduséval.

A mágneses szondák az elhelyekedéséből adódóan egy közel 60° -os forgásszimmetriával rendelkeznek, ami a módusszámoknál ± 6 -tal való eltérést okozhat, ami a 4.3 ábrán úgy jelentkezett, hogy a 2 kHz-es módus végénél $n = 4$ értéket is ad a program. Hogy a mágneses szondák szimmetriáját megtörjem, az eddig használt mágneses szondákhoz hozzávettem még a 2.3. ábrán bejelölt SXR látóvonalakat, mivel ezekre volt mindkét SXR kamera jele megfelelő minőségű. A mágneses és SXR jelek kombinálásával kapott wavelet minimum koherencia, és a toroidális módusszámok a 4.4. ábrán láthatók.

A fishbone módus toroidális módusszáma a kombinált szondák mellett is $n = 1$ lett, és a 2 kHz-es módusszáma is $n = 2$ -nek adódott. Látható ugyan, hogy a többféle diagnosztika alkalmazása miatt a koherens tartomány lecsökkent, de ezen belül mindenhol $n = 2$ -es toroidális módusszámot adott a program.

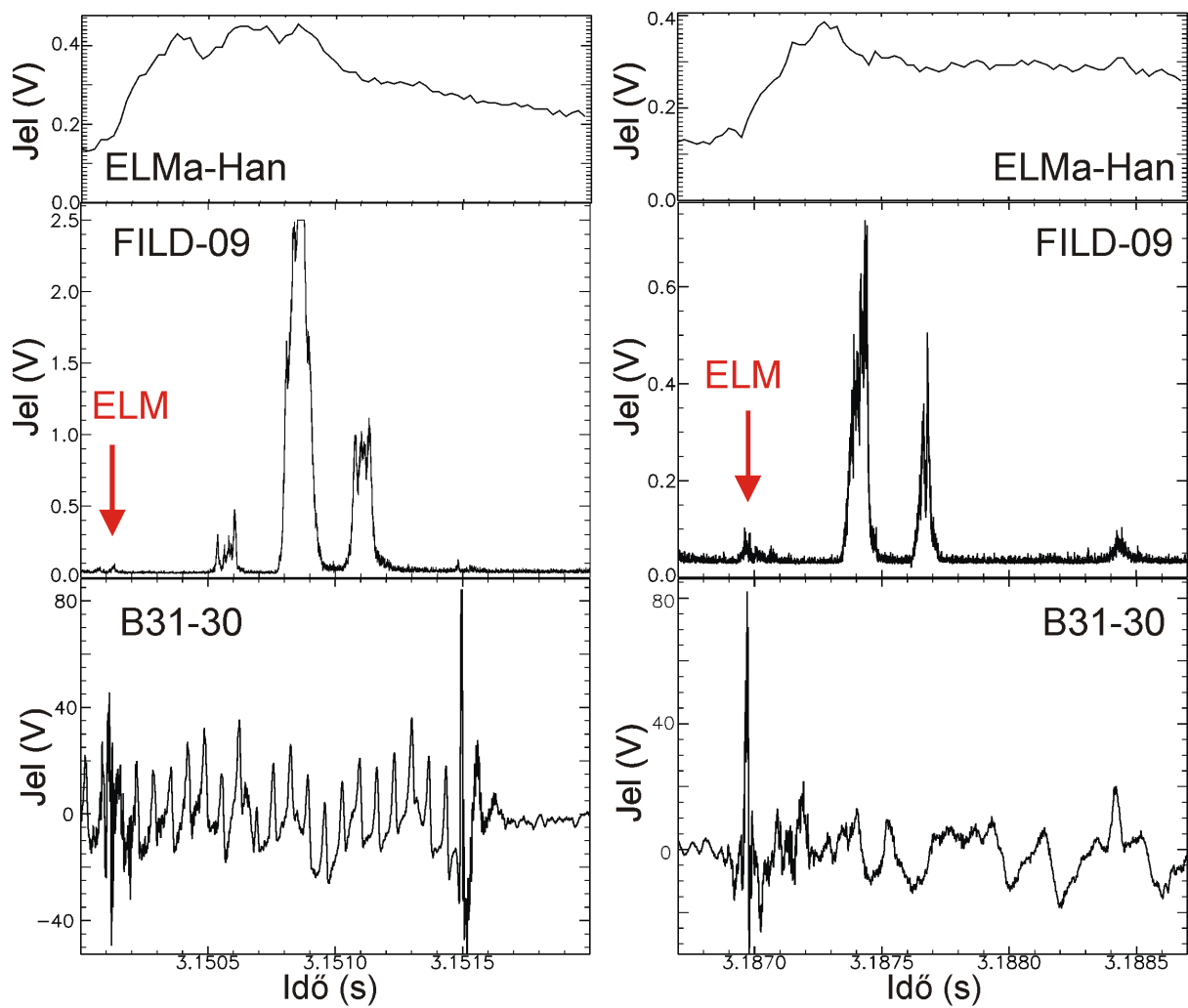
4.2. I-es típusú ELM-ek

Az I-es típusú ELM-ek előtt az előző alfejezetben ismertetett 2 kHz-es módus nem jelentkezik, helyett a FILD jeleken az ELM után periodikusan ismétlődő, visszhangszerű struktúrákat lehet megfigyelni.

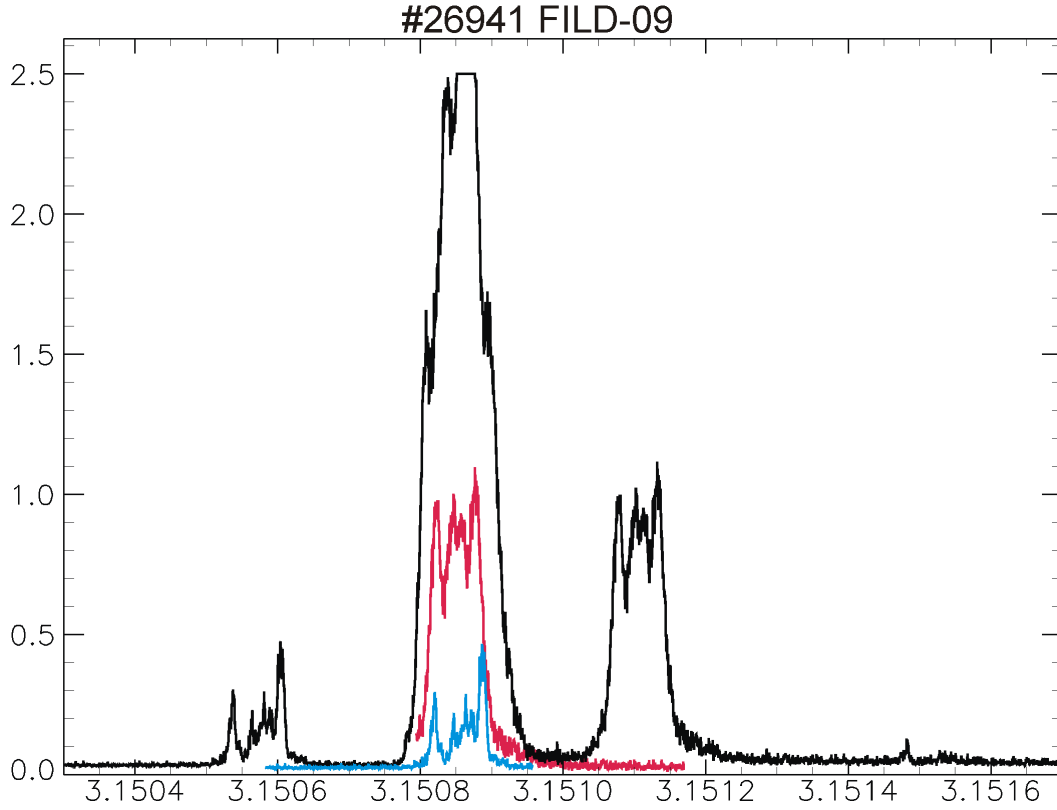
A FILD detektoron az ELM-et követő veszteségcsúcsok szisztematikusan 0,3 ms időeltéréssel jelentek meg. a 4.5. ábrán láthatók a FILD-09-es csatornán az ELM-ek után jelentkező visszhangok, illetve az ELM-eket jelző H-alfa jelek (ELMa-Han, a külső divertornál lévő detektor jele), és egy mágneses szonda jele. A H-alfa jelekből megállapíthatjuk az ELM-ek bekövetkezésének időpontját, amit az ábrán jelöltem is. (A H-alfa jelek növekedő amplitúdója jelzi az ELM-eket, egy kis késéssel.) A mágneses szonda jelén (B31-30) az ELM egy nagy amplitúdójú tranziensként jelentkezik, ezzel szemben a FILD detektoron csak kis amplitúdóval jelenik meg. A FILD detektor jelén az ELM-et követő veszteségcsúcsok hasonlóan tűnnek, ezért az 1,501 s-nál bekövetkező ELM-re részletesebb vizsgálatot végeztem.

A 4.6. ábra a 4.5. ábra bal oldalán bemutatott FILD-09-es csatorna jelét tartalmazza. Az ábráról leolvasható, hogy az egyes csúcsok 0,3 ms eltéréssel jelentkezik, és a kisebb csúcsokat eltolva jól látható, hogy az egyes csúcsok szélessége, fel- és lefutása, illetve finomszerkezete nagyon hasonló. Ezek alapján feltételezhető, hogy a kiszórt részecskék azonos forrásból (például egyazon mágneses erővonal mentén elnyúlt struktúrából, filamentumból) származnak.

A #26941-es kisülésben a plazma szélén a biztonsági tényező értéke $q = 4$ körüli (vö. 2.3. ábra), tehát az egyes filamentumoknak a poloidális metszetben $4n$ metszéspontja van (lásd 4.7. ábra), ahol n a toroidális módusszám. A filamentumok egymást követő metszeteinek poloidális távolsága közelítőleg $s = 2r\pi/nq$, ahol r a kissugár, q pedig a



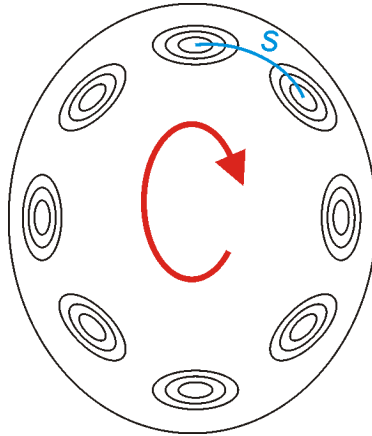
4.5. ábra. H-alfa, FILD és mágneses jel két I-es típusú ELM-et követő időszakaszra. Az ELM-ek bekövetkezését piros nyíl jelzi.



4.6. ábra. Az I-es típusú ELM után jelentkező „visszhangok”. Az időtengely a fekete görbére érvényes, a piros és kék görbék pedig a kisebb csúcsok időbeli eltoljtjai.

plazmaszéli biztonsági tényező. Az ASDEX paramétereivel $s = 0,785/n$ m, amiből a polidális forgási sebesség $v = s/t = 3,14/n$ km/s, ahol $t = 0,3$ ms.

A szeparátrixon kívüli tartományban (SOL, angolul: scrape-off-layer) végzett mérések szerint a filamentumok poloidális sebessége $v_{pol} = 1,5$ km/s [40]. Ez alapján a poloidális sebességre $n = 2$ toroidális módusszám mellett kapunk $v_{pol} = 1,57$ km/s értéket. A feltételezett $n = 2$ toroidális módusszám mellett a poloidális módusszámmra az $m = 8$ értéket kapjuk. Megjegyzendő, hogy a III-as típusú ELM-eket megelőző veszteségeket okozó, 2 kHz-es módus toroidális módusszáma is éppen $n = 2$ volt. A kétféle veszteség közötti kapcsolat azonban még további vizsgálatokat kíván.



4.7. ábra. Az $m = 8$ poloidális módusszámmal jellemezhető filamentumok poloidális met-szetének sematikus ábrája.

5. fejezet

Gyors ionok hatása a plazmaprofilokra

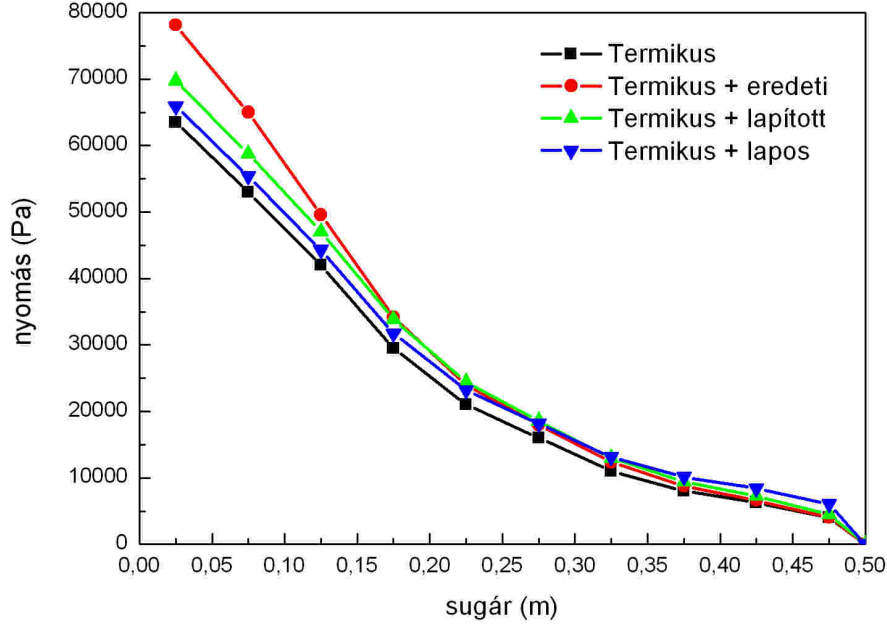
Az előző fejezetben láttuk, hogy a #26941-es kisülés III-as típusú ELM-jei előtt szisztematikusan megjelenő alacsonyfrekvenciás módus gyors ionokat szór ki a plazmából, illetve az I-es típusú ELM-ek után is jelentős gyors ion veszteségeket tapasztaltunk. Kérdés, hogy a plazma szélére kerülő gyors ionok mennyire változtatják meg a plazma szélének stabilitását, és a gyors ionok magának az ELM-nek a kiváltó okai lehetnek-e. Hogy erre a kérdésre válaszolni lehessen, nagyságrendi becslést végeztem a plazmaszéli gyors ionok maximális hatásának meghatározására.

5.1. Nyomásprofilok

A számításaimhoz egy NBI fűtőnyalábjának gyorsion-sűrűségeloszlását [41] használtam fel. A gyors ionok nyomását ideális gáz közelítésben a $p = nk_B T$ képlettel számoltam, ahol n a gyors ionok sűrűsége, k_B a Boltzmann-állandó, T pedig a gyors ionok hőmérséklete K -ben. Amennyiben a T hőmérsékletet eV-ban mérjük, a $p = nT$ kifejezést kell használni. A számolások során 30 keV-es ionokat tételeztem fel, ami az NBI gyors ionjainak becslött átlagenergiája (A.1. ábra).

A fenti paraméterekkel számított nyomásprofil hasonló értékeket adott, mint a referenciaként szolgáló [42] cikkben bemutatott, TRANSP kóddal szimulált profil. A későbbiekben erre a gyorsion-sűrűségprofilra „eredeti” profilként fogok hivatkozni. A cikkben azonban látható, hogy a FIDA mérésből meghatározott nyomásprofil ennél laposabb, ezért a gyorsion-sűrűségeloszlás módosításával megpróbáltam olyan profilt készíteni, mely jobban illeszkedik a mérési eredményekre. A sűrűségprofil „kilapítását” úgy végeztem el, hogy közben a gyors ionok összes száma körülbelül állandó maradjon. A FIDA mérési eredményekhez hasonló nyomásprofil eredményező gyorsion-eloszlást „lapított” profilnak fogom nevezni.

Még drasztikusabb hatás érdekében készítettem egy olyan gyorsion-sűrűségprofil, melynél a gyors ionok sűrűsége közel konstans, és csak a plazmaszéli régióban csökken



5.1. ábra. A különböző nyomásprofilok (a sima termikus és a termikushoz hozzáadott gyors ion nyomás profilok).

le („*lapos*” profil). Ezzel a profillal a plazmaszéli sűrűséggradiens jelentősebben megnövelhető, és ezért nagyobb elmozdulást okozhat a stabilitási diagramon.

A háromféle nyomásprofil hozzáadtam egy referenciaként szolgáló termikus nyomásprofilhoz [41], a termikus profil, és a háromféle összegprofil az 5.1. ábrán látható. Látszik, hogy a legcsúcsosabb profilt az eredeti gyorsion-eloszlás mellett kaptuk, míg a várakozásoknak megfelelően a plazmaszéli nyomásgradiens a lapos profil esetén jelentősen nagyobb lett, várhatóan ekkor kapjuk majd a legnagyobb változást a stabilitási diagramon.

Hogy a Maggi cikkben [11] bemutatott stabilitás ábrán a gyors ionok hatására bekövetkező elmozdulást meghatározzuk, ki kell számítani az α normalizált nyomásgradiens megváltozását, amit az (5.1) képlettel definiálnak:

$$\alpha = -\frac{2\partial_\psi V}{(2\pi)^2} \sqrt{\frac{V}{2\pi^2 R_0}} \cdot \mu_0 \partial_\psi p, \quad (5.1)$$

ahol V a fluxusfelület által bezárt térfogat, R_0 a nagysugár és ∂_ψ jelöli a ψ poloidális fluxus szerinti deriváltat [43].

Más szerzők az α normalizált nyomásgradiens más alakját használják [10, 44]. Dolgo-

5.1. táblázat. Az α normalizált nyomásgradiens és a normalizált áramsűrűség megváltozása a különböző profilok esetén.

Profil	$\Delta\alpha$ [1]	Δj [1]
eredeti	0,06763	0,0023
lapított	0,39319	0,0133
lapos	1,69071	0,0572

zatomban az (5.2) Freidberg-féle [44] képletet használom:

$$\alpha = -\frac{2r^2}{R_0 B_p^2} \cdot \mu_0 p', \quad (5.2)$$

ahol r a kissugár, B_p a poloidális mágneses tér és $'$ jelöli a sugár szerinti deriváltat. Ez a képlet levezethető az (5.1) formulából, amennyiben a térfogatot henger alakú plazma közelítésben kifejezzük $V = 2\pi^2 R_0 r^2$ alakban, és a poloidális fluxus szerinti deriválásról áttérünk sugár irányú deriválásra a $\partial r / \partial \psi = 1 / R_0 B_p$ összefüggés felhasználásával. A B_p poloidális mágneses teret meghatározhatjuk a berendezés paramétereit (lásd 2.1. táblázat) és a plazmaszéli q biztonsági tényező (a vizsgált kisülésben $q = 4$) segítségével a $B_p = r B_t / R_0 q$ összefüggés alapján. A nyomásgradiens sugár szerinti deriváltját megbecsülhetjük, ha elosztjuk a $p_{0,95}$ értéket (a nyomás $\rho = 0,95$ -nél) 0,025 m-rel (a $\rho = 0,95$ felület és a szeparátrix távolsága, azaz a pedesztál szélessége [45]).

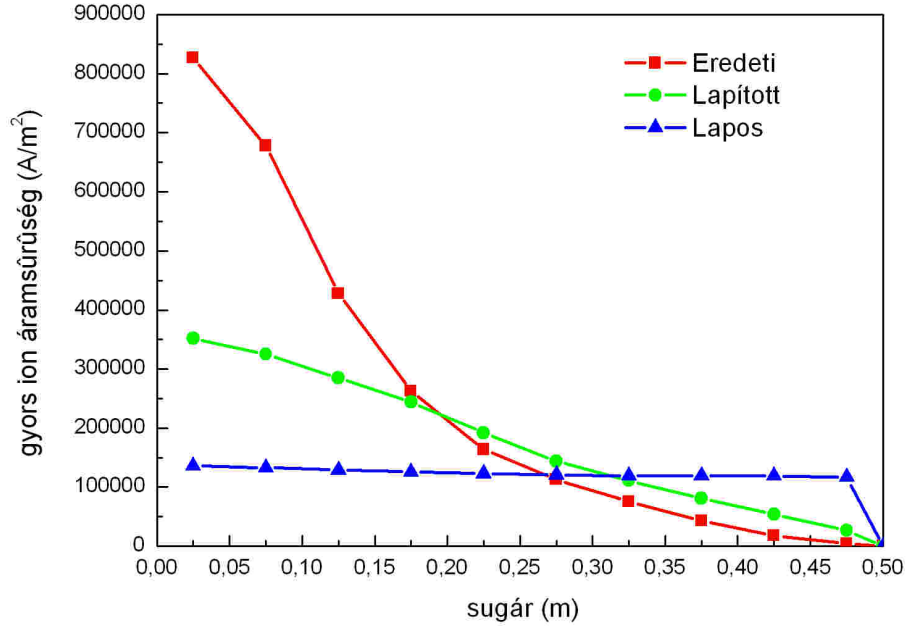
A [11] cikkben lévő 1.2. ábráról leolvashatjuk, mekkora $\Delta\alpha$ kell a stabilitási határ átlépéséhez, azaz milyen „széles” a stabil–instabil határréteg (az ábrán a kék és sárga színű tartomány együtt). Ez a kritikus érték $\alpha_{krit} \approx 0,4$. Ezt az értéket már a lapított profil is megközelíti, a lapos profil pedig jelentősen meg is haladja.

A termikus nyomásprofil (lásd Függelék A.4. táblázat) ismeretében a termikus részecskékhez tartozó α normalizált nyomásgradiens is meghatározható, ebben az esetben ez $\alpha = 3,277$. Ehhez adódnak hozzá a különböző gyorsion-profilok járuléka.

5.2. Áramprofilok

A gyorsion-áramsűrűség-profilokat a $\mathbf{j} = ne\mathbf{v}$ képlettel számítottam ki, ahol $\mathbf{j}$ az áramsűrűség, n a gyors ionok sűrűsége, e az ionok töltése (deutérium plazmával számolva megegyezik az elemi töltéssel), $\mathbf{v}$ pedig a gyors ionok átlagos sebessége: $v = \sqrt{2k_B T / m_D}$. A különböző gyorsion-sűrűségeloszlásokra számított áramsűrűségprofilok az 5.2. ábrán láthatók.

A [46] cikk szerint a plazma szélén legjelentősebb hozzájárulást az áramsűrűséghez a bootstrap áram adja. Ezzel én a dolgozatomban nem számoltam, mivel most is csak a gyors ionok hatására bekövetkező változást akartam meghatározni.



5.2. ábra. A különböző gyorsion-profilokhoz tartozó áramsűrűség profilok.

A normalizált áramsűrűséget különböző szerzők különféleképpen számolják, dolgozatomban a [11] cikknek megfelelő normalizált áramsűrűséget határoztam meg:

$$j = \frac{j_{ped} + j_{sep}}{2 \langle j \rangle}, \quad (5.3)$$

ahol j_{ped} a pedesztálon, j_{sep} pedig a szeparátrixon lévő áramsűrűség, a normálás pedig a $\langle j \rangle$ átlagos áramsűrűséggel történik, amit a plazmaáramból számítottam ki: $\langle j \rangle = I_p / r^2 \pi$. A különböző profilokra számított normalizált áramsűrűségeket az 5.1. táblázat utolsó oszlopa tartalmazza.

A [11] cikk stabilitási ábrájából (a sárga és kék határvonalak „magasságából”) a kritikus áramsűrűség-változás is megbecsülhető: $\Delta j_{krit} = 0,05$. Ezt az értéket a lapos profil már önmagában meghaladja, azonban ha az áram- és a nyomásgradiens-változás együttes hatását is figyelembe vesszük, már a lapított profil is instabillá teheti a plazma szélét.

6. fejezet

Összefoglalás

Dolgozatomban különböző típusú (I-es és III-as) ELM-ekhez kapcsolódó gyors ion veszteségeket vizsgáltam az ASDEX Upgrade tokamak esetében egy adott kisülésre, illetve megpróbáltam megbecsülni, milyen mértékben befolyásolhatják a plazma szélére kerülő gyors ionok a plazmaszéli profilokat és a plazmaszéli stabilitást.

A #26941-es kisülésben a III-as típusú ELM-ek előtt a gyors ion veszteség detektor (FILD, angolul: fast ion loss detector) nyers jelein az ELM-ek előtt periodikus oszcilláció látható, melynek megfelelő módus 2 kHz-es frekvencián a FILD csatornák és a mágneses szondák jeleiből számított skálagramokon is megjelenik. A FILD csatornák és a mágneses szonda jelei között számított magas wavelet koherencia azt mutatja, hogy a különböző diagnosztikák által detektált jelek azonos eredetűek, azaz a plazmában jelenlévő, 2 kHz frekvenciájú módus szórja ki a gyors ionokat az ELM-ek előtt. Az ASDEX Upgrade toroidális mágneses szondagyűrűjének, és az F és G lágy röntgen kamera 3-3 látóvonalának együttes felhasználásával megállapítottam, hogy a 2 kHz-es módus toroidális módusszáma $n = 2$, és a módus az ion diamágneses drift irányába terjed.

A vizsgált #26941-es kisülés plató szakaszában a III-as típusú ELM-eket felváltják az I-es típusúak, melyek sokkal ritkábbak, és nagyobb méretűek. A FILD detektor jelein ebben az esetben az ELM-eket követő, rendszerint 0,3 ms-onként bekövetkező nagyobb gyors ion veszteségek láthatók, ahol az egyes csúcsok finomszerkezete nagyon hasonló. Ez azt jelentheti, hogy az egymás utáni veszteségszcúcsok azonos erővonal mentén kiterjedt struktúrából (filamentumból) erednek. Az időkésés és a plazmaszéli q biztonsági tényező értéke alapján kiszámítottam a filamentumok poloidális irányú sebességét, amire $n = 2$ feltételezett toroidális módusszám mellett az 1,57 km/s értéket kaptam, mely érték megfelel a plazma külső tartományában (SOL: scrape-off-layer) mérhető tipikus poloidális sebességnek (1,5 km/s [40]). A filamentum feltételezett toroidális módusszáma megegyezik a III-as típusú ELM-ek esetén az ELM-et megelőző 2 kHz-es módus toroidális módusszámával. A két jelenség közti esetleges összefüggés vizsgálata érdekes feladat lehet.

A gyors ionok térbeli eloszlásának hatását a plazmaszéli stabilitásra realiztikus gyors ion eloszlás módosításával létrehozott különböző eloszlásokra vizsgáltam. Kiszámítottam,

mekkora változást okozhatnak a plazma szélére kerülő gyors ionok a normalizált áramsűrűség és normalizált nyomásgradiens értékeiben. Azt találtam, hogy már a lapított (és méréssel is meghatározott [42]) profil áramsűrűséghez és normalizált nyomásgradienshez való hozzájárulása bizonyos kiinduló plazmaállapotok mellett instabillá teheti a plazma szélét. A teljesen lapított profil pedig szinte biztosan instabilitást eredményez. Megállapítható tehát, hogy a gyors ionok valóban hozzájárulhatnak plazmaszéli instabilitások kialakulásához.

Köszönetnyilvánítás

Köszönetemet szeretném kifejezni Manuel García-Muñoznak, aki felhívta figyelmemet a dolgozat témájára, és adatokkal és tanácsokkal segítette a munkámat. Továbbá köszönettel tartozom Pokol Gergő segítségéért, tanácsiért és eligazításaiért, ami nélkül ez a dolgozat nem jöhetett volna létre. Köszönet illeti továbbá Horváth Lászlót az NTI Wavelet Tools könnyen használható kezelőfelületének elkészítéséért, mely nagyban megkönnyítette a munkámat.

Irodalomjegyzék

- [1] M. García-Munoz, H.-U. Fahrbach, H. Zohm and the ASDEX Upgrade Team , „Scintillator based detector for fast-ion losses induced by magnetohydrodynamic instabilities in the ASDEX upgrade tokamak”, *Review of Scientific Instruments*, vol. **80**, 053503, 2009.
- [2] B. Geiger, M. García-Munoz, W.W. Heidbrink, R. McDermott, G. Tardini, R.M. Dux, R.O. Fischer, V. Igochine and the ASDEX Upgrade Team, „Fast-ion D-alpha measurements at ASDEX-Upgrade”, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. **53**, 065010, 2011.
- [3] F. Wagner et al., „Regime of improved confinement and high beta in neutral-beam heated divertor discharges of the ASDEX tokamak”, *Physical Review Letters*, vol. **49**, 1048, 1982.
- [4] P.T. Lang et al., „ELM pace making and mitigation by pellet injection in ASDEX Upgrade”, *Nuclear Fusion*, vol. **44**, 665, 2004.
- [5] Szepesi Tamás, Kálvin Sándor, Kocsis Gábor, Karl Lackner, Peter T. Lang, Marc Maraschek, Pokol Gergő, Pór Gábor, „Pelletek által keltett mágneses perturbációk vizsgálata fúziós plazmakísérletekben”, *NUKLEON* **48**:2, 2009.
- [6] J.W. Connor, A. Kirkand, H.R. Wilson, „Edge localised modes (ELMs): Experiments and theory”, *First ITER International Summer School*, 2008.
- [7] A. Herrmann, „Overview on stationary and transient divertor heat loads” *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. **44**, 2002.
- [8] https://www.aug.ipp.mpg.de/cgi-bin/local_or_pass/journal.cgi?shot=26941, 2011. 10. 22., 11:10
- [9] W. Suttrop, T. Eich, J. C. Fuchs, S. Günter, A. Janzer, A. Herrmann, A. Kallenbach, P. T. Lang, T. Lunt, M. Maraschek, R. M. McDermott, A. Mlynek, T. Pütterich, M. Rott, T. Vierle, E. Wolfrum, Q. Yu, I. Zammuto, H. Zohm and ASDEX

- Upgrade Team , „First observation of edge localized modes mitigation with resonant and nonresonant magnetic perturbations in ASDEX Upgrade”, *Physical Review Letters*, vol. **106**, 225004, 2011.
- [10] J.W. Connor, „Edge-localized modes—Physics and theory”, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. **40**, 531, 1998.
 - [11] C.F. Maggi et al., „Pedestal and core confinement of hybrid scenario in ASDEX Upgrade and DIII-D”, *Nuclear Fusion*, **50**:025023, 2010.
 - [12] P.B. Snyder, H.R. Wilson, J.R. Ferron, L.L.Lao, A.W. Leonard, D. Mossessian, M. Murakami, T.H. Osborne, A.D. Turnbull and X.Q. Xu, „ELMs and constraints on the H-mode pedestal: peeling-ballooning stability calculation and comparison with experiment”, *Nuclear Fusion*, vol. **44**, 320, 2004.
 - [13] P.B. Snyder, H.R. Wilson, T.H. Osborne and A.W. Leonard, „Characterization of peeling-ballooning stability limits on pedestal”, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. **46**, A131, 2004.
 - [14] A. Burckhardt, E. Wolfrum, R. Fischer, K. Lackner, H. Zohm and the ASDEX Upgrade Team, „Inter-ELM behaviour of the electron density and temperature pedestal in ASDEX Upgrade”, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. **52**, 105010, 2010.
 - [15] M.G. Dunne, P.J. McCarthy, E. Wolfrum, R. Fischer, A. Burckhardt , ASDEX Upgrade Team, „Inter-ELM pedestal current density evolution in ASDEX Upgrade”, *EPS Conference Proceedings*, P1.070, 2011.
 - [16] H.H. Duong, W.W. Heidbrink, E.J. Strait, T.W. Petrie, R. Lee, R.A. Moyer, J.G. Watkins, „Loss of energetic beam ions during TAE instabilities”, *Nuclear Fusion*, vol. **33**, 749, 1993.
 - [17] W.W. Heidbrink, N.N. Gorelenkov, Y. Lou, M.A. VanZeeland, R.B. White, M.E. Austin, K.H. Burrell, G.J. Kramer, M.A. Makowski, G.R. McKee, R. Nazikian and the DIII-D Team , „Anomalous flattening of the fast-ion profile during Alfvén-eigenmode activity”, *Physical Review Letters*, vol. **99**, 245002, 2007.
 - [18] W.W. Heidbrink, J.M. Park, M. Mukarami, C.C. Petty, C. Holcomb and M.A. VanZeeland, „Evidence for fast-ion transport by microturbulence”, *Physical Review Letters*, vol. **103**, 175001, 2009.
 - [19] M. García-Munoz, H.-U. Fahrbach, S.D. Pinches, V. Bobkov, M. Brüdgam, M. Gobbin, S. Günter, V. Igoshine, Ph. Lauber, M.J. Mantsinen, M. Maraschek, L. Marrelli, P. Martin, P. Piovesan, E. Poli, K. Sassenberg, G. Tardini, H. Zohm and the ASDEX

- Upgrade Team, „MHD induced fast ion losses on ASDEX Upgrade”, *Nuclear Fusion*, vol. **49**, 085014, 2009.
- [20] F. Nabais, V.G. Kiptily, S.D. Pinches, S.E. Sharapov and JET-EFDA contributors, „Fast ion redistribution and losses in JET advanced tokamak scenario”, *Nuclear Fusion*, vol. **50**, 084021, 2010.
- [21] F. Nabais, D. Borba, M. Garcia-Munoz, T. Johnson, V.G. Kiptily, M. Reich, M.F.F. Nave, S.D. Pinches, S.E. Sharapov and JET-EFDA contributors, „Impact of strongly driven fishbones and Alfvén Eigenmodes on fast ion losses”, *Nuclear Fusion*, vol. **50**, 115006, 2010.
- [22] M. García-Muñoz, H.-U. Fahrbach, S. Günter, V. Igoshine, M. J. Mantsinen, M. Maraschek, P. Martin, P. Piovesan, K. Sassenberg, H. Zohm, „Fast-Ion Losses due to High-Frequency MHD Perturbations in the ASDEX Upgrade Tokamak”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. **100**, 055005, 2008.
- [23] M. García-Muñoz, N. Hicks, R. van Voornveld, I. G. J. Classen, R. Bilato, V. Bobkov, M. Bruedgam, H.-U. Fahrbach, V. Igoshine, S. Jaemsae, M. Maraschek, K. Sassenberg, „Convective and Diffusive Energetic Particle Losses Induced by Shear Alfvén Waves in the ASDEX Upgrade Tokamak”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. **104**, 185002, 2010.
- [24] M. García-Munoz, N. Hicks, R. van Voornveld, I.G.J. Classen, R. Bilato, V. Bobkov, M. Brambilla, M. Bruedgam, H.-U. Fahrbach, V. Igoshine, S. Jaemsae, M. Maraschek, K. Sassenberg and the ASDEX Upgrade Team, „Fast-ion losses induced by ACs and TAEs in the ASDEX Upgrade tokamak”, *Nuclear Fusion*, vol. **50**, 084004, 2010.
- [25] M. García-Munoz, P. Martin, H.-U. Fahrbach, M. Gobbin, S. Günter, M. Maraschek, L. Marrelli, H. Zohm and the ASDEX Upgrade Team, „NTM induced fast ion losses in ASDEX Upgrade”, *Nuclear Fusion*, vol. **47**, L10, 2007.
- [26] A. Herrmann, O. Gruber, „ASDEX-Upgrade—Introduction and overview”, *Fusion Science and Technology*, vol. **44**, 569, 2003.
- [27] A. Kallenbach et al., „Overview of ASDEX-Upgrade results”, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. **51**, 094012, 2011.
- [28] S.J. Zweben, „Pitch angle resolved measurements of escaping charged fusion products in TFTR”, *Nuclear Fusion*, vol. **29**, 825, 1989.
- [29] M. García-Munoz, D. Jimenez-Rey, J. García-Lopez, B. Zurro, A. Baciero, H.-U. Fahrbach and K.J. McCarthy, „Characterization of scintillator screens for suprathermal ion detection in fusion devices”, *Journal of Instrumentation*, vol. **6**, P04002, 2011.

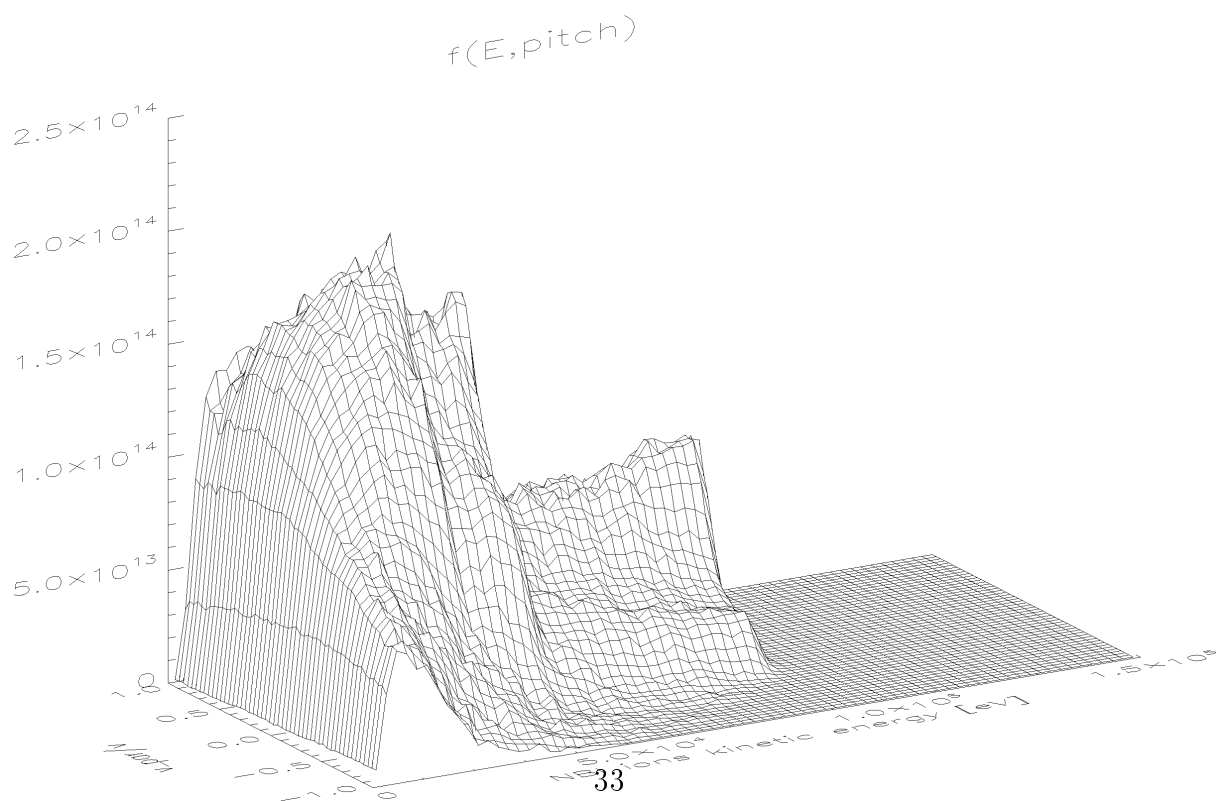
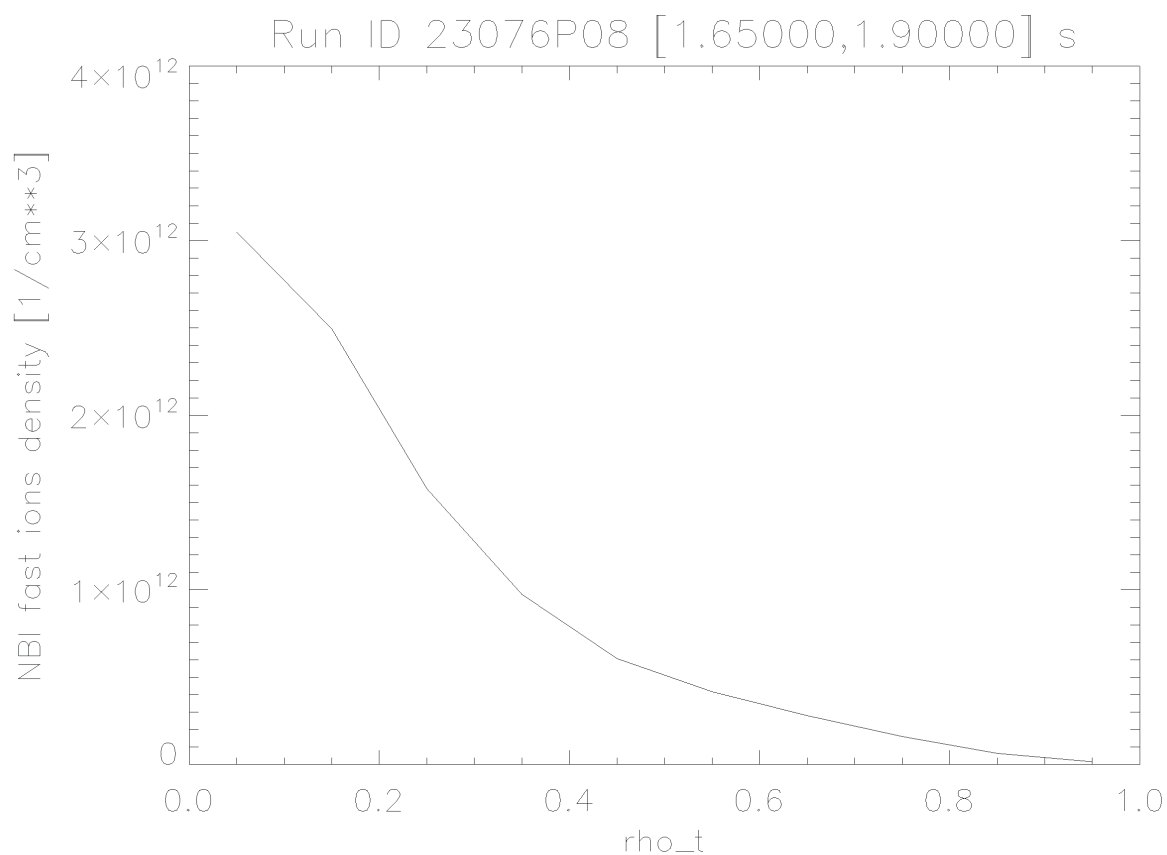
- [30] C. Perez von Thun, A. Perona, T. Johnson, S.E. Sharapov, M. Reich, V.G. Kiptily, M. Cecconello, A. Salmi, V. Ya Goloborod'ko, S.D. Pinches, M. García-Munoz, D. Darrow, M. Brix, I. Voitsekhovitch and JET EFDA contributors, „MeV-range fast ion losses induced by fishbones on JET”, *Nuclear Fusion*, vol. **50**, 084009, 2010.
- [31] Lazányi Nóra, „Az ASDEX Upgrade tokamak tranziens módusai térbeli szerkezetének meghatározása wavelet alapú módszerrel”, *BSc szakdolgozat*, BME, 2010.
- [32] Lazányi Nóra, „Alacsony frekvenciás prekursor vizsgálata az ASDEX Upgrade tokamakon”, *NUKLEON*, közlésre elfogadva, 2011.
- [33] G. Papp, G.I. Pokol, G. Por, A. Magyarkuti, N. Lazányi, L. Horváth, V. Igochine, M. Maraschek and the ASDEX Upgrade Team, „Low frequency sawtooth precursor activity in ASDEX Upgrade”, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. **53**, 065007, 2011.
- [34] G. Pokol, G. Papp, G. Por, S. Zoletnik, A. Werner and W7-AS team, „Experimental study and simulation of W7-AS transient MHD modes”, In Proceedings of the PLASMA 2007 International Conference on Research and Applications of Plasmas, Greifswald, 2007, volume 993 of *AIP Conference Proceedings*, page 215, 2008.
- [35] G. Pokol, N. Lazányi, G. Por, A. Magyarkuti, G. Papp, A. Gude, V. Igochine, M. Maraschek, ASDEX Upgrade Team, „A wavelet based method for detecting transient plasma waves and determining their spatial structure”, *EPS Conference Proceedings*, P5.129, 2010.
- [36] Lazányi Nóra, „ELM-ekhez kapcsolódó módusok vizsgálata az ASDEX Upgrade tokamakon”, *OTDK dolgozat*, BME, 2011.
- [37] Stephane Mallat, *A wavelet tour of signal processing*, Academic Press, 2001.
- [38] Pokol Gergő, „Fúziós berendezésekben fellépő tranziens hullámjelenségek tanulmányozása statisztikus eljárásokkal és elméleti modellekkel”, *Doktori értekezés*, BME, 2009.
- [39] Lazányi Nóra, „Report on AUG shot #26941”, *Mobility report*, 2011.
- [40] Andreas Schmid, „Characterization of type-I ELM induced filaments in the far scrape-off-layer of ASDEX Upgrade” *Doktori értekezés*, Technische Universität München, 2008.
- [41] Manuel García-Munoz, személyes kommunikáció emailben, August 22, 2011.

- [42] M.A. Van Zeeland, W.W. Heidbrink, R. Nazikian, M.E. Austin, H.L. Berk, N.N. Gorelenkov, C.T. Holcomb, G.J. Kramer, J. Lohr, Y. Luo, M.A. Makowski, G.R. McKee, C.C. Petty, R. Prater, W.M. Solomon, R.B. White, „Alfvénic Instabilities and Fast Ion Transport in the DIII-D Tokamak”, *22nd IAEA-FEC*, Geneva, Switzerland, 2008.
- [43] R.L. Miller, M.S. Chu, J.M. Greene, Y.R. Lin-Liu and R.E. Waltz, „Noncircular, finite aspect ratio, local equilibrium model”, *Physics of Plasmas*, **5**:973, 1998.
- [44] Jeffrey P. Freidberg, *Ideal magnetohydrodynamics*, Plenum Press, New York and London, 1987.
- [45] I. Nunes, L.D. Horton, A. Loarte, G.D. Conway, F. Serra, M. Manso and the CFN and ASDEX Upgrade Teams, „Study of the density pedestal width in ASDEX Upgrade using reflectometry”, *EPS Conference Proceedings*, P4.137, 2004.
- [46] M. Becoulet et al., „Edge Localized Modes Control: Experiment and Theory”, *16th PSI Conference*, Portland Maine, 2004.

A. Függelék

Ábrák és táblázatok

A Függelék a Manuel García-Muñoz-tól kapott adatokat [41], és az ezekből számított legfontosabb paraméterek összefoglaló táblázatait tartalmazza.



A.1. ábra. A Manuel García-Muñoz-tól kapott NBI gyors ion profil és ennek energia szerinti eloszlása [41].

A.1. táblázat. Az eredeti gyors ion sűrűség- (A.1. ábra), és az ebből számított nyomás- és áramsűrűség profilok adatai.

sugár [m]	sűrűség [1/m ³]	nyomás [Pa]	áramsűrűség [A/m ²]
0,025	$3,05 \cdot 10^{18}$	$1,4640 \cdot 10^4$	$8,27 \cdot 10^5$
0,075	$2,50 \cdot 10^{18}$	$1,2000 \cdot 10^4$	$6,78 \cdot 10^5$
0,125	$1,58 \cdot 10^{18}$	$7,5840 \cdot 10^3$	$4,28 \cdot 10^5$
0,175	$9,71 \cdot 10^{17}$	$4,6608 \cdot 10^3$	$2,63 \cdot 10^5$
0,225	$6,05 \cdot 10^{17}$	$2,9040 \cdot 10^3$	$1,64 \cdot 10^5$
0,275	$4,16 \cdot 10^{17}$	$1,9968 \cdot 10^3$	$1,13 \cdot 10^5$
0,325	$2,80 \cdot 10^{17}$	$1,3440 \cdot 10^3$	$7,59 \cdot 10^4$
0,375	$1,60 \cdot 10^{17}$	$7,6800 \cdot 10^2$	$4,34 \cdot 10^4$
0,425	$6,54 \cdot 10^{16}$	$3,1392 \cdot 10^2$	$1,77 \cdot 10^4$
0,475	$1,72 \cdot 10^{16}$	$8,2560 \cdot 10^1$	$4,66 \cdot 10^3$
0,500	$1,00 \cdot 10^{11}$	$4,800 \cdot 10^{-4}$	$2,71 \cdot 10^{-2}$

A.2. táblázat. A *lapított* gyors ion sűrűség-, és az ebből számított nyomás- és áramsűrűség profilok adatai.

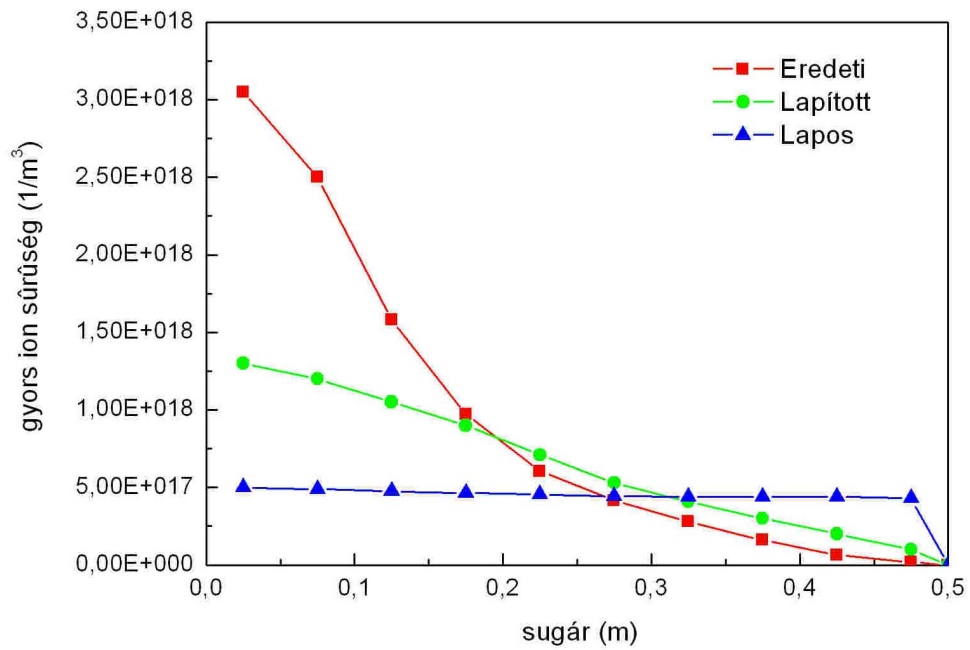
sugár [m]	sűrűség [1/m ³]	nyomás [Pa]	áramsűrűség [A/m ²]
0,025	$1,30 \cdot 10^{18}$	$6,2400 \cdot 10^3$	$3,52 \cdot 10^5$
0,075	$1,20 \cdot 10^{18}$	$5,7600 \cdot 10^3$	$3,25 \cdot 10^5$
0,125	$1,05 \cdot 10^{18}$	$5,0400 \cdot 10^3$	$2,85 \cdot 10^5$
0,175	$9,00 \cdot 10^{17}$	$4,3200 \cdot 10^3$	$2,44 \cdot 10^5$
0,225	$7,10 \cdot 10^{17}$	$3,4080 \cdot 10^3$	$1,92 \cdot 10^5$
0,275	$5,30 \cdot 10^{17}$	$2,5440 \cdot 10^3$	$1,44 \cdot 10^5$
0,325	$4,10 \cdot 10^{17}$	$1,9680 \cdot 10^3$	$1,11 \cdot 10^5$
0,375	$3,00 \cdot 10^{17}$	$1,4400 \cdot 10^3$	$8,13 \cdot 10^4$
0,425	$2,00 \cdot 10^{17}$	$9,6000 \cdot 10^2$	$5,42 \cdot 10^4$
0,475	$1,00 \cdot 10^{17}$	$4,8000 \cdot 10^2$	$2,71 \cdot 10^4$
0,5	$1,00 \cdot 10^{11}$	$4,800 \cdot 10^{-4}$	$2,71 \cdot 10^{-2}$

A.3. táblázat. A *lapos* gyors ion sűrűség-, és az ebből számított nyomás- és áramsűrűség profilok adatai.

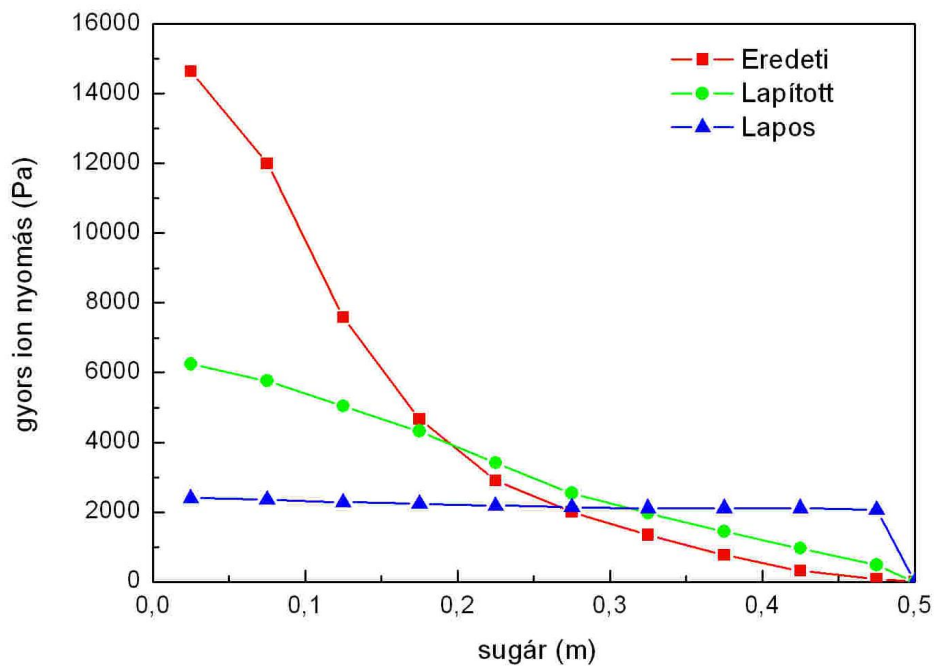
sugár [m]	sűrűség [1/m ³]	nyomás [Pa]	áramsűrűség [A/m ²]
0,025	$5,00 \cdot 10^{17}$	$2,4000 \cdot 10^3$	$1,36 \cdot 10^5$
0,075	$4,90 \cdot 10^{17}$	$2,3520 \cdot 10^3$	$1,33 \cdot 10^5$
0,125	$4,75 \cdot 10^{17}$	$2,2800 \cdot 10^3$	$1,29 \cdot 10^5$
0,175	$4,65 \cdot 10^{17}$	$2,2320 \cdot 10^3$	$1,26 \cdot 10^5$
0,225	$4,55 \cdot 10^{17}$	$2,1840 \cdot 10^3$	$1,23 \cdot 10^5$
0,275	$4,45 \cdot 10^{17}$	$2,1360 \cdot 10^3$	$1,21 \cdot 10^5$
0,325	$4,40 \cdot 10^{17}$	$2,1120 \cdot 10^3$	$1,19 \cdot 10^5$
0,375	$4,40 \cdot 10^{17}$	$2,1120 \cdot 10^3$	$1,19 \cdot 10^5$
0,425	$4,40 \cdot 10^{17}$	$2,1120 \cdot 10^3$	$1,19 \cdot 10^5$
0,475	$4,30 \cdot 10^{17}$	$2,0640 \cdot 10^3$	$1,17 \cdot 10^5$
0,5	$1,00 \cdot 10^{11}$	$4,800 \cdot 10^{-4}$	$2,71 \cdot 10^{-2}$

A.4. táblázat. A termikus nyomásprofil [41].

sugár [m]	termikus nyomás [Pa]
0,025	63500
0,075	53000
0,125	42000
0,175	29500
0,225	21000
0,275	16000
0,325	11000
0,375	8000
0,425	6300
0,475	4000
0,5	10



A.2. ábra. Az eredeti és a módosított gyors ion sűrűség profilok.



A.3. ábra. Az eredeti és a módosított gyors ion nyomás profilok, a termikus nyomás nélkül.