

# ELM prekursor rezgések összehasonlítása különböző tokamakokon

TDK dolgozat

**Zsuga Lilla Veronika**

BSc II. évfolyam, BME TTK

Témavezetők:

**Dr. Zoletnik Sándor** főmunkatárs

MTA Wigner FK

**Dr. Pokol Gergő** egyetemi docens

BME Nukleáris Technikai Intézet

2015



## Kivonat

A dolgozat tágan értelmezett témája, a fúziós folyamattal működő energiatermelés megvalósításáért folytatott kísérletek. A kutatások fő irányvonalát képviselő tokamak kísérleti berendezéseken a magas hőmérsékleten, plazmában létrejött fúzió megvalósításának körülményeit vizsgálják. A plazmát mágneses térrel tartják össze. Az extrém nagy hőmérsékletek eléréséhez szükséges a plazma fűtése. A fúziós energiatermelésért folytatott kutatások hatalmas áttörése volt, amikor felfedezték, hogy bizonyos fűtési teljesítményt meghaladva, a plazma a viszonylag rossz hő- és részecske összetartású L-módból spontán módon átlép a magas összetartású H-módba.

H-módban a plazmaszéli transzport drasztikusan lecsökken, a plazmaturbulencia elnyomása miatt úgynevezett transzportgát jön létre, ezért a hőmérséklet- és sűrűségprofil sokkal meredekebbé válik. Az összetartás javulásának számtalan hasznos következménye mellett az a hátránya, hogy a plazmába került szennyezők sem távoznak el. Ezen segít, hogy a meredek nyomásgradiens periodikusan instabillá válik és a fellépő ELM (Edge Localized Mode) során a szennyezők kidobódnak a plazma széléből. Bár az instabilitás oka nagyrészt tisztázott a részletek (pld. az ELM-ek frekvenciája és amplitúdója) elméleti leírása még nem teljes.

Az ELM-ek alatt nagy adag energia és részecske jut ki a plazmából filamentumok formájában és hatalmas, hirtelen hőterhelésnek teszi ki a berendezés egyes részeit. Az ELM-ek roncsoló hatása egy energiaszint felett rohamosan nő, a fúziós reaktor megvalósításához szükséges méretek esetében szabályozatlan ELM-ek nem engedhetők meg. Ez indokolja, az ELM-ek részletes megértésére irányuló kutatást. Az ELM jelenség okának és természetének megértéséhez járulhat hozzá, a több berendezésen is megfigyelt prekursor rezgések vizsgálata. Ezek az oszcillációk rövid idővel az ELM-ek előtt jelennek meg és feltételezett összefüggésük a transzportgát leomlásával.

A dolgozatban két berendezésen tanulmányoztam az ELM jelenséget: a német TEXTOR és a koreai KSTAR tokamakokon. A mérési módszer mindkét esetben a Wigner FK által épített Nyalábemissziós Spektroszkópia (NyES) berendezés jeleinek vizsgálata. Ebben plazma különböző helyein mért fényjelek közelítőleg arányosak a helyi plazmasűrűséggel. Közvetlenül az ELM előtt prekursor rezgések lépnek fel, melyek feltehetően kapcsolatban vannak a kiváltó instabilitással. Meghatároztam a prekursor rezgések jellemző frekvenciáját, megjelenésének térbeli helyét és idejét. A NyES jelek vizsgálatát kiegészítettem mágneses szondák jeleinek tanulmányozásával.



# Tartalomjegyzék

<b>1. Bevezetés</b>	<b>5</b>
1.1. Az energiatermelés problémái . . . . .	5
1.2. Atomenergia . . . . .	6
1.3. Atommagfúzió energiamérlege . . . . .	7
1.4. A tokamak . . . . .	11
1.5. Plazmaszéli módus . . . . .	14
1.6. A dolgozatban használt plazmadiagnosztika eljárások . . . . .	17
<b>2. ELM prekursor rezgések vizsgálata</b>	<b>19</b>
2.1. A konkrét mérési körülmények a TEXTOR-on . . . . .	19
2.2. A TEXTOR-on mért jelek feldolgozása . . . . .	24
2.3. Prekursor rezgések statisztikája a TEXTOR-on . . . . .	27
2.4. A konkrét mérési körülmények a KSTAR-on . . . . .	35
2.5. A KSTAR-on mért jelek statisztikája . . . . .	37
2.6. Az eredmények összehasonlítása a két tokamakon . . . . .	41
<b>3. Összefoglalás (és kitekintés)</b>	<b>42</b>
<b>Irodalomjegyzék</b>	<b>44</b>



# 1. fejezet

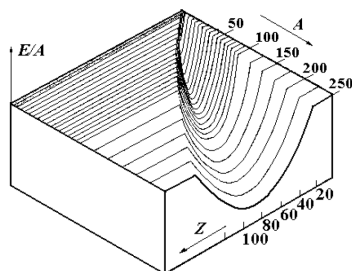
## Bevezetés

### 1.1. Az energiatermelés problémái

Korunk tudományos és mérnök társadalmának egyik legfontosabb feladata az emberiség energiaigényének kielégítése. A Földön az alapvető energiaforrás a Nap. A Földet érő napsugárzás egy része a növények fotoszintetizációja által az élőlények energiáját fedezi, majd hősugárzásként elhagyja a bolygót. A Föld energiaháztartása így egyensúlyban van. Évmilliárdok alatt a Földet ért energia egy kis hányada eltárolódott az elhalt élőlényekből képződött szén- illetve szénvegyület formájában. Az emberiség hagyományosan ezekből az úgynevezett fosszilizálódott anyagokból nyeri azt az energiát, amit a mesterséges gépekhez használ. A hagyományos fosszilis energiahordozókra épülő energiatermelés azonban egyre kevésbé népszerű a társadalomban, aminek oka környezetkárosító hatása. A Földet érő éves napsugárzás energiája nagyságrendekkel meghaladja a Föld teljes lakosságának energiaszükségletét [1], tehát direkt módon nem borul fel az energiaháztartás egyensúlya. Azonban az energiakinyerés során visszajuttatjuk a szenet a légkörbe, ami a fosszilis energiahordozók fogyasztását implikálja. Ezen energiaforrások termelődése emberi viszonylatban nagyon időigényes és az energiaigény növekszik, ez indokolja más energiatermelő módszerek kifejlesztését. A szén visszajuttatása a légkörbe emellett megváltoztatja a légkör összetételét, ami a teljes bolygón környezeti hatást fejt ki. Alternatívákat nyújthatnak a megújuló energiaforrások illetve a fissziós atomerőművek. Egy kísérleti stádiumban lévő megoldási lehetőség a fúziós energiatermelés megvalósítása a Földön.

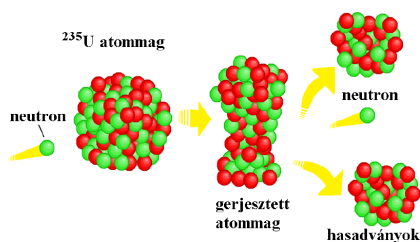
## 1.2. Atomenergia

Az atommagok folyadékcsepp modellje alapján felírva a Weizsacker félempírikus kötési formulát számítható az atommagok energiafelülete, az egy nukleonra jutó kötési energia a rendszám és a tömegszám függvényében. Ebben egy hosszú völgy jelenik meg, melynek legmélyebb része a vas környékén van [2]. Ez alapján a nukleonok a vas tömegszámához közeli tömegszámmal rendelkező atommagokban vannak a legerősebben kötve. Ennél kisebb és nagyobb atommagokban gyengül a kötés.



1.1. ábra. Az atommagok energiafelülete [2]

A kötési energia fenti eloszlása alapján megérthető a fission atomerőművek működésének alapelve. A fission során nehéz atommagokból közepesek keletkeznek, tehát a magasabb tömegszám felől mozdulunk el az energiafelületen az erősen kötött nukleonok irányába. Mivel erősebben kötött állapotba kerülnek a nukleonok, energia szabadul fel.



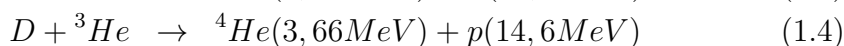
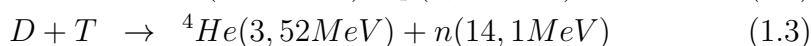
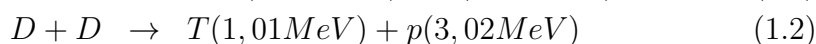
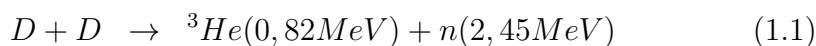
1.2. ábra. Maghasadás [2]

Adódik a gondolat, hogy az energiavölgy másik oldaláról közelítve is nyerhetünk energiát, ha mélyebben kötött atommagot létrehozó folyamatot indítunk el. Ami akadályozza ezt, az az atommagban lévő protonok elektrosztatikus taszítása. Nagyrészt ez okozza, hogy míg a fission reaktorok elterjedtek, a fúziós reaktor megvalósítása még nem sikerült. Ezen kívül a fission folyamatok további előnye, hogy fellép a láncreakció, amely során a hasadáskor keletkezett neutronok egy része újabb hasadást idéz elő, ezzel önfenntartó képességet biztosít a folyamatnak.

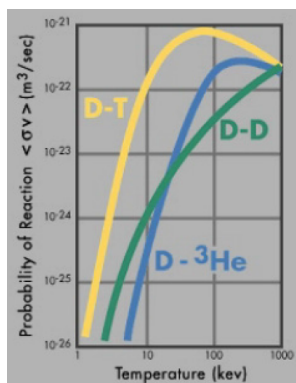


### 1.3. Atommagfúzió energiamérlege

Ahhoz, hogy a magfúzió létrejöheszen, az atommagoknak le kell győzniük a Coulomb gátat, ehhez nagy sebességgel kell ütközzenek. Ha már elég közel kerültek egymáshoz az alagúteffektus segítségével létrejönnek a reakciók. Mivel a Coulomb gát magassága az atommagok töltésének szorzatától függ, előnyösebb a minél kisebb atommagok ütköztetése. A hidrogén izotópjainak fúziójához, a nagyobb atommagokhoz képest, kis befektetett energia szükséges. Rengeteg kísérleti vizsgálat eredményeképp megállapították a különböző hidrogénizotópok fúziós reakcióinak tulajdonságait. Az alábbi képletekben feltüntetett reakciók lennének leginkább alkalmasak a földi energiatermelésre. Látható, hogy a deutérium jelenléte előny, ez a viszonylagos laza kötésének köszönhető, valamint annak, hogy nincs szükség  $\beta$  bomlásra a reakciójához. A  $\beta$  bomlás szükségessége nagyban lassít több fúziós folyamatot is pl. a Napban [1].

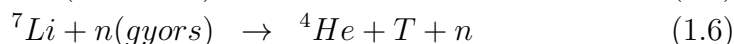


A reakciók reakciórátája látható a 1.3 ábrán. Az ábráról leolvasható, hogy energetikai szempontból legideálisabb a D-T reakció. A deutérium bőven rendelkezésre áll, minden 6000. hidrogén atommag deutérium, így nagy mennyiségben kinyerhető a vízből. A folyamat hátránya, hogy a trícium radioaktív,  $\beta$ -bomló, ezért kevés található belőle a Földön illetve, hogy sok nagyenergiás neutron keletkezik [1].

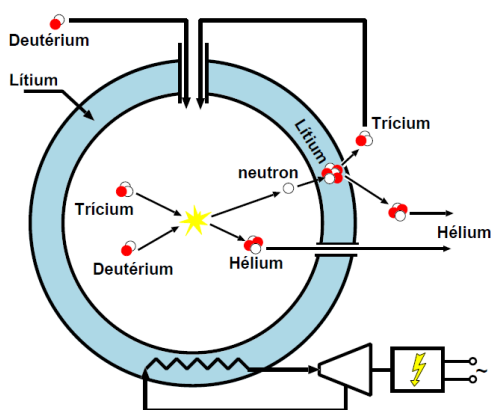


1.3. ábra. Hidrogén izotóp fúziós folyamatok reakciórátája termikus közegben a hőmérséklet függvényében [1].

A fentebb említett körülmények miatt meg kell tervezni a trícium pótlását, amit úgy fognak megoldani, hogy a reaktort trícium-szaporító köpennyel veszik körül, így kihasználhatók az alábbi folyamatok:



A 1.4 ábrán látható a reaktor elvi felépítése. Maga az energia kinyerése a fíziós reaktorokhoz hasonlóan gőzturbinákkal fog történni [1].



1.4. ábra. Fúziós reaktor és a trícium szaporító köpeny elvi vázlata[1].

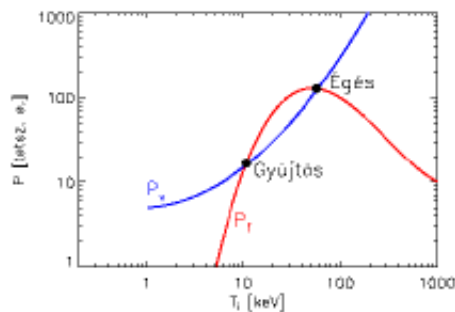
Elméletileg részecskegyorsítóval ütköztetett atommagok fúzióját is felhasználhatnánk energiatermelésre. A gyakorlatban azonban ez nem kivitelezhető, mivel a Coulomb tasztás miatti szórás következtében a gyorsított részecskék olyan kis hányada váltana ki fúziós reakciót, hogy semmiképp sem lenne elég nagy az energianyereség ahhoz, hogy azzal reaktort üzemeltessünk. Azonban ha termikus közegben hoznánk létre fúziót, a Coulomb-szórás miatt eltérült részecskék közt eloszlik az energia és nem okoz veszteséget. termikus közegben a részecskék átlagos mozgási energiája [3]:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{3}{2}k_B T, \quad (1.7)$$

ahol  $k_B$  a Boltzmann állandó és  $T$  a közeg hőmérséklete. Az energiaeloszlás a Maxwell - eloszlást követi. Ahhoz, hogy ilyen közegben megvalósuljon a fúzió nagyon magas hőmérsékletre:  $\sim 10^8$  K-re van szükség[1].

Ilyen hőmérsékletű közeg állapota már természetesen plazma állapot, mivel az elektronok olyan nagy energiával rendelkeznek, amely nagyságrendekkel meghaladja az atomhéj kötési energiáit. A magas hőmérséklet implicál egy újabb gyakorlati problémát, a forró plazma semmilyen edényben nem tárolható. A plazma kvázineutrális rendszer, de alkotó részeinek nagy hányada töltéssel rendelkezik. Ez adhat megoldást a tárolás technikai problémájára, ugyanis a töltött részecskéket mágneses térrel össze lehet tartani. Ennek egyik megvalósítási módja manapság a kísérletek első számú berendezése, a tokamak [1]. A tokamak jellemzőit a 1.4 fejezetben fejtem ki.

A reaktor célja az energiatermelés, ezért természetes, hogy a gyakorlati problémák fontos kulcskérdése, hogy nyereséges legyen számunka a folyamat. A reakció során keletkezett energiát a  ${}^4\text{He}$  atommag, azaz az  $\alpha$ -részecske (20%) és a neutron viszi el (80%). Mivel a neutron semleges, a mágneses térrel nem lehet a közegben tartani, a tríciumszaporító köpenyben fogja leadni az energiáját. Az  $\alpha$ -részecske azonban a reakcióterben tartható és nagy határkeresztmetszettel leadja energiáját a deutérium és trícium atommagoknak ütközés útján. Ez valamelyest pótolja a hőveszteségeket és  $\alpha$ -fűtésnek nevezik. Melegítve a közeget az 1.5 grafikonon bemutatott függvények szerint változik kvalitatíve a  $P_v$  veszteségi- illetve  $P_f$   $\alpha$ -fűtés teljesítmény. Egy kritikus veszteségi teljesítmény alatt jelennek meg a metszéspontok [1]. A



**1.5. ábra.** A veszteségi és  $\alpha$ -fűtés kvalitatív változása a hőmérséklet függvényében [1].

gyűjtési pont instabil, ezért a rendszer át fog ugrani az égési pontba. Ez már stabil egyensúlyi pont, mivel az  $\alpha$ -fűtés egy szinten túl nem növelhető, viszont fedezi a veszteségeket. Ez az a pont, amiben egy fúziós reaktor folyamatosan működhet, ha az üzemanyagot pótoljuk[1].

Az önfenntartó működés feltételeiről a Lawson kritérium ad útmutatást. A plazma energetikai jellemzésére bevezették a  $\tau_E$  energiaösszetartási időt, amely a fúziós közeg energiavesztésének sebességéről árulkodik. Definíciója:

$$\tau_E = \frac{E_{tot}}{P_v}, \quad (1.8)$$

ahol  $E_{tot}$  a rendszer teljes belső energiáját jelenti. Az  $\alpha$ -fűtés teljesítményét a következő képlettel kaphatjuk meg egy  $1 : 1 D : T$  arányú közegre:

$$P_f = V \left(\frac{n}{2}\right)^2 \langle \sigma_f v \rangle, \quad (1.9)$$

ahol  $V$  a térfogatot,  $n$  a közeg sűrűségét jelöli,  $\langle \sigma_f v \rangle$  a fúziós teljesítmény termikus sebességeloszlásra kiátlagolt reakciórátája. Ezek alapján megfogalmazható a Lawson kritérium, amely szerint a fúziós teljesítmény meg kell haladja a veszteségit, azon a hőmérsékleten, ahol  $\langle \sigma_f v \rangle$  reakciórátának maximuma van:

$$P_v = \frac{E_{tot}}{\tau_E} = \frac{V \left(\frac{3}{2}\right) n k_B T}{\tau_E} < V \left(\frac{n}{2}\right)^2 \langle \sigma_f v \rangle \quad (1.10)$$

$$\frac{6k_B T}{\langle \sigma_f v \rangle} < n \tau_E \quad (1.11)$$

Azt az állapotot amikor az 1.11 egyenlőtlenség éppen teljesül breakevennek nevezik. Ekkor a fúziós teljesítmény éppen meghaladja a veszteségit. Bevezették a  $Q$  energiasokszorozási tényezőt:

$$Q = \frac{P_f}{P_k}, \quad (1.12)$$

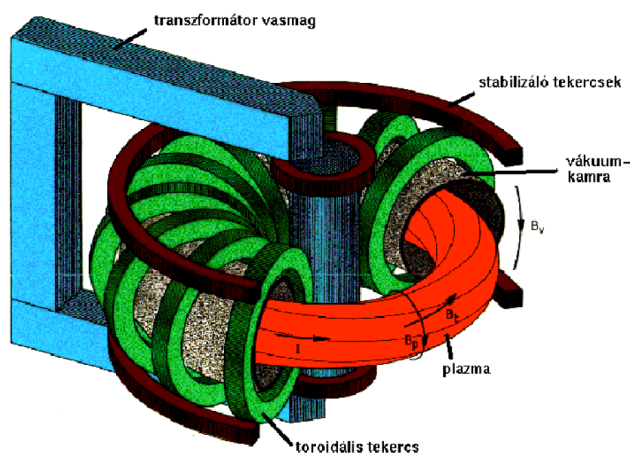
ahol  $P_k$  a külső plazmafűtés teljesítménye. Feltéve, hogy az  $\alpha$ -részecskék az  $\alpha$ -fűtés révén a teljes energiájukat leadják és a fűtések egyensúlyt tartanak a veszteségekkel, a

$$\frac{Q}{1 + \frac{Q}{5}} \frac{6k_B T}{\langle \sigma_f v \rangle} < n \tau_E \quad (1.13)$$

összefüggés adódik, amelybe  $Q = \infty$ -t helyettesítve megkapjuk a fúziós égés esetére a Lawson kritériumot, ami így ötször nagyobb lesz, mintha csak a veszteségek fedezését várnánk el. Tehát az energiatermeléshez, nagy sűrűséget vagy nagy összetartási időt kell létrehozni. A kísérletek fő irányvonala az összetartási idő növelésével próbálja teljesíteni ezt[1].

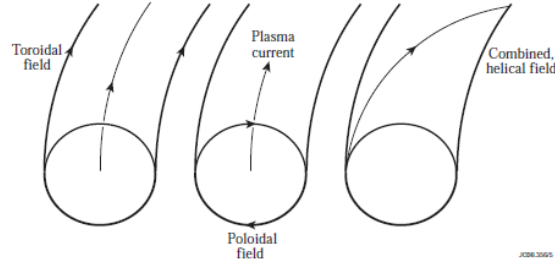
## 1.4. A tokamak

Az 1.3 fejezetben említettem, hogy a közeg összetartása mágneses erőterrel oldható meg, és hogy ezt használja a mai kutatások élenjáró berendezése a tokamak. A magas energiaösszetartási idő eléréséhez minimalizálni kell a veszteségeket. Mivel a töltött részecskék a mágneses erővonalak mentén akadálytalanul mozognak, optimális esetben a mágneses indukcióvonalak záródnak a berendezésben. A tokamak egy toroidális geometriájú eszköz, melyben az indukcióvonalak körbe futnak, így nem hagyják el a berendezést. Az 1.6 ábrán látható a tokamak elvi felépítése. Ezekben a kísérleti berendezésekben



1.6. ábra. Tokamak berendezés elvi felépítése. [1]

külső tekercsekkel hoznak létre toroidális mágneses teret. A plazmában fellépő elektromos terek, valamint a mágneses tér görbülete és gradiense miatt különböző driftek, a mágneses térre merőleges lassú mozgások, jelennek meg. Ezek kiküszöbölésére nem egyszerű toroidális indukcióvonalakat keltenek, hanem helikálisan felcsavartakat. A helikális erővonalak mentén szabadon mozgó részecskék kiegyenlítik a berendezés különböző tartományai között a mágneses tér görbülete miatt létrejövő töltésszétválasztást, így kiküszöbölik az elektromos teret és az általa keltett drift mozgást. A középső szolenoid tekercs tengelyében létrehozott mágneses fluxusváltozás toroidális áramot indukál a plazmában, amely körül megjelenő poloidális indukcióvonalak szuperponálódnak a toroidális indukcióvonalakkal, így jön létre a helikális indukcióvonal rendszer [4]. Az 1.7 ábra szemlélteti a szuperponálódást.



1.7. ábra. Indukcióvonalak szuperpozíciója [4]

A plazmagyűrű helyben tartását és alakjának formázását további mágnesestekercsek biztosítják.

A plazmában a mágneses erővonalak általában tórusz topológiájú felületekbe rendeződnek. Ezek a mágneses felületeken kiegyenlítődnek a plazma paraméterek, ezekre merőlegesen pedig diffúziós transzport zajlik. Ezt a diffúziós folyamatot részben a részecskék ütközése okozza, de nagyobb szerepe van a plazmában megjelenő turbulenciának, amely egy úgynevezett anomális hő- és részecsketranszportot okoz. A plazma szélén van egy mágneses felület, amely éppen érinti a vákuumkamra falát. Ez az utolsó zárt mágneses felület (Last Closed Flux Surface - LCFS). Azok a részecskék, amik ezen kívülre jutnak, már nyílt erővonalak mentén fognak haladni és valahol a vákuumkamrába ütköznek. Azt a plazmarészt, ahol már így haladnak a részecskék, tehát az utolsó mágneses felület és a vákuumkamra fal közti plazmát, leváló rétegnek nevezik (Scrape Off Layer - SOL). A fallal való ütközés során a töltött részecskék különböző módon hatnak arra. Az elektronok áramot indukálnak a falban. Az ionok pedig többféle roncsoló hatást fejtenek ki, a kamrafal részecskéi bejutnak a plazmába, így kerül a falból szennyezés a fúziós közegbe. [1].

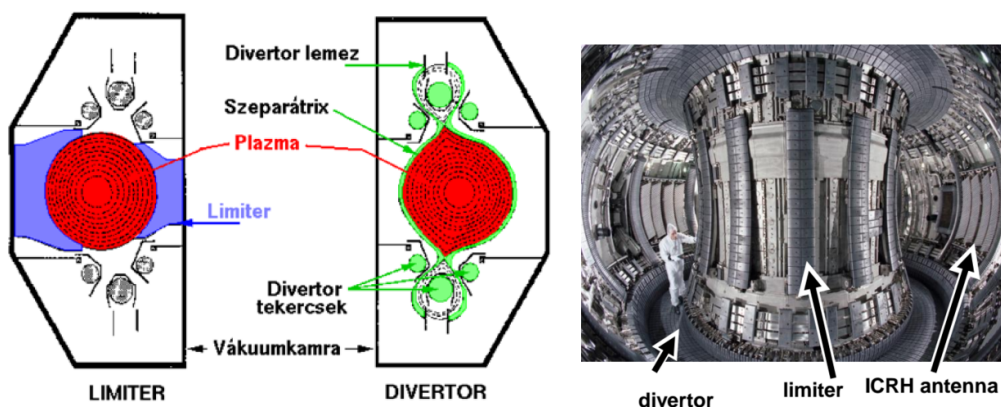
A plazma sugároz, a mai berendezésekben három sugárzási folyamat dominál: a fékezési, a rekombinációs és vonalas sugárzás. A fékezési sugárzást a töltött részecske gyorsulása okozza, amikor az atommagok terében szóródnak. Az egységnyi térfogathól lesugárzott teljesítményt az alábbi formulával kaphatjuk meg.

$$P = 1,4 \cdot 10^{-28} n_e \sqrt{T_e} \sum_Z n_Z Z^2 \left[ \frac{W}{m^3} \right], \quad (1.14)$$

ahol  $T_e, n_e$  az elektron hőmérséklete és sűrűsége,  $Z$  a jelenlévő atommagok töltésszáma,  $n_Z$  pedig a  $Z$  töltésszámú atommagok sűrűsége. Ebből látható, hogy a nagy rendszámú atommagok rendkívüli mértékben növelik a sugárzási veszteségeket.

A rekombinációs sugárzás az elektron szabad-kötött átmenete során jön létre, tehát szintén erősen függ a magas kötési energiákkal rendelkező nagy rendszámú szennyező ionok jelenlététől.

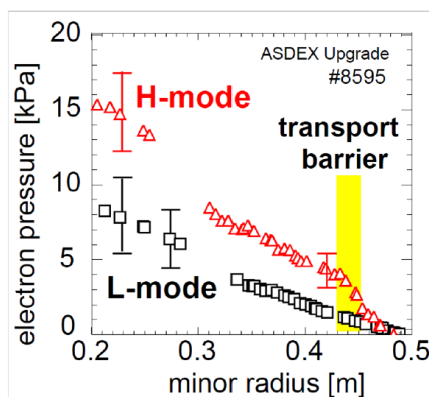
A vonalas sugárzás akkor jelenik meg, mikor nem teljes a plazma ionizációja, tehát alacsony hőmérsékleten. Az elektronok kötött-kötött átmenete során bocsátódik ki és a kisugárzott teljesítmény a plazma hideg szélén nagyobb lehet mint a fékezési sugárzás [1]. A sugárzások által leadott teljesítmények csökkentése érdekében lehetőleg tisztán kell tartani a plazmát. A plazma tisztítására többféle módot fejlesztettek ki. Ezek általában lokalizálják a plazma kapcsolatát a vákuumkamra falával, így csökkentve a kamra falból kiváltott szennyezők visszaáramlását. Ez sajnos a hőterhelést is koncentrálja, így azokra a területekre hőállóbb burkolatot kell tervezni. A plazma-fal kapcsolat lokalizására két módszert használnak. A limiter egy szilárd felület, amit a plazma széléhez helyeznek. A másik megoldás a divertor, ami egy olyan limitert jelent, amihez mágneses térrel vezetik oda a plazmát. A tér olyan, hogy létrehoz egy úgynevezett szeparátrixot, ami elválasztja egymástól az összetartott plazmát és a nyílt erővonalas részt. A 1.8 ábrán látható a két megvalósítás elvi felépítése illetve a JET belsejéről láthatunk képet, amelyen megfigyelhetők a limiterék és divertorok fizikai valójukban is [5]. Az eddigi legnagyobb fúziós berendezés a JET (Joint European Tokamak) jelenleg az egyetlen, amely tríciummal is üzemeltethető. Mint azt a 1.3 fejezetben kifejtettem, a trícium radioaktív. A tríciummal szennyezett berendezés üzemeltetése bonyolult, ezért a kísérletek jelen fázisában még a berendezések nagy részét nem működtetik tríciummal.



1.8. ábra. A limiter és a divertor rendszer elvi felépítése [1] és a JET vákuum kamrájának belseje [5].

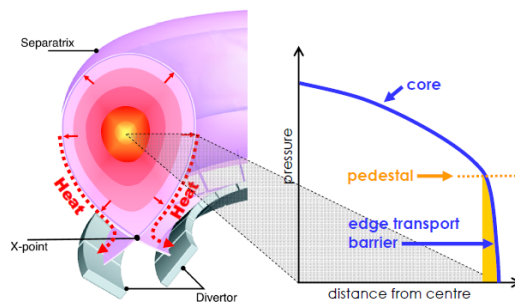
## 1.5. Plazmaszéli módus

Mint azt az 1.3 fejezetben leírtuk, a fúziós plazmát  $\sim 10^8$  K hőmérsékletre kell fűteni a fúzió megvalósításához. A tokamak berendezés közepén elhelyezkedő szolenoidban fellépő mágneses fluxusváltozás körül létrejött áram egy toroidális plazma áram lesz. Ez az elektron-ion ütközések miatti plazma ellenálláson keresztül ohmikus fűtést okoz. Azonban csupán ez a rendszer természetéből adódó fűtés nem elég a fúzióhoz szükséges hőmérséklet eléréséhez. A tokamakokon ezért külső fűtések is alkalmazni szoktak. Megfigyelték, hogy a kiegészítő fűtések teljesítményének növelésével a fentebb említett anomális, plazmaturbulencia által okozott, hőtranszport növekszik. Másrészt azt is megfigyelték, hogy a mikroturbulencia makroszkópikus áramlásokat is képes kelteni a mágneses felületek mentén. Az áramlás sebessége a mágneses felületekre merőlegesen változik, és ez a nyírt áramlás deformálja a turbulencia örvényeket. Bizonyos fűtésteljesítmény felett a plazma szélén az áramlás nyírása olyan erős lehet, hogy teljesen elnyírja a plazmában megjelenő turbulens struktúrákat, még mielőtt azok kifejthetnék anomális transzport hatásukat. A lecsökkenő hő- és részecsketranszport miatt a sűrűség- és hőmérsékletgradiens meredekebb lesz a plazma szélén, ami a nyomásgradiens meredekebbé válását vonja maga után, úgynevezett pedesztál alakul ki. Ebben az állapotban a plazma összetartása javul a transzportgát miatt, ezért nevezik magas összetartású üzemmódnak (High confinement mode - H-mode), míg az ezt megelőző állapotot alacsony összetartású üzemmódnak, (Low confinement mode - L-mode). Magát a jelenséget, amikor a transzportgát megjelenik L-H átmenetnek hívják. Az 1.9 ábrán látható egy mérési eredmény az elektronnyomásról L és H-mode-ban [1]. A H-mode, amit a 1.10 ábra is szemléltet, az említett összetartásjavulás és hőmérsékletnövekedés miatt rendkívül előnyös



1.9. ábra. Az L és H üzemmód közti különbség [1].

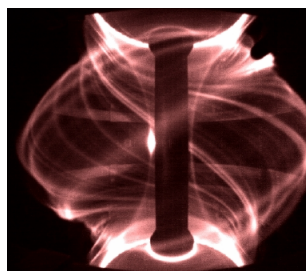




1.10. ábra. A H-mode nyomásprofil szemléltetése[7]

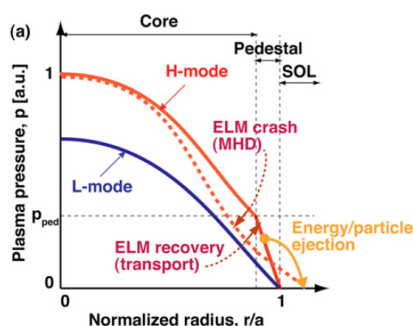
az energiatermelésre való törekvések szempontjából. Jelenleg a legközelebbi célja a kísérleteknek, hogy megépüljön az ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor - Nemzetközi Kísérleti Termonukleáris Reaktor) [6] és a magas összetartás miatt, ennek tervezett működési üzemmódja is a H-mode lesz.

A megnövekedett összetartás negatív következménye, hogy a szennyezők is benne maradnak a plazmában. Ezért szerencsés egy bizonyos fajta instabilitás megjelenése a plazma külső rétegeiben. Az úgynevezett plazmaszéli módus (Edge Localized Mode - ELM) során periódikusan leépül a transzportgát. Az ELM jelenséget az váltja ki, hogy a plazmaszéli nyomásgradiens olyan meredekké válik, hogy makroszkópikus magnetohidrodinamikai (MHD) instabilitások jelennek meg. A kezdeti lineáris növekedés után ezek az MHD hullámok, pontosan még nem modellezett, nemlineáris kölcsönhatásokon keresztül filamentáris struktúrákat formálnak, melyek rövidzárat hoznak létre a transzportgát két oldala között [1]. Így az ELM során egy energia- és részecskesomag lökődik ki a plazmából filamentumok formájában. A 1.11 ábrán láthatók a filamentumok egy tokamak berendezésen.



1.11. ábra. Egy ELM esemény képe videokamera felvételen a MAST tokamakon [8].

Az ELM jelenségnek több fajtája ismert, empirikus módon osztályoznak [9]. Az L-H átmenet után III típusú ELM-ek jelentkeznek, ezek frekvenciája csökken a fűtési teljesítmény növelésével. Magasabb fűtési teljesítményen I-es típusú ELM-ek jelentkeznek, melyek nagyobb amplitúdójúak és frekvenciájuk nő a fűtési teljesítmény növelésével. Vannak más típusú ELM-ek is, amelyek speciális paramétertartományokban lépnek fel. Az ELM-ek maguk után vonják a gradiensek csökkenését, ahogy azt a 1.12 ábra szemlélteti a nyomásprofilon. Az esemény után a meredek pedesztál profil lassan ismét kialakul és a folyamat periodikusan ismétlődik.



1.12. ábra. A nyomásprofil változásának szemléltetése az ELM ciklus alatt[8].

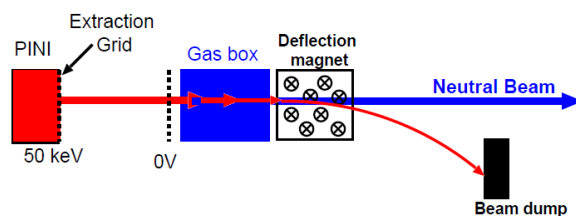
Az ELM-ek nagy hatást gyakorolnak a plazma szélére. Mivel az összetartást rontják, annak negatív hatásait segíthetnek kiküszöbölni. Az ELM-ek során tisztítódik a plazma, és szabályozhatóvá válik a sűrűsége is. Az energia-veszteség viszonylag kicsi, mivel csak a plazma külső, hidegebb részét érinti. Ezen pozitív hatások miatt ELM-ekkel rendelkező H-mode ígérkezik a fúziós reaktor megvalósítási üzemmódjának.

A pozitív hatások mellett azonban káros következményei is vannak az ELM-ek megjelenésének. Az ELM során erős tranziens hőterhelésnek vannak kitéve a divertor lemezek. A 1.11 ábrán is látható volt, hogy a divertor részen nagy sugárzás tapasztalható. Alapvetően ezeket erre is tervezték, de az ELM-ek okozta károsodás bizonyos határ felett nagyon gyorsan növekszik, a divertor porlódásához, megolvadásához vezet. Egy ITER méretű berendezés esetén egy ELM akkora rongálást jelent a berendezésre, ami már nem tolerálható. Az ELM-ek szabályozása ezért döntő kérdés az atommagfúziós reaktor megvalósításában. A működéséhez szükségünk van az ELM-ek tisztító és sűrűség szabályozó hatására, azonban az ELM-ek energiáját szabályozni kell, hogy a terhelés, aminek kiteszik a berendezést, tolerálható mértékű legyen. A fentiek miatt rendkívül fontos az ELM jelenség pontos megértése, az MHD hullámok és a filamentumok [7] kialakulásának tanulmányozása, mely a jelen dolgozat tárgya.

## 1.6. A dolgozatban használt plazmadiagnosztika eljárások

Egy fúziós reaktor vagy a mai kísérleti berendezések üzemeltetéséhez pontosan ismernünk kellene a plazma állapotát, hogy irányítani tudjuk a plazmakisülést. Ehhez mérni szükséges a különböző részecskepopulációk hőmérsékletét és sűrűségét, a mágneses és elektromos tereket, és még sok más paramétert. A plazmaparaméterek mérésére az extrém körülmények miatt speciális mérőberendezéseket fejlesztettek ki, amiket diagnosztikáknak neveznek. A dolgozatban felhasznált diagnosztikák a lítium-atomnyaláb diagnosztika, a Mirnov szondák és a hidrogén-atomnyaláb diagnosztika (a dolgozatban bemutatott feldolgozás sorrendjében). Ebben a fejezetben röviden összefoglaljuk ezen diagnosztikák működésének fizikai elveit. Mivel a lítium-atomnyaláb diagnosztika és a hidrogén-atomnyaláb diagnosztika hasonlóak, ezeket együtt tárgyaljuk.

Meg kell jegyezni, hogy a hidrogén-atomnyaláb diagnosztika igazából a berendezésekre épített fűtés további hasznosítása. Alapvetően a nagyenergiás hidrogén-atomnyalábot a plazmában lévő ion populációk fűtésére használják, a modern tokamakok legfőbb fűtő berendezése. A működési elvét a 1.13 ábra szemlélteti.



1.13. ábra. A hidrogén-atomnyaláb fűtés elvi felépítése [1]

Egy gázban, amelynek összetétele egyezik a plazmáéval, alacsonyhőmérsékletű plazmakisülést hoznak létre. Ezt használják az ionok forrásaként, amiket egy rácson keresztül, egy elektromos térrel húznak ki a plazmából. Az ionokat ezután több rácson áthúzza felgyorsítják 50 – 100 keV energiára. Ezután semlegesítik őket. Ezt úgy érik el, hogy egy ritka gázzal töltött kamrán vezetik át az ionnyalábot. Itt az ionok átvesznek egy elektront a gáz atomjától. Az elektronok kis mérete miatt az impulzus változatlanul tekinthető, így a sebesség nagysága és iránya is. Általában a semlegesítődés határfoka 50 – 70%-os. A nem semlegesítődött részt egy mágneses térrel eltérítik és így a semleges atomnyaláb jut a plazmába.

A semlegessége miatt ez a nyaláb be tud hatolni a plazmába, nem hat rá a mágneses tér. A plazmában aztán ütközések révén a hidrogén atom elveszti az elektronját, ismét ionizálódik. Ezeket a nagyenergiás ionokat a tokamak mágneses tere befogja és a plazma ionokkal ütközve lassan leadják energiájukat, fűtik az a plazmát [1]. A plazmába belőtt semleges nyaláb atomjai az ütközések során gerjesztődnek is és fényt bocsátanak ki. A gerjesztett atomok vonalas sugárzása nagyon gyenge a plazma szélén tapasztalható vonalas sugárzáshoz képest, ezért így nem detektálható. Azonban ha a fényt nem mérőlegesen gyűjtjük a fokozatosan ionizálódó nyalábból, a Doppler eltolódás segítségével elválasztható a két sugárzás egymástól [1]. A lítium-atomnyaláb diagnosztika csak diagnosztikai célokat szolgál. Ebben az esetben az ionforrást egy lítium kerámia szolgáltatja és nincs szükség a különleges irányú fény detektálásra, mivel a lítium nem alkotó eleme a plazmának, ezért nem származik a plazmából olyan hullámhosszú vonalas sugárzás, ami elnyomná [10]. A detektált fényt mindkét diagnosztika esetében a plazmában lévő elektronok gerjesztése kelti, így az intenzitása közel arányos lesz a plazma elektronsűrűségével. A lítium használata azért is kifejezetten előnyös, mivel a gerjesztésre és ionizációra való hajlamossága kevésbé függ az elektronok sebességétől, tehát hőmérsékletüktől. Ezért, ha nagyjából ismert az elektron hőmérséklet már abból és a fényből visszaszámolható az elektron sűrűség [1].

A dolgozatban használt másik diagnosztika a Mirnov szonda. Ez egy kis-méretű szolenoid tekercs, amelyben a tengelyében történő mágneses fluxus-változás hatására feszültség indukálódik. A tekercseket általában úgy helyezik el, hogy a poloidális mágneses tér változását mérjék, amely nagyrészt a plazmaáramból származik. Az MHD perturbációk áramokat indukálnak a plazmában, amik maguk körül mágneses teret gerjesztenek. Több Mirnov szondát elhelyezve a tokamakon a mágneses tér változásának időbeli eltéréseiből megállapítható, hogy egy adott perturbáció hányszor járja körbe a tokamakot toroidálisan vagy poloidálisan, mik az úgynevezett módusszámok.

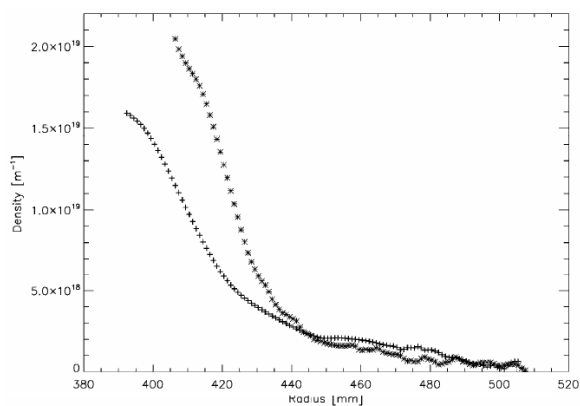
## 2. fejezet

# ELM prekursor rezgések vizsgálata

Ebben a fejezetben mutatom be az általam vizsgált jelek mérésének konkrét körülményeit és a jelek feldolgozását.

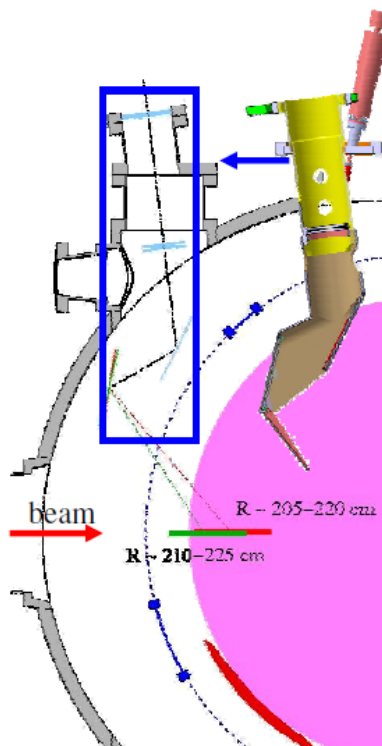
### 2.1. A konkrét mérési körülmények a TEXTOR-on

A TEXTOR egy limiteres, kör keresztmetszetű közepes méretű tokamak volt, melyet 2012-ben állítottak le végleg. A H-mode és az ELM-ek divertoros tokamakokon szoktak megjelenni, azonban bizonyos körülmények között a TEXTOR-on is létrehozható H-mode. Ehhez a plazmát a belső oldalon elhelyezkedő limiterrel határolták és egy vagy két semleges atomnyalábbal fűtötték, ami  $P_{fts} = 1,3 - 2$  MW kiegészítő fűtést jelent. A berendezésben megjelenő H-mode során enyhe javulás tapasztalható az összetartásban, erről mérési eredményeket mutat be a 2.1 ábra. Az általam vizsgált kísérletek során plazmaáram  $I_p = 230$  kA a mágneses tér pedig  $B_t = 1,3$  T volt [11]. Az ELM-ek magas, kHz-es frekvenciával jelentkeztek. Típusbeli besorolásuk nem tisztázott, mivel a rendelkezésre álló korlátos fűtési teljesítmény miatt nem tudták vizsgálni a frekvenciájuk függését a fűtési teljesítménytől. Tekintettel az alacsony fűtési teljesítményre valószínűleg III-as típusú ELM-ekről van szó. A lítium-atomnyaláb diagnosztikát a magyar Wigner intézet munkatársai építették és üzemeltették. Körülbelül 1 mA lítiumion áramot emittált a diagnosztika fűtött lítiumkerámia eleme, végig a lövés alatt. Az ebből kilépő ionokat egy ionoptikai rendszer gyorsította 35 keV-ra. A semlegesítést nátrium gőzkamrán történő átvezetéssel érték el.



**2.1. ábra.** A TEXTOR L-H átmenete során megváltozott sűrűség profil a plazma szélén. A + jelek az L-mode-ban a \*-ok a H-mode-ban mértek [10]

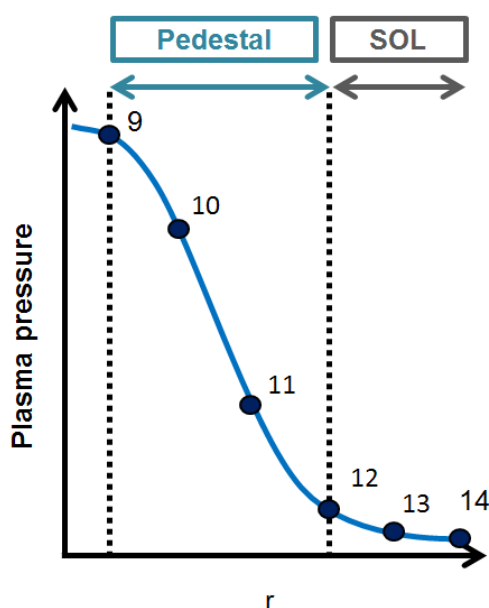
A körülbelül 2 cm átmérőjű nyalábot előállító diagnosztikához detektáló optikai rendszer is tartozik, a plazmához viszonyított elrendezés a 2.2 képen látható.



**2.2. ábra.** A TEXTOR lítium-atomnyaláb diagnosztikájának elhelyezkedése [10]

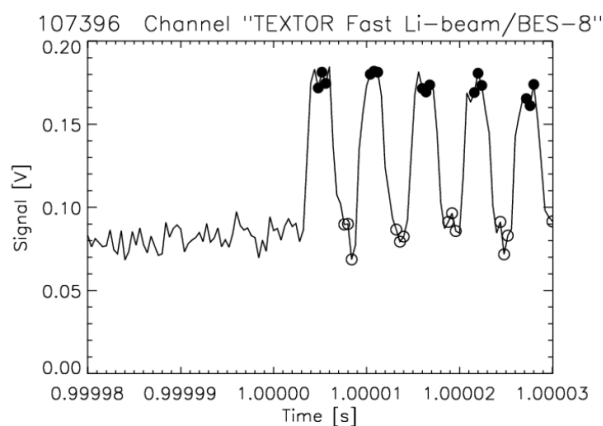
Nagy hatékonyságú 16 csatornás lavinadióda (APD) egységet használtak a nyaláb fényének detektálására. Gyors mérésekre optimalizálták, 500 kHz széles analóg frekvenciatartományban lehetett vele mérni 2, 5 MHz mintavételezési frekvenciával.

A feldolgozott mérésekben 14 csatornán mértek, amik 1 cm-es radiális felbontást adnak a plazma  $r = 30 - 45$  cm tartományában[11]. A jelek a pedesztál és SOL régiókat is lefedik. A feldolgozás során a 9-14 csatorna jelein dolgoztam, amik radiális, pedesztálhoz viszonyított elhelyezkedését a 2.3 ábra szemlélteti.



**2.3. ábra.** A TEXTOR lítium-atomnyaláb diagnosztikájának csatorna kiosztása [12]

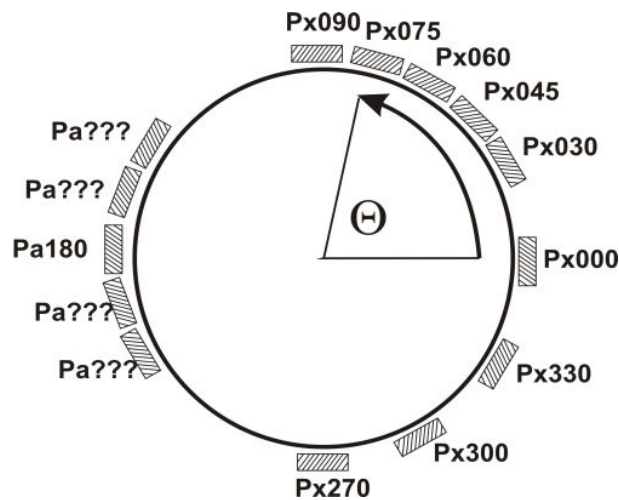
Csatornánként maximálisan  $\sim 3 \cdot 10^{10} s^{-1}$  fotonfluxus érkezett a detektorokba, ami 2% fotonzajt okozott a jelben. Ez az erősítő okozta többi zajt felülmúlja. Nehezítette a mérést, hogy erős volt a háttérsugárzás, melyet részben a nyaláb mögött a plazma-fal kölcsönhatás, részben a fékezési sugárzás okozott. Kifejlesztettek egy módszert, amivel szinte egyszerre mérhetik a háttér és a teljes sugárzást. A lítium nyaláb útjában az ionoptika és a semlegesítő kamra között eltérítő lemezek találhatók, ezekkel akár olyan mértékben el lehet téríteni a nyalábot, hogy nem jut be a plazmába. Ilyen módon a nyaláb a megfigyelési tartományban maximum 250 kHz frekvenciával ki-be kapcsolható volt. Így a detektáló optikai rendszerrel mindig azonos területre nézve, egyszer a teljes sugárzást mérték  $2 - 3 \mu s$ -ig, míg mikor a nyaláb ki volt kapcsolva csak a háttérsugárzást ugyanennyi ideig [10] [13].



**2.4. ábra.** A TEXTOR lítium-atomnyaláb diagnosztikájával mért jel gyors nyaláb megszakításos módszer közben[13]

A 2.4 ábrán látható a jel az időfüggvényében. A nyaláb belövést körülbelül 1 s-nál kezdték és az ábrázolt mérésben a nyaláb modulációs periódusidő  $5,6 \mu\text{s}$  volt. Látható, hogy a jel periódikusan követi a megszakítások ciklusát. A nyaláb felkapcsolt állapotában mért fényt a tele pontok, míg a lekapcsolt állapotot a karikák jelzik. A két állapot közötti átmeneti mintákat nem használták. Az egy perióduson belüli fekete pontokra elvégezve az átlagolást egy  $\sim 5,6 \mu\text{s}$ -os időfelbontású teljes sugárzás jelet, az üres karikával jelölt pontokra egy  $\sim 5,6 \mu\text{s}$ -os időfelbontású háttér sugárzás jelet kaptak. Ezek egymáshoz képest  $\sim 2,8 \mu\text{s}$ -os eltolódásban vannak, ennek kiküszöbölésére két egymásutáni háttér mérési pont közé lineáris interpolációval készítettek egy számított háttér értéket, amely egyidejű a teljes fény méréssel. Ezután a teljes sugárzásból levonva a háttérret egy tisztított, csak a lítiumból származó sugárzás intenzitásával arányos jelet kaptak [13]. A dolgozatom során már ezekkel a feldolgozott jelekkel dolgoztam amik az általam vizsgált mérésekben 250 kHz frekvenciával voltak mérve. A TEXTOR tokamak nagyszámú Mirnov szondával is rendelkezik. Egy szonda-csoport azonos toroidális koordinátán egy másik pedig azonos poloidális koordinátán helyezkedik el. Az általam megvizsgált jelek a PI000F, PI030F, PI060F voltak, ahol a 2.5 ábrán bemutatott elhelyezkedést jelölik a számok. Az F azt jelenti, hogy a többihez képest ezek a jelek nagyobb frekvenciával lettek mérve.





**2.5. ábra.** A TEXTOR-on elhelyezett Mirnov szondák elhelyezkedése poloidálisan

Egy korábbi analízis[11] során megállapítást nyert, hogy a lítium nyaláb diagnosztika jeleiben az ELM-et közvetlenül megelőző 100  $\mu$ s-ban a pedesztál meredek tartományában egy gyorsan növekedő amplitúdójú rezgés figyelhető meg. Ez a vizsgálat azonban csak egy ELM-et tanulmányozott és nem minden esetben sikerült kimutatni ezeket a prekursor rezgéseket. Dolgozatom célja annak megállapítása, hogy a prekursor rezgések milyen statisztikával fordulnak elő az ELM-ek előtt, található-e szoros összefüggés az ELM és a prekursor rezgés között. Mivel az ELM jelenséget az eddigi ismeretek szerint egy MHD instabilitás váltja ki, ezért további kérdés volt, hogy mérhető-e a lítium atomnyalábbal mért prekursor rezgésekhez kapcsolható mágneses jelek is? Egy másik vizsgálatban [14] találtak 10 kHz körüli frekvenciatartományban prekursorra vélt rezgéseket, azonban ezek kapcsolata az ELM jelenséggel nem volt bizonyított.

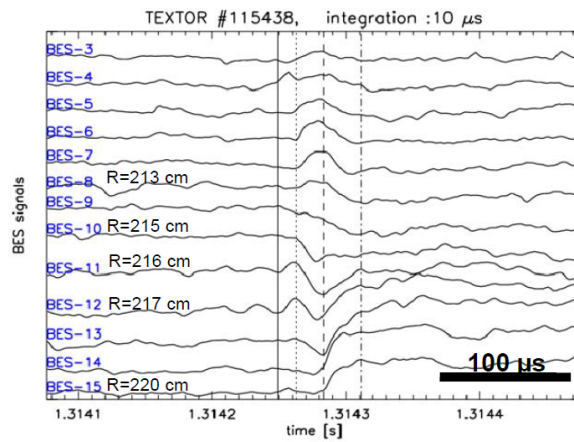
## 2.2. A TEXTOR-on mért jelek feldolgozása

TDK dolgozatom a [11] cikkben felfedezett prekursor oszcillációk további vizsgálata. A fentebb leírt háttértől megtisztított Li-nyaláb jeleket és a tiszta háttér jeleket dolgoztam fel, melyek 250 kHz mintavételi frekvenciával állnak rendelkezésre. Az analízist IDL nyelven írt programokkal végeztem. A jel beolvasásához és az adatok előkészítéséhez szükséges programok már rendelkezésre álltak, munkám a a frekvencia- és statisztikus analízisre koncentrált.

Egy TEXTOR plazmakisülés H-mode szakasza több másodpercből áll, ez alatt sok ezer ELM esemény történik. A [11] cikkben kifejtett algoritmus használatával találtam meg az ELM-eket. A algoritmus összeadja a lítium-atomnyaláb diagnosztikából származó háttérsugárzással arányos jeleket a 14 mérőcsatornán. Ebben a jelben egy impulzus jelenik meg ELM esetén, mivel az ELM során az utolsó zárt mágneses felületen kívülre jutott részecskék miatt megnő a plazma-vákuumkamrafal kölcsönhatásból származó fényintenzitás, ami jelentősen megnöveli a háttérsugárzásból származó jelet. Mivel a 14 irányban mért háttér jel kiátlagolja a plazma-fal kölcsönhatás lokális részleteit, ezért ezt a jelet használtam időreferenciaként az egyes ELM eseményekhez.

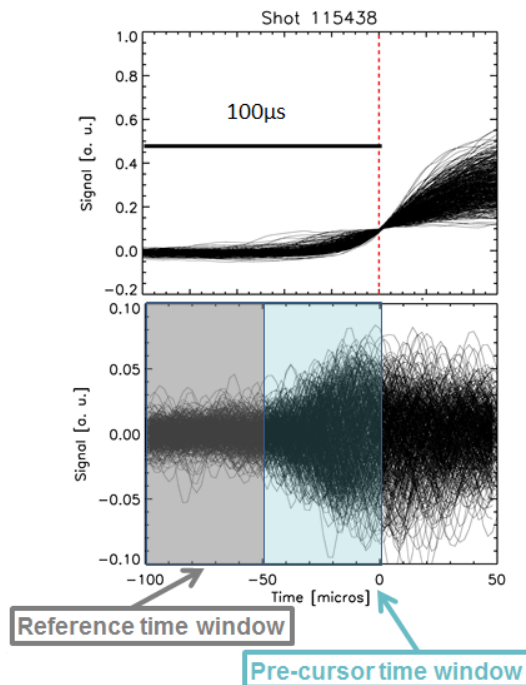
A referencia jelet kirajzoltam, majd kézzel kiválasztottam a viszonylag különálló, "szabályos" ELM-eket. A kritérium az volt, hogy a megelőző ELM eseménytől jól elváló legyen és a háttér jel közel azonos szinten legyen az ELM előtt. Három kisülésben dolgoztam fel a méréseket: a 115438-asban 508db, 115444-esben 144db és 115449-esben 245db ELM-et választottam így ki. A kézzel megállapított ELM kezdetet pontosítani kell. Ez úgy történt, hogy az általam kiválasztott időpontok körül kivágtam a referencia jelet a  $[-150, 250]\mu s$ -os időablakban. A  $[-150, -60]\mu s$ -os időablakban a program kiszámolta a referencia jel átlagát és ezt levonta az egyes ELM-ek alatt mért jelből majd normálta a teljes mérés alatt a referencia jel maximumának és minimumának különbségével. Ezután minden ELM referencia jelében megkereste azt az időpillanatot, ahol a jel átlépi a 0,1 értéket. Tehát egyszerűen megfogalmazva, megkereste azt az általam kiválasztott időponthoz közeli idő koordinátát, ahol a jel már eléri a 10%-át a háttérsugárzás jelekből képzett referencia jel legnagyobb kiemelkedésének. Ezeket az új, pontosított időpontokat elmentettem és a későbbiekben felhasználtam őket az általam írt programokkal történt feldolgozás során.

A 2.6 ábrán látható a radiális elhelyezkedés (a berendezés nagy sugarának függvényében) és a tendenciák, amiket a különböző csatornák háttérsugárzástól tisztított jelei mutatnak az ELM környékén.



**2.6. ábra.** A háttérsugárzástól tisztított lítium-atomnyaláb diagnosztika jelek változása egy ELM során a különböző csatornákon [11]

A 2.7-es ábrák közül a felsőn láthatóak az egymásra rajzolt átlagtól való eltérésből számított, normált referencia jelei minden ELM-nek az 115438-as lövésben. A piros vonal jelzi az ELM időpontját. Látható, ahogy megemelkedik a jel.

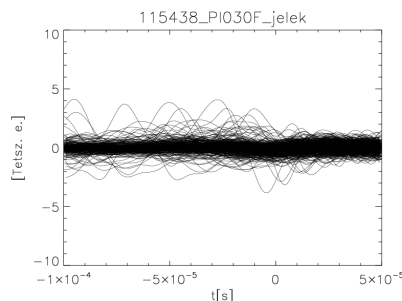


**2.7. ábra.** A feldolgozás során használt időablakok megállapítása [12]

A feldolgozás során először egyszerűen egymásra rajzoltam a háttérsugárzás jelétől megtisztított jelek átlagtól való eltérését az ELM-ek körüli időablakban. Egy 10 – 70 kHz-es frekvencia szűrővel előtte leszűrtem a jelet, mivel próbálgatás alapján ez tűnt a legalkalmasabbnak, ami már eléggé kiszűri a zajokat, de még láthatóan hagyja a tendenciákat. A 2.7 ábrák közül az alsón ez figyelhető meg a 11-es csatorna esetében, ami a pedesztál közepén helyezkedik el. Látszik, hogy az ELM előtti 50  $\mu$ s-os időablakban kiszélesedik a tisztított jel, egy növekvő perturbáció jelenik meg. Ez az az időablak, amelyben kerestem a prekursorok megjelenését, így ezt a továbbiakban perkurzor időablaknak fogom nevezni. Az előtte lévő 50  $\mu$ s-ot referencia időablaknak nevezem, mivel ebben nem látható még a növekvő perturbáció.

Ezek után a fenti két időablakban kiszámítottam a tisztított lítium nyaláb jelek változásának energiáját, úgy, hogy kiszámítottam a jelek átlagtól való eltérésének négyzetösszegét. Ezt a feldolgozást a jelek különböző szűrésével is megtettem, az eredményeket a következő fejezet mutatja be.

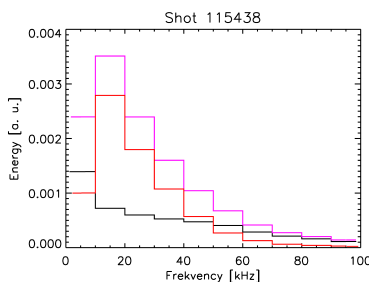
A Mirnov szondák jeleinek feldolgozásához először kirajzoltam a jeleket az ELM referencia jel alapján meghatározott ELM időpontok előtt. A lítium nyaláb és a Mirnov szonda diagnosztika jeleit elvileg szinkronizáltan mérték, de ezt leellenőriztem. Úgy találtam, hogy jó egyezés mutatkozik a Mirnov szondában megfigyelhető változás ideje, és a már kiválasztott ELM idők között. Ez alapján úgy ítélt meg, hogy felhasználhatom ennél a diagnosztikánál is a korábbi időpontokat korrekció nélkül. Itt is kirajzoltam a jeleket ugyanabban az időablakban, mint előtte a lítium-atomnyaláb diagnosztika jeleit, ugyanarra a frekvenciára szűrve, ez látható a 2.8 ábrán. Ebben nem figyelhető meg a lítium-atomnyaláb diagnosztikában fellépő tendencia az ELM előtt. Ebből arra következtettem, hogy a Mirnov szondák számára a vizsgált oszcillációk valószínűleg nem láthatóak. Ettől függetlenül, azért ezekre a jelekre is készítettem néhány energia statisztikát, hogy megbizonyosodjam efelől.



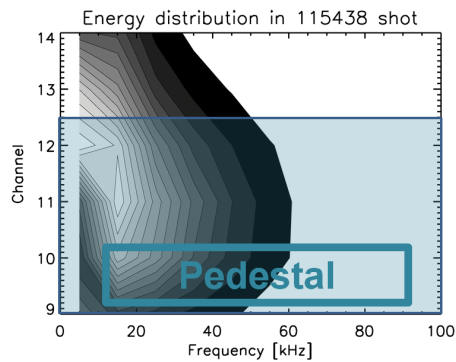
**2.8. ábra.** A mirnov szonda jelek az ELM környékén egymásra rajzolva 10–70 kHz közötti sávszűréssel.

## 2.3. Prekurzor rezgések statisztikája a TEXTOR-on

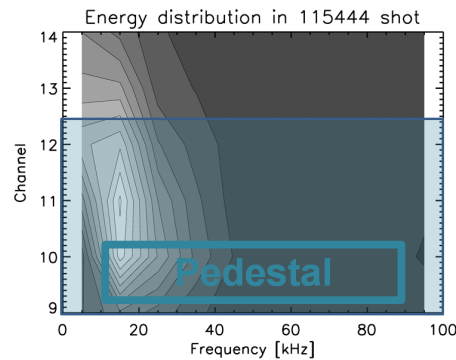
A lítium-atomnyaláb diagnosztika jeleiből a következő statisztikákat készítettem. Először a prekurzorok időablakban, tehát a  $[-50, 0]$   $\mu\text{s}$  tartományban és az azt megelőző  $[-100, -50]$   $\mu\text{s}$  referenciának használt tartományban kiszámítottam az oszcillációk energiájának frekvencia és térbeli eloszlását a 2.2 fejezetben leírt módszerrel a jelekre különböző sávszűrést alkalmazva. Mivel a feldolgozott időintervallumok hossza  $50 \mu\text{s}$  ezért különböző középfrekvenciájú  $10 \text{ kHz}$  széles sávokra szűrtem a jelet az energia számítás előtt. Az összes kiválasztott ELM-re, különböző mérőcsatornákra külön elvégeztem ezt mind a prekurzor, mind a referencia időablakban. Minden csatorna és frekvenciasáv esetén átlagoltam az energiákat az összes ELM-re egy kisülésben. Ebből kaptam átlag oszcilláció energiákat a referencia időablakban és a prekurzor időablakban minden csatornára. A referencia időablak jelét zajmeghatározáshoz használtam, az ebben lévő oszcillációk energiáját zajenergiának tekintetem. Feltettem, hogy a zajt jelentő egyéb folyamatokból származó oszcillációk függetlenek a prekurzor tevékenységtől, ezért a két folyamat energiája összeadódik. A prekurzor időablakban jelentkező energiákból levontam a referencia időtartományban számított energiát. Ez a különbségi energia az, ami már magából a prekurzor tevékenységből ered. Példaként a 2.9 ábrán látható az 115438-as lövés 11-es csatornája esetében az energia a frekvencia függvényében ábrázolva. Látható, hogy a prekurzor időablakban lényegesen megnő az oszcillációk energiája, különösen a  $10 - 40 \text{ kHz}$  sávban. A prekurzor oszcillációk energiáját ezután ábrázoltam minden lövés esetén a csatorna és a frekvencia függvényében. Ezeket az eloszlásokat a 2.10, 2.11 és 2.12 ábrák szemléltetik [12].



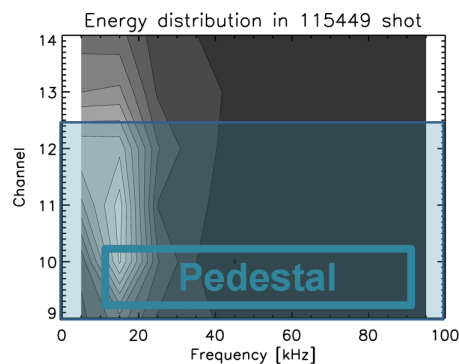
**2.9. ábra.** Az 115438-as lövés 11-es csatornájának átlag energiái különböző frekvenciákon. Lila: prekurzor időablakban számolt átlag energiák, Fekete: referencia időablakban számolt átlag energiák, Piros: prekurzor oszcillációk energiája



**2.10. ábra.** Az 115438-as lövés prekursor energia eloszlása a csatornák és a frekvencia függvényében. A világosabb rész jelenti a nagyobb energiát. [12]

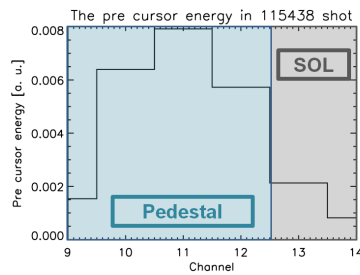


**2.11. ábra.** Az 115444-as lövés prekursor energia eloszlása a csatornák és a frekvencia függvényében. A világosabb rész jelenti a nagyobb energiát. [12]

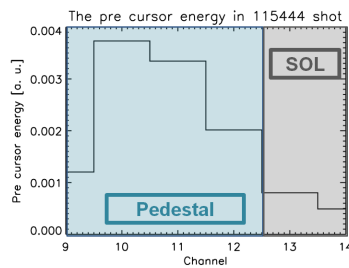


**2.12. ábra.** Az 115449-as lövés prekursor energia eloszlása a csatornák és a frekvencia függvényében. A világosabb rész jelenti a nagyobb energiát. [12]

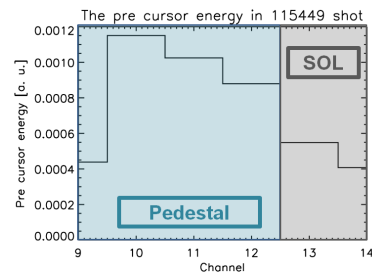
Ezen ábrák alapján látható, hogy a prekursor energiák a 10-12 csatornák és 10 – 40 kHz frekvenciák környékén a legnagyobbak. A prekursorok 10 – 40 kHz oszcillációknak látszódnak ezen berendezés esetében. Ezért leszűrtem ezzel a frekvenciasávval is az eredeti tisztított nyaláb jeleket, a korábban említett módon levontam a referencia ablak átlag energiáit a prekursor ablak átlagenergiáiból. Így megkaptam a 2.10, 2.11, 2.12 ábrák integrált metszetét, amiket a 2.13, 2.14, 2.15 ábrákon mutatok be.



**2.13. ábra.** Az 115438-as lövés prekursor energia eloszlása a csatornák függvényében. [12]

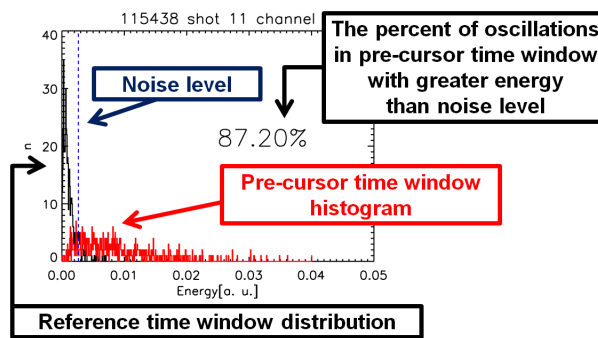


**2.14. ábra.** Az 115444-as lövés prekursor energia eloszlása a csatornák függvényében. [12]



**2.15. ábra.** Az 115449-as lövés prekursor energia eloszlása a csatornák függvényében. [12]

Jól látható, hogy a prekursor tevékenység a 10-12 csatornák között a legerősebb, ahol a pedesztál meredek szakasza van. Ezután kiszámítottam az egyes ELM-ek előtt tapasztalható oszcillációk energiájának hisztogramját egy kisülésben a prekursor és referencia időablakban és egy ábrában ábrázoltam őket. Egy példa látható a 2.16 ábrán. Feketével a referencia időablak, pirossal a prekursor időablak energiaeloszlását jelöltem. Zaj szintet is jelöltem az ábrán egy kék szaggatott vonallal. Ez azt az energia értéket jelöli, amelyet a referencia időablak rezgéseiből tartozó energiák 90%-a nem halad meg.



**2.16. ábra.** Az 115438-as lövés 11-es csatornájának energia hisztogramjai. Feketével a referencia, pirossal a prekursor időablak energia eloszlása látható. [12]

A 2.16 ábrán jól megfigyelhető, hogy a referencia időablakhoz képest a prekursorok időtartományában kiszélesedik az energiaeloszlás, sokkal nagyobb energiák is megjelennek. Az egyes ELM-ek előtti rezgések energiái ezek, így mondhatjuk, hogy prekursor azelőtt az ELM előtt detektálható, amely előtt a prekursor ablakban számított energia nagyobb mint a zajszint. Ez alapján kiszámoltam, hogy az esetek hány százalékában tapasztalható ez. A 2.17 ábrán látható táblázat összefoglalja a százalékos arányokat.

Channel	Shot		
	115438	115444	115449
9	50 %	34 %	18 %
10	77 %	45 %	26 %
11	87 %	38 %	23 %
12	79 %	33 %	25 %
13	53 %	37 %	27 %
14	37 %	30 %	24 %

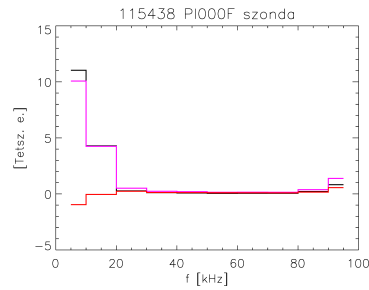
**2.17. ábra.** A prekursor rezgéssel rendelkező ELM-ek százalékos arányai a különböző lövések és csatornák esetében. [12]



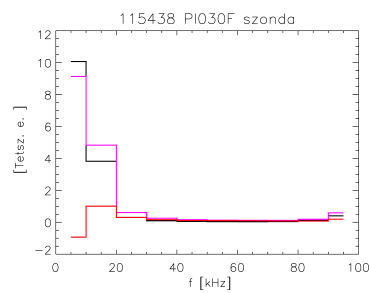
Visszautalva a 2.3 ábrára újfent megemlítem, hogy a 9-12-es csatornák fedik le a pedesztál régiót, míg a 12-14-es csatornák a SOL-ban találhatóak. Ezt figyelembe véve látható, hogy a pedesztál régióban a legaktívabb a prekursor tevékenység. A lövések közül az 115438-as volt a feldolgozás szempontjából legideálisabb, mivel ebben az ELM-ek jól elkülöníthetően jelentek meg. Ezért ennek a lövésnek a statisztikáját tekintem a mérvadónak.

A Mirnov szondák esetén is elvégeztem az átlagenergiák kiszámítását a prekursor és a referencia időablakban különböző 10 kHz széles frekvenciasávra szűrések után. Mint azt a 2.2 fejezetben kifejtettem, a lítium-atomnyaláb jelek alapján megállapított ELM időpontokat használtam fel. Az összehasonlítás volt a célom így ugyanazon lövésekben, ugyanazon ELM-ek előtti ugyanazon idő intervallumokban vizsgáltam. Három szonda jelét használtam fel, amik poloidális elhelyezkedése a 2.5 ábra alapján beazonosítható. Kiszámítottam a két energia különbségét is, és az időablakokban számított energiákkal együtt ábrázoltam egy grafikonon. Ezek az eredmények láthatók a 2.27, 2.19, 2.20, 2.21, 2.22, 2.23, 2.24, 2.25 és 2.26 ábrákon.

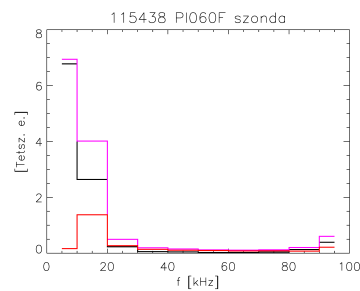
Látható, hogy ezekben a jelekben nem látszik szignifikánsan a lítium-atomnyaláb jeleknél megfigyelt tendencia. A két időablak energiájának általában nem nagy a különbsége, a 115444-es lövésben láthatók nagyobb differenciák, de azok is csak 10 – 20 kHz között. Ebből arra következtetek, hogy a Mirnov szondák nem látják az általam vizsgált struktúrákat. Ennek oka az lehet, hogy egy korábbi mérés[11] szerint a prekursor struktúrák poloidális hullámhossza kb 5 cm. A Mirnov szondák ennél nagyobb távolságban helyezkednek el a pedesztáltól, ezért a perturbáció negatív és pozitív hullámából származó mágneses tér közel azonos amplitúdóval jelenik meg a szonda jelben, így kioltja egymást.



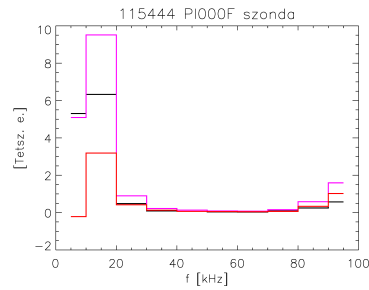
**2.18. ábra.** Az 115438-as lövés átlagenergiái a frekvencia függvényében a PI000F-es szondán. Lila: prekursor időablakátlag energiái, fekete: referencia időablak átlag energiái, piros: két átlag energia különbsége.



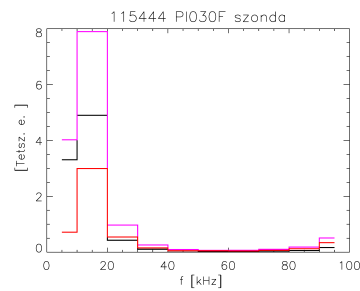
**2.19. ábra.** Az 115438-as lövés átlagenergiái a frekvencia függvényében a PI030F-es szondán. Lila: prekursor időablakátlag energiái, fekete: referencia időablak átlag energiái, piros: két átlag energia különbsége



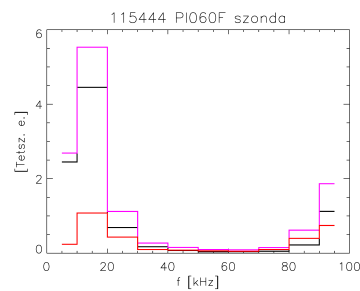
**2.20. ábra.** Az 115438-as lövés átlagenergiái a frekvencia függvényében a PI060F-es szondán. Lila: prekursor időablakátlag energiái, fekete: referencia időablak átlag energiái, piros: két átlag energia különbsége



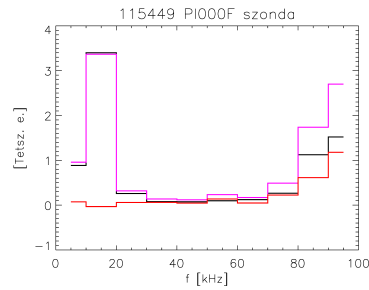
**2.21. ábra.** Az 115444-as lövés átlagenergiái a frekvencia függvényében a PI000F-es szondán. Lila: prekursor időablakátlag energiái, fekete: referencia időablak átlag energiái, piros: két átlag energia különbsége.



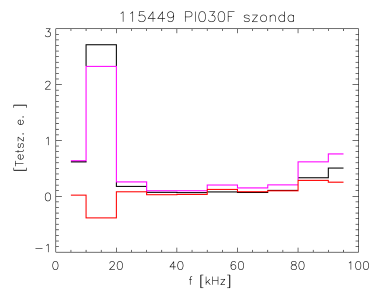
**2.22. ábra.** Az 115444-as lövés átlagenergiái a frekvencia függvényében a PI030F-es szondán. Lila: prekursor időablakátlag energiái, fekete: referencia időablak átlag energiái, piros: két átlag energia különbsége.



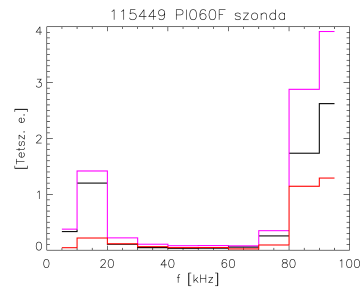
**2.23. ábra.** Az 115444-as lövés átlagenergiái a frekvencia függvényében a PI060F-es szondán. Lila: prekursor időablakátlag energiái, fekete: referencia időablak átlag energiái, piros: két átlag energia különbsége.



**2.24. ábra.** Az 115449-as lövés átlagenergiái a frekvencia függvényében a PI000F-es szondán. Lila: prekursor időablakátlag energiái, fekete: referencia időablak átlag energiái, piros: két átlag energia különbsége.



**2.25. ábra.** Az 115449-as lövés átlagenergiái a frekvencia függvényében a PI030F-es szondán. Lila: prekursor időablakátlag energiái, fekete: referencia időablak átlag energiái, piros: két átlag energia különbsége.

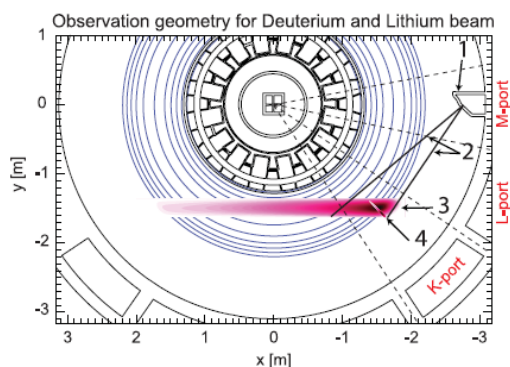


**2.26. ábra.** Az 115449-as lövés átlagenergiái a frekvencia függvényében a PI060F-es szondán. Lila: prekursor időablakátlag energiái, fekete: referencia időablak átlag energiái, piros: két átlag energia különbsége.

## 2.4. A konkrét mérési körülmények a KSTAR-on

A KSTAR tokamak egy 1,8 m nagysugarú, 0,5 m kissugarú, D keresztmetszetű plazmát összetartó divertoros tokamak. Mágnes-tekercei néhány korrekciós tekercestől eltekintve teljesen szupravezetők, így hosszú impulzushosszakat képes elérni. A divertoros konfiguráció miatt a berendezésben rutinszerűen állítható elő H-mode, így szisztematikusan tanulmányozhatók az ELM instabilitások. A maximális atomnyaláb kiegészítő fűtési teljesítmény kb. 5 MW, így többféle típusú ELM is előfordul, azonban típus besorolásuk nem teljesen eldöntött még.

A KSTAR tokamakon a Wigner FK épített egy Nyalábemissziós Spektroszkópiai megfigyelőrendszert és egy Lítium atomnyalábot [15]. A két diagnosztika közös megfigyelőrendszert használ. A lítium nyaláb diagnosztika még csak kezdeti eredményeket produkált, de a deutérium nyaláb NyES már több kampányban rendszeres méréseket végzett. A nagy nyalábenergia (80 – 100 keV) miatt a nyaláb a plazma mélyebb rétegeiben is tud mérni, de a SOL-tól a pedesztál tetejéig is információval szolgál. A hidrogén deutérium izotópjából képzett nyaláb esetén a KSTAR-on a Doppler eltolódást szenvedett  $D_\alpha$  vonal intenzitását mérik a Balmer sorozatból. Mivel a nyaláb sokkal szélesebb annál, amilyen térbeli felbontásra a jelenségek vizsgálatához szükség lenne, a mágneses tér erővonalai mentén kell ránézni a nyalábra. Mivel a mágneses tér mentén minden struktúra elnyúlt ilyen módon megfelelő térbeli felbontás érhető el a poloidális-radiális síkon. A megfigyelés geometriáját a 2.27 ábrán láthatjuk.

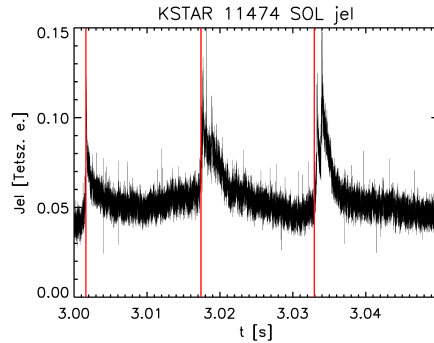


**2.27. ábra.** A hidrogén-atomnyaláb diagnosztika megfigyelési geometriája a KSTAR-on [12]. 2: megfigyelési tartomány határa, 3: deutérium fűtőnyaláb, 4: lítium nyaláb

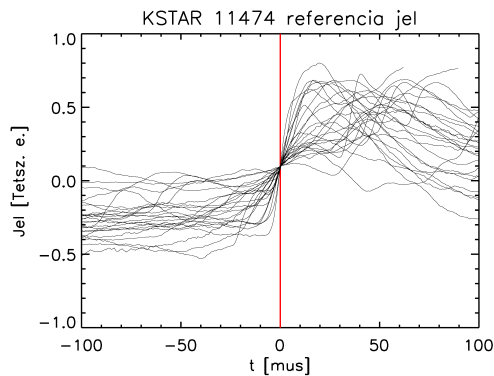
A hidrogén-atomnyaláb a 2.27 ábrán jelölt L-portból érkezik, három ionforrása van. A tervezés során egy  $\sim 15$  cm-es ablak állt rendelkezésre a diagnosztika megépítéséhez az ábrán jelölt M port legalsó részén. Ez a megfigyelési pont lehetővé teszi, hogy a plazma leggyakrabban használt egyensúlyi állapotában a mágneses tér erővonalai mentén nézzenek rá a deutérium atomnyalábra. Innen nézve a Doppler eltolódás is elégséges a vizsgálatokhoz. A nyaláb egy forrása körülbelül  $24 \times 60$  cm (szélesség $\times$ magasság) keresztmetszetű, ha egyszerre több forrást használnak, nagyobb teljesítményű nyaláb érhető el, viszont a keresztmetszet is megnövekszik. Szimulációkkal elemezték, hogy mindent összevetve a mérések során  $1 - 3$  cm felbontás érhető el. Az 2.27 ábrán fel van tüntetve a K portról belőtt lítium-atomnyaláb diagnosztika is, azonban a két mérés nem zavarja egymást. A modellezés alapján úgy találták, bár összemérhető a két nyalábból származó fény intenzitása, körülbelül  $\sim 14$  nm különbség jelentkezik a hullámhosszakban. Ezekre a nyalábokra körülbelül  $\sim 2 - 5$  nm-es eltolódás jellemző a Doppler effektus miatt így egyértelmű, hogy a két nyaláb megkülönböztethető egymástól. A deutérium nyaláb fényét az APD kamera tipikusan  $2 - 3\%$  zajjal méri a pedesztál csatornában. A detektáláshoz CMOS és APD kamerát használnak. A gyors mérést egy  $4 \times 16$  pixeles APD kamera végzi  $2$  MHz mintavételi sebességgel. A pixelek képe a plazmában kb.  $1$  cm<sup>2</sup>-es. Ezt a  $4 \times 16$  cm-es mérési tartományt a megfigyelőrendszer optikája tetszőleges szögben és tetszőleges radiális helyen képezheti a plazmába. Lehetőség van arra is, hogy a megfigyelési mátrixot kb.  $5$  cm-rel az egyenlítői sík alá vagy fölé pozicionálják. A deutérium nyaláb nem kapcsolható olyan nagy frekvenciával le-fel, mint a lítium nyaláb, így a TEXTOR-on használt gyors modulációs technika nem használható a háttér levonására. Ezért az optika tervezésénél különös hangsúlyt fektettek a hullámhossz szerinti szűrésre. Ezzel sikerült megoldani, hogy a háttér csak a nyaláb jel néhány százaléka, így nem tekintjük lényeges járuléknak. Háttér jel hiányában a referencia jelre is más megoldást kellett találni.

## 2.5. A KSTAR-on mért jelek statisztikája

A KSTAR NyES diagnosztika mérései közül ebben a dolgozatban a 11474 kisüléssel foglalkoztam. Az általam vizsgált 3 – 4 másodperc közötti időablakban 1 deutérium nyalábbal, 1.5 MW teljesítménnyel fűtötték plazmát. Ebben a kisülésben az APD kamera úgy volt beállítva, hogy 16 csatorna mért radiális irányban és 4 poloidálisan. A pedesztált a radiálisan a 9 – 12 számozású csatornák alkotják, a magasabb csatornaszámok vannak kifelé. Az ELM időpontok meghatározásához a 13-as radiális csatornák jelét használtam, a jelek kirajzolása alapján ezek a csatornák épp a SOL kezdetét mérik. Az e radiális helyen mérő négy poloidális csatorna jelét összeadtam és ezt a jelet használtam referenciajelnek az ELM időpontok meghatározásához. A plazmából távozó filamentum egy impulzusként jelenik meg a pedesztált és a SOL-t mérő csatornák jeleiben. A különböző poloidális koordináták közti aszimmetriáit kikompenzálja a négy poloidális jel összegzése. Az így kapott referencia jelet ezután kirajzoltattam egy általam írt programmal, és kiválasztottam belőle az ELM-ek kezdetének időkoordinátáit kattintással. Ezeket az idő koordinátákat elmentettem, majd pontosítottam egy algoritmussal. Ez a program az általam választott időkoordináta előtt vett egy  $[-150, -60]\mu s$ -os időtartományt. Kiszámolta az itt található referencia jel átlagát. Ezután kiszámolta a kézzel kiválasztott időponthoz képesti  $[-150, 250]\mu s$ -os időablak maximális és minimális jelének különbségét. Ezzel a különbséggel lenormálta a referencia jel eltérését a  $[-150, -60]\mu s$ -os időtartományban számított átlagtól. Ez a kapott érték azt adja meg, hogy a jel amplitúdója hányad része a maximális kitérésnek a  $[-150, -60]\mu s$ -os időtartományban. Amikor az amplitúdó elérte a 10%-ot, azt az időpontot jelölte meg a program az ELM kezdő időpontjának. A 2.28 ábrán kirajzoltam a SOL kezdetét mérő 13-as radiális csatorna jelének egy hosszabb szakaszát és pirossal rárajzoltam a kiválasztott ELM kezdőidőpontokat.



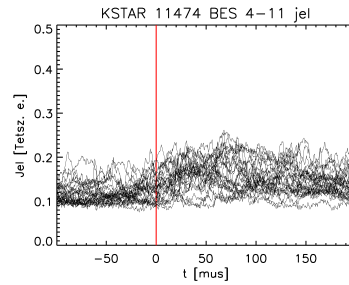
**2.28. ábra.** A KSTAR hidrogén-atomnyaláb diagnosztikájának 11474-es lövésből, 3-13-as csatornáról (SOL kezdete) származó jelének egy szakasza. Pirossal jelölve vannak az ábrán a kiválasztott ELM kezdőidőpontok.



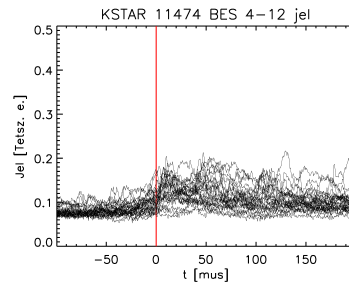
**2.29. ábra.** A KSTAR hidrogén-atomnyaláb diagnosztikájának feldolgozásához kiválasztott ELM kezdő időpontok (pirossal az ábrán) körüli  $[-100, 100]\mu\text{s}$ -os időablak referencijelei egymáson ábrázolva

Összesen 37db ELM-et választottam ki. A 2.29 ábrán látható az összes kiválasztott ELM körüli  $[-100, 100]$  időtartományból származó referencia jel egymáson ábrázolva. Mivel a referencia jel a SOL-t mérő csatornák jeleiből készült, időkorrekciót alkalmaztam a pedesztálban lévő csatornák esetén, mivel azokban előbb jelenik meg az impulzus. Az ELM-ek körüli jeleket ábrázoltam egymáson a 2.30 2.31 és a 2.32 ábrákon. Ezek a jelek a 4-es poloidális csatorna pedesztál (11, 12 radiálisan) és SOL (13 radiálisan) részéről származnak.

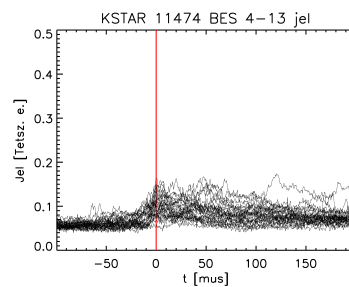




**2.30. ábra.** A 4 – 11 csatorna hidrogén-atomnyaláb diagnosztika jelei egymáson ábrázolva a kiválasztott ELM-ek körüli  $[-100, 200]\mu\text{s}$ -os időablakban. Pirossal jelölve az ábrán a használt ELM kezdőidőpont.

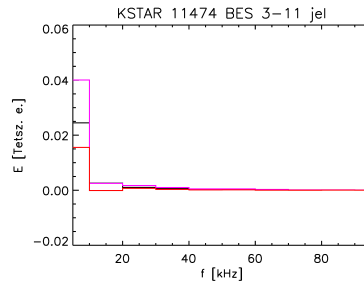


**2.31. ábra.** A 4 – 12 csatorna hidrogén-atomnyaláb diagnosztika jelei egymáson ábrázolva a kiválasztott ELM-ek körüli  $[-100, 200]\mu\text{s}$ -os időablakban. Pirossal jelölve az ábrán a használt ELM kezdőidőpont.



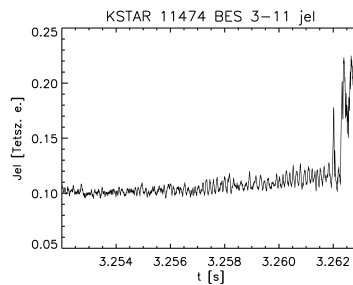
**2.32. ábra.** A 4 – 13 csatorna hidrogén-atomnyaláb diagnosztika jelei egymáson ábrázolva a kiválasztott ELM-ek körüli  $[-100, 200]\mu\text{s}$ -os időablakban. Pirossal jelölve az ábrán a használt ELM kezdőidőpont.

Ezután megvizsgáltam a TEXTOR jelekkel analóg módon az energia eloszlást a frekvencia függvényében, a korábban használt prekursor:  $[-50, 0] \mu\text{s}$  és referencia:  $[-100, -50] \mu\text{s}$  időablakokban számítottam ki az energiákat, majd ábrázoltam őket és különbségüket. Erre látható példa a 2.33 ábrán.



**2.33. ábra.** Példa a KSTAR-on mért jelek energia eloszlására a frekvencia függvényében. Lila: prekursor időablak jelének energiája, Fekete: referencia időablak jelének energiája, Piros: a két energia különbsége.

Ez alapján megállapítható, hogy a TEXTOR esetén megfigyelt paraméterekkel rendelkező struktúrák nincsenek jelen ezekben a jelekben. A jelek kirajzolásával és megfigyelésével észrevehető, hogy az ELM-ek előtt megjelenik egy hosszú, kisfrekvenciájú állandó amplitúdójú rezgés, ami egy nagyobb frekvenciájú növekvő amplitúdójú struktúrába torkollik [16]. Feltételezzük, hogy a hosszú ideig fennálló oszcilláció egy instabilitás, amit a végén megjelenő növekvő amplitúdójú oszcilláció destabilizál és ez indítja el az ELM-et. Egy példa a két megfigyelhető struktúrára látható a 2.34 ábrán. A KSTAR esetén a jelek még további feldolgozást igényelnek, az itt megjelenő, növekvő amplitúdójú prekursor paramétereit még fel kell térképezni valamint más körülmények között végzett méréseket is tanulmányozni tervezünk a jövőben.



**2.34. ábra.** A 3-11-es csatorna jele egy ELM előtt

## **2.6. Az eredmények összehasonlítása a két tokamakon**

A TEXTOR és KSTAR nyaláb diagnosztikájának jeleiben láthatóak prekurzorok, azonban ezek időbeli megjelenése teljesen eltérő. Mindkettőre növekvő amplitúdó jellemző, azonban a KSTAR esetében ezeket a struktúrákat hosszú, kis frekvenciájú és állandó amplitúdójú oszcillációk előzik meg.

## 3. fejezet

# Összefoglalás (és kitekintés)

A TEXTOR-on a lítium-nyaláb jelek feldolgozása alapján látható, hogy a gyorsan növekvő prekursor rezgések legtöbb esetben megjelennek az ELM-ek előtti  $50 \mu\text{s}$ -ban  $10 - 40 \text{ kHz}$  frekvenciával. Ebben a berendezésben a prekursor tevékenység a pedesztál közepére koncentrálódik. Korábbi vizsgálatok szerint [11] kb  $5 \text{ cm}$  poloidális hullámhosszúságúak ezek a struktúrák. Ez lehet az oka, hogy a Mirnov szondák jeleiben nem fedeztem fel őket, bár az ELM-ek előtt a  $10 \text{ kHz}$  környéki frekvenciával rendelkező oszcillációk energiájában tapasztalható némi növekedés. A KSTAR eddig megvizsgált deutérium-nyaláb jeleiben nem jelennek meg a TEXTOR lítium-nyaláb jeleiben talált prekursorok abban a  $[-50, 0] \mu\text{s}$ -os időablakban, ahol a TEXTOR-ban lévő oszcillációk megjelennek. A KSTAR-on mért jelek vizsgálata során azonban láthatóak hosszan megjelenő állandó amplitúdójú, kis frekvenciájú prekursorok, amelyek közvetlenül az ELM-et megelőző szakaszán gyorsan növekvő amplitúdójú, rövid oszcillációk figyelhetők meg. A feltételezésünk szerint, ezek a rövid struktúrák destabilizálhatják a korábban megjelent instabilitást, amit a hosszú prekursor jellemez.

Mivel a KSTAR divertoros tokamak, és a kísérletek az ilyen berendezések irányában fejlődnek, a KSTAR prekursorainak elemzése relevánsabb eredményeket hozhat, mint a limiteres TEXTOR struktúráinak vizsgálata. Ezért a továbbiakban az ELM-ek előtt hosszan megjelenő oszcillációk végén lévő és valószínűleg az ELM-et elindító perturbációkra fogunk koncentrálni. Ehhez több KSTAR-ról származó jel szükséges, különböző körülményekből származó mérésekből. A vizsgálatok célja ezen a prekursorok paramétereinek feltérképezése lesz. A megjelenési idejüket, frekvenciájukat és a helybeli koordinátájukat próbáljuk majd megállapítani, illetve ezek függését a plazma különböző jellemzőitől.

# Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet nyilvánítani a témavezetőmnek Dr. Zoletnik Sándornak a sok segítségért és támogatásért, illetve konzulensemnek Dr. Pokol Gergőnek a közreműködéséért!



# Irodalomjegyzék

- [1] Pokol Gergő, Zoletnik Sándor, Papp Gergely, and Horváth László. *Bevezetés a fúziós plazmafizikába, Egyetemi jegyzet*. Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem, 2014.
- [2] Dr. Sükösd Csaba. *Kísérleti atommagfizika, Egyetemi jegyzet*. 2013.
- [3] Újsághy Orsolya. *Kísérleti Fizika III., Egyetemi jegyzet*. 2013.
- [4] John Wesson. *The science of JET*. JET Joint Undertaking, 2000.
- [5] Zoletnik Sándor. Útban a JET-től az ITER felé. <http://magfuzio.hu/utban-a-jet-tol-az-iter-fele/>, 2009.
- [6] Berei Klára, Fülöp Zsolt, Gyürky György, Horváth Dezső, Inzelt György, Klencsár Zoltán, Környei József, Köteles György, Krasznahorkay Attila, Lévay Béla, Radnóti Katalin, Sárándi István, Schiller Róbert, Szatmáry Zoltán, Szilvási István, Tóth Gyula, Vértes Attila, Wojnárovits László, Zaránd Pál, and Zoletnik Sándor. *Szemelvények a Nukleáris Tudomány Történetéből*. Akadémia Kiadó, 2009.
- [7] J.W.Connor, A. Kirk, and H. R. Wilson. Edge Localised Modes (ELMs): Experiments and Theory. *AIP Conference Proceedings*, pages , Vol. 1013., No. 1., 2008.
- [8] K. Kamiya, N. Asakura, J. Boedo, T. Eich, G. Federici, M. Fenstermacher, K. Finken, A. Herrmann, J. Terry, A. Kirk, B. Koch, A. Loarte, R. Maingi, R. Maqueda, E. Nardon, N. Oyama, and R. Sartori. Edge localized modes: recent experimental findings and related issues. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 49:S43–S62, 2007.
- [9] H. Zohm. Edge localized modes (ELMs). *Plasma Phys. Control. Fusion*, 38:105–128, 1996.

- [10] G. Anda, D. Dunai, G. Petravich, J. Sárközi, S. Zoletnik, B. Schweer, T. Baross, I. G. Kiss, and B. Mészáros. First Measurements with the re-installed accelerated Lithium beam diagnostics on TEXTOR. *35th EPS Conference on Plasma Phys. Hersonissos, 9 - 13 June ECA*, 32D:P-5.076, 2008.
- [11] S. Zoletnik, Cs. Buday, D. Dunai, S. Kálvin, A. Kramer-Flecken, Y. Liang, G. Petravich, S. Soldatov, J. Pearson, D. Réfy, and TEXTOR Team. Dynamics of the Electron Density Profile and Plasma Turbulence during the L - H transition and ELMs in TEXTOR. *39th EPS Conference and 16th Int. Congress on Plasma Physics*, page O3.107, 2012.
- [12] S. Zoletnik, L. Zsuga, and TEXTOR team. Statistical analysis of the oscillations preceding ELM instabilities. *42th EPS Conference on Plasma Phys. Lisbon, 22 - 26 June ECA*, page P1.192, 2015.
- [13] D. Dunai, S. Zoletnik, G. Anda, G. Petravich, S. Kálvin, J. Sárközi, A. Kramer-Flecken, B. Schweer, S. Soldatov, , and the TEXTOR team. Turbulence properties of the edge plasma at TEXTOR measured by Beam Emission Spectroscopy. *36th EPS Conference on Plasma Phys. Sofia, June 29 - July 3, 2009 ECA*, 33E:P-1.182, 2009.
- [14] S. Soldatov, A. Kramer-Flecken, M. Kantor, B. Unterberg, Y. Sun, G. Van Oost, D. Reiter, and the TEXTOR team. Turbulence, flows and edge localized mode (ELM) dynamics in limiter H-mode plasmas in TEXTOR. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 52:085001, 2010.
- [15] M. Lampert, G. Anda, A. Czopf, G. Erdei, D. Guszejnov and Á. Kovácsik, G. I. Pokol, D. Réfy, Y. U. Nam, and S. Zoletnik. Combined hydrogen and lithium beam emission spectroscopy observation system for Korea Superconducting Tokamak Advanced Research. *Review of Scientific Instruments*, 86:073501, 2015.
- [16] G. S. Yun, W. Lee, M. J. Choi, J. Lee, H.K. Park, B. Tobias, C. W. Dornier, N. C. Luhmann, A. J. H. Donne, and J. H. Lee. Two-dimensional visualization of growth and burst of the edge-localized filaments in kstar h-mode. *Plasma Phys. Rev. Lett.*, 107:045004, 2011.



